

**ПЕРЕСТРАИВАЕМЫЕ ОДНОЧАСТОТНЫЕ
Nd:YAG- И Yb:YAG-ЛАЗЕРЫ БЕГУЩЕЙ ВОЛНЫ
С ДИОДНОЙ НАКАЧКОЙ
И ВНУТРИРЕЗОНАТОРНЫМ УДВОЕНИЕМ ЧАСТОТЫ***

М. В. Охапкин, М. Н. Скворцов, С. Н. Багаев

*Институт лазерной физики СО РАН, г. Новосибирск
E-mail: maxok@laser.nsc.ru*

Представлены результаты исследования одночастотных Nd:YAG- и Yb:YAG-лазеров бегущей волны с совмещением функций внутриврезонаторной генерации второй гармоники и двулучепреломляющего фильтра на одном нелинейном кристалле, разработанных для спектроскопии и метрологических приложений. Приведены выходные характеристики излучения и диапазоны спектральной перестройки данных лазеров.

Введение. Nd³⁺:YAG-лазеры с диодной накачкой широко применяются в спектроскопии сверхвысокого разрешения и метрологии [1–4]. На базе лазеров с длиной волны излучения 1064 нм, стабилизированных по резонансам насыщенного поглощения в молекуле I₂, созданы малогабаритные источники излучения с относительной стабильностью частоты на уровне 10¹⁴–5·10¹⁵ за время наблюдения порядка 1000 с и лазерные спектрометры сверхвысокого разрешения [2, 3]. Перестраиваемые Nd:YAG-лазеры на длине волны 946 нм нашли применение в спектроскопии одиночных ионов In⁺ и создании нового поколения оптических стандартов частоты [4].

Стабилизированные по нелинейным резонансам в I₂ на длине волны 532 нм Nd:YAG-лазеры являются одними из наиболее распространенных компактных оптических стандартов частоты с высокими характеристиками стабильности. Линии в I₂ вблизи длины волны 532 нм имеют ширину около 200–300 кГц и легко доступны путем удвоения частоты излучения Nd:YAG-лазеров с помощью негигроскопичных кристаллов КТР и РРКТР. Для повышения стабильности систем, применяющих в качестве реперов молекулярный йод, лучший результат может быть получен при использовании излучения на длине волны менее 532 нм (например, с помощью ионного Ar⁺-лазера были зафиксированы резонансы шириной 50–100 кГц [5] на длине волны

* Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 05-02-17854-а).

514,5 нм и резонансы шириной порядка 30 кГц на длине волны 501,7 нм [6]). Подобные результаты были зафиксированы и с помощью Ti:Sa-лазера с внутриволновым удвоением частоты в диапазоне 498–523 нм [7]. Одним из наиболее перспективных лазеров для создания стабилизированных по резонансам сверхтонкой структуры в I_2 оптических стандартах частоты может стать Yb^{3+} :YAG-лазер с удвоением частоты (около 515 нм) и диодной накачкой [8, 9]. Данный лазер обладает более низким уровнем частотных и амплитудных шумов, чем Ar^+ -лазер, и существенно меньшими габаритами.

При решении вышеперечисленных задач большой интерес представляет создание одночастотных перестраиваемых лазеров и лазеров с внутриволновой генерацией второй гармоники, обладающих высокой пассивной стабильностью частоты излучения.

Наиболее простым на сегодняшний день способом достижения одночастотного режима работы твердотельных лазеров, обладающих достаточно высокой выходной мощностью, является применение резонаторов бегущей волны [10]. Один из привлекательных методов получения режима бегущей волны (устранения пространственно неоднородного насыщения инверсии заселенности активной среды) в Nd:YAG-лазерах – применение оптического диода на базе эффекта Фарадея в усиливающей среде, непланарной геометрии (эквивалент полуволновой пластинки) и частичного поляризатора [11], в качестве которого могут быть использованы поверхности под углом Брюстера или полное внутреннее отражение в усиливающей среде [11, 12]. Для одного из направлений распространения излучения в резонаторе лазера вращение поляризации, вызванное приложенным к кристаллу YAG магнитным полем, компенсируется поворотом при отражении от зеркал, расположенных в разных плоскостях, или полуволновой пластинкой. Данное направление обладает минимальными потерями на частичных поляризаторах. При обратном направлении распространения волн поворот поляризации из-за эффекта Фарадея складывается с поворотом на зеркалах или полуволновой пластинке, что приводит к росту потерь. Излучение, распространяющееся в направлении с меньшими потерями, достигает порога генерации первым и, насыщая усиление, препятствует генерации в направлении с большими потерями.

Для генерации второй гармоники внутри резонатора лазера на длинах волн 1064 или 1030 нм может быть использован кристалл КТР, обладающий не критическим синхронизмом типа $eo \rightarrow e$ в плоскости XY , при этом ось Z двулучепреломляющего кристалла КТР находится под углом 45° по отношению к поляризации основного излучения в резонаторе. Наличие эффекта двулучепреломления может быть использовано для создания двулучепреломляющего фильтра [13, 14]. В случае, когда разность фаз обыкновенной и необыкновенной волн кратна 2π , поляризация на выходе кристалла остается линейной и совпадает с поляризацией на входе, что приводит к отсутствию потерь на поверхностях, расположенных под углом Брюстера. Если разность фаз становится не кратной 2π , поляризация после нелинейного кристалла отличается от входной, что приводит к появлению дополнительных потерь в резонаторе. Положение максимумов пропускания двулучепреломляющего фильтра зависит от разности показателей преломления для o - и e -волн и длины нелинейного кристалла. Наличие зависимости данных величин от температуры дает возможность управления положением максимумов пропускания фильтра и, следовательно, частотой излучения лазера с помощью изменения температуры двулучепреломляющего кристалла. Большая ширина температурного синхронизма кристалла КТР позволяет осуществлять гене-

рацию второй гармоники в пределах перестройки двулучепреломляющего фильтра. Правильный подбор параметров двулучепреломляющих фильтров дает возможность перестраивать лазеры в широких пределах [13].

Специально для решения задач по созданию источников стабильного излучения с узкой линией и высокой долговременной стабильностью, требующихся при проведении спектроскопических исследований, и по созданию оптических стандартов частоты в данной работе были разработаны перестраиваемые одночастотные Nd:YAG-лазеры с длинами волн излучения 1064/532, 946 нм и Yb:YAG-лазеры с длинами волн 1030/515 нм с высокой пассивной стабильностью и низким уровнем шумов.

1. Конструкция резонатора. В основу конструкции Nd:YAG- и Yb:YAG-лазеров бегущей волны с внутррезонаторным удвоением и температурной перестройкой частоты была положена непланарная двухзеркальная геометрия резонатора с усиливающей средой, выполненной в виде призмы, [15, 16] (рис. 1). Зеркало *A* вынесено из плана *BCD*. Поверхность *B* усиливающей среды расположена под углом Брюстера θ_b и развернута относительно оси *BC* кристалла на угол β для обеспечения непланарной геометрии. Поверхность *C* срезана под углом для уменьшения длины резонатора и расстояния до зеркала *D*.

Зеркало *A* является выходным для излучения. Ввод излучения диодного лазера накачки (длины волн 808 и 940 нм для Nd:YAG- и Yb:YAG-лазеров соответственно) осуществляется через зеркало *D*, которое обладает высоким коэффициентом отражения для длины волны генерации и просветлено на длине волны накачки. В конструкции радиусы зеркал *A* и *D* равны соответственно 65 и 200 мм, расстояние *AD* – 49 мм, углы падения на зеркала *A* и *D* составляли приблизительно 10 и 15°. Оба зеркала смонтированы на пьезокерамических приводах ПК1 и ПК2 для управления длиной резонатора. Радиусы зеркал резонатора были выбраны из условия устойчивости к эффекту термической линзы [17]. Данная конфигурация соответствовала размеру радиуса перетяжки в активном кристалле для сагиттальной и тангенциальной составляющих пучка на уровне 100×200 мкм. Для накачки Nd:YAG-лазеров использовались один или два полупроводниковых лазера с выходной мощностью 2 или 3 Вт ($\lambda = 808$ нм) каждый (в зависимости от требуемой мощности на выходе лазера) и размерами тела свечения 1×200 мкм. Накачка Yb:YAG-

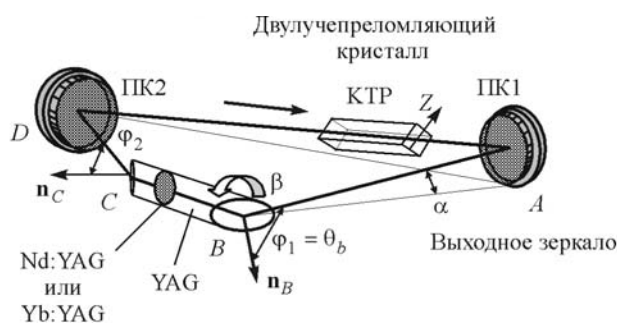


Рис. 1. Оптическая схема лазера. Композитный Nd:YAG-кристалл соответствует генерации на длине волны 946 нм. В случае $\lambda = 1064$ нм весь кристалл допирован Nd^{3+} . Для генерации на $\lambda = 1030$ нм используется композитный кристалл Yb:YAG

лазера осуществлялась диодным лазером на длине волны 940 нм с выходом в световод (диаметр световода 200 мкм, числовая апертура $NA = 0,22$) [18]. Выходная мощность данного лазера составляла 7 Вт. Полупроводниковые лазеры были оснащены системой стабилизации температуры для оптимального согласования длины волны излучения накачки с максимумом поглощения в кристалле.

Отличие лазеров на длинах волн 1064, 946 и 1030 нм состояло в использовании просветляющих и отражающих покрытий, обеспечивающих минимальные потери и необходимый коэффициент пропускания или отражения на длине волны генерации и накачки, и в применении композитных кристаллов Nd:YAG и Yb:YAG в лазерах (см. рис. 1) на длинах волн 946 и 1030 нм соответственно (для Nd:YAG толщина слоя, допированного ионами Nd, 3 мм при концентрации Nd^{3+} 1,1 %, для Yb:YAG толщина слоя, допированного ионами Yb, 0,5 мм при концентрации 15 %, что связано с требованием оптимизации длины активной среды при наличии реабсорбционных потерь для генерации на длинах волн 946 и 1030 нм [19]).

Оптический диод создавал разницу в потерях распространения волны по и против часовой стрелки, которая составила величину порядка 0,4–0,5 % (в зависимости от длины волны) при $\alpha = 4^\circ$ ($\beta \approx 8^\circ$) (см. рис. 1) и минимальных потерях для одного из направлений. Для создания невзаимного элемента был использован магнит NdFeB с габаритами $30 \times 30 \times 12$ и отверстиями 4×7 мм под кристалл и диаметром 3,5 мм для прохождения луча между зеркалами (отрезок AD). Данный магнит обеспечивал усредненное магнитное поле по центральной линии отверстия на уровне 5,5–5,6 кГс.

Благодаря применению одиночной поверхности, ориентированной под углом Брюстера, в нашем случае была достигнута большая разница потерь, чем при применении частичного поляризатора, обе поверхности которого ориентированы под углом Брюстера [11]. Вопрос правильного выбора параметров частичного поляризатора отражен в ряде работ по созданию кольцевых лазеров (например, [12]).

2. Перестройка частоты лазеров с помощью двулучепреломляющих фильтров, управляемых температурой. В качестве оптического элемента, перестраивающего частоту лазера, использовался двулучепреломляющий фильтр, управляемый температурой. В конструкции лазера данный элемент представляет собой кристалл КТР (или другой двулучепреломляющий кристалл, например LBO или РКТР, для лазера на длине волны 946 нм), оптические поверхности которого срезаны под нормалью к падающему лучу. Поверхность лазерного кристалла срезана под углом Брюстера.

Расчет характеристик фильтра проводился с использованием алгоритма матриц Джонса [20–22]. Матрица двулучепреломляющего кристалла может быть получена путем перехода в систему координат, связанную с собственными осями элемента, преобразованием на элементе и обратным переходом в начальную систему координат.

Результирующая матрица двулучепреломляющего кристалла имеет вид

$$R(\alpha) \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{-i2\delta} \end{bmatrix} R(-\alpha) = \begin{bmatrix} \cos^2(\alpha) + \sin^2(\alpha)e^{-i2\delta} & \cos(\alpha) \cdot \sin(\alpha)(1 - e^{-i2\delta}) \\ \cos(\alpha) \cdot \sin(\alpha)(1 - e^{-i2\delta}) & \sin^2(\alpha) + \cos^2(\alpha)e^{-i2\delta} \end{bmatrix},$$

где $R(\alpha)$, $R(-\alpha)$ – матрицы поворота; $2\delta = 2\pi/\Delta n/\lambda$ – разность фаз для обыкновенного и необыкновенного лучей после прохождения двулучепреломля-

ющего элемента (Δn – разница показателей преломления для необыкновенного и обыкновенного лучей, λ – длина волны, l – длина кристалла). В качестве частичного поляризатора выступает одиночная поверхность под углом Брюстера, матрица которой имеет вид

$$M_b = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 2n/(1+n^2) \end{bmatrix},$$

где n – показатель преломления.

В целях упрощения оценки характеристик двулучепреломляющего фильтра может быть использована результирующая матрица $M = M_{\text{КТР}} M_b$, квадрат собственных значений которой представляет собой характеристику пропускания данного фильтра для интенсивности излучения. Разность показателей преломления для КТР, применяемого в качестве перестраиваемого температурой двулучепреломляющего фильтра, соответствует $\Delta n = n_z - n_{xy}$ ($n_z \approx 1,83$, $n_{xy} \approx 1,75$ – усредненные данные по различным работам). В пределах диапазона перестройки лазера по частоте можно не учитывать зависимость показателей преломления от длины волны. Изменение показателей преломления от температуры составляет $dn_z/dT^\circ \approx 16 \cdot 10^{-6} \text{ 1/}^\circ\text{C}$, $dn_{xy}/dT^\circ \approx 12 \cdot 10^{-6} \text{ 1/}^\circ\text{C}$; коэффициент температурного расширения $\rho = 10,5 \cdot 10^{-6} \text{ 1/}^\circ\text{C}$. Расчетное значение скорости перестройки фильтра для кристалла КТР длиной 8,7 мм на $\lambda = 1064 \text{ нм}$ составило величину приблизительно $-17 \text{ ГГц/}^\circ\text{C}$ при области свободной дисперсии порядка 350 ГГц. Для реализации температурной перестройки резонатор лазера был смонтирован на термохолодильнике. Хорошая теплопроводность конструкции обеспечивала эффективную теплопередачу кристаллу КТР.

На рис. 2 представлена расчетная зависимость перестройки частоты Nd:YAG-лазера на длине волны 1064 нм при изменении температуры двулучепреломляющего фильтра на базе кристалла КТР длиной 8,7 мм (одновременно используемого для внутррезонаторной генерации второй гармоники;

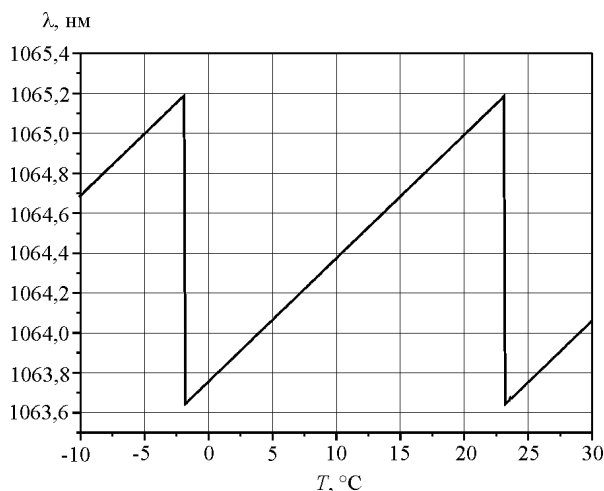


Рис. 2. Расчетная перестроечная характеристика двулучепреломляющего фильтра

ось Z кристалла была ориентирована под углом 45° к поляризации излучения в резонаторе лазера).

При наличии близко расположенных конкурирующих линий усиления (например, линий на длинах волн 1061 и 1064 нм в кристалле Nd:YAG) необходим правильный выбор длины двулучепреломляющего кристалла (при условии достаточной селективной способности фильтра), обеспечивающий плавную перестройку в пределах одной линии без перескоков частоты генерации на другую линию [23].

3. Выходные характеристики лазеров на длине волны 946 нм. Для обеспечения перестройки частоты данного лазера был использован двулучепреломляющий фильтр на базе кристалла КТР длиной 5 мм (см. разд. 2), ось Z которого ориентирована под углом 45° относительно оси частичного поляризатора. Резонатор лазера выполнен из латуни и размещался на термoeлектрическом модуле. Высокая температурная проводимость конструкции позволяла системе автоматической подстройки обеспечивать стабильность установленной температуры резонатора и кристалла КТР на уровне лучше $0,01^\circ\text{C}$ и изменять установленную температуру двулучепреломляющего кристалла.

Экспериментальные данные (точки) и расчетная зависимость выходной мощности лазера, работающего в одночастотном режиме, от частоты излучения представлены на рис. 3. Зависимость частоты излучения лазера от температуры иллюстрирует рис. 4. Эксперименты проводились в диапазоне температур $10\text{--}40^\circ\text{C}$. Диапазон перестройки частоты лазера составил ~ 280 ГГц при скорости перестройки примерно -20 ГГц/ $^\circ\text{C}$ (расчетные значения соответствовали величинам 320 ГГц и -17 ГГц/ $^\circ\text{C}$). Отсутствие генерации в диапазоне $24\text{--}35^\circ\text{C}$ объясняется избыточной величиной области свободной дисперсии двулучепреломляющего фильтра. При температуре кристалла КТР $\sim 15^\circ\text{C}$, соответствующей максимальному усилению в области $\lambda = 946$ нм, мощность составила ≈ 150 мВт при падающей на кристалл Nd:YAG мощности накачки $\approx 3,5$ Вт на длине волны 808 нм и коэффициенте пропус-

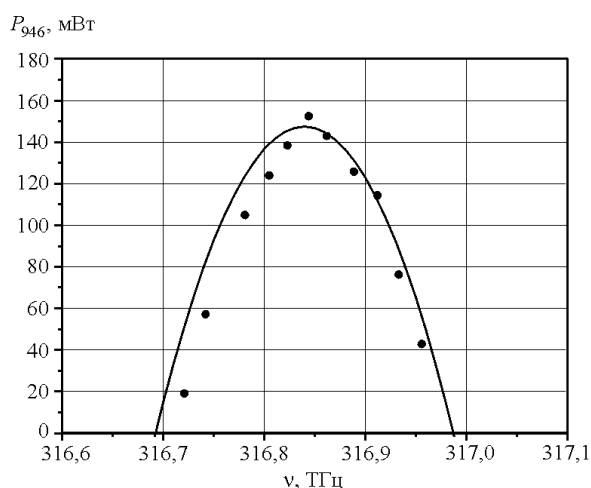


Рис. 3. Зависимость выходной мощности лазера на длине волны 946 нм от частоты генерации (мощность накачки $P_{\text{pump}} \approx 3,5$ Вт)

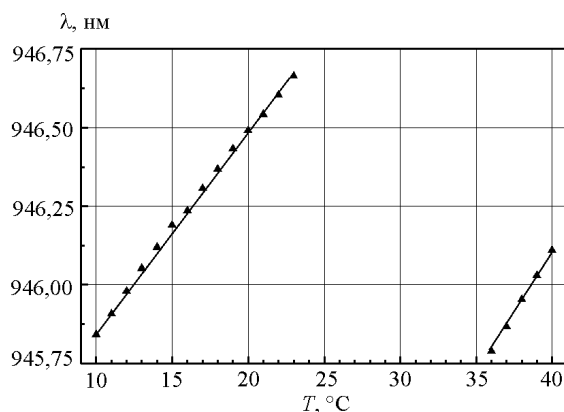


Рис. 4. Зависимость длины волны генерации от температуры двулучепреломляющего фильтра

кания выходного зеркала $\approx 0,8\%$. Пороговая мощность накачки $\approx 1,5$ Вт. Дифференциальная эффективность соответствовала $\approx 8\%$ (величина эффективности определялась компромиссом между выходной мощностью и диапазоном перестройки лазера).

Для внутррезонаторной генерации второй гармоники в лазерах на $\lambda = 946$ нм были исследованы кристаллы LBO и РККТР. Экспериментальные измерения показали, что выходная мощность в синем свете (на длине волны 473 нм) в центре линии генерации составила ≈ 3 мВт при диапазоне перестройки ± 40 ГГц для кристалла LBO и ≈ 35 мВт для кристалла РККТР (фирма изготовитель "Raicol Crystals"; длина кристалла 4 мм; размер параллельно оси Z равен 2 мм, перпендикулярно оси – 3 мм). Однако РККТР неудовлетворительно работал в качестве двулучепреломляющего фильтра (стабильный режим генерации наблюдался в диапазоне температур $\sim 0,5$ °C), что мы связываем с неоднородностями, наблюдаемыми в кристалле, и нарушением ориентации осей Z в РККТР-структуре. Данные эффекты можно рассматривать как набор двулучепреломляющих фильтров внутри резонатора, собственные частоты которых не совпадают или «разбегаются» с изменением температуры, что приводит к перескокам частоты лазера. В отличие от внутррезонаторного удвоения во внешнем резонаторе данный эффект проявляется лишь как потери, вносимые кристаллом. При использовании в качестве двулучепреломляющего фильтра обычных кристаллов КТР этот эффект не наблюдался и лазер стабильно перестраивался в пределах рабочих температур (см. рис. 4).

4. Экспериментальные исследования выходных характеристик лазеров на длине волны 1064 нм. Отсутствие реабсорбционных потерь при генерации на $\lambda = 1064$ нм приводит к тому, что нет необходимости уменьшать величину слоя, допированного ионами Nd. Поэтому в лазере на $\lambda = 1064$ нм был использован кристалл Nd:YAG длиной 8,5 мм с концентрацией Nd^{3+} порядка 1 %. Как отмечалось выше, конструкция лазеров на длине волны 1064 нм полностью совпадала с конструкцией лазеров на $\lambda = 946$ нм. Лазеры отличались только напылением соответствующих оптических покрытий на внутррезонаторных элементах [15, 16].

Экспериментальные данные по перестройке частоты лазера в зависимости от температуры представлены на рис. 5, a, b. На рис. 5, a показана область перестройки при использовании двулучепреломляющего фильтра на

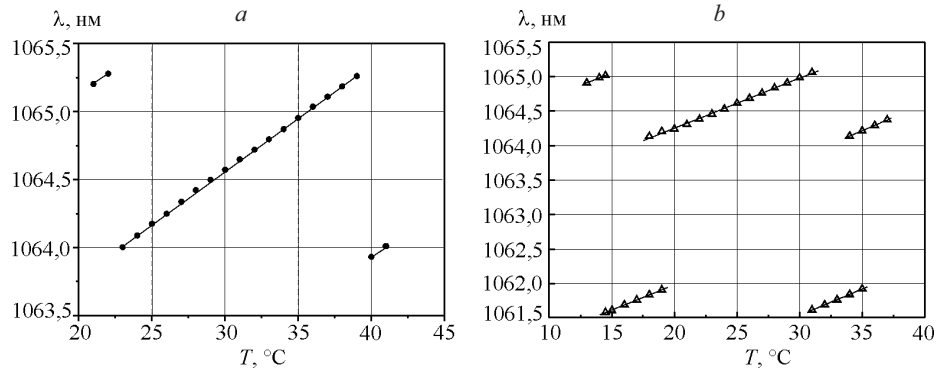


Рис. 5. Температурная зависимость длины волны генерации лазера на $\lambda = 1064$ нм при использовании двулучепреломляющих фильтров с различной областью свободной дисперсии (коэффициент пропускания выходного зеркала 0,2%, $P_{\text{pump}} = 2$ Вт): $l_{\text{КТР}} = 8,7$ (а) и $l_{\text{КТР}} = 10$ мм (b)

базе кристалла КТР, имеющего $l = 8,7$ мм, что соответствует оптимальной длине двулучепреломляющего фильтра [23]. На рис. 5, b длина нелинейного кристалла составляла 10 мм. В первом случае лазер устойчиво перестраивался в диапазоне ~ 350 ГГц (~ 700 ГГц в зеленом свете) и перескок по порядкам фильтра происходил в пределах одной линии генерации Nd:YAG. Во втором случае частота излучения лазера периодически перескакивала на линию $\lambda = 1061$ нм, уменьшая диапазон перестройки на необходимой длине волны (~ 200 ГГц на длине волны 1064 нм). Данный эффект связан с попаданием одного из максимумов двулучепреломляющего фильтра на центр слабой линии, в то время как пик пропускания в области $\lambda = 1064$ нм сдвигался на крыло линии. Скорость перестройки (как и для лазера на длине волны 946 нм) составляла -20 ГГц/°С.

Для внутррезонаторной генерации второй гармоники в лазерах на длине волны 1064 нм ориентация кристалла КТР соответствовала II типу синхронизма ($eo \rightarrow e$ в плоскости XY, $\Theta = 90^\circ$, $\varphi = 23,5^\circ$). Температурная ширина синхронизма в кристалле КТР позволила получить выходную мощность в зеленом свете в пределах всего диапазона перестройки лазера.

Зависимости выходной мощности основной частоты лазера и второй гармоники от температуры двулучепреломляющего фильтра при накачке лазерным диодом мощностью 2 Вт (выбор температуры КТР в качестве оси абсцисс был обусловлен различными диапазонами длин волн для выходных мощностей) приведены на рис. 6. Коэффициент пропускания выходного зеркала 0,2 %.

Выходные мощности второй гармоники и фундаментальной частоты в центре линии усиления лазера в зависимости от мощности накачки, падающей на активный элемент, приведены на рис. 7. В качестве накачки в данном случае был использован лазерный диод мощностью 3 Вт, выходное зеркало имело коэффициент пропускания $\approx 0,15$ % на длине волны 1064 нм и просветляющие покрытия для $\lambda = 532$ нм. Была достигнута максимальная выходная мощность около 170 мВт на длине волны 532 нм.

Изменяя характеристики пропускания выходного зеркала, можно легко изменять соотношения между мощностью основного излучения и второй гармоникой. В частности, при использовании выходного зеркала с коэффи-

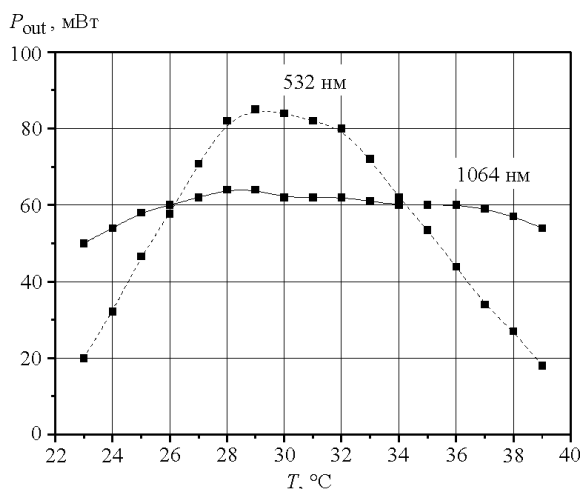


Рис. 6. Зависимости выходной мощности лазера от температуры двулучепреломляющего фильтра

циентом пропускания $\approx 3\%$ и диодным лазером накачки мощностью 2 Вт выходная мощность в центре линии излучения на длине волны 1064 нм составила величину порядка 400 мВт при мощности 10 мВт на длине волны 532 нм. В случае использования двух диодных лазеров накачки мощностью 2 Вт выходная мощность в центре линии излучения составила ≈ 900 мВт на $\lambda = 1064$ нм и 35 мВт на $\lambda = 532$ нм при диапазоне перестройки ~ 250 ГГц (на длине волны 1064 нм).

Ширина линии излучения лазера в свободном состоянии определялась по ширине спектра биений двух аналогичных лазеров (дополнительно оценки проводились по эталону Фабри–Перо с шириной линии пропускания ~ 10 кГц). Эксперименты показали, что ширина линии лазеров составляет ~ 10 кГц за времена $10^{-2} - 10^{-1}$ с (для лазеров на $\lambda = 946$ и 1064 нм) (рис. 8).

5. Экспериментальные исследования выходных характеристик Yb:YAG-лазера. Выходное зеркало Yb:YAG-лазера, как и в разд. 4 для

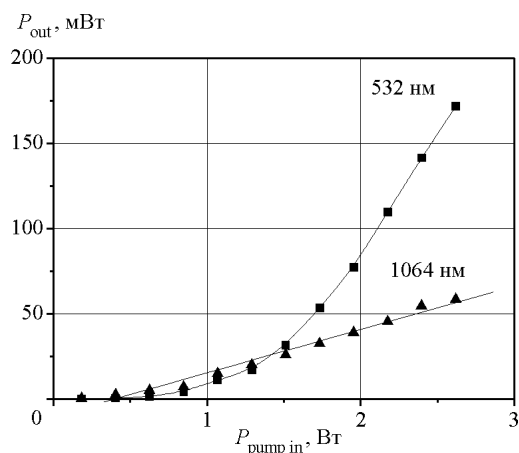


Рис. 7. Выходные мощности лазера на длинах волн 1064 и 532 нм в зависимости от падающей на кристалл Nd:YAG мощности накачки

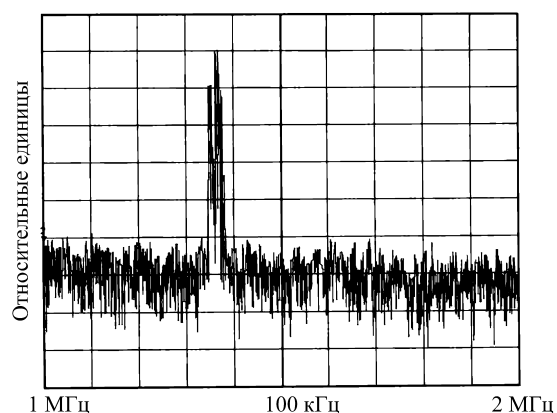


Рис. 8. Спектр биений между двумя Nd:YAG-лазерами в свободном состоянии (полоса пропускания фильтров анализатора спектра 1 кГц, время развертки 500 мс)

Nd:YAG-лазера, имело коэффициент пропускания приблизительно 0,2 % на длине волны генерации. Данный коэффициент пропускания не соответствует оптимальному, однако позволил получить одновременно выход в инфракрасном и видимом свете, достаточный для стабилизации частоты лазера по интерферометрам Фабри – Перо в ИК-диапазоне и исследования молекулярного йода на длине волны в области 1031 нм. Выходная мощность лазера на длине волны 1031 нм без кристалла КТР составила приблизительно 50 мВт при поглощенной мощности накачки 4,2 Вт (доля поглощенной мощности $\approx 60\%$). Порог генерации соответствовал поглощенной мощности накачки 1,2 Вт. Для кристалла КТР (длина кристалла 1 см) максимальная выходная мощность в ИК-диапазоне ≈ 35 мВт при выходной мощности ≈ 42 мВт на длине волны 515,5 нм (пороговая мощность накачки 1,3 Вт).

Экспериментальная зависимость длины волны излучения от температуры кристалла КТР представлена на рис. 9.

Диапазон перестройки лазера составил ≈ 1 нм при изменении температуры на 13 °С. Скорость перестройки соответствовала величине -23 ГГц/°С.

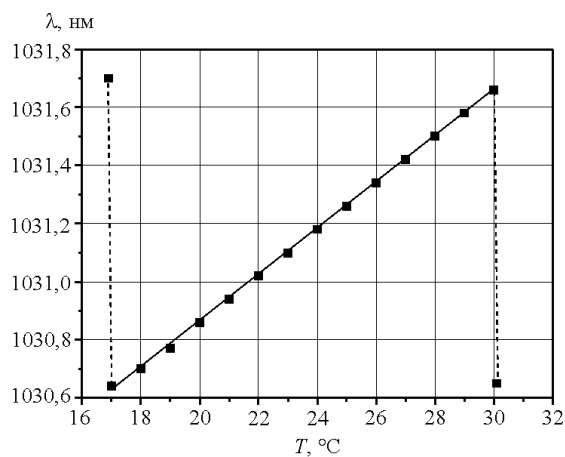


Рис. 9. Зависимость длины волны генерации от температуры

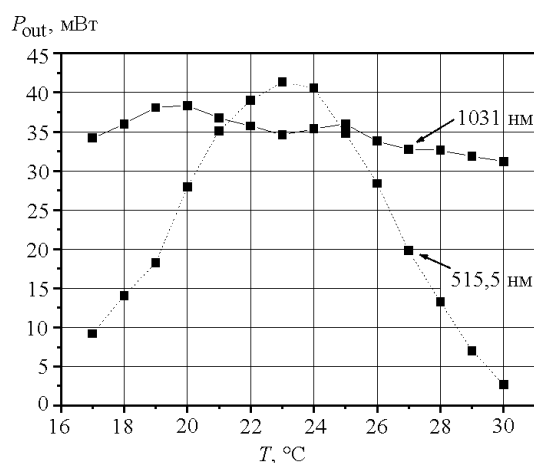


Рис. 10. Выходная мощность Yb:YAG-лазера в зависимости от температуры. Небольшой провал в мощности ИК-излучения в центре диапазона перестройки связан с потерями, вносимыми в резонатор, при генерации второй гармоники

Зависимости выходной мощности в ИК- и видимом диапазонах от температуры представлены на рис. 10.

Заключение. Лазеры, исследованные в данной работе, благодаря полученным характеристикам, являются перспективными для решения задач спектроскопии и создания источников со стабильной частотой излучения. Наличие внутррезонаторной генерации второй гармоники и возможность перестройки частоты способствовали решению данных задач. Созданные с использованием таких лазеров оптические стандарты частоты на базе переходов в молекулярном йоде отличаются простотой конструкции, компактностью и обладают высокой долговременной стабильностью [23]. Перестраиваемый лазер на длине волны 946 нм с узкой линией излучения (которая была дополнительно обужена с помощью активной стабилизации частоты лазера по высокочастотному интерферометру Фабри – Перо) был использован для спектроскопии одиночных ионов In [24].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Arie A., Byer R. L.** Laser heterodyne spectroscopy of $^{127}\text{I}_2$ hyperfine structure near 532 nm // JOSA B. 1993. **10**, N 11. P. 1990.
2. **Eickhoff M. L., Hall J. L.** Optical frequency standard at 532 nm // IEEE Trans. Instrum. and Meas. 1995. **44**, N 2. P. 155.
3. **Hall J. L., Ma L-S., Taubman M. et al.** Stabilization and frequency measurement of I_2 – stabilized Nd:YAG laser // IEEE Trans. Instrum. and Meas. 1999. **48**, N 2. P. 583.
4. **Von Zanthier J., Becker Th., Eichenseer M. et al.** Absolute frequency measurement of the In^+ clock transition with a mode-locked laser // Opt. Lett. 2000. **25**, N 23. P. 1729.
5. **Goncharov A. N., Skvortsov M. N., Chebotayev V. P.** Study of relaxation of molecular iodine by method of saturated absorption spectroscopy // Appl. Phys. 1990. **B51**. P. 108.
6. **Du Burck F., Daussy C., Amy-Klein A. et al.** Frequency measurement of an Ar^+ laser stabilized on narrow lines of molecular iodine at 501.7 nm // IEEE Trans. Instrum. and Meas. 2005. **54**. P. 754.

7. **Cheng W.-Y., Chen L., Yoon T. H. et al.** Sub-Doppler molecular-iodine transitions near the dissociation limit (523–498 nm) // *Opt. Lett.* 2002. **27**. P. 571.
8. **Taira T., Saikawa J., Kobayashi T., Byer R. L.** Diode-pumped tunable Yb:YAG miniature lasers at room temperature: modeling and experiment // *IEEE Journ. Select. Top. Quant. Electron.* 1997. **3**. P. 100.
9. **Ter-Mikirtychev V. V., Fromzel V. A.** Directly single-diode-pumped continuous-wave Yb³⁺: YAG laser tunable in the 1047–1051 nm wavelength range // *Appl. Opt.* 2000. **39**, N 27. P. 4964.
10. **Кравцов М. В., Наний О. Е.** Высокостабильные одночастотные твердотельные лазеры // *Квантовая электроника.* 1993. **20**, № 4. С. 322.
11. **Maker G. T., Malcolm G. P. A., Ferguson A. I.** Single-frequency diode-pumped Nd:YAG ring laser with no intracavity elements // *Opt. Lett.* 1993. **18**, N 21. P. 1813.
12. **Nilsson A. C., Gustafson E. K., Byer R. L.** Eigenpolarization theory of monolithic nonplanar ring oscillators // *IEEE Journ. Quant. Electron.* 1989. **25**, N 4. P. 767.
13. **Кобцев С. М., Свенцицкая Н. А.** Применение двулучепреломляющих фильтров в непрерывных перестраиваемых лазерах // *Оптика и спектроскопия.* 1992. **73**, вып. 1. С. 196.
14. **Fan T. Y.** Single-axial mode, intracavity doubled Nd:YAG laser // *IEEE Journ. Quant. Electron.* 1991. **27**, N 9. P. 2091.
15. **Okhapkin M. V., Skvortsov M. N., Belkin A. M., Bagayev S. N.** Tunable single-frequency diode-pumped Nd:YAG ring laser at 946 nm // *Opt. Commun.* 2001. N 194. P. 207.
16. **Okhapkin M. V., Skvortsov M. N., Belkin A. M. et al.** Tunable single-frequency diode-pumped Nd:YAG ring laser at 1064/532 nm for optical frequency standard applications // *Opt. Commun.* 2002. N 203. P. 359.
17. **Frauchiger J., Albers P., Weber H. P.** Modeling of thermal lensing and higher order ring mode oscillation in end-pumped CW Nd:YAG lasers // *IEEE Journ. Quant. Electron.* 1992. **28**, N 4. P. 1046.
18. **Okhapkin M. V., Skvortsov M. N., Kvashnin N. L., Bagayev S. N.** Single-frequency intracavity doubled Yb:YAG ring laser // *Opt. Commun.* 2005. N 256. P. 347.
19. **Risk W. P.** Modeling of longitudinally pumped solid-state lasers exhibiting reabsorption losses // *JOSA B.* 1988. **5**, N 7. P. 1412.
20. **Jones R. C.** A new calculations for the treatment of optical systems. I. Description and discussion of calculus // *JOSA.* 1941. **31**. P. 488.
21. **Молчанов В. Я., Скроцкий Г. В.** Матричный метод вычисления собственных состояний поляризации анизотропных оптических резонаторов // *Квантовая электроника.* 1971. № 4. С. 3.
22. **Junghans J., Keller M., Weber H.** Laser resonators with polarizing elements – eigenstates and eigenvalues of polarization // *Appl. Opt.* 1974. **13**, N 12. P. 2793.
23. **Скворцов М. Н., Охупкин М. В., Невский А. Ю., Багаев С. Н.** Оптический стандарт частоты на основе Nd:YAG-лазера, стабилизированного по резонансам насыщенного поглощения в молекулярном йоде с использованием второй гармоники излучения // *Квантовая электроника.* 2004. **34**, № 12. С. 1101.
24. **Von Zanthier J., Eichenseer M., Nevsky A. Yu. et al.** A single indium ion optical frequency standard // *Laser Phys.* 2005. **15**, N 7. P. 1021.

Поступила в редакцию 26 сентября 2006 г.