

Оптический стандарт частоты на основе Nd : YAG-лазера, стабилизированного по резонансам насыщенного поглощения в молекулярном иоде с использованием второй гармоники излучения

М.Н.Скворцов, М.В.Охапкин, А.Ю.Невский, С.Н.Багаев

Представлены результаты исследований по созданию оптического стандарта частоты на базе кольцевого одночастотного Nd : YAG-лазера, работающего на длине волны $\lambda = 1064$ нм, с диодной накачкой и внутрирезонаторным удвоением частоты. Стабилизация частоты лазера осуществлялась по резонансам насыщенного поглощения в молекулярном иоде на частоте второй гармоники излучения лазера ($\lambda = 532$ нм). Резонансы насыщенного поглощения наблюдались во внешней люминесцентной ячейке. В экспериментах достигнута относительная долговременная стабильность частоты $\sim 6 \times 10^{-15}$. Исследованы физические и технические факторы, влияющие на долговременную стабильность и воспроизводимость частоты.

Ключевые слова: оптические стандарты частоты, резонансы насыщенного поглощения, Nd : YAG-лазер, стабилизация частоты.

1. Введение

Лазеры на кристаллах YAG : Nd с $\lambda = 1064$ нм широко применяются в лазерной спектроскопии и метрологии. На базе Nd : YAG-лазеров, стабилизированных по резонансам насыщенного поглощения в молекулярном иоде, созданы источники излучения с относительной стабильностью частоты менее 10^{-14} и лазерные спектрометры сверхвысокого разрешения [1, 2]. Существует множество методов регистрации резонансов насыщенного поглощения. Басовым и Летоховым [3] было предложено использовать резонансы в интенсивности люминесценции при насыщении поглощения в стоячей волне. Данный метод в определенных случаях обладает целым рядом преимуществ, позволяющих достичь высоких долговременной стабильности и воспроизводимости частоты лазеров. Метод люминесцентной ячейки применялся для стабилизации частоты Ag^+ -лазера по резонансам насыщенного поглощения в молекулярном иоде на $\lambda = 514.5$ нм [4]. В этой работе были достигнуты относительная долговременная стабильность частоты $\Delta\nu/\nu = 5 \times 10^{-15}$ за время $t = 100$ с и воспроизводимость частоты лазеров $\nu/\Delta\nu = 10^{13}$.

Цель настоящей работы – исследование возможности создания оптического стандарта частоты на базе кольцевого одночастотного Nd : YAG-лазера ($\lambda = 1064$ нм) с диодной накачкой и внутрирезонаторным удвоением частоты при использовании внешней люминесцентной поглощающей ячейки с молекулярным иодом.

2. Кольцевой одночастотный Nd : YAG-лазер ($\lambda = 1064$ нм) с диодной накачкой и внутрирезонаторным удвоением частоты

Наиболее простым на сегодняшний день способом достижения одночастотного режима работы твердотельных лазеров, обладающих достаточно высокой выходной мощностью, является применение кольцевых резонаторов в режиме бегущей волны [5].

Для получения одночастотного режима работы Nd : YAG-лазера с продольной диодной накачкой использовалась кольцевая схема резонатора лазера с однонаправленной бегущей волной. В данной схеме полностью устраняется эффект пространственного неоднородного насыщения усиления, приводящий к многомодовому режиму генерации. Применение кристалла КТР в качестве внутрирезонаторного удвоителя частоты и перестраиваемого по частоте при изменении температуры двулучепреломляющего фильтра позволило создать простую конструкцию с минимальным числом внутрирезонаторных элементов, удобную для использования в качестве источника излучения видимого и ИК диапазонов [6].

2.1. Получение однонаправленного режима генерации

Существует большое число вариантов создания бегущей волны. Одним из наиболее перспективных вариантов реализации данного режима с точки зрения минимального числа оптических элементов и, следовательно, минимальных внутрирезонаторных потерь является использование невзаимного элемента на основе эффекта Фарадея в усиливающей среде, частичного поляризатора, состоящего, например, из поверхностей, расположенных под углом Брюстера, и непланарной геометрии (полуволновой пластинки) в качестве компенсатора вращения поляризации одной из встречных волн [7]. В этом слу-

М.Н.Скворцов, М.В.Охапкин, А.Ю.Невский, С.Н.Багаев. Институт лазерной физики СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. акад. Лаврентьева, 13/3; web site: www.laser.nsc.ru; e-mail: skv@laser.nsc.ru

чае вращение поляризации, вызванное приложенным к кристаллу YAG:Nd магнитным полем, компенсируется поворотом плоскости поляризации при отражении от зеркал, расположенных в разных плоскостях, или на полуволновой пластинке. В данном направлении распространения потери на частичных поляризаторах минимальны. При обратном направлении распространения поворот поляризации из-за эффекта Фарадея в усиливающей среде складывается с поворотом ее на зеркалах или на полуволновой пластинке, что приводит к увеличению потери.

В основу конструкции Nd:YAG-лазера бегущей волны с внутррезонаторным удвоением и температурной перестройкой частоты была положена непланарная двухзеркальная геометрия резонатора с усиливающей средой, выполненной в виде призмы (рис.1) [6]. Выходное (для излучения на основной частоте и частоте второй гармоники) зеркало 1 вынесено из плоскости BCDA'. Одна из поверхностей усиливающей среды ориентирована под углом Брюстера и развернута относительно оси BC на угол β для обеспечения непланарной геометрии. Другая поверхность срезана под углом, обеспечивающим уменьшение длины резонатора и расстояния до зеркала 2. Это зеркало служит для ввода излучения накачки и имеет высокий коэффициент отражения на $\lambda = 1064$ нм. Радиусы зеркал 1 и 2 были равны 65 и 150 мм, расстояние AD составляло 49 мм, углы падения на зеркала 1 и 2 равнялись приблизительно 10° и 15° . Такая конфигурация обеспечивала размеры перетяжки каустики в кристалле YAG:Nd для саггитальной и тангенциальной составляющих пучка соответственно 100 и 200 мкм с учетом влияния термической линзы [8].

Для расчета разности потерь резонатора для двух направлений распространения волны в данной геометрии использовался матричный метод Джонса. Координаты точки A могут быть определены при повороте прямой BA' на угол β относительно оси CB (прямая BA' совпадает с лучом, падающим на кристалл под углом Брюстера в плоскости BCDA'). Угол поворота β соответствует углу неплоскостности α (угол между прямой AB и плоскостью BCDA'). Для малых углов β имеем $\alpha \approx 0.5\beta$.

При расчете собственных значений вектора поляризации матричным методом Джонса для непланарной геометрии возникает необходимость определения поворотов системы координат при переходе из одной плоскости в другую. Угол поворота системы координат при переходе от зеркала 1 к зеркалу 2 определяется углом θ_{12} между нормальными к плоскостям падения на зеркала 1 и 2 [9]:

$$\theta_{12} = \hat{a}_1 \hat{a}_2,$$

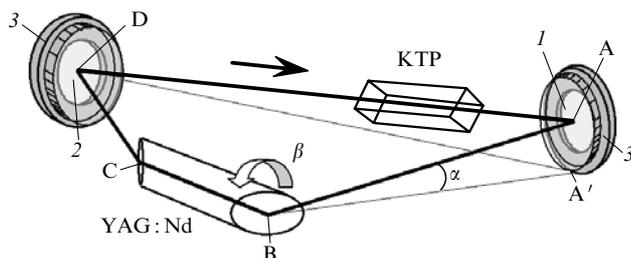


Рис.1. Оптическая схема резонатора Nd:YAG-лазера: 1 – выходное зеркало; 2 – селективное зеркало; 3 – пьезокерамика.

где $\mathbf{a}_1 = \mathbf{n}_1 \times \mathbf{k}_1 / \sin \theta_1$; $\mathbf{a}_2 = \mathbf{n}_2 \times \mathbf{k}_2 / \sin \theta_2$; θ_1 и θ_2 – углы падения на зеркала; \mathbf{k}_i – волновые векторы.

Для обходов резонатора по часовой стрелке и против нее получаем следующие выражения, записанные в матричной форме:

$$M_C R(\theta_{BC} + \gamma) M_B R(-\theta_{BA}) M_A R(\theta_{AD}) M_D R(-\theta_{CD}),$$

$$R(-\theta_{CD}) M_D R(\theta_{AD}) M_A R(-\theta_{BA}) M_B R(\theta_{BC} - \gamma) M_C,$$

где θ_{ij} – модули углов поворота системы координат при прохождении луча от точки i до j ; M_A, M_D – матрицы Джонса для зеркал 1 и 2 соответственно; M_C – матрица частичного поляризатора, описывающая характеристики просветления торца кристалла (в идеальном случае M_C – единичная матрица); R – матрицы поворотов системы координат; $\gamma V l_{YAG} \mathbf{k} \mathbf{B}$ – угол поворота азимута поляризации, обусловленный эффектом Фарадея; $V = 1.80 \times 10^{-7}$ рад·мм $^{-1}$ ·Гс $^{-1}$ – постоянная Верде для YAG:Nd на $\lambda = 1064$ нм; l_{YAG} – длина кристалла; \mathbf{B} – магнитная индукция;

$$M_B = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \frac{2n}{1+n^2} \end{pmatrix}$$

– матрица частичного поляризатора (для одной поверхности, ориентированной под углом Брюстера); n – показатель преломления.

Зависимость от угла поворота β потерь резонатора, вносимых невзаимным элементом, для различных направлений распространения волны представлена на рис.2. Результирующая разность потерь при распространении волны по часовой стрелке и против нее составила порядка 0.4 % при $\beta \approx 8^\circ$ и минимальных потерях для одного из направлений. В расчетах магнитное поле составило 5.5 кГс при длине кристалла $l_{YAG} = 8.5$ мм, а коэффициенты отражения зеркал для s- и p-компонент поляризации были равны единице.

2.2. Селекция конкурирующих линий двулучепреломляющим селектором

Для генерации второй гармоники внутри резонатора лазера использовался кристалл КТР, обладающий некритическим синхронизмом типа eо–е в плоскости XY, ось Z которого ориентирована под углом 45° к направлению поляризации основного излучения в резонаторе.

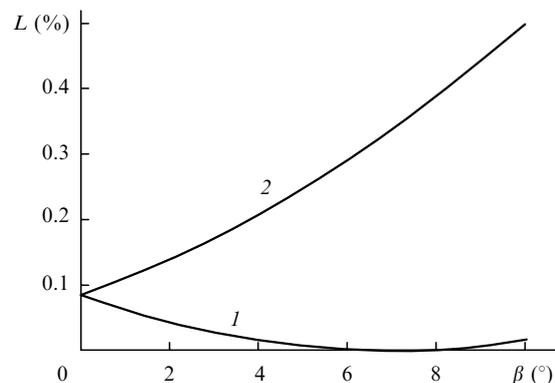


Рис.2. Потери резонатора L , вносимые невзаимным элементом, при распространении световых волн в резонаторе по часовой стрелке (1) и против нее (2).

Данная ориентация кристалла КТР позволяет использовать его в качестве двулучепреломляющего оптического элемента, перестраивающего частоту лазера при изменении температуры.

Роль поляризационного элемента фильтра выполняла поверхность лазерного кристалла, ориентированная под углом Брюстера. При этом в двулучепреломляющем кристалле линейная поляризация, заданная поляризационным элементом, разделяется на две компоненты – обыкновенную и необыкновенную – с различными показателями преломления в кристалле. В результате между обыкновенной и необыкновенной волнами возникает оптическая разность хода. Для тех частот излучения, у которых оптическая разность хода равна целому числу длин волн, поляризация на выходе двулучепреломляющего кристалла останется неизменной. Длины волн, для которых потери, вносимые двулучепреломляющим селектором, будут минимальны, определяются следующим выражением:

$$q\lambda = l(T)[n_e(\lambda, \varphi, \theta, T) - n_o(\lambda, \varphi, \theta, T)],$$

где q – целое число (номер моды селектора); l – длина двулучепреломляющего кристалла; n_o и n_e – показатели преломления для обыкновенного и необыкновенного лучей; φ – угол, определяющий направление в кристалле в плоскости XU относительно оси X ; θ – угол, определяющий направление в кристалле относительно оси Z ; T – температура кристалла.

Зависимость показателей преломления кристалла КТР от температуры позволяет управлять положением максимумов пропускания фильтра и, следовательно, частотой излучения лазера с помощью изменения температуры двулучепреломляющего кристалла. Большая ширина температурного синхронизма кристалла КТР (~ 25 К/см) дает возможность осуществлять внутррезонаторную генерацию второй гармоники в пределах перестройки двулучепреломляющего фильтра.

При наличии двух конкурирующих линий генерации в усиливающей среде с различной интенсивностью (например, сильная линия с $\lambda_1 = 1064.25$ нм и слабая линия с $\lambda_2 = 1061.54$ нм для Nd:YAG-лазера) возникает необходимость правильного выбора длины двулучепреломляющего кристалла. Для генерации только сильной линии необходимо, чтобы при настройке одной из мод двулучепреломляющего селектора на центр сильной линии другая его мода с номером q_2 попала в центр слабой линии. Очевидно, что в этом случае слабая линия не может «выйти в генерацию». Для получения генерации на слабой линии при настройке одной из мод селектора (с номером q_2) на ее центр, моды селектора должны быть расположены как можно дальше от центра сильной линии. Оптимальным является случай, когда центр сильной линии расположен точно между двух мод селектора, т. е. эффективное значение q_1 оказывается равным $\kappa - 1/2$, где κ – целое число. В этом случае генерация слабой линии становится возможной.

При генерации на сильной линии длина двулучепреломляющего кристалла находится из условия:

$$q_1 - q_2 = \frac{l[n_e(\lambda_1, \varphi, \theta, T) - n_o(\lambda_1, \varphi, \theta, T)]}{\lambda_1}$$

$$\frac{l[n_e(\lambda_2, \varphi, \theta, T) - n_o(\lambda_2, \varphi, \theta, T)]}{\lambda_2} = \kappa.$$

Генерация на слабой линии возможна при длине двулучепреломляющего кристалла, определяемой из условия

$$q_1 - q_2 = \frac{l[n_e(\lambda_1, \varphi, \theta, T) - n_o(\lambda_1, \varphi, \theta, T)]}{\lambda_1}$$

$$\frac{l[n_e(\lambda_2, \varphi, \theta, T) - n_o(\lambda_2, \varphi, \theta, T)]}{\lambda_2} = \kappa - 1/2.$$

Оптимальные длины кристаллов КТР в нашем случае (для $\kappa = 1, 2, 3$) при генерации на длинах волн $\lambda_1 = 1064.25$ нм и $\lambda_2 = 1061.54$ нм и внутррезонаторной генерации второй гармоники соответственно таковы: $l_1 = 4.35, 8.7$ и 13.5 мм (для углов ориентации КТР $\theta = 90^\circ$, $\varphi = 23.5^\circ$) и $l_2 = 2.17, 6.5$ и 10.84 мм (для $\theta = 90^\circ$, $\varphi = 26.1^\circ$).

Исходя из условий получения максимальной мощности второй гармоники частоты излучения при перестройке лазера в пределах ширины линии усиления использовался кристалл длиной 8.7 мм. Для реализации температурной перестройки резонатор лазера был смонтирован на термоэлектрическом элементе. Хорошая теплопроводность конструкции обеспечивала эффективную теплопередачу к кристаллу КТР. Экспериментальная зависимость перестройки длины волны лазера (волнового числа) от температуры для кристалла КТР длиной 8.7 мм представлена на рис.3. Получен соответствующий диапазон перестройки частоты в пределах 700 ГГц в области 532 нм. Выходная мощность второй гармоники в центре перестроечной характеристики составила более 160 мВт при мощности накачки диодного лазера около 3 Вт.

3. Стабилизация частоты Nd:YAG-лазера по резонансам насыщенного поглощения в люминесцентной ячейке с молекулярным иодом при использовании второй гармоники излучения

В настоящее время разработано множество методов лазерной спектроскопии сверхвысокого разрешения, в которых применяются различные способы получения информации о процессе взаимодействия излучения со средой. Методы, основанные на регистрации параметров излучения, взаимодействующего с поглощающей средой, как правило, уступают в отношении сигнал/шум при ма-

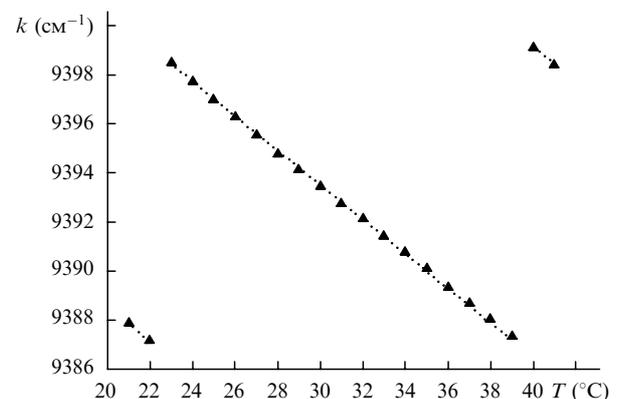


Рис.3. Зависимость волнового числа излучения Nd:YAG-лазера от температуры кристалла КТР длиной 8.7 мм.

лых коэффициентах поглощения. Во взаимодействии принимает участие малая доля мощности излучения, а сигнал наблюдается на достаточно сильном фоне, поэтому выгоднее регистрировать поглощенную средой мощность излучения. Наилучшие результаты дают методы, сигнал в которых измеряется путем регистрации частиц, находящихся в возбужденном состоянии. Одним из таких методов является метод наблюдения резонансов в интенсивности люминесценции, предложенный Басовым и Летоховым [3].

К преимуществам этого метода регистрации резонансов для стабилизации частоты относятся возможность использования предельно узких резонансов, малая оптическая плотность ячейки, позволяющая устранить паразитные явления, связанные с изменением параметров излучения в ней, и относительная компактность люминесцентной ячейки (в короткой ячейке легче сформировать плоский фронт излучения и устранить сдвиги частоты, зависящие от кривизны волнового фронта). Эти преимущества создают возможность улучшения долговременной стабильности и воспроизводимости частоты лазера. Недостатком люминесцентного метода является сложность сбора сигнала люминесценции.

3.1. Схема оптического Nd:YAG/I₂-стандарта частоты с внешней люминесцентной поглощающей ячейкой

Блок-схема Nd:YAG-лазера, стабилизированного по частоте с помощью внешней люминесцентной поглощающей ячейки, показана на рис.4. Для получения резонансов насыщенного поглощения в ячейке создавалась стоячая волна с $\lambda = 532$ нм. Сигнал люминесценции регистрировался мультиселочным фотоэлектронным умножителем ФУ-125 с диаметром фотокатода 170 мм. Для увеличения коэффициента сбора сигнала люминесценции применялся зеркальный отражатель цилиндрической формы. Для того чтобы избежать фоновой засветки от излучения лазера на $\lambda = 532$ нм, использовался светофильтр ОС-13. Длина поглощающей ячейки составляла 400 мм, а ее диаметр равнялся 30 мм. Окна ячейки были расположены под углом Брюстера. Для контроля рабочего давления ячейка имела холодный отросток с кристаллами иода, помещенный в устройство контроля и стабилизации температуры. Система термостабилизации

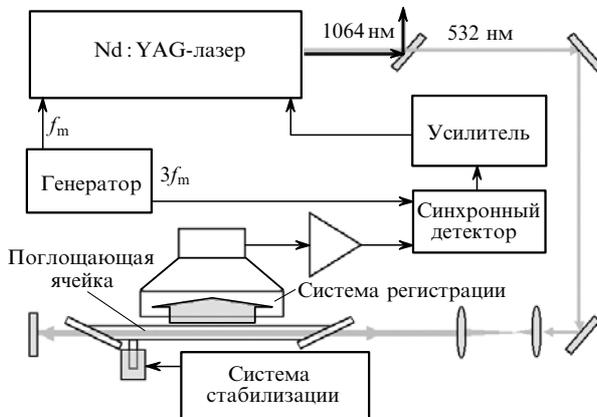


Рис.4. Блок-схема Nd:YAG-лазера, стабилизированного по частоте с помощью внешней люминесцентной поглощающей ячейки (f_m – частота модуляции).

ции холодного отростка с кристаллами иода обеспечивала стабильность температуры $\sim 10^{-2}$ °С.

Зеркала резонатора лазера были смонтированы на пьезокерамических приводах, что позволяло управлять его длиной с помощью электрических сигналов. Для получения сигнала ошибки осуществлялась пробная частотная модуляция частоты излучения лазера. Модулирующая частота была выбрана равной ~ 500 Гц. Система автоматического регулирования работала по центральному нулю третьей производной от контура линии нелинейного резонанса, что позволяло минимизировать сдвиг частоты из-за наклонного пьедестала, обусловленного соседними компонентами сверхтонкой структуры. Полученный сигнал ошибки поступал на другую пьезокерамику (см. рис.1) для автоматической подстройки частоты лазера к частоте нелинейного резонанса.

Выбор низкой рабочей частоты системы автоматической подстройки вызван тем, что основной вклад в формирование нелинейного резонанса при низких давлениях молекулярного иода дает нижний энергетический уровень, время релаксации которого близко к времени пролета молекулы через световой пучок. Известно, что когда скорость сканирования соизмерима со скоростью релаксации одного из уровней перехода, то за счет различного насыщения в течение периода сканирования в сигнале появляются четные гармоники частоты модуляции. При наличии наклонного пьедестала возникают нечетные гармоники, в том числе и третья, что приводит к сдвигу положения нуля третьей гармоники нелинейного резонанса. На рис.5 показан вид нелинейного резонанса при различных частотах сканирования лазера f . Видно, что при частотах модуляции $f_m = 1$ кГц и выше наблюдается искажение формы сигнала.

3.2. Долговременная стабильность частоты Nd:YAG-лазеров

Для обеспечения возможности измерения стабильности и воспроизводимости частоты двух Nd:YAG-лазеров, стабилизированных по частоте, установка состояла из двух независимых систем. Оба Nd:YAG-лазера стабилизировались по частоте резонанса насыщенного поглощения в молекулярном иоде на компоненте сверхтонкой структуры a_2 перехода $X(v'' = 0, J'' = 56) \rightarrow B(v' = 32, J' = 57)$ с минимальной естественной шириной. Для измерения частоты биений Nd:YAG-лазеров на ненулевых частотах использовались два акустооптических модулятора частоты. Один из них имел рабочую частоту 80

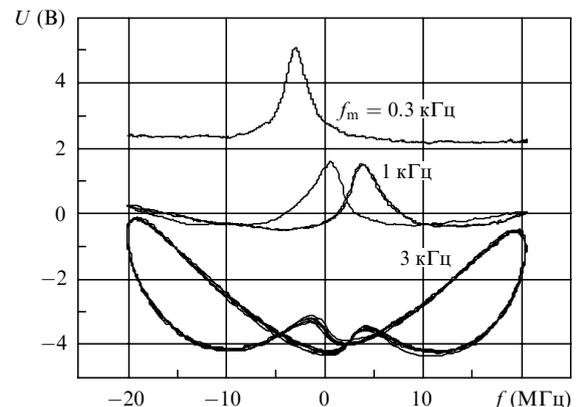


Рис.5. Вид нелинейного резонанса при различных частотах сканирования лазера f .

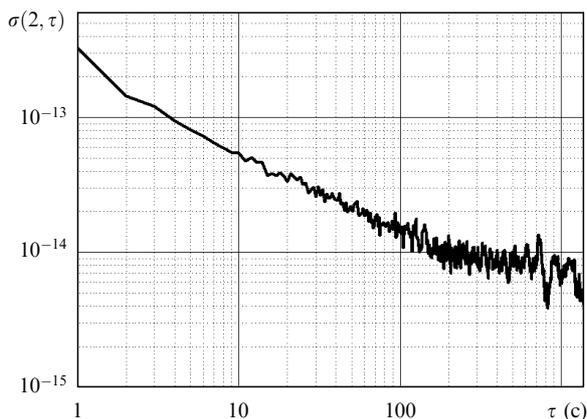


Рис.6. Функция Аллана для Nd:YAG-лазеров, стабилизированных по частоте.

МГц, другой – 81 МГц. Таким образом, сигнал биений регистрировался на частоте 1 МГц. Рабочие частоты акустооптических модуляторов синтезировались от водородного стандарта частоты.

В результате обработки полученных в эксперименте данных была построена функция Аллана $\sigma(2, \tau)$ (рис.6). Видно, что относительная долговременная стабильность частоты Nd:YAG-лазеров за времена $\tau \geq 200$ с достигает значения менее 10^{-14} .

4. Влияние рабочих параметров поглощающей ячейки на сдвиги частоты лазера, стабилизированного по частоте резонансов насыщенного поглощения в молекулярном иоде

Для исследование влияния рабочих параметров поглощающей ячейки на сдвиги частоты твердотельного Nd:YAG-лазера, стабилизированного по резонансам насыщенного поглощения в молекулярном иоде, в одной из систем изменялся изучаемый параметр и измерялось изменение разностной частоты биений двух лазеров, имеющих разные значения исследуемого параметра. Был исследован сдвиг частоты резонансов насыщенного поглощения для компоненты a_2 линии R(56) 32-0 в зависимости от рабочего давления молекулярного иода (рис.7). Сдвиг $\Delta\nu/\Delta p$ был равен $-555(26)$ Гц/мТор. Для этой же компоненты определялось уширение резонансов насыщенного поглощения в зависимости от давления молеку-

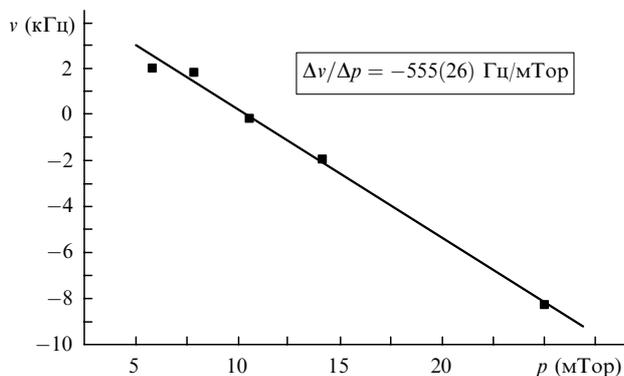


Рис.7. Сдвиг частоты резонансов насыщенного поглощения для компоненты a_2 линии R(56) 32-0 в зависимости от рабочего давления молекулярного иода.

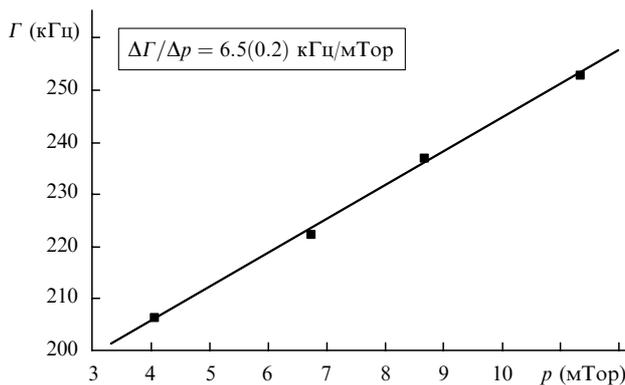


Рис.8. Уширение Γ резонансов насыщенного поглощения для компоненты a_2 линии R(56) 32-0 в зависимости от рабочего давления молекулярного иода.

лярного иода (рис.8). Уширение при изменении давления составило $6.5(0.2)$ кГц/мТор.

Были исследованы сдвиги частоты в зависимости от мощности излучения в поглощающей ячейке, сигнала пробной модуляции частоты и угла между встречными волнами, образующими стоячую волну в поглощающей ячейке. Результаты приведены ниже.

Сдвиг частоты при изменении:

- давления молекулярного иода $\Delta\nu/\Delta p = -555(26)$ Гц/мТор
- температуры, контролирующей давление молекулярного иода (вблизи $T = -5^\circ\text{C}$) $\Delta\nu/\Delta T = -830$ Гц/ $^\circ\text{C}$
- мощности в поглощающей ячейке в два раза $\Delta\nu \approx 200$ Гц
- амплитуды пробного модулирующего сигнала в два раза $\Delta\nu \approx 1700$ Гц
- угла между встречными волнами (вблизи $\psi = 1$ мрад) $\Delta\nu/\Delta\psi \approx 9.3$ Гц/мрад

На основании проведенных исследований оценена воспроизводимость частоты твердотельного Nd:YAG-лазера, стабилизированного по частоте резонансов насыщенного поглощения в молекулярном иоде с помощью внешней люминесцентной поглощающей ячейки. Ожидаемая воспроизводимость частоты $\nu/\Delta\nu$ составляет $\sim 3 \times 10^{13}$ при точности контроля рабочих параметров системы до 10 %.



Рис.9. Внешний вид транспортируемого стандарта частоты на базе Nd:YAG/I₂-системы.

5. Заключение

Разработка и оптимизация методов стабилизации частоты Nd:YAG-лазера по резонансам насыщенного поглощения в молекулярном иоде позволяет создать оптические стандарты частоты и длины волны с достаточно высокими долговременной стабильностью и воспроизводимостью частоты и хорошими эксплуатационными параметрами. Малые габариты и простота конструкции стандартов на базе Nd:YAG/I₂-систем дают возможность создавать стандарты частоты в транспортируемом варианте. На рис.9 представлен транспортируемый стандарт частоты, разработанный в Институте лазерной физики СО РАН.

1. Nevsky A.Yu., Holzwarth R., Reichert J., Udem Th., Hansch T.W.,

von Zanthier J., Walther H., Schnatz H., Riehl F., Pokasov P.V., Skvortsov M.N., Bagayev S.N. *Opt. Commun.*, **192**, 263 (2001).

2. Hall J.L., Ma Long-Sheng, Taubman M., Tiemann B., Hong Feng-Lei, Pfister O., Ye J. *IEEE Trans. Instr. Meas.*, **48** (2), 583 (1999).

3. Basov N.G., Letokhov V.S. *Electron. Technology*, **2** (2), 15 (1969).

4. Chebotayev V.P., Goncharov A.N., Ohm A.E., Skvortsov M.N. *Metrologia*, **27**, 61 (1990).

5. Кравцов Н.В., Наний О.Е. *Квантовая электроника*, **20** (4), 322 (1993).

6. Okhapkin M.V., Skvortsov M.N., Belkin A.M., Kvashnin N.L., Bagayev S.N. *Opt. Commun.*, **203**, 359 (2002).

7. Maker G.T., Malcolm G.P.A., Ferguson A.I. *Opt. Lett.*, **18**, 1813 (1993).

8. Franchiser J., Albers P., Weber H.P. *IEEE J. Quantum Electron.*, **28** (4), 1046 (1992).

9. Chow W.W., Hamblen J.B., Hutchings T.J., Sunders V.E., Sargent III M., Scully M.O. *Rev. Mod. Phys.*, **57** (1), 84 (1985).