

О влиянии примеси ^{129}I на частоту излучения стабилизированного $\text{He} - \text{Ne}/^{127}\text{I}_2$ -лазера

А.М.Негрыйко, А.В.Бойко, Н.М.Качалова, В.М.Ходаковский

Частота излучения лазера, стабилизированного по компоненте сверхтонкой структуры молекулярного иода, подвержена сдвигам, связанным с наличием в иодной ячейке посторонних примесей. В работе рассматривается специфическое влияние на частоту излучения стабилизированного лазера примеси изотопа ^{129}I . Показано, что уже при 0.25 %-ном содержании ^{129}I сдвиг частоты в $\text{He} - \text{Ne}/^{127}\text{I}_2$ -лазере, обусловленный его влиянием, является определяющим. С целью исключения возможного влияния посторонних изотопов иода на точность воспроизведения частоты метрологических лазеров целесообразно подвергать ячейки лазерно-флуоресцентному тесту на наличие примесей гетероизотопных молекул иода.

Ключевые слова: метрологические лазеры, флуоресценция, иодная ячейка, стабилизация частоты, частотный сдвиг, гетероизотопная молекула.

Современная реализация эталона метра предполагает использование рекомендованного набора излучений лазеров, стабилизированных по переходам ионов, атомов и молекул [1]. Достигнутый в последние годы прогресс в области стабилизации частоты лазеров, связанный с использованием холодных атомов и ионов, привел к заметному увеличению точности воспроизведения длин волн, в отдельных случаях – на несколько порядков (например, для лазера, стабилизированного по холодному иону Sr^+ , захваченному в ловушку, в Рекомендациях по практической реализации метра (1997 г.) указана погрешность 1.3×10^{-10} , в то время как в Рекомендациях СИ-2002 погрешность составляет 7.9×10^{-13}). Несмотря на существенные изменения в перечне излучений, рекомендованных для воспроизведения метра, в их число по-прежнему входят семь длин волн оптических излучений, генерируемых лазерами, стабилизированными по компонентам сверхтонкой структуры (СТС) молекулярного иода. До настоящего времени одним из наиболее широко используемых для метрологических целей источников излучения остается гелий-неоновый лазер с длиной волны 633 нм, стабилизированный по компоненте i СТС линии $R(127)$ полосы 11–5 перехода $B - X$ в $^{127}\text{I}_2$.

Частота $\text{He} - \text{Ne}/^{127}\text{I}_2$ -лазера зависит от ряда факторов, в числе которых амплитуда модуляции (девиация) частоты лазера, давление иода, внутривибрационная мощность, кривизна волнового фронта, упругие столкновения молекул иода, линзовые эффекты, а также наличие примесей в иодной ячейке [2–10].

Известно, что сдвиги частот компонент СТС сильно коррелируют с уровнем концентрации в иодной ячейке посторонних газов, являющихся одним из важных воз-

мущающих частоту сверхтонкого перехода факторов [9]. К числу сторонних примесей относятся также молекулы иода, изотопный состав которых отличается от состава молекул, выбранных для стабилизации частоты лазера (например, примеси молекул $^{127}\text{I}^{129}\text{I}$, $^{129}\text{I}_2$ в ячейке с $^{127}\text{I}_2$). Загрязнение ячеек может происходить в процессе их наполнения на установках, где используется как изотоп ^{127}I , так и ^{129}I . Наличием таких примесей объяснялся наблюдаемый в [9] аномально большой сдвиг центра СТС компоненты для некоторых тестируемых ячеек. В связи с этим в дополнение к традиционно используемым для контроля качества наполнения иодных ячеек методам [9–11] нами предложен избирательный по изотопному составу иода тест, применение которого позволяет контролировать присутствие в ячейке молекул иода с другим изотопным составом.

В данной работе приведены результаты оценок сдвига частоты стабилизированного $\text{He} - \text{Ne}/^{127}\text{I}_2$ -лазера, обусловленного примесями в поглощающей ячейке (ПЯ) постороннего изотопа ^{129}I , и результаты экспериментальных исследований детектирования малых гетероизотопных примесей, которые могут использоваться при контроле качества иодных ПЯ.

Как известно, стабилизация частоты гелий-неонового лазера по резонансам насыщенного поглощения молекулярного иода осуществляется путем модуляции частоты лазера в окрестностях компонент СТС, выделения сигнала третьей гармоники частоты модуляции и использования его для работы системы автоматической подстройки частоты (АПЧ) лазера. При наличии в иодной ПЯ малой примеси постороннего изотопа, например ^{129}I , нелинейно-поглощающая среда состоит, в основном, из поглощающих частиц двух видов: молекул $^{127}\text{I}_2$ и молекул $^{129}\text{I}^{127}\text{I}$. Структура оптических переходов этих молекул в области генерации гелий-неонового лазера хорошо изучена (см., напр., [1, 11, 12]). На рис. 1 показано положение компонент СТС для молекул $^{127}\text{I}_2$ и $^{129}\text{I}^{127}\text{I}$. Видно, что линии поглощения молекулы $^{129}\text{I}^{127}\text{I}$ располагаются достаточно близко от компонент СТС молекулы $^{127}\text{I}_2$.

А.М.Негрыйко, А.В.Бойко, Н.М.Качалова, В.М.Ходаковский. Институт физики НАН Украины, 252650 Киев, просп. Науки, 46; e-mail: negriyko@iop.kiev.ua, khodak@iop.kiev.ua, boyko@iop.kiev.ua, kachalov@iop.kiev.ua

Поступила в редакцию 12 февраля 2003 г., после доработки – 18 декабря 2003 г.

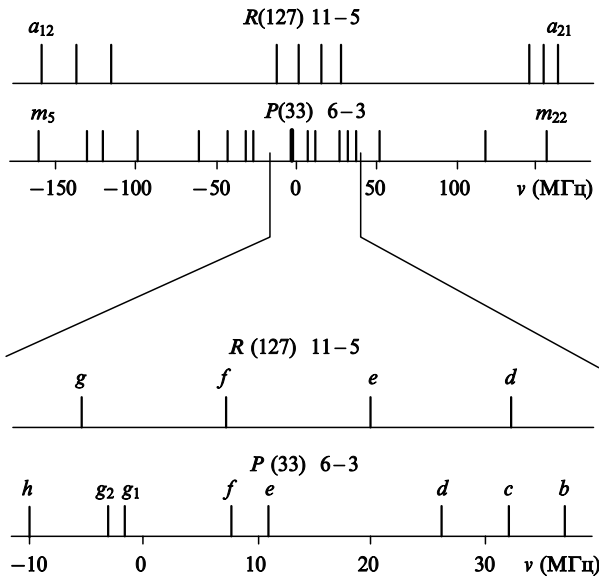


Рис.1. Расположение компонент СТС для линий поглощения $R(127)$ полосы 11–5 молекулы $^{127}\text{I}_2$ и $P(33)$ 6–3 молекулы $^{129}\text{I}^{127}\text{I}$ (вверху) и более подробное расположение компонент d, e, f и g для тех же линий поглощения (внизу) (частотные расстояния между компонентами линии $R(127)$: $f_{d-e} = 12.8$ МГц, $f_{d-f} = 26.2$ МГц, $f_{d-g} = 39.4$ МГц).

При использовании метода выделения третьей производной от контура поглощения близость линий поглощения постороннего изотопа приводит к искажению формы резонанса и, как следствие, к сдвигу частоты стабилизированного лазера.

Сдвиг частоты излучения $\Delta\Omega$ стабилизированного лазера, связанный с влиянием компонент колебательно-вращательного перехода $P(33)$ полосы 6–3 перехода $B^3\Pi \leftarrow X^1\Sigma^+$ молекулы $^{127}\text{I}^{129}\text{I}$, можно получить, решив уравнение (1) численным методом. Величина $\Delta\Omega$ определяется как отстройка $\Delta\nu$, соответствующая нулевому значению сигнала третьей гармоники

$$S_3(\Delta\Omega) = 0, \tag{1}$$

где

$$S_3(\Delta\nu) = \frac{\omega}{2\pi} \int_0^{2\pi/\omega} P \left[\Delta\nu + \frac{D}{2} \cos(\omega t) \right] \cos(3\omega t) dt; \tag{2}$$

D – девиация частоты; ω – частота модуляции; $P(\nu)$ – выходная мощность.

В условиях слабого насыщения поглощения частотную зависимость выходной мощности лазера в области исследуемых компонент можно описать формулой [13]

$$P(\nu) = P_0 \exp \left[- \left(\frac{\nu - \nu_g}{\Delta\nu_D} \right)^2 \right] \times \left[1 + \sum_m K_m \frac{1}{1 + (\Delta\nu_m/\Gamma_m)^2} \right], \tag{3}$$

где ν_g – центральная частота доплеровски уширенного профиля линии усиления; $\Delta\nu_D$ – доплеровская ширина линии; Γ_m и K_m – однородная ширина и контрастность m -го резонанса, которая определяется как относительное увеличение интенсивности излучения лазера при $\Delta\nu_m = 0$ по отношению к интенсивности при $\Delta\nu_m \gg \Gamma_m$; $\Delta\nu_m$ – отстройка линии от резонанса.

Для экспериментальной оценки однородной ширины резонансов на установке, схема которой приведена на рис.2, регистрировались сигналы третьей гармоники.

В резонаторе длиной 45 см, собранном на основе трех инваровых стержней, установлены лазерная трубка (ЛТ) длиной 22 см с накачкой поперечным высокочастотным разрядом (на базе лазера ЛГИ-201), зеркало 31 с коэффициентом отражения 99.8 % и радиусом кривизны 2 м, выходное зеркало 32 с коэффициентом отражения 99.0 % и радиусом кривизны 1 м, закрепленное на пьезокерамическом корректоре (ПК), а также ПЯ длиной 6.5 см.

Все используемые в работе ячейки наполнялись иодом в Институте физики НАН Украины с применением разработанной там же методики очистки иода и вакуумно-термической обработки ячеек. Для исследования параметров резонансов, которые соответствуют компонентам СТС колебательно-вращательного перехода $P(33)$ полосы 6–3 молекулы $^{127}\text{I}^{129}\text{I}$, использовалась ячейка с равным соотношением изотопов. В такой ячейке соотношение концентраций молекул $^{127}\text{I}_2$, $^{127}\text{I}^{129}\text{I}$ и $^{129}\text{I}_2$ составляет 1 : 2 : 1.

С целью увеличения пассивной стабильности частоты резонатор закреплялся на массивной основе, все промежуточные между его элементами изолировались от внешней среды. Для уменьшения влияния акустических колебаний использовался специальный шумоизолирующий кожух. С целью установления необходимого давления паров иода в ПЯ ее боковой отросток охлаждался при помощи элемента Пельтье (ЭП). Система автоматической температурной стабилизации (САТС) позволяла регулировать температуру ЭП от 0°C до комнатной с точностью ± 0.01 °C.

Для стабилизации частоты излучения лазера применялась система АПЧ, собранная по схеме экстремального регулирования. Коэффициент усиления по разомкнутому контуру обратной связи системы АПЧ составлял ~ 150 дБ, частота среза была равна ~ 100 Гц. С помощью фильтров коэффициенты подавления первой и второй гармоник частоты модуляции по отношению к третьей обеспечивались равными ~ 100 дБ. В качестве сигнала ошибки использовался сигнал третьей гармоники частоты модуляции в выходной мощности лазера.

Для исследования сдвигов частоты использовались два идентичных лазера, конструкция которых описана выше. Один из лазеров, частота которого стабилизировалась по поглощению в $^{127}\text{I}_2$ с использованием одной и той же ячейки, был опорным, а во второй поочередно помещались исследуемые ячейки. На ПК подавалось модулирующее напряжение синусоидальной формы частотой

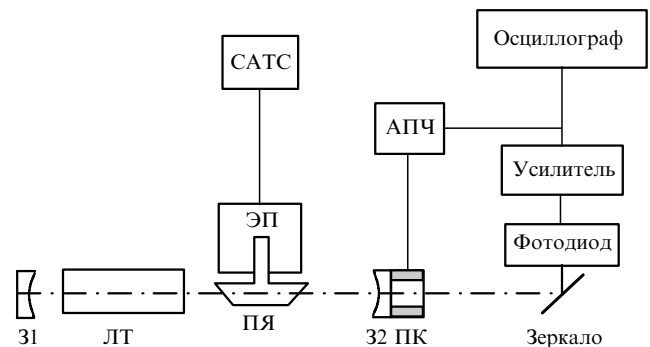


Рис.2. Схема экспериментальной установки.

1.302 кГц. Девиация частоты излучения лазеров определялась амплитудой напряжения модуляции. Излучение обоих лазеров, проходя через систему полупрозрачных зеркал, попадало на фотодиоды, сигналы с которых поступали на идентичные системы АПЧ. В этих системах выделялись сигналы третьей гармоники (3.906 кГц) и методом синхронного детектирования получались сигналы, пропорциональные амплитуде этой гармоники и используемые для стабилизации частоты излучения лазеров. Для исследования частотных характеристик этих лазеров их излучение сбивалось на лавинном фотодиоде, на выходе которого формировался сигнал биений с частотой, равной разности частот излучения лазеров. Сигнал подавался на спектроанализатор и частотомер и регистрировался при помощи системы КАМАК, которая позволяла стабилизировать частоту излучения по компонентам *a, b, c, d, e, f, g, h, i* и *j* СТС линии *R(127)* полосы 11–5 перехода $B^3\Pi_u^+ \leftarrow X^1\Sigma_g^+$ молекулы $^{127}\text{I}_2$.

Экспериментальные кривые сигнала третьей гармоники, используемые для определения однородной ширины линии и полученные для различных значений девиации *D* в ячейке, содержащей равные количества изотопов ^{127}I и ^{129}I , представлены на рис.3. При измерениях опорный лазер был стабилизирован по компоненте *f* СТС линии *R(127)* полосы 11–5 перехода $B^3\Pi_u^+ \leftarrow X^1\Sigma_g^+$ молекулы $^{127}\text{I}_2$.

В ячейке с равным соотношением изотопов ^{127}I и ^{129}I поглощение на линии *R(127)* намного меньше, чем на линиях *P(33)* и *P(54)*, и резонансы, соответствующие линии *R(127)*, неразличимы на фоне резонансов, соответствующих линиям *P(33)* и *P(54)*. Следовательно, однородные ширины компонент линии *R(127)* нельзя определить по наблюдаемой зависимости от частоты сигнала третьей

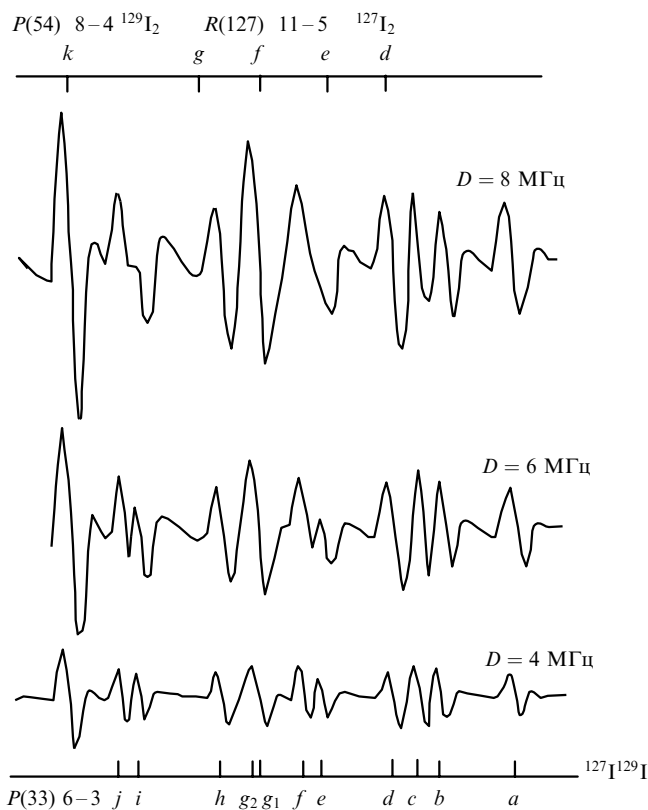


Рис.3. Экспериментальные спектры сигнала третьей гармоники для различных значений девиации *D*, полученные для ячейки, содержащей равное количество изотопов ^{127}I и ^{129}I .

гармоники для ячейки, содержащей равные количества изотопов ^{127}I и ^{129}I . Для того чтобы определить параметры резонансов, соответствующих линии *R(127)*, были измерены сигналы третьих гармоник для ячейки с $^{127}\text{I}_2$ в области компонент *d, e, f* и *g* линии *R(127)* полосы 11–5 перехода $B^3\Pi^+ \leftarrow X^1\Sigma^+$ молекулы $^{127}\text{I}_2$. Соответствующие кривые приведены на рис.4.

После обработки полученных экспериментальных зависимостей сигналов третьих гармоник по методу наименьших квадратов были получены следующие значения однородных ширин Γ и контрастности линий *K*:

$\Gamma = 2.5 \pm 0.1$ МГц, $K = 3.65\% \pm 0.04\%$ для компоненты *k* линии поглощения *P(54)* колебательной полосы 8–4 перехода $B^3\Pi_u^+ \leftarrow X^1\Sigma_g^+$ молекулы $^{129}\text{I}_2$;

$\Gamma = 2.4 \pm 0.1$ МГц, $K = 0.60\% \pm 0.02\%$ для компонент линии поглощения *P(33)* колебательной полосы 6–3 перехода $B^3\Pi^+ \leftarrow X^1\Sigma^+$ молекулы $^{127}\text{I}^{129}\text{I}$;

$\Gamma = 2.2 \pm 0.1$ МГц, $K = 0.11\% \pm 0.01\%$ для компонент линии поглощения *R(127)* колебательной полосы 11–5 перехода $B^3\Pi_u^+ \leftarrow X^1\Sigma_g^+$ молекулы $^{127}\text{I}_2$.

Контрастности каждой из линий были пересчитаны исходя из условия, что ячейка заполнена только одним сортом молекул ($^{129}\text{I}_2$, $^{127}\text{I}^{129}\text{I}$ или $^{127}\text{I}_2$).

С использованием обсуждаемых зависимостей и приведенных выше параметров резонансов были вычислены частотные сдвиги положения нулевого значения сигнала третьей гармоники для компонент *d, e, f* и *g* линии *R(127)* полосы 11–5 перехода $\Pi_u^+ \leftarrow X^1\Sigma_g^+$ молекулы $^{127}\text{I}_2$, связанные с загрязнением ячейки, заполненной $^{127}\text{I}_2$, изотопом ^{129}I . Выбор перечисленных компонент обусловлен тем, что они обычно используются для сличений частот стабилизированных He–Ne/ I_2 -лазеров. Девиация принималась равной 6 МГц. Величины сдвигов были рассчитаны путем численного решения уравнения (1) при зависимости выходной мощности (3). Соответствующие расчетные зависимости сдвига частоты излучения от относительной концентрации изотопа ^{129}I показаны на рис.5.

В общепринятой методике сличения частот стабилизированных лазеров [2] сдвиги частот излучения на переходах между компонентами СТС считаются случайными

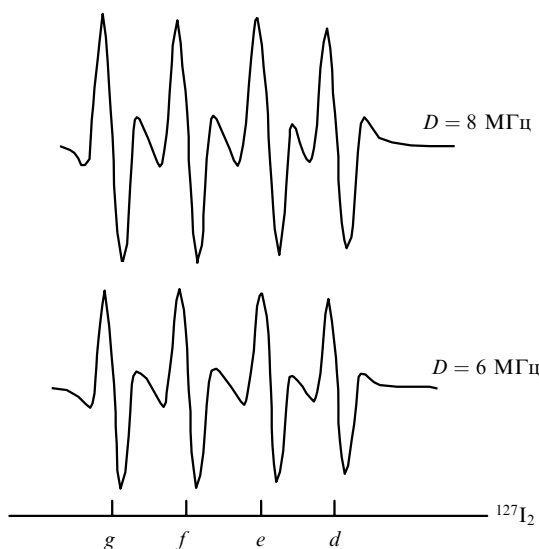


Рис.4. Экспериментальные спектры сигнала третьей гармоники для различных значений девиации *D*, полученные для ячейки, заполненной $^{127}\text{I}_2$.

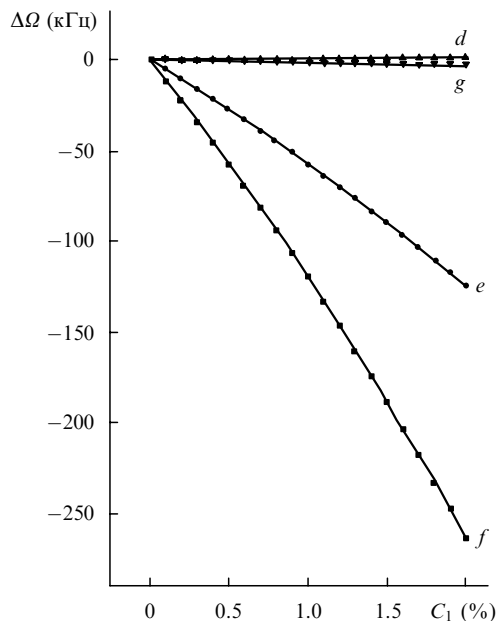


Рис.5. Расчетные зависимости сдвига частоты излучения $\Delta\Omega$ от относительной концентрации C_1 изотопа ^{129}I для компонент d, e, f и g .

и независимыми. Опорный и исследуемый лазеры стабилизируются поочередно по различным компонентам СТС и составляет матрица разностных частот, элементами которой являются частоты биений лазеров $\nu_{mm} = \nu_m - \nu_n$, где ν_m, ν_n – частоты излучения опорного и исследуемого лазеров, стабилизированных по компонентам m и n соответственно, при этом $m \neq n$ (m, n выбираются из набора компонент d, e, f, g). Исследуемому лазеру приписывается сдвиг частот, определяемый как среднее полуразностей значений над- и поддиагональных элементов, соответствующих одинаковым парам компонент. Рассчитанный по такой методике сдвиг частоты излучения лазера с ячейкой, загрязненной изотопом ^{129}I , в зависимости от относительной концентрации ^{129}I показан на рис.6.

В настоящее время частота излучения стабилизированного $\text{He}-\text{Ne}/^{127}\text{I}_2$ -лазера воспроизводится со стандартной неопределенностью 9.9 кГц [1], при этом в

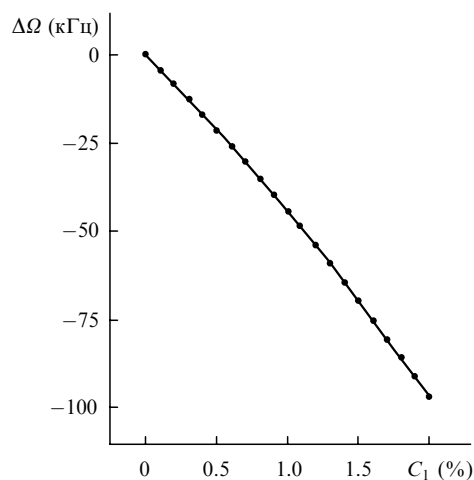


Рис.6. Расчетная зависимость разности частот излучения лазера с ячейкой, заполненной чистым $^{127}\text{I}_2$, и лазера с ячейкой, заполненной ^{127}I и загрязненной изотопом ^{129}I , от относительной концентрации изотопа ^{129}I .

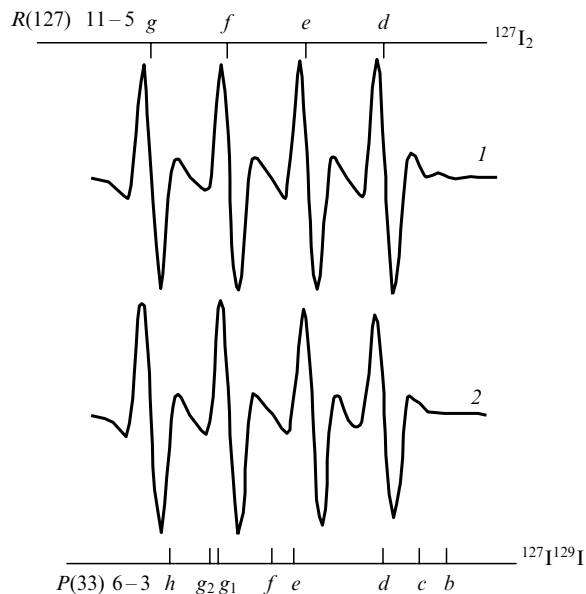


Рис.7. Расчетная зависимость сигнала третьей гармоники в области компонент d, e, f и g , соответствующая 0.25 %-ной относительной концентрации изотопа ^{129}I (1), и экспериментальная зависимость, полученная для ячейки с $^{127}\text{I}_2$ (2).

сумме погрешностей составляющая, связанная с чистотой иода, равна 5 кГц. Из рис.6 видно, что сдвиг частоты излучения лазера в 10 кГц вследствие загрязнения иодной ячейки изотопом ^{129}I может быть достигнут уже при относительной концентрации ^{129}I , близкой к 0.25 %. Такая концентрация примеси практически не сказывается на наблюдаемой зависимости сигнала третьей гармоники для компонент линии $R(127)$ молекулы $^{127}\text{I}_2$.

На рис.7 приведена расчетная зависимость сигнала третьей гармоники в области компонент d, e, f и g , соответствующая 0.25 %-ной относительной концентрации ^{129}I , и экспериментальная зависимость, полученная для использованной в эксперименте иодной ячейки без примеси ^{129}I . Видно, что различные приведенные зависимости находятся на уровне шума. Как следствие, при относительной концентрации изотопа ^{129}I , составляющей 0.25 %, отношение сигнал/шум для нелинейных резонансов насыщенного поглощения гетероизотропного иода меньше единицы, но при этом обусловленный им сдвиг частоты излучения лазера близок к суммарной неопределенности частоты для современных метрологических $\text{He}-\text{Ne}/\text{I}_2$ -лазеров.

Присутствие постороннего изотопа иода не обнаруживается традиционными методами контроля наличия примесей в иодной ячейке [9–11]. Для обнаружения постороннего изотопа нами предложен и экспериментально реализован метод изотопически-селективного возбуждения лазерной флуоресценции с помощью перестраиваемого лазера. Успешное применение лазера на красителе для детектирования малых концентраций иода было продемонстрировано более двадцати лет назад [14]. Как показано в [15], высокой избирательности данного метода по отношению к молекулам иода различного изотопного состава можно достичь путем соответствующего выбора чувствительных линий. Для контроля загрязнения изотопом ^{129}I иодных ячеек, применяемых для стабилизации частоты гелий-неонового лазера, анализировался спектр поглощения молекулы $^{129}\text{I}^{127}\text{I}$. Выбирались достаточно сильные линии поглощения этой мо-

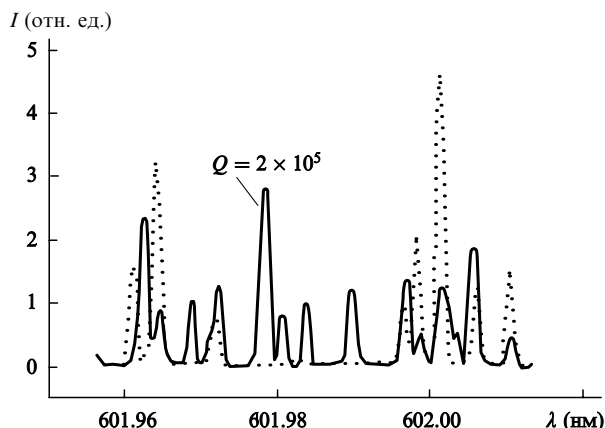


Рис.8. Расчетные спектры возбуждения флуоресценции молекул $^{129}\text{I}^{127}\text{I}$ (сплошная линия) и $^{127}\text{I}_2$ (пунктир) вблизи линии поглощения $P(82)$ полосы 2–12 молекулы $^{129}\text{I}^{127}\text{I}$ ($\lambda = 602.14488$ нм в вакууме).

лекулы, которые находятся в диапазоне перестройки лазера на красителе родамин 6Ж и попадают в окна прозрачности спектра поглощения молекулы $^{127}\text{I}_2$. Расчет спектров поглощения иода различного изотопного состава производился с использованием констант для уровней энергий $^{127}\text{I}_2$, приведенных в [16], и расчетных значений констант для $^{129}\text{I}^{127}\text{I}$ [17]. Показатель качества Q чувствительных линий определялся отношением коэффициентов поглощения J молекул $^{129}\text{I}^{127}\text{I}$ и $^{127}\text{I}_2$ при настройке длины волны перестраиваемого лазера на центр линии поглощения молекулы $^{129}\text{I}^{127}\text{I}$:

$$Q = J_{\{127,129\}} \sqrt{\pi} \left(\sum \frac{J_{\{127,127\}} \gamma k u}{(\omega - \omega_{0\{127,127\}})^2 + \gamma^2} \right)^{-1}. \quad (4)$$

Суммирование производилось по всем частотам $\omega_{0\{127,129\}}$, соответствующим линиям поглощения молекулы $^{127}\text{I}_2$ на частоте $\omega = \omega_{0\{127,129\}}$. Мы полагали, что $\gamma = 1$ МГц (однородная ширина линии) и $ku = 200$ МГц (доплеровская ширина). В диапазон перестройки лазера на роданине 6Ж попадают более 10 линий с $Q \geq 2 \times 10^5$. На рис.8 приведены расчетные спектры возбуждения флуоресценции молекул $^{129}\text{I}^{127}\text{I}$ и $^{127}\text{I}_2$ вблизи линии поглощения $P(82)$ 2–12 ($\lambda = 602.14488$ нм в вакууме). Эта линия имеет самый высокий показатель качества ($Q = 2.9 \times 10^5$). Надлежащий выбор спектральной области для селективного возбуждения молекул $^{129}\text{I}^{127}\text{I}$ позволяет достичь более высокой чувствительности обнаружения. При правильном выборе линии поглощения молекулы $^{129}\text{I}^{127}\text{I}$ и концентрации ^{129}I на уровне 10^{-5} концентрации ^{127}I интенсивность флуоресценции $^{129}\text{I}^{127}\text{I}$ может быть того же порядка, что и интенсивность флуоресценции $^{127}\text{I}_2$.

Предложенный метод лазерно-флуоресцентного тестирования иодных поглощающих ячеек был нами экспериментально опробован на установке, описанной в [16]. В качестве возбуждающего флуоресценцию лазера использовался непрерывный лазер на красителе с накачкой ар-

гоновым лазером. Концентрационный предел обнаружения молекул $^{129}\text{I}^{127}\text{I}$ составил 3×10^{-4} по отношению к концентрации молекул $^{127}\text{I}_2$. Основными факторами, ограничивающими чувствительность обнаружения гетероизотопных молекул иода, являлись технические амплитудные шумы лазерного излучения и фоновая флуоресценция молекул $^{127}\text{I}_2$. Вместе с тем экспериментально достигнутая чувствительность достаточна для осуществления контроля качества иодных ПЯ для метрологических лазеров.

Таким образом, неконтролируемое загрязнение изотопом ^{129}I иодной ячейки, используемой для стабилизации частоты излучения лазера, является возможным источником дополнительных ошибок воспроизводимости частоты стабилизированных лазеров. Влияния неконтролируемого загрязнения ячейки изотопом ^{129}I на общий сдвиг частоты сопоставимо с суммарным влиянием других известных факторов уже при 0.25 %-ной концентрации изотопа ^{129}I . Предлагаемое дополнительное тестирование иодной ячейки с помощью метода лазерной флуоресценции, обеспечивающего возможность обнаружения ^{129}I в ячейке на уровне 0.03 % от концентрации $^{127}\text{I}_2$, может применяться для исключения дополнительных сдвигов частоты излучения стабилизированного лазера, вызванных присутствием посторонних изотопов иода.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке гранта INTAS 99-1B-00019, гранта 8/87-2001 Министерства просвещения и науки Украины и проектов НАН Украины В72 и ВЦ98.

1. Quinn T.J. *Metrologia*, **40**, 103 (2003).
2. Chartier J.-M., Helmcke J., Wallard A.J. *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, **25**, 450 (1976).
3. Hall J.L., Borde C.J. *Appl. Phys. Lett.*, **29**, 78 (1976).
4. Cerez P., Felder R. *Appl. Opt.*, **22**, 1251 (1983).
5. Данилейко М.В., Кравчук А.Л., Целинко А.М., Яценко Л.П. *Квантовая электроника*, **13** (3), 516 (1986).
6. Бойко А.В., Негрыйко А.М., Яценко Л.П. *Квантовая электроника*, **28** (2), 151 (1999).
7. Миронов А.В., Привалов В.Е. *Электронная техника. Сер. Лазерная техника и оптоэлектроника*, в. 1 (57), 51 (1991).
8. Привалов В.Е. *Газоразрядные лазеры в измерительных комплексах* (Л.: Судостроение, 1989, с. 169).
9. Chartier J.-M., Picard-Fredin S., Chartier A. *Rapport BIPM 92/4*.
10. Flory G., Broyer M., Vigue J., Lehmann J.C. *Rev. de Phys. Appl.*, **12**, 901 (1977).
11. Fredin-Picard S. *Metrologia*, **26**, 235 (1989).
12. Magyar J.A., Brown N. *Metrologia*, **16**, 63 (1980).
13. Chartier J.-M. *Rapport BIPM-93/3 and Document CCDM/92-20a (BIPM)*.
14. Cerez P., Brillet A. *Metrologia*, **13**, 29 (1977).
15. Балькин В.И., Мишин В.И., Семчишин В.А. *Квантовая электроника*, **4** (7), 1556 (1977).
16. Данилейко М.В., Негрыйко А.М., Романенко В.И., Ходаковский В.М., Яценко Л.П. *Оптика и спектроскопия*, **79** (1), 77 (1995).
17. *Таблицы физических констант*. Под ред. И.К.Кикоина (М.: Наука, 1976).
18. Le Roy R.J. *J. Chem. Phys.*, **52** (5), 2683 (1970).