

Лазер на основе ВКР с плавной перестройкой частоты излучения в видимой области при рассеянии на поляритонах

А.М.Бельский, И.М.Гулис, К.А.Саечников

Экспериментально продемонстрирована плавная перестройка частоты излучения в лазерной ИАГ: Nd³⁺-системе, в которой реализуются ВКР на поляритонах и нелинейное сложение частот в кристаллах LiIO₃. Дано теоретическое описание перестроечной характеристики на основе расчета зависимости частоты поляритонной моды от ее волнового вектора.

В работе [1] описан твердотельный лазер на ИАГ: Nd³⁺ с непрерывной накачкой и пассивной синхронизацией мод, в котором кристалл LiIO₃ внутри резонатора выполняет одновременно функции комбинационно-активной среды и нелинейного преобразователя частоты: в нем происходит суммирование компонент ВКР с излучением основной частоты, в результате чего на выходе при соответствующих ориентациях кристалла вырабатывается излучение видимого диапазона спектра. В [1] получена генерация на восьми длинах волн в диапазоне 509–612 нм. В варианте с использованием двух кристаллов (внутрирезонаторного, служащего ВКР-средой, и внерезонаторного – нелинейного преобразователя) получена генерация с участием поляритонной моды. Зависимость частоты поляритонных колебаний от волнового вектора [2] открывает возможность плавной перестройки частоты излучения путем поворота внутрирезонаторного кристалла. Экспериментальному и теоретическому исследованию такой перестройки посвящена настоящая работа.

Экспериментальная установка аналогична описанной в [1]. В некоторых экспериментах в резонатор вводился акустооптический модулятор; при работе на частоте 1 кГц достигался наиболее стабильный режим генерации.

Итак, если внутрирезонаторный кристалл установлен так, что электрический вектор волны на основной частоте лежит в главной плоскости кристалла (*e*-волна), возникает коллинеарное ВКР на колебательной моде $\nu_p \sim 650 \text{ см}^{-1}$, отнесенной в [1] к поляритонному колебанию смешанной симметрии $A + E_1$. Внутрирезонаторный кристалл служит ВКР-средой, в которой происходит каскадный процесс вынужденного рассеяния:

$$\nu_0 - m\nu_p \rightarrow \nu_0 - (m+1)\nu_p, \quad m = 0, 1, 2. \quad (1)$$

Все волны распространялись в кристалле как *e*-волны. Во внерезонаторном кристалле происходил процесс нелинейного синхронного суммирования:

$$\nu_0 + [\nu_0 - (m+1)\nu_p] \rightarrow 2\nu_0 - (m+1)\nu_p, \quad m = 0, 1, 2. \quad (2)$$

Белорусский государственный университет, Минск

Поступила в редакцию 24 июня 1993 г.

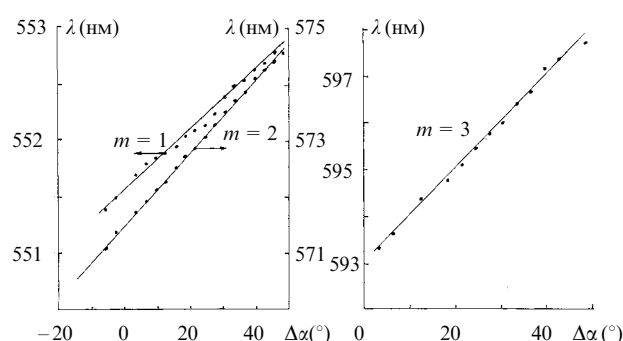


Рис. 1. Экспериментальные зависимости длин волн генерации твердотельного лазера на ИАГ: Nd³⁺ от угла поворота нелинейного кристалла LiIO₃, помещенного в резонатор лазера. Для настройки на синхронизм использовался другой внерезонаторный кристалл LiIO₃. Параметр *m* определяет частоту рассеиваемой волны.

Для каждой из трех исследованных волн внешний кристалл настраивался на синхронизм для соответствующего процесса суммирования. Поворот внутрирезонаторного кристалла вызывал плавное изменение всех трех длин волн, полученных в процессе суммирования (2). На рис.1 $\Delta\alpha$ – угол поворота внутрирезонаторного кристалла в главной плоскости ($\Delta\alpha = 0$ соответствует совпадению оси резонатора с направлением синхронизма для ГВГ). Приведенные на рис.1 результаты можно интерпретировать, предположив, что при повороте кристалла частота поляритонной моды ν_p изменяется вследствие изменения ее волнового вектора.

Анизотропия кристаллического поля и дальнотьющие поля, возникающие в кристалле при дипольно-активных колебаниях решетки, приводят к следующей зависимости частоты поляритонных колебаний от волнового вектора **K** (в частном случае одноосного кристалла и колебаний смешанной симметрии $A + E_1$) [3]:

$$K_p^2 = \frac{4\pi^2 \nu_p^2}{\sin^2 \theta \sigma_A / \epsilon_e^\infty + \cos^2 \theta \sigma_{E1} / \epsilon_o^\infty}, \quad (3)$$

$$\sigma_A = \prod_{i=1}^{N_A} \frac{(\nu_{Ai}^{TO})^2 - \nu_p^2}{(\nu_{Ai}^{LO})^2 - \nu_p^2}, \quad \sigma_{E1} = \prod_{i=1}^{N_{E1}} \frac{(\nu_{E1i}^{TO})^2 - \nu_p^2}{(\nu_{E1i}^{LO})^2 - \nu_p^2},$$

где $\nu_{A;E1}^{TO;LO}$ – фундаментальные частоты поперечных и продольных колебаний типа *A* и *E₁* соответственно; *N_A* и *N_{E1}* – число различных фундаментальных частот коле-

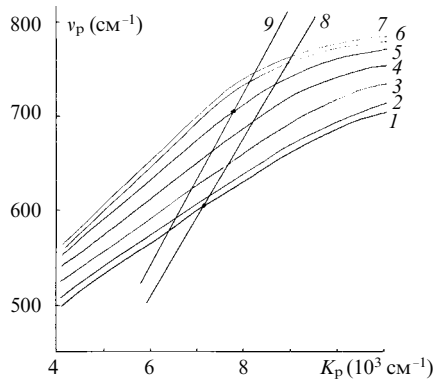


Рис. 2. Кривые дисперсии наклонного поляритона в окрестности частоты $\nu_p \sim 630 \text{ см}^{-1}$ (1–7) и зависимости $K_p(\nu_p)$ при $m = 0$ (8, 9); угол между оптической осью и направлением распространения поляритона $\theta = 0$ (1, 8), 15 (2), 30 (3), 45 (4), 60 (5, 9), 75 (6) и 90° (7).

баний типа A и E_1 ; $\epsilon_o^\infty, \epsilon_e^\infty$ – высокочастотные диэлектрические проницаемости для обыкновенных и необыкновенных волн; θ – угол, образуемый волновым вектором поляритонных колебаний с оптической осью кристалла.

Дисперсионные кривые $\nu_p(\mathbf{K})$, построенные по формулам (3), приведены на рис.2 (кривые 1–7). Для построения кривых были выбраны следующие параметры: $\epsilon_o^\infty = 3.61$, $\epsilon_e^\infty = 3.06$; $\nu_A^{\text{TO}} = 148, 238, 354$ и 795 см^{-1} ; $\nu_A^{\text{LO}} = 149, 239, 490$ и 812 см^{-1} ; $\nu_{E1}^{\text{TO}} = 180, 330, 360$ и 769 см^{-1} ; $\nu_{E1}^{\text{LO}} = 181, 340, 460$ и 845 см^{-1} . Частота поляритонных колебаний, как видно из рис.2, зависит от волнового вектора $\mathbf{K}$; в то же время модуль $\mathbf{K}$ определяется законом сохранения импульса в процессе ВКР; для процесса рассеяния (1) этот закон можно записать в виде

$$K_p = K_i - K_s = (2\pi/c)(v_i n_i - v_s n_s), \quad (4)$$

где индекс i относится к рассеиваемой волне, а s – к рассеянной. Учитывая, что в рассматриваемом случае рассеяния (1) обе волны необыкновенные, уравнение (4) можно записать в виде

$$K_p = (2\pi/c)\{(v_0 - m\nu_p)n_e(\theta; v_0 - m\nu_p) - [v_0 - (m+1)\nu_p]n_e(\theta; v_0 - (m+1)\nu_p)\}, \quad (5)$$

что дает неявную зависимость $\nu_p(K_p, \theta)$. Совместное решение уравнений (3) и (5) дает зависимость частоты поляритонных колебаний ν_p от угла θ распространения рассеиваемой волны.

Так как длина волны стоксовой компоненты не очень сильно отличается от длины волны рассеиваемого излучения, уравнение (5) можно записать в более простом виде, разлагая в ряд Тейлора по λ показатель преломления:

$$K_p = 2\pi \left[n_e(\theta; \lambda_0) - \lambda_0 \frac{\partial n_e}{\partial \lambda} \Big|_{\lambda_0} - \left(m + \frac{1}{2} \right) \lambda_0^3 \frac{\partial^2 n_e}{\partial \lambda^2} \Big|_{\lambda_0} \right] \tilde{\nu}_p, \quad (6)$$

где $\tilde{\nu}_p \equiv \nu_p/c$.

Зависимости $K_p(\nu_p)$, полученные из (6) для двух значений θ при $m = 0$, приведены на рис.2. Точки пересечения кривых $K_p(\nu_p)$, полученных из (6) с соответствующими дисперсионными кривыми (для тех же углов θ), определяют частоты поляритонных колебаний, возникающих при коллинеарном рассеянии в данном направлении θ . Отметим слабую зависимость волнового

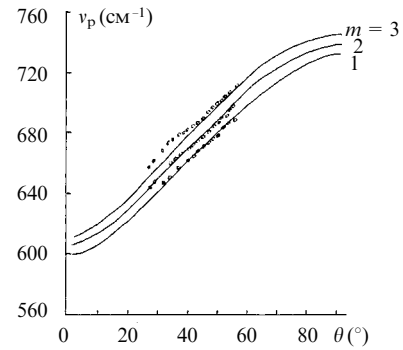


Рис. 3. Зависимости частоты поляритона от направления его распространения при коллинеарном ВКР. Точки на кривых – экспериментальные значения. Параметр m определяет частоту рассеиваемой волны.

числа K_p в (6) от целого числа m , обусловленную дисперсией показателей преломления и приводящую к тому, что частота поляритонных колебаний при одном и том же угле θ (а следовательно, и сдвиг стоксовой компоненты) будет различной для трех рассматриваемых процессов рассеяния (1). Другими словами, вследствие дисперсии стоков сдвиг зависит от частоты рассеиваемой волны.

На рис.3 приведены перестроечные кривые (зависимости $\nu_p(\theta)$), полученные путем совместного решения уравнений (3) и (6). Дисперсионные зависимости показателя преломления определялись по формулам Зелмейера [4]. Пересчет угла $\Delta\alpha$ на угол θ осуществлялся по формуле

$$\sin^2 \Delta\alpha = \frac{\epsilon_o(\lambda_0)\epsilon_e(\lambda_0) \sin^2(\theta - \theta_{\text{pm}})}{\epsilon_o(\lambda_0) \sin^2 \theta + \epsilon_e(\lambda_0) \cos^2 \theta},$$

где θ_{pm} – угол синхронизма для ГВГ. Точками отмечены экспериментальные значения, полученные из перестроечных кривых (см. рис.1).

Таким образом, имеется хорошее соответствие экспериментальных и теоретических зависимостей. Возможность плавной подстройки частоты излучения делает предлагаемый источник перспективным для практических приложений. Круг ВКР-сред, в которых возможна перестройка при рассеянии на поляритонах, а следовательно, и набор рабочих спектральных диапазонов, может быть расширен.

Работа финансировалась по республиканской программе Республики Беларусь «Лазер».

1. Бельский А.М., Гулис И.М., Михайлов В.П. и др. *Квантовая электроника*, **19**, 769 (1992).
2. Merten L. *Phys. Stat. Solidi*, **30**, 449 (1968).
3. Otaguro W.S., Wiener-Avnear E., Porto S.P.S. et al. *Phys. Rev. B*, **6**, 3100 (1972).
4. *Справочник по лазерам*. Под ред. А.М.Прохорова. (М., Сов. радио, 1978).

A.M.Bel'skii, I.M.Gulis, K.A.Saechnikov. Laser with continuous frequency tuning in the visible range, based on stimulated Raman scattering by polaritons.

Continuous frequency tuning was demonstrated experimentally for a YAG: Nd³⁺ laser system with stimulated Raman scattering by polaritons and nonlinear frequency summation in LiIO₃ crystals. A theoretical description was developed for the tuning characteristics on the basis of a calculation of the dependence of the frequency of a polariton mode on its wave vector.