

# Оптический стандарт частоты на одиночном ионе иттербия-171

С.В.Чепуров, Н.А.Павлов, А.А.Луговой, С.Н.Багаев, А.В.Тайченачев

*Представлены результаты текущих исследований по созданию оптического стандарта частоты на основе квадрупольного перехода одиночного иона иттербия-171. Осуществлена одновременная стабилизация частоты зондирующего лазера по пику пропускания опорного эталона Фабри–Перо и частоте центрального резонанса квадрупольного перехода иона, ширина которого составляет 30 Гц. На основе экспериментально полученных спектральных характеристик зондирующего лазера и оптического репера показано, что суточная нестабильность  $^{171}\text{Yb}^+$ -стандарта составляет  $\sim 10^{-17}$ .*

**Ключевые слова:** квадрупольная ловушка, лазерное охлаждение, спектроскопия, стабилизация частоты, оптический стандарт частоты.

## 1. Введение

Актуальность исследований и разработок, направленных на создание оптических стандартов частоты с долговременной стабильностью не хуже  $10^{-17}$ , обусловлена чрезвычайной важностью их использования в современной науке (проверка фундаментальных физических теорий, тестирование гипотетического дрейфа фундаментальных констант, космологических моделей и т.п. [1–3]), а также широким практическим применением (построение точных карт ортометрических высот, навигация по физическим полям, обнаружение геологических пустот и залежей полезных ископаемых и т.д. [4–6]). Кроме того, существенный прогресс методов измерения частоты открывает возможность значительного повышения точности определения других физических величин, допускающих преобразование в частотные измерения (например, гравитационный потенциал, магнитное поле, электрическое поле и др.). Практическая реализация поставленных целей открывает новые перспективы в информационных технологиях, физических измерениях, науках о жизни.

В последнее десятилетие достигнут существенный прогресс в повышении стабильности и точности оптических стандартов частоты с использованием локализованных в пространстве охлажденных до сверхнизких температур атомов и ионов. Такие системы в настоящее время демонстрируют наилучшие характеристики стабильности частоты (до  $10^{-18}$ ) за большие времена наблюдения [7–9]. Ключевым преимуществом таких стандартов является то, что атом или ион, в структуре энергетических уровней которого есть запрещенный сверхузкий переход, используемый в качестве оптического частотного репера, находится в хорошо контролируемой среде, в значительной мере изолированной от внешних воздействий.

С.В.Чепуров, Н.А.Павлов, А.А.Луговой, С.Н.Багаев, А.В.Тайченачев.  
Институт лазерной физики СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск,  
просп. Акад. Лаврентьева, 13/3; e-mail: svc972@gmail.com

Поступила в редакцию 16 марта 2021 г.

В настоящей работе представлены результаты исследований по созданию в ИЛФ СО РАН оптического стандарта частоты с относительной погрешностью и долговременной нестабильностью частоты менее  $10^{-17}$  на основе квадрупольного перехода одиночного иона иттербия-171.

## 2. Захват и охлаждение иона

На рис.1 показана(вын) схема разработанного в ИЛФ СО РАН оптического стандарта частоты на одиночном ионе иттербия-171. Захват и удержание иона осуществляются миниатюрной радиочастотной ловушкой Пауля с торцевыми электродами [10, 11]. Для формирования удерживающего трехмерного потенциала используется переменное напряжение с амплитудой 600 В и частотой 14 МГц. При этом глубина потенциальной ямы составляет 18 эВ, а секкулярные частоты ловушки  $\nu_z = 2\nu_r = 1.2$  МГц. Для увеличения времени локализации иона ловушка размещена в вакуумной камере с давлением остаточных газов менее  $5 \times 10^{-10}$  Тор, что позволяет минимизировать потерю ионов вследствие столкновений с молекулами газа.

Доплеровское охлаждение и детектирование состояния иона производятся с помощью модулированного по частоте излучения диодного лазера на длине волны  $\lambda = 369.5$  нм [12, 13]. Модуляция осуществляется электрооптическим модулятором (ЭОМ) на частоте 14.75 ГГц для генерации спектральной составляющей, возбуждающей сверхтонкую компоненту охлаждающего перехода  $^2S_{1/2} (F=0) \rightarrow ^2P_{1/2} (F=1)$ , которая не возбуждается резонансным охлаждающим излучением. Чтобы снять заселение уровней  $^2D_{3/2}$  и  $^2F_{7/2}$ , используются излучения перекачивающих диодных лазеров на длинах волн 935 и 760 нм соответственно.

Излучение флуоресценции иона, индуцированное охлаждающим лазером, проецируется с помощью многолинзового объектива на ФЭУ и на ПЗС-камеру. Изображение на камере используется для определения количества частиц, захваченных в ловушку, а также для контроля положения иона в ловушке. Сигнал ФЭУ служит

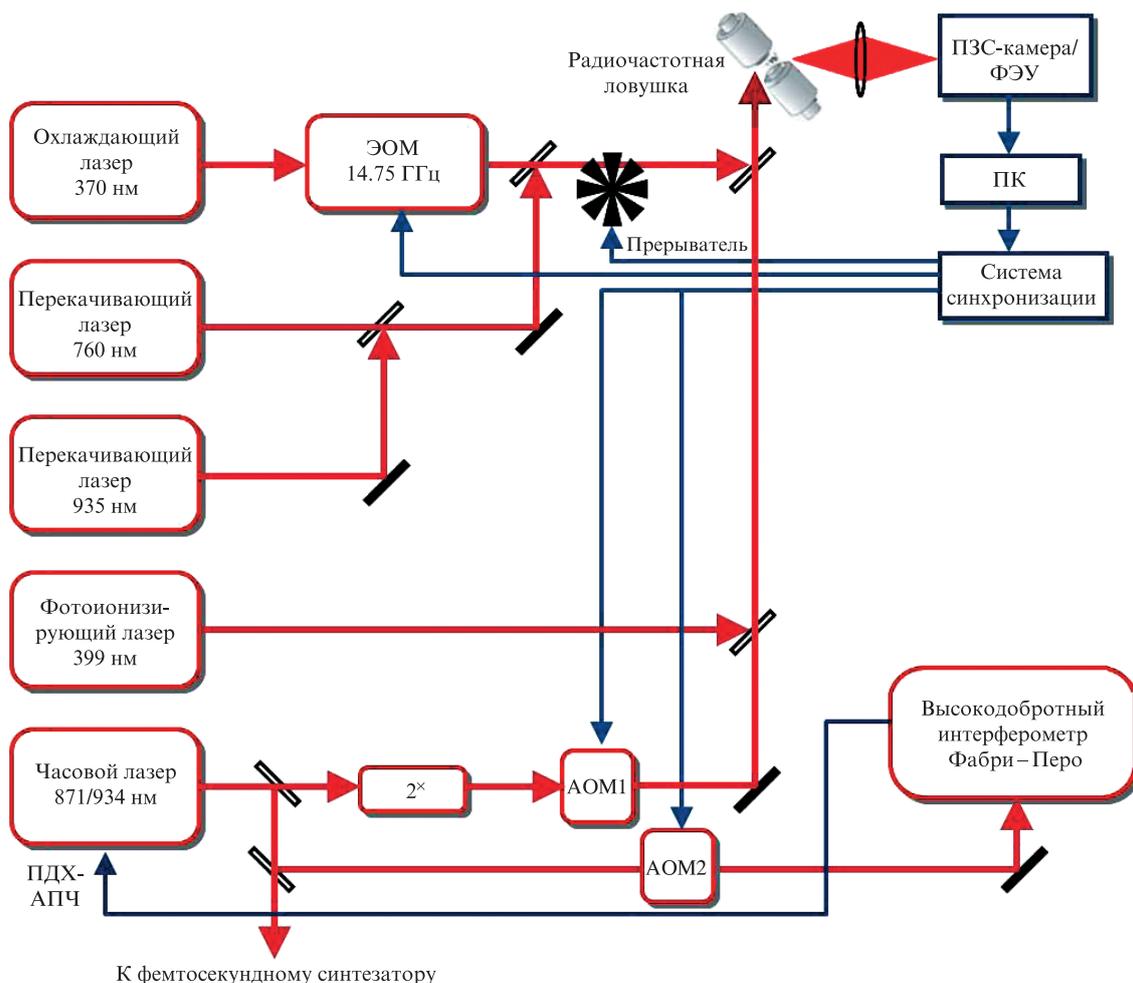


Рис.1. Схема оптического стандарта частоты на одиночном ионе иттербия.

для определения общей скорости флуоресценции с высоким временным разрешением.

На рис.2 показано изображение одиночного иона  $^{171}\text{Yb}$ , захваченного в радиочастотную ловушку, а также резонансный сигнал флуоресценции на охлаждающем переходе. Спектральная ширина сигнала по полувысоте (FWHM) составляет  $\sim 20$  МГц, что свидетельствует об отсутствии доплеровского уширения и, следовательно, об эффективности охлаждения иона.

### 3. Минимизация избыточного микродвижения иона

Локализованный в ловушке ион при смещении его из области нулевого удерживающего потенциала может испытывать воздействие переменного радиочастотного электрического поля. Возникающее при этом колебательное движение иона на частоте поля (так называемое микродвижение) приводит к увеличению его температуры и

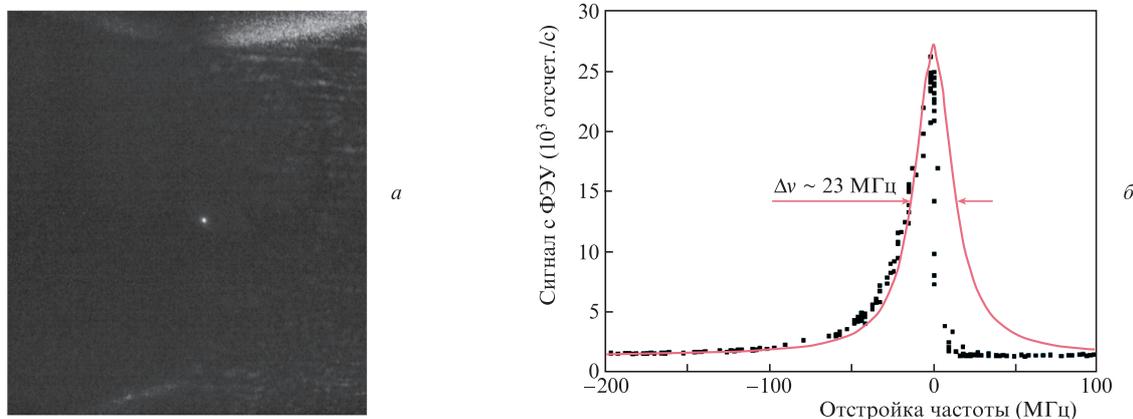


Рис.2. Изображение одиночного иона  $^{171}\text{Yb}$ , захваченного в ловушку (а), и резонансный сигнал флуоресценции от охлажденного одиночного иона, полученный при сканировании частоты охлаждающего лазера (б). Сплошная кривая – аппроксимация спектральной линии лоренцевским профилем.

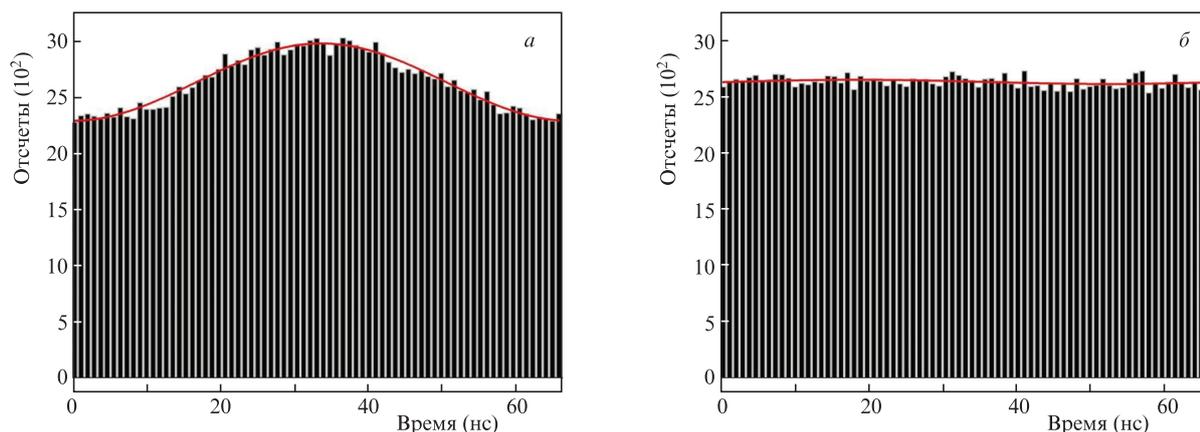


Рис.3. Сигналы кросс-корреляции при смещении иона относительно центра ловушки (при наличии нескомпенсированных паразитных полей) (а) и после коррекции положения (при компенсации полей) (б). Аппроксимация функцией  $\sin$ .

уширению спектра часового перехода за счет эффекта Доплера. Смещение иона из центра ловушки обусловлено, главным образом, воздействием нескомпенсированных паразитных статических электрических полей.

Для детектирования и компенсации избыточного микродвижения иона в ловушке в настоящей работе использован метод кросс-корреляции [14], когда модуляция флуоресценции иона, связанная с доплеровским сдвигом первого порядка, коррелирует с фазой электрического поля, создаваемого электродами ловушки.

Для получения сигнала кросс-корреляции используется счетчик, для которого стартовым импульсом служит сигнал от ФЭУ, возникающий при регистрации пришедшего фотона от флуоресцирующего в цикле охлаждения иона. Остановка счета происходит тогда, когда синусоидальный сигнал электрического поля пересекает «0» в отрицательном направлении. Затем подсчитывается число фотонов, пришедших за определенное время изменения фазы поля ловушки.

На рис.3 приведены сигналы кросс-корреляции для иона, смещенного от центра ловушки, до и после коррекции его положения путем подачи постоянного напряжения на компенсационные электроды. Точность компенсации смещения иона с помощью реализованного метода составила  $\sim 15$  нм, что меньше параметра Лэмба–Дике ( $d < \lambda/\pi \approx 118$  нм) и достаточно для минимизации эффекта Доплера. Важными преимуществами данного метода детектирования и компенсации смещения иона в ловушке перед традиционно применяемым способом с использованием высокочувствительных (и дорогостоящих) ПЗС-камер являются более высокая чувствительность и точность позиционирования. Кроме того, использование некомпланарных охлаждающих пучков, имеющих проекции на все оси ловушки, позволяет детектировать и компенсировать микродвижение по всем координатам.

#### 4. Детектирование квадрупольного перехода

Возбуждение квадрупольного часового перехода  ${}^2S_{1/2} (F=0) \rightarrow {}^2D_{3/2} (F=2)$  осуществляется излучением второй гармоники диодного (часового) лазера с внешним резонатором с длиной волны 871 нм [11]. Для уменьшения спектральной ширины линии лазера до  $\sim 1$  Гц его частота стабилизируется по опорному эталону Фабри–Перо, изготовленному из стекла с низким коэффициентом термического расширения (ULE glass, Corning). С целью пода-

вления механических колебаний вакуумная камера с эталоном размещена на пассивной виброизолирующей плите. Кроме того, эталон в камере размещен на системе подвесов, снижающей его чувствительность к вибрациям [15]. Значительное уменьшение влияния температуры окружающей среды на положение резонансов эталона достигнуто путем стабилизации температуры около «нулевой» точки, характеризуемой практически нулевым коэффициентом температурного расширения материала базы эталона.

Принцип наблюдения резонансов в одиночных ионах основан на применении метода детектирования квантового скачка (перехода иона из одного энергетического состояния в другое) по моменту появления флуоресценции на охлаждающем переходе (electron shelving [16–18]). Подготовка и опрос энергетических состояний иона проводятся с помощью специально подобранной последовательности лазерных импульсов [11]. Если после выключения зондирующего лазера и включения цикла охлаждения в течение некоторого времени (в случае квадрупольного перехода это несколько миллисекунд) сигнал флуоресценции не возникает, ион с большой вероятностью находится в возбужденном состоянии  ${}^2D_{3/2}$ , и цикл возбуждения считается успешным. Последовательность циклов охлаждения, возбуждения и детектирования повторяется несколько раз для одной частоты зондирующего лазера, вероятность возбуждения энергетического уровня  ${}^2D_{3/2} (F=2, m_F=0)$  регистрируется как функция частоты. Продетектированный спектр возбуждения квадрупольного перехода состоит из нескольких резонансов, которые содержат информацию о состоянии иона, его движении в ловушке и взаимодействии с окружающей средой.

На рис.4 представлены результаты детектирования спектра возбуждения квадрупольного перехода  ${}^2S_{1/2} (F=0) \rightarrow {}^2D_{3/2} (F=2)$  иона иттербия-171 [11]. Спектр магнитных подуровней перехода (рис.4,а) состоит из пяти компонент, соответствующих  $\Delta m_F = 0, \pm 1$  и  $\pm 2$ . Как видно из рисунка, магнитное расщепление подуровней составляет  $\sim 50$  кГц, что соответствует остаточному магнитному полю в ловушке  $|B| \approx 6$  мкТл. На рис.4,б показан спектр центральной компоненты  $\Delta m_F = 0$  квадрупольного перехода. Для возбуждения резонанса в данном случае использовался импульс излучения часового лазера длительностью 30 мс. Спектральная ширина (FWHM) зарегистрированного резонанса на центральной частоте пе-

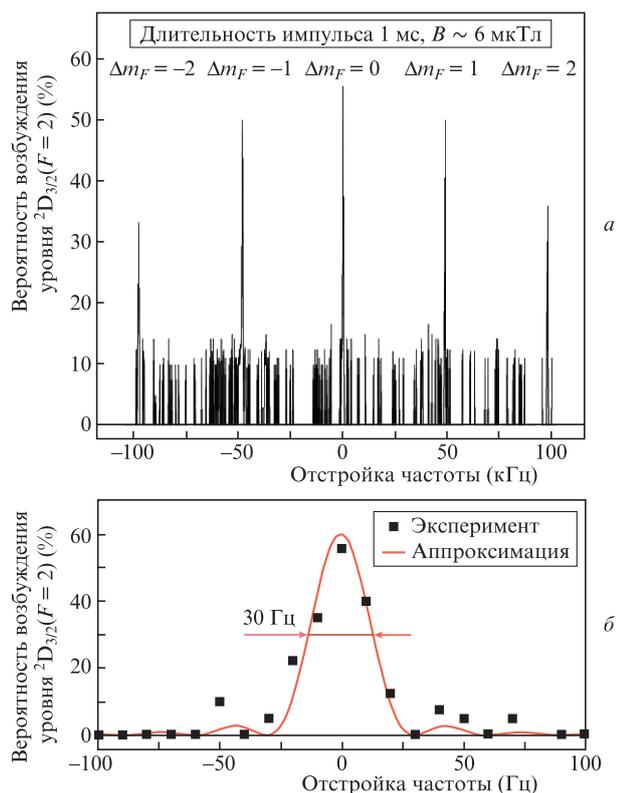


Рис. 4. Спектры возбуждения квадрупольного перехода  ${}^2S_{1/2} (F=0) \rightarrow {}^2D_{3/2} (F=2)$  иона иттербия-171: спектр магнитных подуровней перехода (а) и спектр центральной компоненты  $\Delta m_F = 0$  (б) при скоростях сканирования частоты зондирующего лазера 500 (а) и 10 ГГц/с (б).

рехода составляет около 30 Гц при вероятности возбуждения  $\sim 0.5$ .

## 5. Стабилизация частоты зондирующего лазера по частоте квадрупольного перехода

Высокая кратковременная стабильность частоты стандарта достигается путем стабилизации частоты дифрагированного пучка зондирующего часового лазера на выходе акустооптического модулятора АОМ1 (см. рис. 1) по резонансам отражения высокодобротного интерферометра Фабри–Перо методом Паунда–Древера–Холла (ПДХ) с помощью системы автоподстройки частоты (ПДХ-АПЧ). Долговременная стабильность системы достигается с помощью такой подстройки частоты АОМ1, чтобы частота второй гармоники излучения зондирующего лазера совпадала с частотой максимума сигнала вероятности возбуждения часового перехода одиночного иона, локализованного в радиочастотной ловушке. Цифровая АПЧ (на основе компьютера) корректирует частоту АОМ1 за характерные времена, позволяющие обеспечить соответствующее отношение сигнал/шум для достижения необходимой стабильности (в случае одиночных ионов характерные времена обычно составляют не менее 100 с). Сигналом ошибки для определения положения частоты излучения второй гармоники зондирующего лазера относительно центра перехода является разность вероятностей возбуждения при отстройках в обе стороны от центра резонанса на половину его ширины, реализуемых за счет перестройки частоты зондирующего излучения с помощью АОМ2. Таким образом, стабильность частоты излучения стандарта за короткие времена (менее 100 с)

определяется свойствами интерферометра Фабри–Перо, тогда как характеристики долговременной стабильности и точности стандарта определяются параметрами резонанса на сверхузком (запрещенном в дипольном приближении) оптическом переходе.

В соответствии с описанной выше методикой осуществлена одновременная стабилизация частоты зондирующего лазера по пику пропускания опорного эталона Фабри–Перо и частоте центрального резонанса квадрупольного перехода иона иттербия.

Перед стабилизацией частоты лазера по резонансной частоте атомного перехода  $\nu_0$  записывается спектр возбуждения резонанса, а частота лазера устанавливается близкой к центру резонанса. В режиме записи резонанса частота лазера дискретно перестраивается относительно моды опорного интерферометра. Начальная отстройка, конечная отстройка, величина шага, а также направление изменения частоты задаются в диалоговом окне разработанной программы управления экспериментом. Кроме того, выбор управляемого в процессе записи резонанса генератора позволяет выбрать АОМ, обеспечивающий перестройку частоты зондирующего излучения. В режиме записи резонанса сигнал флуоресценции с ФЭУ синхронизируется с сигналами, формирующими временную последовательность возбуждения и детектирования часового перехода. После перестройки частоты зондирующего излучения проводится некоторое количество (как правило, 10–20) элементарных циклов опроса, дающих в результате либо 0, либо 1. Возможным вариантом также может быть исключение результата данного или следующего цикла из рассмотрения («плохой» цикл). Для этого в каждом цикле длительностью  $\sim 100$  мс проверяется соответствие сигнала флуоресценции с ФЭУ в заданные промежутки времени, связанные с временной последовательностью возбуждения и детектирования часового перехода, критериям, заданным пользователем, на основании которых определяется, считать проведенный цикл опроса «достоверным» или «плохим». Если цикл «достоверный», то затем определяется – произошел ли переход иона из основного состояния в возбужденное. Если переход произошел, то к числу «успешных» циклов при данной отстройке прибавляется 1, в противном случае – 0.

После окончания сбора информации при данной отстройке вычисляется итоговая вероятность перехода иона в возбужденное состояние как отношение числа «успешных» циклов к числу «достоверных». Результатом также может считаться и отношение числа «успешных» опросов к полному числу проведенных, однако из-за неизбежного наличия «плохих» циклов максимально достижимая вероятность в таком случае снижается.

Для стабилизации частоты лазера с помощью цифровых алгоритмов разработано множество методов (см., напр., [19]). Для симметричного резонанса, наблюдаемого на переходах в одиночных частицах, наиболее простым является метод стабилизации «по двум точкам», когда в качестве частотного дискриминатора используется разность амплитуд резонанса при равных отстройках слева и справа от центра резонанса, т. е. крутизна дискриминатора  $k = (A_+ - A_-)/\delta$ , где  $A_+$  и  $A_-$  – величины регистрируемого сигнала при положительной и отрицательной отстройках  $\delta$ . Регистрируемым сигналом служит вероятность возбуждения квадрупольного перехода, детектируемая при проведении заданного числа элементарных циклов опроса иона, описанных выше. После находке-

ния вероятностей возбуждения квадрупольного перехода при заданной положительной и отрицательной отстройках ( $P_+$  и  $P_-$ ) с учетом задаваемой крутизны резонанса вычисляется текущая отстройка частоты лазера от центра резонанса  $\Delta = (P_+ - P_-)/k$ . Для формирования устойчивого цифрового кольца обратной связи используется стандартный ПИ-регулятор (PI) в виде  $u = P + I$ , где  $P = k_p \Delta$ ,  $I = k_i \int \Delta dt$ . Коэффициенты пропорционального ( $k_p$ ) и интегрального ( $k_i$ ) звеньев ПИ-регулятора вместе с отстройкой  $\delta$  и крутизной дискриминатора  $k$  задаются в диалоговом окне управляющей программы. Оптимизация динамики работы ПИ-регулятора осуществляется в процессе стабилизации путем подбора коэффициентов  $k_p$  и  $k_i$  исходя из критерия минимизации флуктуаций частоты стабилизируемого лазера во времени.

### 6. Оценка нестабильности частоты оптического стандарта

Нестабильность частоты определяется степенью ее отклонения от номинального значения за время измерения. Наиболее часто встречающимся критерием нестабильности стандартов частоты является дисперсия Аллана  $\sigma_y^2(\tau)$ . Однако на практике чаще пользуются параметром (или отклонением, девиацией) Аллана  $\sigma_y(\tau)$ . Для набора значений частоты  $N$  при продолжительности каждого измерения  $\tau$  параметр Аллана может быть записан в следующем виде:

$$\sigma_y(\tau) = \left[ \frac{1}{2(N-1)} \sum_{n=1}^{N-1} (y_{n+1} - y_n)^2 \right]^{1/2}, \tag{1}$$

где  $y_n$  – средняя частота биений (разность частот лазеров) за время усреднения  $\tau$ , деленное на номинальную частоту;  $n$  и  $N$  – номер и число измерений.

Чтобы охарактеризовать частотные свойства  $^{171}\text{Yb}^+$ -стандарта, были измерены нестабильности частоты сигнала биений частоты зондирующего лазера на  $\lambda = 871$  нм и компоненты частоты спектра излучения фемтосекундного генератора Menlo Systems FC1500-250-WG, стабилизированного по частоте  $\text{Yb}:\text{YAG}/\text{I}_2$ -стандарта. Нестабильность частоты биений определялась как параметр Аллана (1). Результаты измерений представлены на рис.5. Значения параметра Аллана за времена усреднения  $\tau < 100$  с определяются частотными характери-

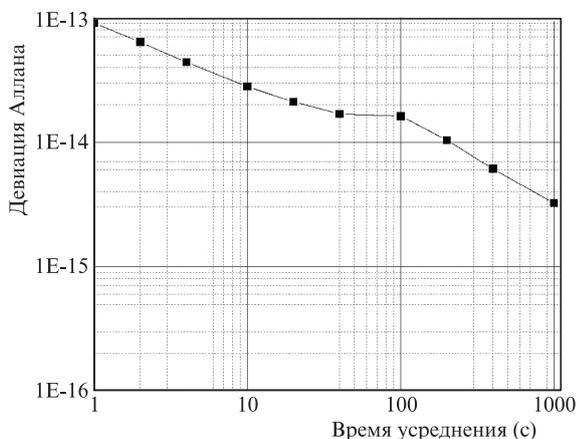


Рис.5. Девиация Аллана сигнала биений частоты часового лазера и компоненты спектра фемтосекундного генератора, стабилизированного по частоте  $\text{Yb}:\text{YAG}/\text{I}_2$ -стандарта.

ками  $\text{Yb}:\text{YAG}/\text{I}_2$ -стандарта [20], а далее, при включении системы стабилизации частоты зондирующего лазера по оптическому реперу, они уменьшаются  $\propto \tau^{-1/2}$ . Измеренный параметр Аллана для сигнала биений составляет  $\sim 3 \times 10^{-15}$  при времени интегрирования  $10^3$  с.

Наиболее корректная оценка стабильности стандарта частоты возможна при сличении двух идентичных систем. В настоящее время в ИЛФ СО РАН идет разработка второго стандарта на ионе иттербия-171. Для оценки долговременной стабильности  $^{171}\text{Yb}^+$ -стандарта проведено моделирование параметра Аллана на основе полученных экспериментальных значений ширины линии и скорости дрейфа частоты зондирующего лазера, ширины резонанса и вероятности возбуждения квадрупольного перехода (рис.6).

Для анализа нестабильности частоты в случае одиночного иона, когда основным источником шумов является квантовый проекционный шум, уместно использовать модель возбуждения и опроса резонансов одиночным импульсом (возбуждение Раби) [21]. В этом случае параметр Аллана сводится к виду

$$\sigma_y(\tau) = S_p \frac{1}{2\pi\nu_0\tau_0} \sqrt{\frac{\tau_0}{\tau}}. \tag{2}$$

Здесь

$$S_p = \sqrt{\frac{1}{2} p_{\max} \left(1 - \frac{1}{2} p_{\max}\right)} \frac{\Delta\omega_0\tau_0}{p_{\max}} \sqrt{\frac{t + t_d}{\tau_0}} \tag{3}$$

– безразмерный параметр стабильности. Ширина (FWHM) линии профиля  $\Delta\omega_0$  определяется величиной отстройки от резонанса, при которой вероятность возбуждения центрального резонанса  $p_{\max}$  уменьшается до  $p_{\max}/2$ . Первый множитель в (3) описывает квантовые флуктуации (проекторный шум) на частоте отстройки в половину ширины линии, а второй множитель обратно пропорционален крутизне сигнала ошибки. Последний множитель описывает затрачиваемое на один цикл возбуждения время  $t_c = t + t_d$ , состоящее из времени зондирования  $t$  и «мертвого» времени  $t_d$ , которое требуется для определения состояния иона, лазерного охлаждения и подготовки следующего цикла опроса. Время жизни возбужденного состояния  $\tau_0$  служит параметром масштабирования для времени и частоты.

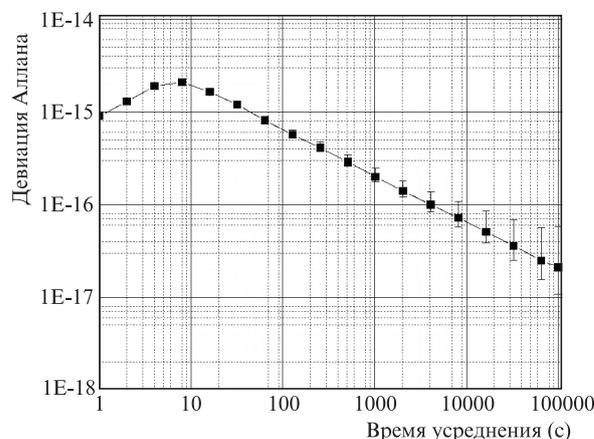


Рис.6. Оценка долговременной стабильности  $^{171}\text{Yb}^+$ -стандарта на основе экспериментально полученных спектральных характеристик зондирующего лазера и оптического репера.

Для расчета девиации Аллана (2) использовались следующие данные: частота центрального резонанса квадрупольного перехода  $\nu_0 = 688.358974$  ТГц, время жизни возбужденного состояния  $\tau_0 = 1/(2\pi\nu_0) = 50$  мс, вероятность возбуждения центрального резонанса  $p_{\max} = 0.5$ , спектральная ширина центрального резонанса по полувысоте  $\Delta\omega_0/2\pi = 30$  Гц, длина импульса зондирующего излучения  $t = 30$  мс, длительность цикла возбуждения  $t_c = 100$  мс, линейный дрейф частоты зондирующего лазера  $-0.04$  Гц/с.

Кратковременная нестабильность стандарта в основном определяется шириной линии зондирующего лазера, стабилизированного по опорному эталону. В результате дрейфа частоты зондирующего лазера величина  $\sigma_y(y)$  достигает максимума при  $\tau \approx 80t_c$  (или  $\tau \approx 1.5t_{\text{servo}}$ ), а затем, при включении системы стабилизации частоты лазера по резонансу, уменьшается как  $\tau^{-1/2}$  для  $\tau > 100t_c$  (рис.6). При корректном выборе коэффициентов петли обратной связи долговременная стабильность ограничена, главным образом, квантовыми флуктуациями и не зависит от частотных шумов лазера [21]. С учетом наблюдаемой зависимости  $\sigma_y(\tau) \sim \tau^{-1/2}$  суточная нестабильность созданного стандарта частоты по оценке составляет  $\sim 10^{-17}$  (см. рис.6).

## 7. Заключение

В настоящей работе представлены результаты текущих исследований по созданию оптического стандарта частоты на основе квадрупольного перехода одиночного иона иттербия-171.

Захват и удержание иона осуществляются с помощью миниатюрной радиочастотной ловушки с торцевыми электродами. Лазерное охлаждение иона и детектирование его состояния реализуются на квазициклическом дипольном переходе с длиной волны 370 нм. Для возбуждения квадрупольного перехода используется узкополосный зондирующий лазер на  $\lambda = 436$  нм. Подготовка и опрос энергетических состояний иона проводятся с помощью специально подобранной последовательности лазерных импульсов. Ширина зарегистрированного резонанса на центральной частоте перехода составляет 30 Гц.

Осуществлена одновременная стабилизация частоты зондирующего лазера по пику пропускания опорного эталона Фабри–Перо и частоте центрального резонанса квадрупольного перехода иона иттербия.

Для характеристики частотных свойств  $^{171}\text{Yb}^+$ -стандарта измерена нестабильность частоты сигнала биений частоты зондирующего лазера на  $\lambda = 871$  нм и компоненты спектра фемтосекундного генератора, стабилизированного по частоте  $\text{Yb}:\text{YAG}/\text{I}_2$ -стандарта. Измеренное значение параметра Аллана для сигнала биений составляет  $\sim 3 \times 10^{-15}$  при времени интегрирования  $10^3$  с.

Для оценки долговременной стабильности  $^{171}\text{Yb}^+$ -стандарта проведено моделирование параметра Аллана на основе полученных экспериментальных значений ширины линии и скорости дрейфа частоты зондирующего лазера, ширины резонанса и вероятности возбуждения квадрупольного перехода. В соответствии с оценкой суточная нестабильность разработанного стандарта частоты составляет  $\sim 10^{-17}$ .

Авторы выражают благодарность М.Н.Скворцову и С.М.Игнатовичу за предоставление  $\text{Yb}:\text{YAG}/\text{I}_2$ -стандарта.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 20-32-90135).

- Godun R.M. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **113** (21), 210801 (2014).
- Huntemann N. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **113** (21), 210802 (2014).
- Joao S.M. et al. *Phys. Lett. B*, **749**, 389 (2015).
- Vutha A. *New J. Phys.*, **17**, 6 (2015).
- Chou C.W. et al. *Science*, **329** (5999), 1630 (2010).
- Bondarescu R. et al. *Geophys. J. Int.*, **202** (3), 1770 (2015).
- Huntemann N. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **116**, 063001 (2016).
- Cao J. et al. *Appl. Phys. B*, **123** (4), 1 (2017).
- Brewer S.M. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **123**, 033201 (2019).
- Schrama et al. *Opt. Commun.*, **101**, 32 (1993).
- Чепуров С.В. и др. *Квантовая электроника*, **49** (5), 4127 (2019) [*Quantum Electron.*, **49** (5), 4127 (2019)].
- Чепуров С.В. и др. *Квантовая электроника*, **44** (6), 527 (2014) [*Quantum Electron.*, **44** (6), 527 (2014)].
- Прудников О.Н. и др. *Квантовая электроника*, **47** (9), 806 (2017) [*Quantum Electron.*, **47** (9), 806 (2017)].
- Berkeland D.J. et al. *J. Appl. Phys.*, **83** (10), 5025 (1998).
- Nazarova T. et al. *Appl. Phys. B*, **83**, 531 (2006).
- Nagourney W., Sandberg J., Dehmelt H. *Phys. Rev. Lett.*, **56** (26), 2797 (1986).
- Buhner V., Tamm Chr. *Phys. Rev. A*, **61**, 061801 (2000).
- Dehmelt H. *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, **31**, 83 (1982).
- Багаев С.Н. и др. *Квантовая электроника*, **38** (1), 59 (2008) [*Quantum Electron.*, **38** (1), 59 (2008)].
- Ignatovich S.M. et al. *IOP Conf. Ser.: J. Phys.: Conf. Ser.*, **793**, 012010 (2017).
- Peik E., Schneider T., Tamm Chr. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **39**, 145 (2006).