

# Оптические стандарты частоты и фемтосекундные лазеры

Е.В.Бакланов, П.В.Покасов

*Дан обзор состояния нового направления квантовой электроники, связанного с использованием фемтосекундных лазеров для прецизионного измерения частот, создания оптических стандартов частоты и времени.*

**Ключевые слова:** фемтосекундный лазер, оптический стандарт частоты, стандарт времени, оптические часы, оптическая шкала времени.

	Содержание
1. Введение . . . . .	383
2. Оптические реперы . . . . .	384
2.1. Резонанс насыщенного поглощения	
2.2. Осцилляции Борде – Рамси	
2.3. Двухфотонное поглощение без доплеровского уширения	
2.4. Атомы в магнитооптической ловушке	
2.5. Ион в ловушке	
3. Оптические стандарты частоты. . . . .	387
3.1. Стабилизация частоты лазера	
3.2. Сравнение стандартов частоты	
4. Фемтосекундный Ti : сапфировый лазер. . . . .	389
4.1. Спектр фемтосекундных импульсов	
4.2. Стабилизация фемтосекундного лазера	
5. Измерение частот переходов атомов с использованием фемтосекундных лазеров . . . . .	391
5.1. D <sub>1</sub> -линия цезия	
5.2. Переход 1S – 2S атома водорода	
5.3. Атом кальция	
5.4. Ион In <sup>+</sup>	
6. Оптические часы. . . . .	395
6.1. Hg <sup>+</sup> -оптические часы	
6.2. I <sub>2</sub> -оптические часы	
6.3. Оптические часы на основе He – Ne/CH <sub>4</sub> -стандарта частоты	
7. Заключение. . . . .	398
Литература . . . . .	398

## 1. Введение

Одной из важных проблем квантовой электроники является разработка и создание оптических стандартов частоты. Эти стандарты широко применяются в спектроскопии сверхвысокого разрешения и прецизионных физических экспериментах, находят практическое приложение в метрологии, локации, геофизике, связи, космических исследованиях и в других областях.

Исследования оптических стандартов частоты можно разделить на несколько этапов [1 – 5]. Первый этап (50-

годы прошлого века) связан с достижениями микроволновой квантовой электроники в области создания квантовых стандартов частоты. В эти годы была введена атомная шкала времени. Период колебаний цезиевого стандарта (частота которого привязана к центру перехода сверхтонкой структуры атома цезия), равный  $1/9\,192\,631\,770.0$  с, был принят в качестве эталона времени.

Следующий этап (60-е гг.) включает в себя первые работы по использованию лазеров. В них была продемонстрирована высокая монохроматичность излучения лазеров. В это время стабилизация частоты осуществлялась главным образом по максимуму доплеровского контура линии усиления и лэмбовскому провалу в спектре излучения. Достигнутая относительная стабильность частоты лежала в пределах  $10^{-8}$  –  $10^{-9}$ .

Значительный прогресс в области создания лазеров с высокой стабильностью частоты излучения произошел в

Е.В.Бакланов, П.В.Покасов. Институт лазерной физики СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. акад. Лаврентьева, 13/3; e-mail: bakl@laser.nsc.ru, pokasov@laser.nsc.ru

70-е гг. Он связан с применением метода насыщенного поглощения, позволившего получить в зависимости мощности излучения лазера от частоты интенсивные резонансы с относительной шириной до  $10^{-10} - 10^{-11}$ . Были созданы лазеры с относительными стабильностью и воспроизводимостью частоты  $\sim 10^{-13}$ .

В 80-е и 90-е гг. происходило дальнейшее развитие метода насыщенного поглощения и разработка новых методов получения предельно узких нелинейных резонансов (шириной 10–100 Гц) за счет увеличения времени взаимодействия частиц с полем: методов разнесенных оптических полей, двухфотонного поглощения без доплеровского уширения, резонансов поглощения атомов и ионов, захваченных в ловушки. Использование этих методов привело к повышению стабильности и воспроизводимости частоты лазеров соответственно до  $\sim 10^{-15}$  и  $\sim 10^{-14}$ . Были выполнены абсолютные измерения частот излучения лазеров путем деления (в  $10^4 - 10^5$  раз) оптической частоты до радиодиапазона с последующим сравнением ее с эталонной частотой микроволнового стандарта. Принципиальным является то, что процесс деления частоты происходит практически без потери точности. Это позволило создать оптические часы – прибор, в котором в качестве шкалы времени используется период оптических колебаний высокостабильного лазера.

Однако первые оптические часы и установки для измерения частот лазеров ИК и видимого диапазонов были слишком громоздкими и сложными для широкого применения. Для перекрытия большого частотного диапазона использовались длинная цепочка синхронизованных по фазе лазеров (охватывающих оптическую и субмиллиметровую области спектра), множество нелинейных элементов для выделения сигналов промежуточной частоты, высокоточные генераторы СВЧ и радиочастотного диапазонов. Кроме того, такие схемы позволяли синтезировать и измерять только несколько дискретных частот. Требовалось принципиально новое решение проблемы.

Новый этап в развитии оптических стандартов частоты, который можно назвать революционным, связан с использованием фемтосекундных лазеров [5–11]. Уникальные характеристики излучения этих лазеров обуславливают их многочисленные применения в физике, технике, биологии и медицине [12–14].

Для оптических стандартов частоты важным является следующее. Непрерывный фемтосекундный лазер, работающий в режиме самосинхронизации мод (комб-генератор), излучает периодическую последовательность импульсов. Спектр излучения такого лазера представляет собой набор эквидистантных частотных компонент, заполняющих всю ширину спектра. Если какую-либо компоненту спектра комб-генератора привязать к стандарту частоты, принятому в качестве эталона, то абсолютные значения частот всех других компонент будут известны. По существу мы получаем оптическую линейку, которая позволяет эффективно решать проблему абсолютного измерения оптических частот.

Идея использования периодической последовательности сверхкоротких импульсов лазера для измерения частоты была предложена еще в 70-е гг. [15, 16]. Впервые комб-генератор с пикосекундными импульсами был использован как оптическая линейка, чтобы измерить частоты переходов в натрии [16]. Исследования в этом направлении были продолжены в работах [17–19]. Однако

до конца 90-х гг. комб-генераторы не нашли широкого применения в метрологии оптических частот, т.к. ширина спектра их излучения была недостаточно большой. Оно началось только после работ [20–22], в которых были измерены частотные интервалы в несколько десятков терагерц. Затем последовало большое число работ по синтезу и измерению частот оптических переходов [23–28]. За последние три года с помощью фемтосекундных комб-генераторов были выполнены прецизионные измерения частот практически всех оптических стандартов: на основе H [25, 26], Ca [29–31], Sr<sup>+</sup> [32, 33], Yb<sup>+</sup> [32, 34], Hg<sup>+</sup> [11, 29, 30], In<sup>+</sup> [35], I<sub>2</sub> [32, 36–41], CH<sub>4</sub> [26, 42].

Данный обзор посвящен новому направлению квантовой электроники, связанному с использованием фемтосекундных лазеров в прецизионных измерениях оптических частот. Особое внимание уделено измерению частот переходов атомов.

Перечислим основные научные центры, в которых ведутся работы по прецизионному измерению оптических частот с помощью фемтосекундных лазеров: Институт Макса Планка по квантовой оптике (MPQ – Max-Planck-Institut für Quantenoptik, Germany), Национальный институт стандартов и технологии (NIST – National Institute of Standards and Technology, USA), Объединенная астрофизическая лаборатория (JILA – Joint Institute for Laboratory Astrophysics, USA), Национальное бюро стандартов (PTB – Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Germany), Национальная физическая лаборатория (NPL – National Physical Laboratory, UK), Международное бюро мер и весов (BIPM – Bureau International des Poids et Mesures, France), Национальный исследовательский центр (NRC – National Research Council, Canada), Институт лазерной физики (ILP – Institute of Laser Physics, Novosibirsk, Russia).

Материалы в электронной форме по теме обзора и близким областям можно найти на сайтах NIST, MPQ, PTB, JILA, а также на персональных страницах авторов статей.

## 2. Оптические реперы

Для создания оптического стандарта частоты – лазера с высокостабильной частотой – необходим репер, к которому привязывается частота лазера. Наиболее пригодны для этой цели спектральные линии атомного или молекулярного газа. Главной причиной, препятствующей достижению высокой стабильности частоты, является уширение этих линий, связанное с движением атомов.

Устранение доплеровского уширения достигается с помощью методов лазерной спектроскопии высокого разрешения [1, 2]. Для газов низкого давления наиболее распространены три метода, позволяющие получить резонанс с однородной шириной линии в центре перехода: методы спектроскопии насыщения, осцилляций Борде – Рамси и двухфотонного поглощения без доплеровского уширения.

Другой способ устранения доплеровского уширения – применение методов лазерного охлаждения и пленения атомов. Эти методы получили интенсивное развитие в 90-е гг. Достаточно сказать, что Нобелевская премия по физике в 1997 г. была присуждена Чу, Коэн-Тануджи и Филипсу за развитие методов охлаждения и пленения атомов с помощью лазерного излучения [43]. Используя

лазерное охлаждение и пленение атомов в магнитооптическую ловушку, удалось очень сильно уменьшить температуру атомов газа и повысить разрешающую способность спектроскопических экспериментов.

Узкие и стабильные резонансы получены с помощью техники использования одиночного иона, захваченного в радиочастотную ловушку. При охлаждении иона лазерным излучением амплитуда его колебаний достигает предела Лэмба – Дике, что практически исключает доплеровское уширение и сдвиг. Будущее развитие оптических стандартов многие исследователи связывают именно с этой техникой.

### 2.1. Резонанс насыщенного поглощения

В основе методов нелинейной спектроскопии без доплеровского уширения лежит явление селекции атомов по скоростям на уровнях перехода, резонансного с полем. Этот эффект позволяет получать резонансы с однородной шириной в центре доплеровски-уширенной линии. Методы регистрации резонансов могут быть основаны на измерении поглощенной мощности, на поляризационных и других явлениях [1, 2].

Резонанс насыщенного поглощения (обращенный провал Лэмба) возникает при резонансном взаимодействии встречных волн с газом. Коэффициент поглощения одной из бегущих волн

$$\kappa = \kappa_0 \exp\left(-\frac{\Omega^2}{\omega_D^2}\right) \left(1 - \frac{\chi}{2} \frac{\Gamma^2}{\Omega^2 + \Gamma^2}\right), \quad (1)$$

где  $\Omega = \omega - \omega_{21}$  – расстройка частоты волны  $\omega$  относительно частоты перехода  $\omega_{21} = (E_2 - E_1)/\hbar$ ;  $E_2$  и  $E_1$  – энергии верхнего и нижнего уровней;  $\omega_D$  – доплеровская ширина линии;  $\Gamma$  – однородная полуширина линии ( $\Gamma \ll \omega_D$ );  $\chi \ll 1$  – параметр насыщения, пропорциональный интенсивности бегущей волны;  $\kappa_0$  – ненасыщенный коэффициент поглощения в центре линии. При  $\omega = \omega_{21}$  наблюдается резонанс с однородной шириной на фоне доплеровского контура.

При создании оптических стандартов частоты необходимо учитывать физические факторы, влияющие на ширину и сдвиг частоты резонанса. В газе низкого давления, когда длина свободного пробега становится порядка поперечных размеров области, занимаемой световым полем, ширина резонанса определяется прежде всего столкновениями и пролетными эффектами. При достижении ширин резонансов порядка 10 кГц и меньше

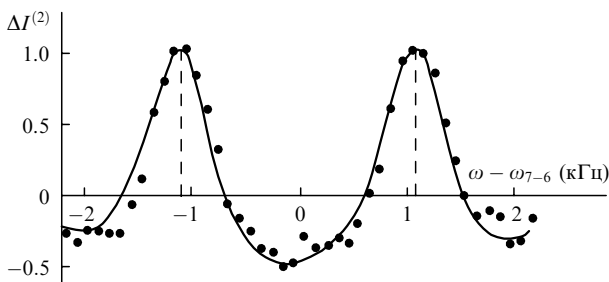


Рис.1. Расщепление резонанса насыщенного поглощения за счет эффекта отдачи на переходе 7–6 компоненты сверхтонкой структуры линии метана с  $\lambda = 3.39$  мкм (колебательно-вращательный переход  $F_2^{(2)}, P(7), v_3$ ) [44];  $\Delta I^{(2)}$  – вторая производная резонанса по частоте; точки – эксперимент, сплошная линия – расчет.

заметное влияние на их форму оказывают такие явления, как квадратичный эффект Доплера и эффект отдачи при излучении и поглощении фотона. Эффект отдачи приводит к расщеплению резонанса на величину  $\Delta\omega = 2E/\hbar$ , где  $E = \hbar^2 k^2 / 2M$  – энергия отдачи атома при излучении фотона;  $M$  – масса атома;  $k$  – волновой вектор фотона. Это расщепление в случае метана показано на рис.1 [44]. Зарегистрированное расщепление  $\Delta\omega/2\pi = 2$  кГц оказалось больше однородной ширины линии, которая в эксперименте составляла порядка 300 Гц.

### 2.2. Осцилляции Борде – Рамси

При низких давлениях газа и переходах с малой радиационной шириной основной вклад в уширение резонанса насыщенного поглощения дает эффект, связанный с конечным временем взаимодействия атома со световым пучком. Атом, пересекающий световой пучок диаметром  $d$  со скоростью  $v$ , взаимодействует с ним в течение времени  $\tau_{\text{int}} = d/v$ , что приводит к пролетному уширению резонанса на величину  $\Delta\Gamma \sim 1/\tau_{\text{int}}$ . Чтобы получить очень узкие резонансы (с шириной менее 1 кГц), необходимо обеспечить большое время взаимодействия атома с полем.

В СВЧ диапазоне широко используется метод разнесенных полей, который дает возможность устранить пролетное уширение и получить предельно узкие резонансы [45]. При взаимодействии атомов с двумя разнесенными радиочастотными полями возникают осцилляции коэффициента поглощения, период которых равен обратному времени пролета между полями.

Однако непосредственно распространить этот метод на оптический диапазон было невозможно из-за эффекта Доплера. В 1976 г. был предложен метод разнесенных оптических полей, в котором устранение доплеровского уширения происходит в нелинейном по полю приближении [46]. При взаимодействии атомов с тремя разнесенными в пространстве стоячими волнами с одинаковыми частотами  $\omega$  в формуле (1) возникает дополнительный член, который содержит осцилляции с частотой  $\Delta\Omega = 1/T$ , где  $T = 2D/v$ ;  $v$  – скорость атомов (пучок атомов считается близким к монокинетическому);  $D$  – расстояние между областями, занятыми стоячими волнами.

В оптических стандартах частоты применяется вариант разнесенных оптических полей с использованием четырех бегущих волн [47], который мы проиллюстрируем на конкретном примере [48]. В случае прохождения пучка атомов через четыре поля (рис.2) в выражении для вероятности перехода с нижнего уровня на верхний содержится интерференционный член

$$W(\Omega) = W_0 \cos(\Omega T + \varphi),$$

где  $\varphi = \varphi_2 - \varphi_1 + \varphi_4 - \varphi_3$ ;  $\varphi_n$  – фазы бегущих волн. Осцилляции с частотой  $2\pi/T$  носят название осцилляций Борде – Рамси. Их происхождение связано с интерференцией атомов после взаимодействия с бегущими волнами.

Учет эффекта отдачи при вынужденном поглощении и излучении фотона требует квантовомеханического рассмотрения движения атома. В выражении для  $W(\Omega)$  появляются два члена с  $\Omega \pm \Delta\omega/2$ , что приводит к расщеплению осцилляций на  $\Delta\omega = 2\pi\Delta\nu$ . На рис.2,б показаны осцилляции Борде – Рамси и эффект отдачи в кальции.

В магнитооптической ловушке, где область захвата атомов очень мала, использовать разнесенные поля за-

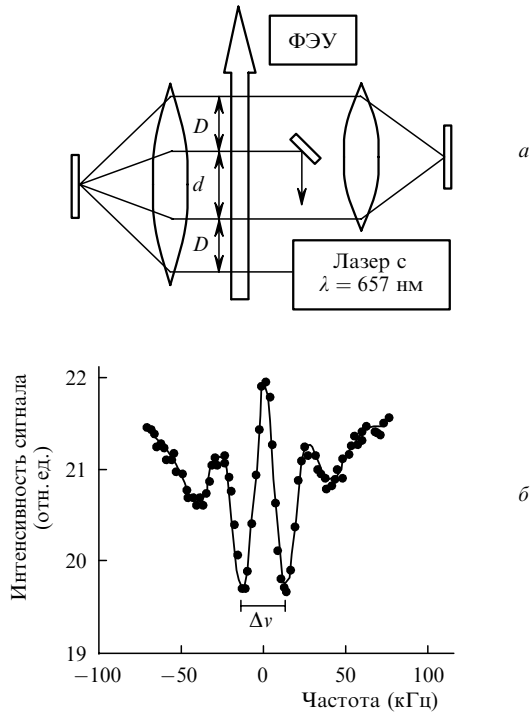


Рис.2. Схема наблюдения осцилляций Борде–Рамси [48], в которой используется система четырех разнесенных бегущих волн для возбуждения атомов кальция в пучке (а), и зависимость интенсивности сигнала фотоэлектронного умножителя (ФЭУ) от частоты лазера ( $\Delta\nu = \Delta\omega/2\pi = 23.1$  кГц – расщепление резонанса за счет эффекта отдачи).

труднительно. В этом случае их заменяют импульсами, разнесенными во времени [49].

**2.3. Двухфотонное поглощение без доплеровского уширения**

Этот метод нелинейной спектроскопии без доплеровского уширения был предложен В.П.Чеботаевым с сотр. [50]. Чтобы пояснить физическую основу метода, рассмотрим двухфотонное поглощение в поле двух встречных волн с одинаковыми частотами  $\omega$ . В системе координат, связанной с движущимся атомом, условие резонанса при поглощении двух встречных фотонов имеет вид

$$\omega_+ + \omega_- = \omega_{21},$$

где  $\omega_+$  и  $\omega_-$  – частоты встречных волн, которые из-за эффекта Доплера отличаются от  $\omega$  ( $\omega_{\pm} = \omega \pm k\mathbf{v}$ ). Так как  $\omega_+ + \omega_- = 2\omega$ , условие резонанса  $2\omega = \omega_{21}$  выполняется для любого атома независимо от направления и величины его скорости. Форма линии двухфотонного поглощения задается выражением

$$f(\omega) = \frac{\Gamma^2}{(2\omega - \omega_{21})^2 + \Gamma^2} + f_D(\omega),$$

в котором первое слагаемое в правой части описывает узкий резонанс с однородной шириной перехода  $2\Gamma$ , а второе – широкий доплеровский контур  $f_D(\omega)$ , обусловленный двухфотонным поглощением однонаправленных фотонов. Метод двухфотонного поглощения без доплеровского уширения, который использовался в [51] для наблюдения сверхтонкого расщепления частоты перехода  $1S - 2S$  атома водорода, иллюстрирует рис.3.

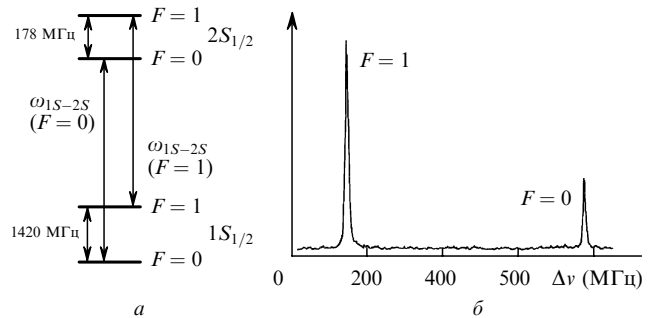


Рис.3. Сверхтонкое расщепление частоты перехода  $1S - 2S$  атома водорода: схема уровней (а) и спектр двухфотонного поглощения (б) [51].

Двухфотонный резонанс обладает следующими важными для спектроскопии свойствами: все атомы независимо от их скорости дают вклад в резонанс; отсутствует эффект отдачи при поглощении встречных фотонов; многие двухфотонные переходы имеют весьма малую естественную ширину. Заметим, что пролетное уширение двухфотонного резонанса можно устранить с помощью метода разнесенных оптических полей [52].

**2.4. Атомы в магнитооптической ловушке**

В настоящее время создана и хорошо отработана техника лазерного охлаждения нейтральных атомов. Захват холодных атомов в ловушку и удержание их там существенно увеличивают плотность атомов. В оптических стандартах частоты используется магнитооптическая ловушка [43, 53]. Она реализуется в области перекрытия шести световых пучков, распространяющихся в шести направлениях:  $\pm x, \pm y, \pm z$  (рис.4). Все шесть пучков получаются от одного лазера, частота которого отстроена в красную сторону относительно частоты перехода  $\omega_{21}$ , который служит для охлаждения атома и захвата его в ловушку. Охлаждение атомов производится с помощью сил резонансного светового давления. На атом, движущийся со скоростью  $\mathbf{v}$ , в области перекрытия шести пучков действует сила  $\mathbf{F} = -a\mathbf{v}$ , которая приводит к уменьшению его скорости ( $a$  – коэффициент пропорциональности). Использование этой силы оказывается очень эффективным: уменьшение скорости до очень малой величины происходит за время порядка  $10^{-4}$  с. Однако эта

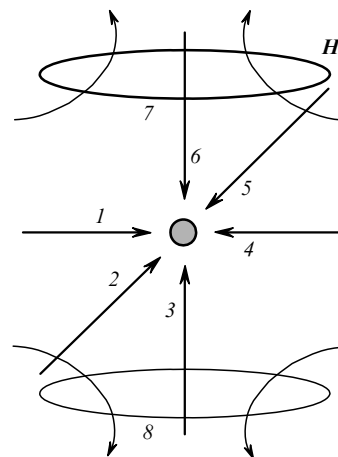


Рис.4. Схема магнитооптической ловушки: 1–6 – световые пучки; 7, 8 – кольца Гельмгольца.

сила не зависит от координат и поэтому не может удерживать атомы в определенном объеме пространства. Удержание атомов достигается с помощью неоднородного магнитного поля  $H$ , которое создается двумя кольцами с током. Магнитное поле приводит к зеемановскому расщеплению частоты  $\omega_{21}$ , а следовательно, и к зависимости силы  $F$  от координат. Это позволяет создать дополнительное давление, удерживающее атомы в небольшой области пространства.

Магнитооптическая ловушка была использована для захвата атомов серебра [54], кальция [55, 56], стронция [57] и др. В типичной ловушке удерживается до  $10^7$  атомов в течение  $\sim 10$  мс при температуре  $10^{-3}$  К.

### 2.5. Ион в ловушке

Управлять движением ионов значительно проще, чем нейтральными атомами. Было выполнено много спектроскопических исследований одиночных ионов, охлажденных с помощью лазерного излучения и захваченных в электромагнитную ловушку [58–60]. Наибольшее распространение получили ловушки двух типов для захвата ионов в небольшом объеме: радиочастотная квадрупольная ловушка и ловушка Пеннинга. Здесь мы остановимся на радиочастотной ловушке, т. к. она используется в оптических стандартах частоты на ионах  $\text{In}^+$  и  $\text{Hg}^+$ .

Конфигурация электродов в радиочастотной квадрупольной ловушке изображена на рис. 5. К ним прикладывается переменное напряжение  $U = U_0 \cos(\Omega t)$ , которое создает эффективный потенциал с минимумом потенциальной энергии в центре ловушки. В этом потенциале ион совершает колебания с частотой  $f$  в плоскости  $xu$  и с частотой  $2f$  – в направлении оси  $z$ . При типичных значениях  $U_0 = 100$  В и  $\Omega/2\pi = 10$  МГц частота аксиальных колебаний иона составляет около 1 МГц.

Лазерное охлаждение иона осуществляется с помощью излучения с частотой  $\omega$ , которое резонансно переходит с частотой  $\omega_{21}$ . С классической точки зрения гармонические колебания центра масс иона расщепляют спектр резонансного поглощения на спектральные линии с частотами  $\nu_n = \nu_0 \pm nf$ , где  $\nu_0 = \omega_{21}/2\pi$ ;  $n = 0, 1, 2, \dots$ . Каждая из таких спектральных линий отвечает оптическому переходу, сопровождающемуся изменением энергии колебаний иона. При совпадении  $\omega$  с частотой одной из низкочастотных линий спектра поглощения, например с  $\nu_0 - f$ , возбуждение сопровождается поглощением энергии  $h(\nu_0 - f)$ . Поскольку обратный переход в основное состояние ион совершает за счет спонтанного распада с излучением фотона с энергией  $h\nu_0$ , то в результате он

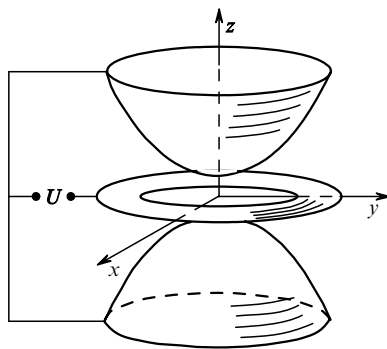


Рис. 5. Конфигурация электродов в радиочастотной квадрупольной ионной ловушке. К электродам приложено напряжение  $U = U_0 \cos(\Omega t)$ .

теряет энергию  $hf$ . Эта энергия отбирается от энергии движения центра масс иона, что приводит к замедлению колебаний.

Для нахождения минимальной температуры охлаждения необходимо квантовомеханическое рассмотрение движения иона. Наиболее глубокое охлаждение достигается, когда  $\nu = \nu_0 - f$ . В этом случае средняя энергия иона оказывается близкой к энергии нулевых колебаний  $hf/2$ . Благодаря существенному превышению энергии  $hf/2$  над энергией отдачи  $h^2k^2/(2M)$  средняя амплитуда колебаний охлажденного иона оказывается значительно меньше длины световой волны. В этом случае реализуется режим Лэмба – Дике, при котором доплеровское уширение исчезает из-за малой амплитуды движения. Типичные температуры охлаждения оказываются порядка нескольких милликельвинов.

Перечислим ионы, которые охлаждались с помощью лазерного излучения и были захвачены в электромагнитную ловушку:  $\text{Hg}^+$  [61, 62],  $\text{In}^+$  [63, 64],  $\text{Yb}^+$  [65, 66],  $\text{Sr}^+$  [67, 68],  $\text{Ba}^+$  [69],  $\text{Ca}^+$  [70, 71].

## 3. Оптические стандарты частоты

Одним из достоинств оптических стандартов по сравнению с микроволновыми является более высокая частота излучения (не менее 100 ТГц), что открывает возможность достижения большей (примерно в  $10^5$  раз) относительной стабильности частоты.

Оптический стандарт частоты представляет собой устройство, состоящее из двух основных компонентов – лазера и репера, который служит для стабилизации частоты этого лазера. Оптические реперы были рассмотрены в предыдущем разделе. Детальное исследование различных технических аспектов реализации оптических стандартов выходит за рамки данного обзора (см. [1–4, 72] и ссылки в них). Здесь же нас будет интересовать только принцип стабилизации частоты лазера.

### 3.1. Стабилизация частоты лазера

Излучение лазера достаточно монохроматично даже без принятия каких-либо особых мер. Если же речь идет о лазерах с наилучшими характеристиками стабильности, необходимо более подробно остановиться на причинах, приводящих к нестабильности их частоты [3].

Основная причина нестабильности частоты – внешние воздействия на резонатор. Если почему-либо длина резонатора  $L$  меняется на малую величину  $\Delta L$ , то это ведет к изменению частоты лазера  $\nu$  на  $\Delta\nu = -\nu\Delta L/L$ . Частота лазера очень чувствительна к изменению длины резонатора: при  $\Delta L = 10^{-11}$  см,  $\nu = 10^{14}$  Гц и  $L = 1$  м изменение частоты составляет  $\sim 10$  Гц.

Механические вибрации резонатора из-за акустических помех, имеющих частоты до  $10^6$  Гц, приводят к уширению линии излучения лазера – ухудшению его кратковременной стабильности. Медленные изменения длины резонатора, главным образом за счет изменения температуры, вызывают временной дрейф частоты излучения лазера. Если резонатор изготовить из кварца, то его температуру необходимо поддерживать с погрешностью до  $10^{-7}$  °С, что практически невозможно. В связи с этим необходима активная стабилизация частоты.

В простейшем варианте схема стабилизации частоты лазера выглядит следующим образом (рис. 6). Глухое зеркало резонатора укреплено на пьезокерамике, что по-

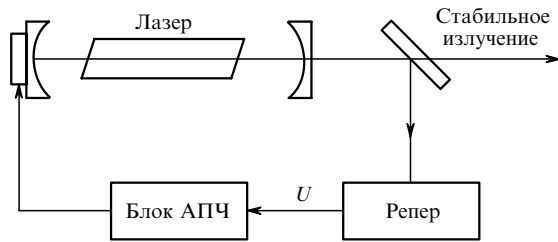


Рис.6. Принципиальная схема оптического стандарта частоты.

звляет благодаря подаваемому на нее напряжению менять длину резонатора и, следовательно, управлять частотой излучения лазера. Часть излучения взаимодействует с атомами газа для получения резонанса на частоте  $\omega_{21}$  атомного перехода. Поглощенная мощность преобразуется в напряжение. Система автоматической подстройки частоты (АПЧ) обеспечивает настройку и удержание частоты излучения в центре резонанса. Если по какой-либо причине, например из-за механического воздействия, изменится частота излучения лазера, то система АПЧ подаст на глухое зеркало соответствующее напряжение  $U$ , которое скомпенсирует это изменение частоты и вернет ее в центр резонанса.

Лучшие оптические стандарты частоты имеют ширину репера порядка 10 Гц. Чтобы зарегистрировать такую линию и настроиться на ее центр, необходим лазер с линией излучения существенно более узкой, чем ширина спектра репера. Существуют два основных метода создания лазеров с узкой линией (меньшей 1 Гц). Первый метод заключается в привязке частоты лазера к внешнему высокочастотному резонатору [72–75], второй – в использовании нелинейного резонанса в газе низкого давления [1, 3].

Основные параметры, характеризующие стандарты частоты, – это точность определения частоты (точность частоты), ее воспроизводимость и стабильность. Точность частоты – степень совпадения частоты генератора с частотой невозмущенного (находящегося в идеальных условиях) квантового перехода.

Воспроизводимость частоты – это погрешность воспроизведения генератором данного типа одной и той же частоты от включения к включению и от образца к образцу. Воспроизводимость частоты определяется различными физическими факторами, приводящими к сдвигу частоты центра резонанса. Главные из них – линейный эффект Доплера, который не всегда бывает устранен до конца, столкновения атомов и сдвиг, связанный с конечным временем взаимодействия атома с полем. Из других факторов отметим квадратичный эффект Доплера, эффект отдачи при поглощении и излучении фотона, расходимость светового пучка, эффекты Зеемана и Штарка, влияние поля тяжести Земли. Существуют также технические факторы, вызывающие сдвиги частоты лазера.

Стабильность частоты – это погрешность, с которой частота генератора остается постоянной за время его непрерывной работы. При определении стабильности необходимо указывать интервал времени  $\tau$ , за который производилось усреднение частоты. Стабильность лазера определяется выражением [7]

$$\frac{\delta\nu}{\nu} = \frac{1}{Q} \frac{1}{S/N} \frac{1}{\sqrt{\tau}},$$

где  $\delta\nu$  – среднеквадратичное отклонение частоты за время  $\tau$ ;  $Q = \nu/\gamma$  – добротность резонанса;  $\gamma$  – ширина резонанса репера;  $S/N$  – отношение сигнала к шуму, которое имеет размерность  $s^{1/2}$  (или  $\text{Гц}^{-1/2}$ ). Появление множителя  $1/\sqrt{\tau}$  связано с тем, что сигнал пропорционален  $\tau$ , а интенсивность шума, регистрируемого в конечной полосе спектра за это же время, пропорциональна  $\sqrt{\tau}$ . Основным преимуществом оптических стандартов частоты по сравнению с микроволновыми является более высокое значение  $Q$ . Лучшие микроволновые стандарты имеют стабильность частоты  $\sim 10^{-13}$  за время  $\tau = 1$  с, тогда как стабильность оптических стандартов составляет  $\sim 10^{-14}$  за то же время.

### 3.2. Сравнение стандартов частоты

Для сравнения стабильности частоты двух лазеров используют параметр Аллана [3, 72], который определяется следующим образом:

$$\sigma_\nu(\tau) = \frac{1}{\nu} \left[ \frac{1}{2(N-1)} \sum_{n=1}^{N-1} (\bar{\Omega}_{n+1} - \bar{\Omega}_n)^2 \right]^{1/2}.$$

Здесь  $\bar{\Omega}_n$  – среднее значение частоты биений (разности частот лазеров) за время усреднения  $\tau$ ;  $n$  – номер измерения;  $N$  – число непрерывных измерений. Параметр Аллана иногда называют двухвыборочной дисперсией, т. к. для его нахождения необходимо, по крайней мере, два измерения ( $N \geq 2$ ). Достоинство этого параметра заключается в том, что он позволяет проводить сравнение различных стандартов частоты, относящихся к разным диапазонам длин волн.

На рис.7 представлены параметры Аллана для лучших стандартов частоты, а также (в верхней части рис.7) для коммерческих разработок: атомных часов фирмы Hewlett Packard на основе пучка атомов цезия и He–Ne-лазера, стабилизированного по линии поглощения  $I_2$  ( $\lambda =$

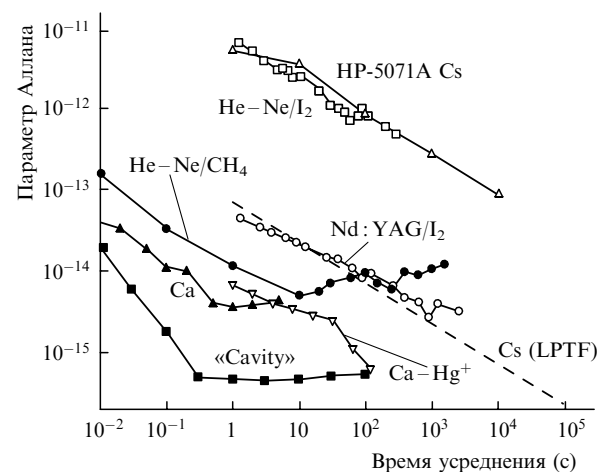


Рис.7. Стабильность частоты некоторых стандартов: HP-5071A Cs – коммерческие атомные часы фирмы Hewlett Packard; He–Ne/ $I_2$  – He–Ne-лазер ( $\lambda = 0.63$  мкм), стабилизированный по линии  $^{127}I_2$  [76]; Cs (LPTF) – атомные часы на фонтане атомов цезия [77]; Nd:YAG/ $I_2$  – Nd:YAG-лазер, стабилизированный по линии  $^{127}I_2$  с  $\lambda = 532$  нм (JILA) [78]; He–Ne/ $CH_4$  – He–Ne-лазер, стабилизированный по линии  $CH_4$  (ILP) [80]; Ca – стандарт на атомах  $^{40}Ca$  (NIST) [82]; «Ca– $Hg^+$ » – стабильность стандарта на атомах  $^{40}Ca$ , измеренная относительно  $Hg^+$ -оптических часов (NIST) [11]; «Cavity» – лазер на красителе ( $\lambda = 563$  нм), стабилизированный по высокочастотному оптическому резонатору (NIST) [9, 75].

633 нм) [76]. Относительно высокая стабильность частоты порядка  $10^{-12}$  достигается за время 1–10 с. Широкое применение этих стандартов в качестве вторичных эталонов связано с их простотой, надежностью и хорошей воспроизводимостью частоты (лучше  $10^{-12}$ ).

Микроволновый стандарт частоты на фонтане атомов цезия (9.193 ГГц), созданный в Лаборатории первичного времени (LPTF – Laboratoire Primaire du Temps et des Frequences, France), демонстрирует стабильность  $7 \times 10^{-14}$  за время усреднения  $\tau = 1$  с [77]. Стабильность, близкую к этому стандарту при  $\tau = 1 - 1000$  с, имеют Nd:YAG-лазер ( $\lambda = 1064$  нм), стабилизированный по линии молекулярного иода с  $\lambda = 532$  нм [78], и CO<sub>2</sub>-лазер ( $\lambda = 10.2$  мкм), стабилизированный по линии молекулы OsO<sub>4</sub> [79] (на рис. 7 не показан).

Транспортируемые He–Ne-лазеры ( $\lambda = 3.39$  мкм), использующие в качестве репера линию метана, созданы в Институте лазерной физики (ИЛФ, Новосибирск) [80] и Физическом институте имени П.Н.Лебедева (ФИАН, Москва) [81]. Они имеют приблизительно одинаковую стабильность частоты ( $10^{-14}$  за 1 с) и ее воспроизводимость ( $\sim 10^{-13}$ ). Стандарты частоты, разработанные в ФИАНе, используются в ряде национальных метрологических центров [81].

В настоящее время одним из лучших является оптический стандарт частоты на атомах кальция ( $\lambda = 657$  нм) (NIST, РТВ). Параметр Аллана этого стандарта, измеренный относительно стабильного резонатора, составляет  $4 \times 10^{-15}$  за 1 с [82]. Оценка стабильности этого стандарта по квантовому шуму, связанному с флуктуацией детектируемых фотонов, дает  $4 \times 10^{-17}$  за 1 с [31].

Высокая стабильность частоты ( $\sim 10^{-14}$  за 1 с) была получена для стандартов, использующих одиночные ионы (Hg<sup>+</sup> [62], Yb<sup>+</sup> [34]). Эти ионы имеют узкие резонансы поглощения, для регистрации которых применяются лазеры с кратковременной стабильностью  $\sim 10^{-15}$  за 1 с. Лучшие из них – лазеры на красителе, стабилизированные по высокочастотным оптическим резонаторам, имеют стабильность  $5 \times 10^{-16}$  за 1 с [9, 75].

#### 4. Фемтосекундный Ti:сапфировый лазер

Прогресс в области измерения оптических частот, достигнутый за последние три года, стал возможен благодаря развитию техники генерации сверхкоротких импульсов с длительностью порядка десятков и единиц фемтосекунд [83–86]. Были получены достаточно короткие и мощные импульсы [85], спектр которых был существенно расширен с помощью оптоволоконных структур [87].

Все эксперименты, о которых идет речь в этом обзоре, выполнены с использованием Ti:сапфирового лазера с самосинхронизацией мод. Он обладает уникальными характеристиками по сравнению с другими типами лазеров сверхкоротких импульсов (см., напр., [12, 13]). Для получения сверхкоротких импульсов малой длительности активная среда лазера должна иметь большую ширину линии усиления. Активной средой Ti:сапфирового лазера является кристалл сапфира, активированный трехвалентными ионами титана (Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>:Ti<sup>3+</sup>). Ширина линии усиления этого кристалла с центром на  $\lambda = 780$  нм равна 200 ТГц. Полоса поглощения кристалла (полоса накачки) составляет 450–600 нм. В качестве источников накачки используются аргоновый лазер ( $\lambda = 458 - 514$  нм) или вторая гармоника Nd:YVO<sub>4</sub>-лазера ( $\lambda = 530$  нм).

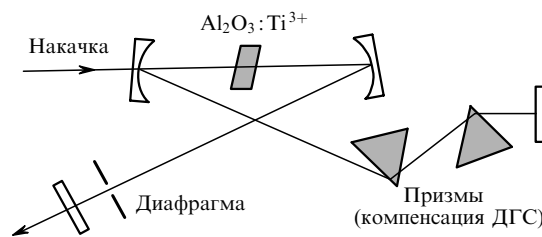


Рис.8. Типичная схема фемтосекундного Ti:сапфирового лазера (ДГС – дисперсия групповых скоростей).

Ti:сапфировый лазер работает в режиме пассивной синхронизации мод [83]. Типичная схема лазера изображена на рис.8. Активная среда (кристалл Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>:Ti<sup>3+</sup>) помещается между двумя софокусными вогнутыми зеркалами, которые формируют моду резонатора с малым сечением перетяжки в активной среде. Малый диаметр пучка в активной среде нужен для достижения высокой интенсивности, необходимой для функционирования механизма керровской линзы. Самофокусировка, возникающая при увеличении интенсивности в активной среде, уменьшает конфокальный параметр моды, что способствует пропусканию через диафрагму более мощного импульса. Самофокусировка в кристалле в сочетании с диафрагмой действует аналогично просветляющемуся поглотителю. Поскольку самофокусировка основана на керровской нелинейности показателя преломления, при которой не происходит поглощения, она практически безынерционна. Две призмы служат для компенсации дисперсии групповых скоростей в резонаторе, которая возникает из-за наличия дисперсии в кристалле. Первая призма является дисперсионным элементом, а вторая собирает преломленные лучи в параллельный пучок. Лазер генерирует периодическую последовательность импульсов, время между которыми равно времени обхода светом резонатора. Спектр излучения такого лазера представляет собой набор эквидистантных частот (мод).

Типичные длительности импульсов Ti:сапфирового лазера с синхронизацией мод составляют 10–100 фс. Ширина спектра при этом не превышает нескольких десятков терагерц. Этот спектр удалось существенно расширить с помощью оптоволоконных структур – так называемых дырчатых волноводов (структур типа фотонных кристаллов) [87], и волоконных структур с перетяжкой [88] (подробнее см. в [5, 6, 8, 89–91]). Излучение фемтосекундного лазера фокусируется в оптоволоконную структуру и распространяется на достаточно большое расстояние (порядка десятков сантиметров). Из-за большой интенсивности в волокне спектр уширяется, причем его эквидистантность сохраняется. За генерацию новых частот отвечают такие нелинейные эффекты, как фазовая самомодуляция, четырехфотонное смешение, вынужденное комбинационное рассеяние и др. Спектр излучения на выходе дырчатого волновода, показанный на рис.9, расширен более чем на четыре октавы – от 390 до 1600 нм [92].

Уменьшение длительности импульсов фемтосекундного лазера может быть достигнуто путем уширения спектра за счет нелинейного элемента, помещенного непосредственно в резонатор лазера. В работе [86] исследован Ti:сапфировый лазер с синхронизацией мод, генерирующий импульсы длительностью 5 фс, спектр которых перекрывал диапазон в одну октаву – от 600 до 1200 нм.

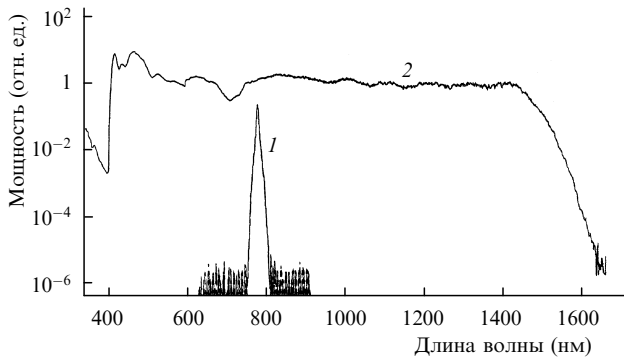


Рис.9. Спектры лазера (1) и излучения на выходе дырчатого волновода (2) [89].

Лазер на  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$  обладает одним недостатком, сдерживающим его широкое применение, – высокой стоимостью источников накачки (аргонового лазера или  $\text{Nd}:\text{YVO}_4$ -лазера). В качестве альтернативы можно рассматривать фемтосекундный  $\text{Cr}:\text{LiSAF}$ -лазер с диодной накачкой [93].

**4.1. Спектр фемтосекундных импульсов**

Рассмотрим идеализированный импульс, циркулирующий в резонаторе лазера,

$$E(t) = \text{Re}[A(t) \exp(-i\omega_c t)],$$

где  $A(t)$  – огибающая импульса;  $\omega_c$  – несущая частота. Излучение лазера представляет собой последовательность импульсов, которые являются копиями одного и того же импульса (рис.10,а). Время между импульсами  $T_0 = 2L/v_{gr}$ , где  $v_{gr}$  – скорость распространения импульса в резонаторе (групповая скорость). Однако импульсы не являются совсем одинаковыми, т.к. их огибающая распространяется со скоростью  $v_{gr}$ , а несущая волна с частотой  $\omega_c$  – с фазовой скоростью. В результате после каждого обхода резонатора несущая волна приобретает фазовый сдвиг  $\Delta\phi$  относительно огибающей  $A(t)$ , т.е. электрическое поле не является периодической функцией. Будем считать, однако, что огибающая импульса – периодическая функция:

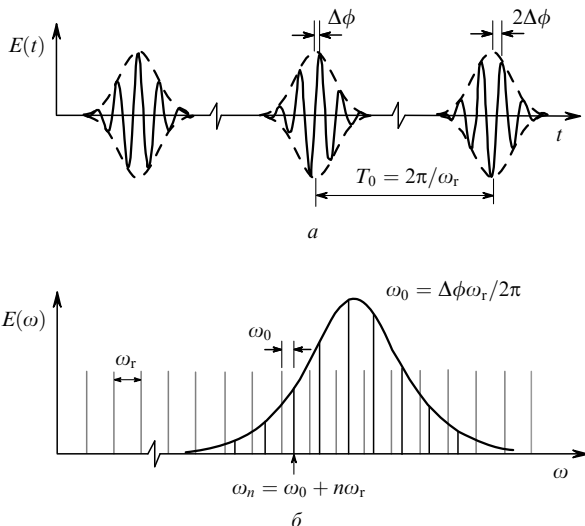


Рис.10. Временные (а) и спектральные [23] (б) характеристики излучения фемтосекундного  $\text{Ti}:\text{сапфир}$ -ового лазера с синхронизацией мод.

$$A(t) = A(t - T_0).$$

В этом случае поле излучения лазера записывается в виде

$$E(t) = \text{Re}\left\{ \sum_m A_m \exp[-i(\omega_c + m\omega_r)t] \right\},$$

где  $A_m$  – фурье-компонента  $A(t)$ ;  $\omega_r = 2\pi/T_0$  – циклическая частота повторения импульсов. Представим  $\omega_c$  в виде  $\omega_c = \omega_0 + p\omega_r$ , где  $p$  – целое число, а  $\omega_0 < \omega_r$ . Изменив нумерацию мод ( $n = p + m, n = 0, 1, 2, \dots$ ), получим

$$E(t) = \text{Re}\left[ \sum_n A_n \exp(-i\omega_n t) \right],$$

где

$$\omega_n = \omega_0 + n\omega_r; \tag{2}$$

$\omega_0$  и  $\omega_r$  – радиочастоты;  $n = 10^5 - 10^6$ . Таким образом, спектр излучения фемтосекундного лазера, работающего в режиме самосинхронизации мод, в частотной области может быть представлен набором эквидистантных частот с интервалом  $\omega_r$  (рис.10,б). При этом гребенка излучаемых частот (сплошные линии) имеет начальную отстройку  $\omega_0$  относительно положений частот, полученных умножением  $\omega_r$  на целое число (пунктирные линии). Возникновение  $\omega_0$  связано с различием фазовой и групповой скоростей при распространении лазерного импульса в резонаторе. За время обхода резонатора фазовый сдвиг  $\Delta\phi = \omega_0 T = 2\pi\omega_0/\omega_r$ . Частота  $n$ -й моды (в герцах)

$$f_n = f_0 + n f_r, \tag{3}$$

где  $f_0 = \omega_0/2\pi$ ;  $f_r = \omega_r/2\pi$ .

Оказалось, что рассмотренный идеализированный случай реализуется в фемтосекундном лазере с высокой степенью точности. Проверка эквидистантности частот была выполнена в [21]. Схема эксперимента приведена на рис.11. Частота излучения диодного лазера  $f_1$  ( $\lambda = 822.8$  нм) была привязана к одной из мод фемтосекундного лазера, а частота излучения другого диодного лазера  $f_2$  ( $\lambda = 870.9$  нм) – к другой удаленной моде. Частотный интервал  $f_1 - f_2$  составил более чем 20 ТГц и охватывал примерно 267200 мод фемтосекундного лазера. Излучение этих лазеров подавалось на вход так называемого делителя интервала оптических частот [20], на выходе которого генерируется частота  $f = (f_1 + f_2)/2$ . Измере-

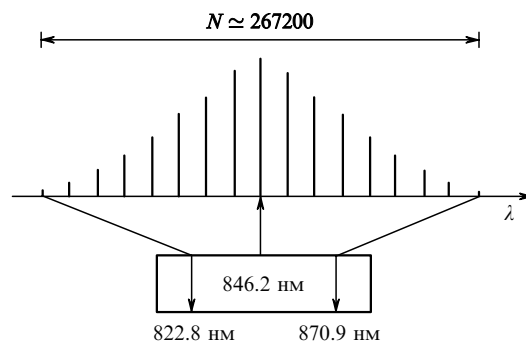


Рис.11. Схема эксперимента по проверке эквидистантности частот спектра фемтосекундного лазера с синхронизацией мод [20].



ние частоты биений между  $f$  и частотой ближайшей моды показало, что эквидистантность мод фемтосекундного лазера сохраняется с относительной погрешностью  $3 \times 10^{-17}$ .

Было выполнено много экспериментов, подтверждающих высокую стабильность мод фемтосекундного Тi:сапфирового лазера. Сравнение двух фемтосекундных комб-генераторов, привязанных по фазе к одному и тому же диодному лазеру, проведено в [94]. Стабильность сигнала биений между модами различных комб-генераторов составила  $6.3 \times 10^{-16}$  за 1 с. В работе [95] измерено отношение частот Nd:YAG-лазера ( $\lambda = 1064$  нм) и его второй гармоники ( $\lambda = 532$  нм) с погрешностью  $10^{-18}$ . Это означает, что частоты мод фемтосекундного лазера эквидистантны с такой же погрешностью.

**4.2. Стабилизация фемтосекундного лазера**

Для того чтобы излучение фемтосекундного лазера с синхронизацией мод можно было использовать для измерения абсолютных значений оптических частот, необходимо стабилизировать  $f_0$  и  $f_r$ . Это достигается с помощью фазовой привязки частот  $f_0$  и  $f_r$ , например, к микроволновому стандарту. Прибор, построенный на этом принципе, называют оптическим синтезатором частот [8], т. к. он излучает набор точно известных оптических частот.

Принцип построения оптического синтезатора поясняет рис.12. Частота повторения импульсов  $f_r$  измеряется фотодетектором как сигнал биений между соседними модами. Для измерения начальной частоты  $f_0$  используется следующая процедура. Мода с номером  $n$ , частота которой  $f_n = f_0 + nf_r$ , удваивается нелинейным кристаллом. Если частоты комб-генератора перекрывают октаву, то должна существовать мода с номером  $2n$  и частотой  $f_{2n} = f_0 + 2nf_r$ . Частота биений между удвоенной частотой моды с номерами  $n$  и частотой  $f_{2n}$  равна  $2(f_0 + nf_r) - (f_0 + 2nf_r) = f_0$ , т. е. совпадает с частотой  $f_0$ . Номер моды  $n$  может быть определен, например, с помощью измерителя длин волн. Остальные величины, входящие в правую часть формулы (3) известны, поэтому, используя приведенные соотношения, можно с высокой точностью определить любую частоту  $f_n$ . Отметим, что кроме оптических частот такой синтезатор способен генерировать и радиочастоты, например  $f_{n+3} - f_n = 3f_r$ .

Этот метод позволил сконструировать простой синтезатор оптических частот [27] (см. также обзор [8]). Прибор содержит один фемтосекундный лазер и имеет калиброванные частоты от ИК до видимого диапазона.

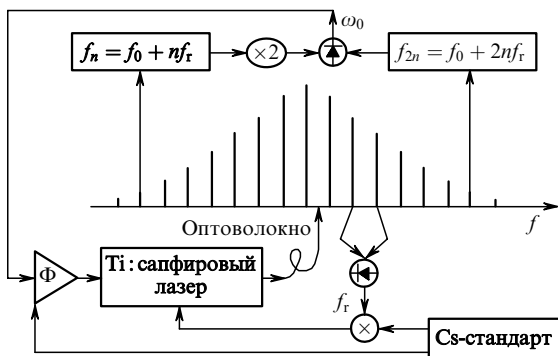


Рис.12. Схема оптического синтезатора частот (Ф – система фазовой привязки).

Оптический синтезатор является высокостабильной частотной линейкой, перекрывающей интервал до сотен терагерц. Прибор имеет небольшие габариты: площадь, занимаемая им, составляет  $\sim 1$  м<sup>2</sup> [8].

Для стабилизации частоты повторения импульсов  $f_r$  и начальной частоты  $f_0$  применяются различные методы (см. разд. 5 и 6). Упомянем здесь работу [96], где стабилизация  $f_r$  и  $f_0$  осуществлялась с помощью интерферометра Фабри – Перо.

**5. Измерение частот переходов атомов с использованием фемтосекундных лазеров**

Еще недавно точное измерение оптических частот представлялось достаточно трудной задачей [5]. Поскольку эталон частоты (времени) находится в радиодиапазоне, необходимо было либо увеличить известную частоту стандарта радиодиапазона в  $10^4 - 10^5$  раз, либо уменьшить измеряемую частоту лазера в соответствующее число раз. Длительное время абсолютные измерения частот лазеров проводились поэтапно. Так, например, в процессе «умножения» сначала определялись частоты лазеров субмиллиметрового и дальнего ИК диапазонов – путем сравнения умноженной эталонной радиочастоты с неизвестной оптической. Измеренная таким образом частота лазера опять умножалась и относительно нее определялась частота нового лазера.

Измерение небольших разностей между известными частотами двух стабильных генераторов проводится просто – с помощью регистрации частоты сигнала их биений. Современные коммерческие быстродействующие фотодиоды и счетчики частоты позволяют регистрировать разности оптических частот порядка 100 ГГц.

В литературе часто встречается понятие фазовая привязка. Поясним его на примере двух лазеров. Частота биений между лазерами устанавливается равной частоте опорного радиогенератора и электронным способом удерживается постоянной. Точность привязки определяется погрешностью измерения фазы между частотой биений лазеров и частотой опорного генератора. Если осуществлена фазовая привязка (синхронизация) частот двух лазеров и частота одного из них известна, то частота второго лазера будет равна сумме (разности) частот первого лазера и опорного генератора системы фазовой привязки.

Использование оптических синтезаторов на основе фемтосекундных лазеров с синхронизацией мод существенно упрощает процедуру определения абсолютного значения неизвестной частоты. Достаточно измерить частоту сигнала биений между излучением исследуемого источника и подходящей модой фемтосекундного лазера.

Если частоту лазера привязать к высокостабильному компоненту спектра комб-генератора, то, варьируя опорную частоту в системе фазовой привязки, получим перестраиваемое излучение лазера. С использованием такого спектрометра можно исследовать форму линии атомного (молекулярного и т. д.) перехода, попадающего в область перестройки лазера, и с высокой точностью измерять положение ее центра.

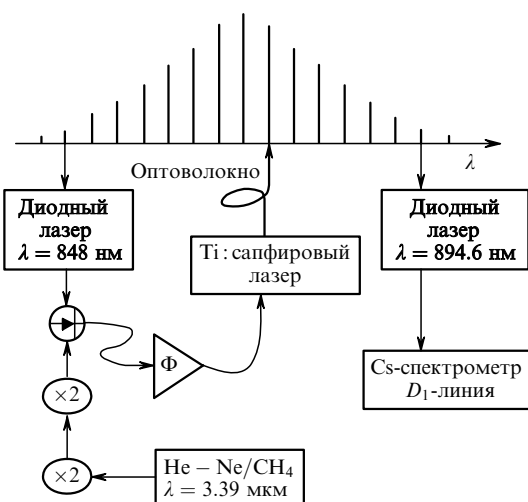
За прошедшие три года с помощью фемтосекундных лазеров были измерены частоты практически всех наиболее интересных оптических стандартов (табл.1). Ниже рассмотрены измерения частот переходов в Cs, H, Ca и In<sup>+</sup>.

Табл.1. Частоты переходов, измеренные с помощью фемтосекундных лазеров.

Атом, ион, молекула	$\lambda$ (нм)	$\nu$ (ТГц)	Переход	Литература	Институт
H	243	1233	$1S - 2S$	[25, 26]	MPQ, ILP, LPTF
$^{40}\text{Ca}$	657	456	$^1S_0 - ^3P_1$	[9, 29 - 31]	NIST, MPQ, PTB
$^{133}\text{Cs}$	895	335	$D_1$ -линия	[20]	MPQ
$^{88}\text{Sr}^+$	674	445	$^2S_{1/2} - ^2D_{5/2}$	[32, 33]	NPL, NRC
$^{171}\text{Yb}^+$	467	642	$^2S_{1/2} - ^2F_{7/2}$	[32]	NPL
$^{171}\text{Yb}^+$	436	688	$^2S_{1/2} - ^2D_{3/2}$	[34]	PTB
$^{199}\text{Hg}^+$	282	1064	$^2S_{1/2} - ^2D_{5/2}$	[11, 29]	NIST, MPQ
$^{115}\text{In}^+$	237	1267	$^1S_0 - ^3P_0$	[35]	MPQ, ILP
$^{127}\text{I}_2$	633	473	$R(127) 11 - 5, a_{13}$	[36]	JILA, VIPM
$^{127}\text{I}_2$	633	473	$R(127) 11 - 5, a_{16}$	[37]	JILA, VIPM, NRC
$^{127}\text{I}_2$	532	563	$R(56) 32 - 0, a_{10}$	[38 - 40]	MPQ, ILP, PTB, JILA
$^{127}\text{I}_2$	514	582	$P(13) 43 - 0, a_3$	[41]	JILA
$\text{CH}_4$	3392	88.4	$P(7), \nu_3, F_2^{(2)}$	[26, 42]	MPQ, ILP, LPTF

### 5.1. $D_1$ -линия цезия

Первым примером использования фемтосекундного лазера для измерения оптических частот было определение частоты перехода  $D_1$ -линии цезия ( $6^2S_{1/2} - 6^2P_{1/2}$ ,  $\lambda = 895$  нм) [20]. Схема экспериментальной установки приведена на рис.13. Известная частота перехода  $D_1$ -линии сравнивалась с частотой транспортируемого He-Ne/CH<sub>4</sub>-оптического стандарта ( $\lambda = 3.39$  мкм) [80]. Предварительно частота оптического стандарта была измерена в других экспериментах и ее воспроизводимость составила  $2.6 \times 10^{-13}$ . Фемтосекундный лазер генерировал спектр частот, перекрывающий интервал 18.4 ТГц (от 848 до 895 нм). Частота моды Ti:сапфирового лазера, к которой привязывалась частота диодного лазера-гетеродина ( $\lambda = 848$  нм), стабилизировалась по четвертой гармонике He-Ne/CH<sub>4</sub>-стандарта и, следовательно, определялась с той же точностью, что и частота стандарта. Синтез четвертой гармоники частоты He-Ne/CH<sub>4</sub>-стандарта происходил в нелинейных кристаллах в два этапа с помощью удвоения частоты излучения NaCl:OH<sup>-</sup>-лазера на центрах окраски с  $\lambda = 1.696$  мкм (не показан на схеме), синхронизованного по фазе со второй гармони-

Рис.13. Схема эксперимента по измерению частоты  $D_1$ -линии цезия [20] (Ф – система фазовой привязки).

кой излучения на  $\lambda = 3.39$  мкм. Диодный лазер с  $\lambda = 894.6$  нм, привязанный к соответствующей моде частотной линейки, обеспечивал прямое измерение частоты перехода  $D_1$ -линии цезия. Таким образом, фактически был реализован спектрометр, о котором шла речь выше.

В спектрометре использовался метод насыщенного поглощения (см. п.2.1). Резонанс без доплеровского уширения был получен с помощью линейно поляризованной стоячей волны в ячейке с атомами цезия. Наблюдались четыре компонента сверхтонкой структуры изотопа  $^{133}\text{Cs}$  для переходов из основного состояния ( $F_g = 3, F_g = 4$ ) в возбужденное ( $F_e = 3, F_e = 4$ ). Ширина линии резонанса в эксперименте составляла 6 МГц, что немного больше, чем естественная ширина (5 МГц). Абсолютная частота переходов  $D_1$ -линии цезия в области 335 ТГц была измерена с погрешностью  $1.2 \times 10^{-10}$ , которая обусловлена главным образом сдвигом линии поглощения из-за эффекта Зеемана. Измерения позволили получить уточненное значение постоянной тонкой структуры  $\alpha$  – одной из фундаментальных констант природы. Отметим, что в настоящей работе фактически впервые осуществлена стабилизация частоты моды фемтосекундного лазера по оптическому стандарту.

### 5.2. Переход $1S - 2S$ атома водорода

Переход  $1S - 2S$  атома водорода играет важную роль в лазерной спектроскопии высокого разрешения и прецизионной оптической метрологии. Измерения частоты этого перехода позволили с наилучшей точностью определить постоянную Ридберга и измерить лэмбовский сдвиг состояния  $1S$ .

Состояние  $2S$  атома водорода метастабильно, т.к. распад его в основное состояние возможен только за счет двухфотонного перехода. Время его жизни  $\tau_{tr} = 1/7$  с, естественная ширина  $1S - 2S$  перехода  $\Delta\nu = 1/(2\pi\tau_{tr}) = 1.3$  Гц. Переход  $1S - 2S$  идеально подходит для двухфотонной спектроскопии без доплеровского уширения: частота перехода  $\nu = 2466$  ТГц, добротность резонанса  $Q = \nu/\Delta\nu = 5 \times 10^{14}$ . Из-за сверхтонкого расщепления линии возникают две частоты перехода –  $\omega_{1S-2S}(F=0)$  и  $\omega_{1S-2S}(F=1)$ , отстоящие друг от друга на 1242 МГц (рис.3).

Возможность измерения частоты перехода  $1S - 2S$  методом двухфотонного поглощения была предложена в 1974 г. [97]. С тех пор выполнено большое число экспериментов по ее измерению. Наилучшая точность получена при использовании фемтосекундного лазера [25, 26].

В качестве примера опишем наиболее точное измерение [26], полученное при сравнении частоты перехода  $1S - 2S$  с эталонной частотой транспортируемого цезиевого стандарта на фонтане холодных атомов [77]. Схема эксперимента показана на рис.14. Водородный спектрометр принципиально не отличался от спектрометра, использованного в работе [98]. Частота излучения лазера на красителе ( $\lambda = 486$  нм) стабилизировалась по высокочастотному интерферометру, после чего она удваивалась и полученное УФ излучение ( $\lambda = 243$  нм) направлялось во внешний резонатор, расположенный внутри вакуумной камеры, для возбуждения двухфотонного перехода  $1S - 2S$  в пучке атомов водорода. Для регистрации формы линии исследуемого перехода УФ излучение перестраивалось с помощью акустооптики.

Основными элементами схемы являются Ti:сапфировый лазер с длительностью импульса 73 фс и транспортируемые атомные часы на фонтане атомов Cs, обес-

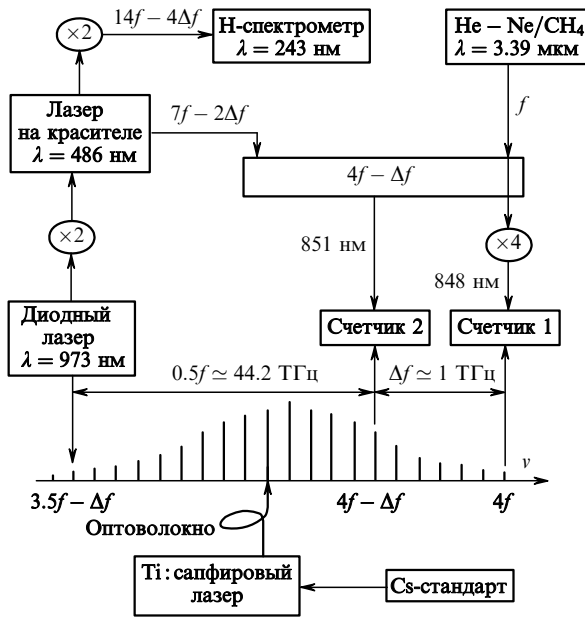


Рис.14. Схема измерения частоты перехода  $1S - 2S$  атома водорода [26].

печивавшие контроль частоты повторения импульсов лазера с относительной погрешностью  $2 \times 10^{-15}$  [77]. Нелинейные волоконные структуры [87–92] к моменту начала эксперимента существовали еще только на уровне отдельных образцов. Уширение спектра Ti:сапфирового лазера до 45.2 ТГц достигалось при пропускании его излучения через одномодовое кварцевое волокно. Схема измерений содержит стабилизированный He–Ne/CH<sub>4</sub>-лазер, частота которого  $f$  связана с частотой двухфотонного перехода  $1S - 2S$  соотношением  $\nu_{1S-2S} = 28f - 8\Delta f$ .

Излучение лазеров на  $\lambda = 486$  нм и 3.39 мкм поступало на вход делителя интервала оптических частот, на выходе которого генерировалась их средняя частота  $4f - \Delta f$ . Диодный лазер ( $\lambda = 973$  нм) работал на частоте  $3.5f - \Delta f$ . Последнее обеспечивалось тем, что, с одной стороны, была выполнена фазовая привязка частоты лазера с  $\lambda = 973$  нм к частоте соответствующей  $n$ -й моды Ti:сапфирового лазера. С другой стороны, положение этой моды стабилизировалось по сигналу биений между второй гармоникой диодного лазера с  $\lambda = 973$  нм и излучением лазера на красителе с  $\lambda = 486$  нм. Синтез четвертой гармоники от частоты  $f$  происходил так же, как и в эксперименте, описанном в п.5.1. В соответствии с приведенной схемой измерялись две частоты биений –  $f_{c1}$  (счетчик 1) и  $f_{c2}$  (счетчик 2), что позволяло определить любую частоту в интервалах между частотами  $3.5f - \Delta f$  и  $4f - \Delta f$  и собственно частоту  $f$  излучения He–Ne/CH<sub>4</sub>-лазера [26, 42].

С учетом сверхтонкой структуры уровней  $1S$  и  $2S$  атома водорода оценка экспериментальных результатов, полученных в течение 10 дней измерений, дала возможность определить абсолютную частоту  $\nu_{1S-2S}$  перехода  $1S_{1/2}(F=1) - 2S_{1/2}(F=1)$ , которая оказалась равной 2466 061 413 187 103 (46) Гц (относительная погрешность  $1.8 \times 10^{-14}$ ). Отметим, что возможно существенное упрощение схемы описанного эксперимента при расширении спектра излучения фемтосекундного лазера до октавы.

**Уточнение постоянной Ридберга.** Измерения частоты перехода  $1S - 2S$  атома водорода и сравнение ее с теоретическим значением, позволили уточнить постоянную Ридберга  $R = me^4/(2\hbar^3)$ . Поскольку эта постоянная выражается через такие фундаментальные константы, как масса электрона, заряд электрона и постоянная Планка, ее уточнение приводит к уточнению указанных постоянных. Уровни энергии атома водорода определяются формулой

$$E_n = -\frac{R}{n^2} + \Delta E_n$$

(где  $n$  – главное квантовое число;  $\Delta E_n$  – поправка к энергии, обусловленная тонким и сверхтонким расщеплением, лэмбовским сдвигом уровней и высшими поправками квантовой электродинамики) и могут быть рассчитаны с высокой точностью. Частота перехода  $1S - 2S$  определяется выражением

$$\nu_{1S-2S} = \frac{3}{4h} R + \frac{\Delta E_2 - \Delta E_1}{h}.$$

Очевидно, что измеряя  $\nu_{1S-2S}$  и вычисляя  $\Delta E_n$ , можно найти постоянную  $R$ .

На возможность уточнения постоянной Ридберга при измерении частоты перехода  $1S - 2S$  атома водорода с помощью двухфотонного поглощения было указано в работе [97]. Значения постоянной Ридберга, измеренные начиная с 1986 г. этим и другими методами, приведены в обзорах [6, 99]. Наиболее точное ее значение –  $R = 10973\,731\,568\,549(83) \text{ м}^{-1}$ .

### 5.3. Атом кальция

Оптический стандарт частоты, использующий интеркомбинационный переход  $^1S_0 - ^3P_1$  с  $\lambda = 657$  нм (рис. 15,а) атома  $^{40}\text{Ca}$ , принадлежит к наиболее точным стандартам. Рассматриваемый переход  $^1S_0 - ^3P_1$  имеет радиационную ширину 320 Гц [31] и слабо чувствителен к внешним воздействиям. Атомы Ca хорошо охлаждаются и

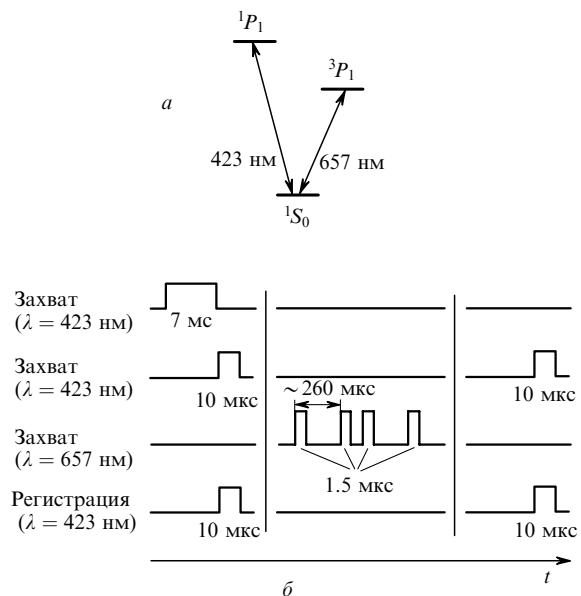


Рис.15. Измерение частоты перехода  $^1S_0 - ^3P_0$  атома кальция [30]: схема уровней атома  $^{40}\text{Ca}$  (а) и временные диаграммы (б).

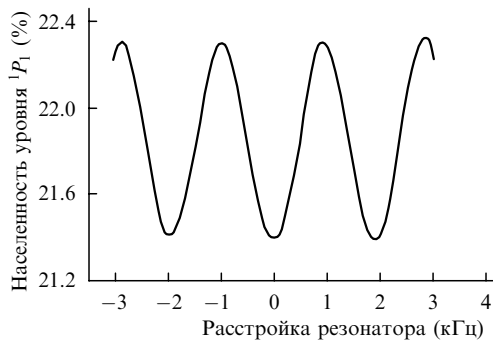


Рис.16. Осцилляции Борде–Рамси с шириной 960 Гц на переходе  $^1S_0 - ^3P_0$  атома кальция [29].

захватываются в магнитооптическую ловушку при использовании перехода  $^1S_0 - ^1P_1$  с  $\lambda = 423$  нм. Существуют перестраиваемые диодные лазеры, которые удобно применять для возбуждения указанных переходов. Измерения частоты перехода  $^1S_0(m=0) - ^3P_1(m=0)$  с помощью фемтосекундного лазера проводились в NIST [9, 29, 30] и РТВ [31].

При описании эксперимента будем следовать работе [30]. Для того чтобы достичь ширины линии менее 1 кГц и уменьшить систематические ошибки, связанные с движением атомов, необходимо работать с охлажденными атомами. Пучок атомов кальция инжектируется в магнитооптическую ловушку. Для охлаждения и захвата атомов используется излучение с  $\lambda = 423$  нм и мощностью 40 мВт, которое получается удвоением частоты излучения непрерывного диодного лазера. За 10 мс в ловушку захватывается  $\sim 10^7$  атомов, температура которых составляет 2 мК. Для наблюдения формы линии рабочего перехода используется излучение диодного лазера с  $\lambda = 657$  нм, привязанного к высокочастотному внешнему резонатору. Чтобы избежать сдвигов частоты перехода, поля, участвующие в захвате атомов (лазерное поле с  $\lambda = 432$  нм и магнитное квадрупольное поле), выключаются на время измерений.

Цикл измерений выглядит следующим образом. Через 7 мс после начала эксперимента излучение с  $\lambda = 423$  нм, обеспечивавшее захват атомов, выключается и на этой же длине волны включается пробный импульс длительностью 10 мкс. Возбужденные в  $^1P_1$ -состояние атомы детектируются по флуоресценции при переходе из  $^1P_1$ -состояния в основное. Эффективность регистрации сигнала наведенной флуоресценции с  $\lambda = 423$  нм составляет около 7%. Чтобы получить узкий резонанс с хорошим отношением сигнал/шум использовался метод Борде (см. [49] и п.2.5 настоящей работы). Включается последовательность из четырех импульсов излучения с  $\lambda = 657$  нм, в которой две пары импульсов распространяются навстречу друг другу. Расстояние между соседними импульсами составляет  $\sim 260$  мкс при длительности импульса 1,5 мкс. В результате около 20% атомов из основного состояния переходят в долгоживущее возбужденное состояние  $^3P_1$ . Прежде чем инверсия населенности уровня  $^3P_1$  существенно изменится, соответствующая населенность основного состояния детектируется аналогично, путем включения второго импульса излучения с  $\lambda = 423$  нм и длительностью 10 мкс. Отношение сигналов флуоресценции, наведенных парой импульсов излучения с  $\lambda = 423$  нм, дает сигнал в центре рабочего перехода. Для регистрации осцилляций Борде–Рамси излучение с  $\lambda =$

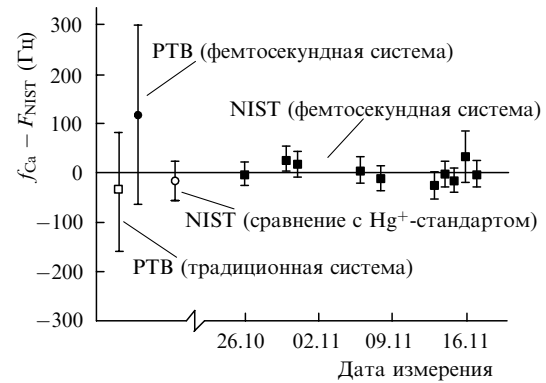


Рис.17. Результаты измерений частоты перехода  $^1S_0 - ^3P_0$  атома кальция [30].

657 нм перестраивается по частоте, а описанный цикл измерений непрерывно повторяется. Применение такой методики позволило наблюдать осцилляции с естественной шириной перехода  $^1S_0 - ^3P_1$ .

На рис.16 показаны типичные осцилляции Борде–Рамси с шириной 960 Гц [29]. В качестве репера используется центральная осцилляция, по которой стабилизируется излучение диодного лазера с  $\lambda = 657$  нм. Относительная стабильность стандарта частоты на атомах  $^{40}\text{Ca}$  достигает  $4 \times 10^{-15}$  за 1 с (рис.7).

На рис.17 представлены результаты измерений частоты перехода  $^1S_0 - ^3P_1$  в  $^{40}\text{Ca}$  относительно атомного цезиевого стандарта, выполненные с помощью фемтосекундного лазера в течение нескольких недель [30]. Полученное значение 455 986 240 494 158 (26) Гц находится в хорошем согласии с измеренным в РТВ [31].

#### 5.4. Ион $\text{In}^+$

Переход  $5s^2\ ^1S_0 - 5s5p\ ^3P_0$  иона  $^{115}\text{In}^+$  ( $\lambda = 236.5$  нм), захваченного в ловушку, является перспективным репером для создания оптического стандарта частоты в УФ области спектра [63, 64] (рис.18,а). В качестве кандидата на первичный оптический стандарт частоты этот переход имеет ряд достоинств, к которым относятся:

1. Малая естественная ширина перехода ( $\Delta\nu = 0.8$  Гц) и, как следствие, высокая добротность линии ( $\nu/\Delta\nu = 1.6 \times 10^{15}$ ).

2. Малый сдвиг частоты перехода  $^1S_0 - ^3P_0$  из-за внешних электрических и магнитных полей, связанный с тем, что угловой момент электронов в состояниях  $^1S_0$  и  $^3P_0$  равен нулю.

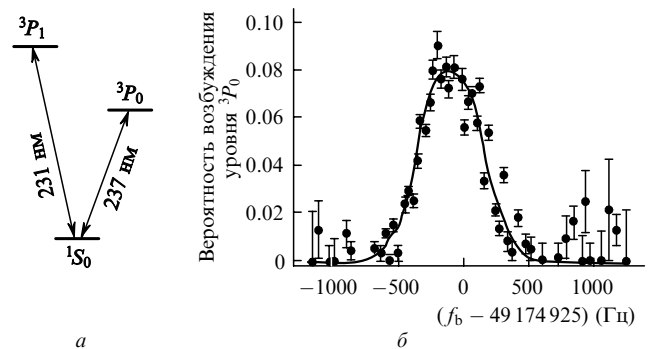


Рис.18. Резонансное поглощение на переходе  $^1S_0 - ^3P_0$  иона индия: схема уровней (а) и вероятность возбуждения уровня  $^3P_0$  как функция частоты биений  $f_b$  [35] (б).

3. Наличие хорошего источника для измерения частоты перехода  $^1S_0 - ^3P_0$  (четвертая гармоника излучения Nd:YAG-лазера с  $\lambda = 946$  нм совпадает с частотой этого перехода).

4. Использование перехода  $^1S_0 - ^3P_0$  для лазерного охлаждения  $In^+$ . Его естественная ширина составляет только 360 кГц, однако этого вполне достаточно, чтобы обеспечить хорошее отношение сигнал/шум при детектировании рассеянных фотонов. Такая ширина перехода позволяет разрешать боковые колебательные частоты в ловушке ( $\sim 10$  МГц), что приводит к охлаждению иона до очень низких температур (менее 1 мК) и достижению предела Лэмба – Дике. Пролетное уширение и линейный эффект Доплера практически исключаются, а квадратичный эффект Доплера может быть уменьшен до пренебрежимо малой величины.

Предполагается, что с такими характеристиками стандарт частоты, основанный на использовании одиночного иона  $^{115}In^+$ , может иметь воспроизводимость частоты лучше  $10^{-17}$ .

Наиболее точно абсолютная частота рабочего перехода измерена в [35]. Ион индия был захвачен в квадрупольную радиочастотную ловушку с внутренним диаметром электродов 1 мм. Охлаждение осуществлялось с помощью перехода с  $\lambda = 230.6$  нм при использовании второй гармоники лазера на красителе. Упрощенная схема измерения приведена на рис.19. Измерение частоты в области 236.5 нм (рабочий переход) проводилось относительно He-Ne/CH<sub>4</sub>-стандарта, частота которого была предварительно измерена в работе [26] (см. п.5.2 и [42]). Аналогично эксперименту, описанному в п.5.1, стабилизация частоты моды Ti:сапфирового лазера ( $\lambda = 848$  нм) осуществлялась с помощью фазовой привязки к четвертой гармонике оптического стандарта частоты ( $\lambda = 3.39$  мкм). Частота повторения импульсов лазера ( $f_r = 76$  МГц) контролировалась по атомным цезиевым часам (HP 5071A), сигнал на выходе которых постоянно сравнивался с эталонным сигналом системы GPS (Global positioning system). Это, в свою очередь, обеспечивало точное измерение межмодового интервала. Измерялась частота биений между вспомогательным диодным лазером с  $\lambda = 946$  нм, привязанным к моде фемтосекундного лазера, и перестраиваемым Nd:YAG-лазером ( $\lambda = 946$

нм), четвертая гармоника которого использовалась для наблюдения резонанса перехода  $^1S_0 - ^3P_0$  в  $^{115}In^+$ .

На рис.18,б приведена характерная вероятность возбуждения уровня  $^3P_0$  как функция частоты биений  $f_b$  при перестройке Nd:YAG-лазера, полученная в одиночном измерении. Ширина распределения обусловлена ограниченной стабильностью частоты лазеров с  $\lambda = 946$  нм и 3.39 мкм. В течение нескольких дней было выполнено 11 серий измерений, в которых получено несколько десятков спектров возбуждения уровня  $^3P_0$ . После этого было определено положение максимума функции вероятности возбуждения:  $f_b = 49\,174\,925$  (42) Гц.

Неизвестная частота рабочего перехода связана с известной частотой He-Ne/CH<sub>4</sub>-стандарта следующим образом:

$$\nu_{In^+} = 16f - 4(f_b - Nf_r) - f_{loc},$$

где  $N$  – число мод Ti:сапфирового лазера в диапазоне 849–946 нм;  $f_{loc}$  – вклад опорных радиочастотных генераторов, участвующих в фазовом захвате всех излучений.

Было найдено абсолютное значение частоты перехода  $^1S_0 - ^3P_0$  иона  $^{115}In^+$ :

$$\nu_{In^+} = 1\,267\,402\,452\,899.92(0.23) \text{ кГц.}$$

Погрешность измерения равна  $1.8 \times 10^{-13}$  и определяется главным образом воспроизводимостью частоты He-Ne/CH<sub>4</sub>-стандарта.

## 6. Оптические часы

Любые часы состоят из двух основных компонентов: осциллятора – прибора, который воспроизводит периодические события (тиканье часов) и устройства, обеспечивающего подсчет и отображение этих событий. Например, периодические колебания маятника порождают периодические события, которые отображаются с помощью стрелок часов. В кварцевых часах механические колебания кварцевого кристалла детектируются электронным способом, а затем отображаются на дисплее.

В атомных часах появляется третий компонент – устройство, в котором имеет место резонанс атомного перехода, используемый для контроля частоты осциллятора. В настоящее время международное определение секунды базируется на переходе между компонентами сверхтонкой структуры ( $F = 4, m = 0$ ) – ( $F = 3, m = 0$ ) основного состояния атома  $^{133}Cs$ , частота которого равна 9 192 631 770 Гц.

Создание лазеров с долговременной стабильностью частоты не хуже, чем у лазеров, а по кратковременной стабильности превышающих мазеры позволило решить проблему построения оптических часов, т.е. использовать период оптического колебания высокостабильного лазера в качестве шкалы времени. При разработке оптической шкалы времени требуется решить две задачи: создать оптический стандарт частоты и перенести его частотные характеристики в микроволновой диапазон без потери точности.

На рис.20 показана принципиальная схема первых в мире оптических часов [100]. Схема включает в себя He-Ne/CH<sub>4</sub>-стандарт частоты – лазер с  $\lambda = 3.39$  мкм, систему специально подобранных и синхронизованных по фазе лазеров ИК ( $\lambda = 3.39, 10.2$  и  $10.07$  мкм) и субмиллимет-

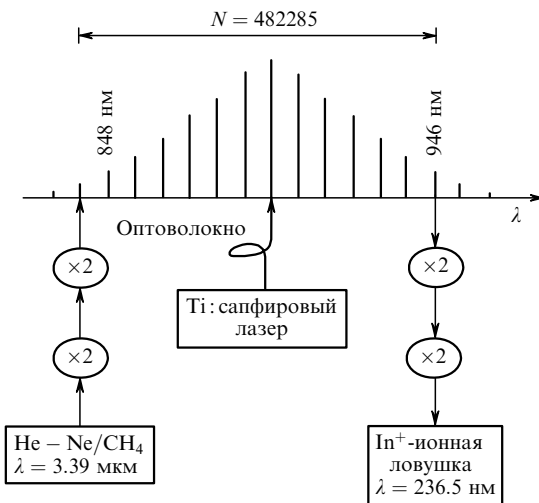


Рис.19. Схема измерения частоты перехода  $^1S_0 - ^3P_0$  иона индия.

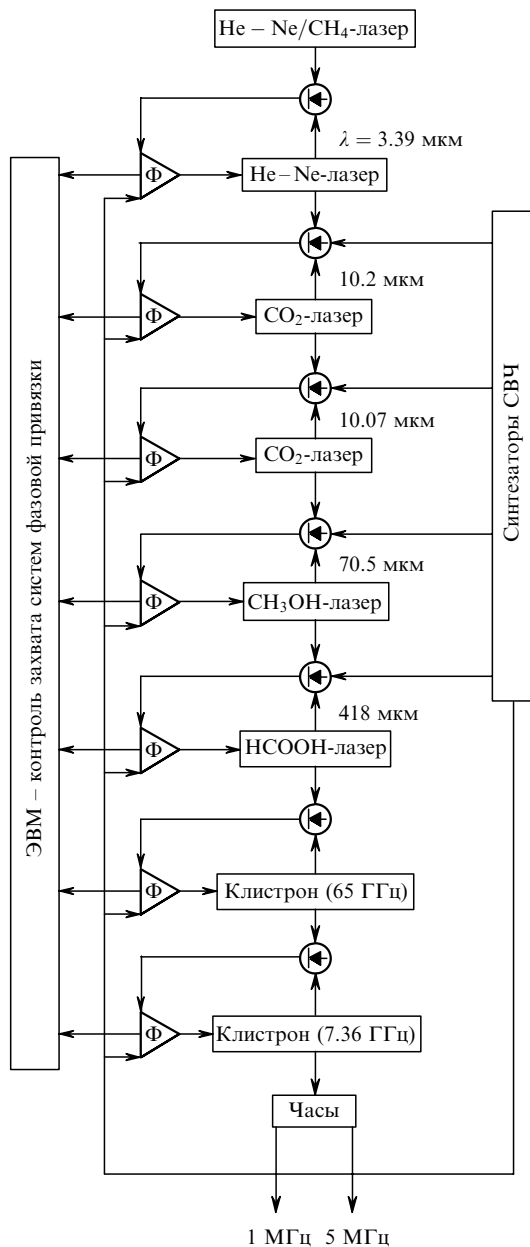


Рис.20. Схема первых оптических часов [100] (Ф – система фазовой привязки).

рового ( $\lambda = 70$  и  $418$  мкм) диапазонов, а также генераторов микроволнового диапазона, обеспечивающих деление частоты He-Ne/CH<sub>4</sub>-лазера в радиодиапазон с выходом на стандартные частоты 1 и 5 МГц.

Сравнение свойств лазеров и мазеров как стандартов частоты и времени, безусловно, свидетельствует о преимуществах лазеров: измерение частоты при использовании лазеров требует намного меньше времени; кратковременная стабильность частоты у оптических стандартов лучше, чем у микроволновых; при делении частоты оптического стандарта в радиодиапазон относительная ширина линии излучения практически не меняется.

Оптические часы, исследованные в работе [100], представляют собой сложную стационарную установку, поэтому рассматривались различные возможности создания оптических часов с более простой структурой [5–7, 101].

Использование фемтосекундных лазеров позволило значительно проще решить проблемы деления частоты оптического стандарта и создания оптической шкалы времени. Ниже мы рассмотрим три типа оптических часов, каждый из которых в будущем претендует на более точное определение секунды.

### 6.1. Hg<sup>+</sup> - оптические часы

Оптические часы, созданные в NIST [11], состоят из <sup>199</sup>Hg<sup>+</sup>-оптического стандарта частоты и фемтосекундного лазера. Основой оптического стандарта является ион ртути, захваченный в маленькую радиочастотную сферическую ловушку (с внутренним размером ~ 1 мм). Схема охлаждающих и рабочих переходов приведена на рис.21. Ион охлаждается до нескольких милликельвинов с помощью лазерного излучения с  $\lambda = 194$  нм, которое резонансно переходу  $^2S_{1/2} - ^2P_{1/2}$ . Репером для оптического стандарта служит электрический квадрупольный переход  $^2S_{1/2} (F = 0, M_F = 0) - ^2D_{5/2} (F = 2, M_F = 0)$  ( $\lambda = 282$  нм). Его естественная ширина составляет 2 Гц. В <sup>199</sup>Hg<sup>+</sup>-оптическом стандарте частоты используется вторая гармоника излучения высокостабильного лазера на красителе ( $\lambda = 563$  нм). Кратковременная стабильность лазера с  $\lambda = 563$  нм в настоящее время является рекордной –  $5 \times 10^{-16}$  за время усреднения 1–10 с, что достигается привязкой излучения этого лазера к моде высокодобротного оптического резонатора [75]. Излучение с  $\lambda = 282$  нм получается удвоением частоты лазера с  $\lambda = 563$  нм. В [29] ширина репера, использовавшегося для стабилизации излучения с  $\lambda = 282$  нм, составила 21 Гц (рис.21,б). Оптический стандарт на ионе <sup>199</sup>Hg<sup>+</sup> – один из лучших в настоящее время. Квантовый предел стабильности его частоты оценивается как  $10^{-15} \tau^{-1/2}$  [11]. Предполагается, что погрешность определения частоты Hg<sup>+</sup>-стандарта составит  $10^{-18}$  [11, 26].

Для практического использования Hg<sup>+</sup>-оптического стандарта в оптических часах необходимо конвертировать его частоту 1064 ТГц в радиодиапазон с привязкой по фазе. На рис.22 приведена схема Hg<sup>+</sup>-оптических часов [11]. Фемтосекундный Ti : сапфировый лазер с частотой повторения импульсов  $f_r = 1$  ГГц излучает спектр частот  $f_n = f_0 + nf_r$ . Начальная частота  $f_0$  выделяется на фотодетекторе как сигнал биений между второй гармоникой  $n$ -й моды и модой с частотой  $f_{2n}$ :  $2(nf_r + f_0) - (2nf_r + f_0) = f_0$ . Другой фотодетектор измеряет сигнал биений  $f_b$  между частотой выделенной моды  $f_m = f_0 + mf_r$  ( $m$  – целое число) и частотой оптического стандарта. Контроль частоты  $f_0$  осуществляется изменением мощности накачки фемтосекундного лазера. Для контроля  $f_b$

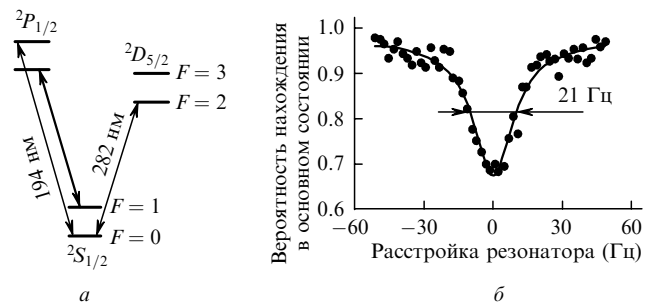


Рис.21. Резонансное поглощение на переходе  $^2S_{1/2} - ^2D_{5/2}$  иона ртути: схема уровней (а) и вероятность нахождения иона в основном состоянии [29] (б).

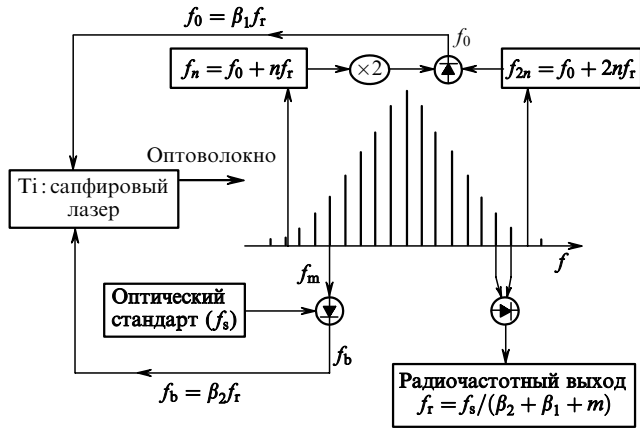


Рис.22. Схема оптических часов на основе  $Hg^+$ -стандарта частоты [11].

изменяется длина резонатора лазера с помощью пьезо-керамики. Если записать  $f_0 = \beta_1 f_r$ ,  $f_b = \beta_2 f_r$  и выбрать сигналы биений так, что  $\beta_2 = -\beta_1$ , то  $f_r = f_{Hg}/m$ . Это означает, что осуществлено деление частоты  $Hg^+$ -стандарта в  $m \approx 5 \times 10^5$  раз.

Измерение стабильности частоты  $f_r$  показало, что она, по крайней мере, не хуже, чем у водородного мазера [11]. Таким образом, созданы оптические часы на основе перехода с частотой 1064 ТГц ( $\lambda = 282$  нм) иона ртути. Фемтосекундный комб-генератор обеспечивает синтез частот от радио до УФ диапазона. Чтобы проверить точность  $^{199}Hg^+$ -оптических часов, было выполнено их сравнение с другим независимым стандартом – оптическим стандартом на атомах Са ( $\lambda = 657$  нм). Было установлено, что кратковременная стабильность  $Hg^+$ -оптических часов составляет не более  $7 \times 10^{-15}$  за 1 с [11].

**6.2. I<sub>2</sub>-оптические часы**

Молекулярный иод всегда привлекал внимание исследователей, занимающихся спектроскопией в видимом диапазоне длин волн. Линии поглощения молекул  $^{127}I_2$  перекрывают область спектра от 400 до 650 нм. В области 500–650 нм имеется около  $10^4$  сильных линий поглощения. Это переходы между колебательно-вращательными подуровнями электронных состояний  $^1\Sigma_q^+(X)$  и  $^3\Pi_{ou}^+(B)$ . Огромное число линий поглощения в видимой области спектра в случае относительно малых ширин переходов делает молекулярный иод незаменимым при создании системы реперных линий, которые могут являться эталонами длин волн и частот в этом диапазоне. На многих из этих линий осуществлена стабилизация частоты различных лазеров и проведены эксперименты по измерению частот используемых переходов.

Частотные реперы  $^{127}I_2$  применяются для стабилизации частоты He–Ne-лазера, непрерывных перестраиваемых лазеров на красителях, твердотельных малогабаритных Nd:YAG-лазеров и др. Достоинства молекулярного иода заключаются в том, что ряд резонансов насыщенного поглощения в  $^{127}I_2$  рекомендован Международным комитетом по мерам и весам для использования при создании эталонов длины [102]. В оптических стандартах, частоты которых измерены с помощью фемтосекундных лазеров, были использованы реперы со следующими характеристиками (табл.1): R(127) 11–5,  $a_{13}$ , 633 нм [36]; R(127) 11–5,  $a_{16}$ , 633 нм [37]; R(56) 32–0,  $a_{10}$ , 532 нм [38–40]; P(13) 42–0,  $a_3$ , 582 нм [41].

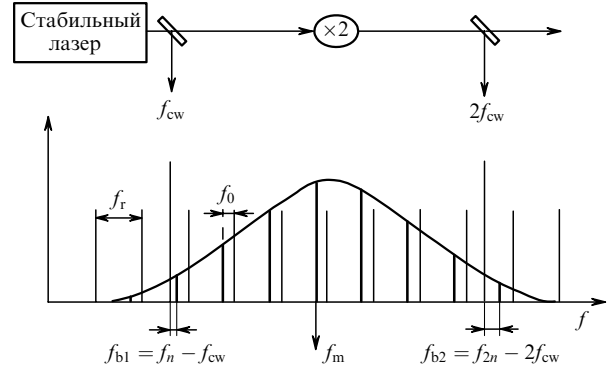


Рис.23.  $I_2$ -оптические часы [39].

Оптический стандарт частоты с реперной линией R(56) 32–0,  $a_{10}$  лежит в основе  $^{127}I_2$ -оптических часов, разработанных в NIST [39]. Он представляет собой стабильный непрерывный Nd:YAG-лазер с частотой  $f_{cw}$  ( $\lambda = 1064$  нм), вторая гармоника которого  $2f_{cw}$  привязана к указанному переходу иода в области 532 нм. Принцип действия оптических часов поясняет рис.23. Фемтосекундный  $Ti$ :сапфировый лазер с частотой повторения импульсов  $f_r = 100$  МГц имеет спектр эквидистантных мод, перекрывающих октаву от 532 до 1064 нм. Регистрируются два сигнала биений с частотами

$$f_{b1} = n f_r + f_0 - f_{cw},$$

$$f_{b2} = 2n f_r + f_0 - 2f_{cw},$$

которые затем смешиваются следующим образом:

$$s_1 = f_{b2} - f_{b1} = n f_r - f_{cw},$$

$$s_2 = f_{b2} - 2f_{b1} = -f_0.$$

Сигналы  $s_1$  и  $s_2$  являются ортогональными регулировками в том смысле, что изменение  $f_r$  связано только с  $s_1$ , а изменение  $f_0$  – только с  $s_2$ . Существенно, что информация об  $s_1$  необходима лишь для контроля длины резонатора лазера. При  $s_1 = 0$  имеем  $f_r = f_{cw}/n$ , т. е. осуществляется деление частоты стандарта  $f_{cw}$  ( $\lambda = 1064$  нм) в радиодиапазон. При  $s_2 = 0$  реализуется синтез оптических частот в диапазоне 532–1064 нм, т. к.  $f_n = n f_r$ . Стабильность и воспроизводимость синтезированных частот соответствуют стабильности и воспроизводимости Nd:YAG-лазера, которые равны соответственно  $5 \times 10^{-14}$  за 1 с и  $4 \times 10^{-13}$  [39]. Рассмотренные часы имеют достаточно высокую точность и в настоящее время являются наиболее простой действующей системой.

**6.3. Оптические часы на основе He–Ne/CH<sub>4</sub>-стандарта частоты**

В ИЛФ ведутся работы по созданию оптических часов с He–Ne/CH<sub>4</sub>-стандартом частоты [103, 104]. Принцип построения таких часов иллюстрирует рис.24. Применяемый для этой цели фемтосекундный лазер с длительностью импульса 100 фс генерирует спектр мод, перекрывающий частотный интервал, равный частоте лазерного He–Ne/CH<sub>4</sub>-стандарта  $f_{cw}$  (88.4 ТГц). С помощью нелинейного кристалла генерируется разностная частота между теми модами фемтосекундного лазера, частотный интервал между которыми равен частоте He–Ne/CH<sub>4</sub>-стандарта. Затем эта разностная частота стабилизируется путем ее фазовой привязки к частоте стандарта.

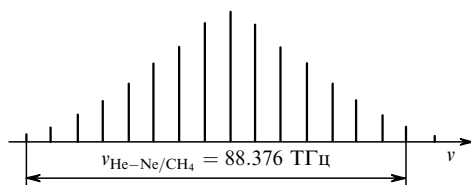


Рис.24. Принцип построения оптических часов с использованием He–Ne/CH<sub>4</sub>-стандарта на  $\lambda = 3.39$  мкм [103].

Межмодовая частота  $f_r = f_{cw}/m$ . Таким образом осуществляется перенос частотных характеристик оптического стандарта частоты в радиочастотную область. Заметим, что хотя межмодовая частота застabilизирована, абсолютные частоты мод могут быть нестабильными, но для рассматриваемой схемы это обстоятельство роли не играет [103].

Прямое использование мод фемтосекундного лазера в такой схеме, в особенности для получения разностной частоты в нелинейном кристалле, затруднено из-за малой мощности отдельной моды. Для усиления мощности выделенных мод применяются вспомогательные одночастотные перестраиваемые диодные лазеры с внешним резонатором, излучение которых привязано по фазе к выделенным модам фемтосекундного лазера.

Таким образом, частотные характеристики стандарта на He–Ne/CH<sub>4</sub> переносятся в радиодиапазон без промежуточных каскадов. Схема автономна, т.е. не требует внешнего опорного генератора. При использовании частоты биений между модами, удаленными друг от друга на различные межмодовые интервалы, можно получить гребенку стабильных частот в оптическом диапазоне с жесткой привязкой к эталонной частоте радиодиапазона. Эта схема несколько сложнее, чем в случае I<sub>2</sub>-часов, однако она должна обеспечить меньшую погрешность при измерении частоты за счет более высоких значений стабильности и воспроизводимости частоты He–Ne/CH<sub>4</sub>-стандарта.

## 7. Заключение

Еще три года назад не было простого способа сравнения частотных характеристик излучения в оптическом и микроволновом диапазонах. Джон Холл из Национального института стандартов и технологии США пишет [5]: «Несколько цепочек синтеза частот было построено в национальных метрологических лабораториях. Но «шкала усилий» за 28 лет была следующей: приблизительно пять человек и пять лет для одного прецизионного измерения». Фемтосекундные комб-генераторы качественно изменили процедуру измерения оптических частот. Измерение частоты неизвестного непрерывного лазера можно выполнить с погрешностью менее  $10^{-12}$  за несколько минут. Эталон частоты в УФ области спектра (например, Hg<sup>+</sup>-стандарт) при прочих равных условиях имеет преимущество перед микроволновым эталоном, обеспечивая высокую стабильность за меньшее время измерения.

Лучшие стандарты имеют относительную стабильность частоты  $10^{-14} - 10^{-15}$  при времени усреднения 1 с. Использование этих стандартов совместно с фемтосекундным комб-генератором открывает качественно новые возможности для постановки прецизионных физиче-

ских экспериментов. Один из таких экспериментов – проверка постоянства фундаментальных физических констант [105–108]. Высказано предположение, что из-за расширения Вселенной физические константы могут меняться со временем. Изменение такой константы как постоянная тонкой структуры можно обнаружить, если сравнить ход оптических часов, использующих различные атомные переходы. Из других экспериментов, которые вызывают большой интерес, отметим проверку изотропии пространства, возможность несохранения лоренцевской симметрии и СРТ-симметрии [109–112], а также несохранение четности в атомных переходах [113]. Заманчивой представляется задача создания единого эталона частоты и длины [114].

Для практической метрологии фемтосекундный комб-генератор открывает новые возможности. Оперативное измерение большого числа частот в различных диапазонах имеет самые разнообразные применения: в навигации спутников, связи, синхронизации сетей компьютеров и др.

Авторы благодарят С.Н.Багаева, Б.Д.Борисова, А.К.Дмитриева, А.С.Дычкова, А.Н.Гончарова, В.М.Клементьева, Ю.А.Матюгина, В.С.Пивцова, М.Н.Скворцова за полезные обсуждения.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 02-02-17043).

1. Летохов В.С., Чеботаев В.П. *Нелинейная лазерная спектроскопия сверхвысокого разрешения* (М.: Наука, 1990).
2. Demtröder W. *Laser Spectroscopy* (Berlin, Heidelberg, New York: Springer-Verlag, 1996).
3. Багаев С.Н., Чеботаев В.П. *УФН*, **148**, 143 (1986).
4. Basov N.G., Gubin M.A. *IEEE J. of Selected Topics in Quantum Electron.*, **6**, 857 (2000).
5. Hall J.L., Ye J., Diddams S.A., Ma L.-S., Cundiff S.T., Jones D.J. *IEEE J. Quantum Electron.*, **37**, 1482 (2001).
6. Holzwarth R., Reichert J., Udem Th., Hänsch T.W. *Laser Phys.*, **11**, 1100 (2001).
7. Hall J.L., Ye J. *Optics and Photonics News*, February, 45 (2001).
8. Udem Th., Holzwarth R., Hänsch T.W. *Nature*, **416**, 233 (2002).
9. Hollberg L., Oates C.W., Curtis E.A., Ivanov E.N., Diddams S.A., Udem Th., Robinson H.G., Bergquist J.C., Rafac R.J., Itano W.M., Drullinger R.E., Wineland D.J. *IEEE J. Quantum Electron.*, **37**, 1052 (2001).
10. Holzwarth R., Zimmermann M., Udem Th., Hänsch T.W. *IEEE J. Quantum Electron.*, **37**, 1493 (2001).
11. Diddams S.A., Udem Th., Bergquist J.C., Curtis E.A., Drullinger R.E., Hollberg L., Itano W.M., Lee W.D., Oates C.W., Vogel K.R., Wineland D.J. *Science*, **293**, 825 (2001).
12. *Femtosecond Laser Pulses*. Ed. by C.Rulliere (Berlin, Heidelberg, New York: Springer-Verlag, 1998).
13. Крюков П.Г. *Квантовая электроника*, **31**, 95 (2001).
14. Андреев А.В., Гордиенко В.М., Савельев А.Б. *Квантовая электроника*, **31**, 941 (2001).
15. Бакланов Е.В., Чеботаев В.П. *Квантовая электроника*, **4**, 2189 (1977); Baklanov E.V., Chebotayev V.P. *Appl. Phys.*, **12**, 97 (1977).
16. Eckstein J.N., Ferguson A.I., Hänsch T.W. *Phys. Rev. Lett.*, **40**, 847 (1978).
17. Багаев С.Н., Захарьяш В.Ф., Клементьев В.М., Пивцов В.С., Чепуров С.В. *Квантовая электроника*, **24**, 327 (1997).
18. Kane D.M., Bramwell S.R., Ferguson A.I. *Appl. Phys. B*, **39**, 171 (1986).
19. Захарьяш В.Ф., Клементьев В.М., Пыльцин О.И., Чеботаев В.П. *Квантовая электроника*, **19**, 604 (1992); Chebotayev V.P., Klementyev V.M., Pyltsin O.I., Zakhariash V.F. *Appl. Phys. B*, **54**, 98 (1992); Bagayev S.N., Chebotayev V.P., Klementyev V.M., Pyltsin O.I. *Proc. X Intern. Conf. on Laser Spectroscopy* (Singapore, New Jersey, London, Hong Kong: World Scientific, 1992, p.91).
20. Udem Th., Reichert J., Holzwarth R., Hänsch T.W. *Phys. Rev. Lett.*, **82**, 3568 (1999).



21. Udem Th., Holzwarth R., Reichert J., Hänsch T.W. *Opt. Lett.*, **24**, 881 (1999).
22. Reichert J., Holzwarth R., Udem Th., Hänsch T.W. *Opt. Commun.*, **172**, 59 (1999).
23. Jones D.J., Diddams S.A., Ranka J.K., Stentz A., Windeler R.S., Hall J.L., Cundiff S.T. *Science*, **288**, 635 (2000).
24. Diddams S.A., Jones D.J., Ye J., Cundiff S.T., Hall J.L., Ranka J.K., Windeler R.S., Holzwarth R., Udem Th., Hänsch T.W. *Phys. Rev. Lett.*, **84**, 5102 (2000).
25. Reichert J., Niering M., Holzwarth R., Weitz M., Udem Th., Hänsch T.W. *Phys. Rev. Lett.*, **84**, 3232 (2000).
26. Niering M., Holzwarth R., Reichert J., Pokasov P., Udem Th., Weitz M., Hänsch T.W., Lemonde P., Santarelli G., Abgrall M., Laurent P., Salomon C., Clairon A. *Phys. Rev. Lett.*, **84**, 5496 (2000).
27. Holzwarth R., Udem Th., Hänsch T.W., Knight J.C., Wadsworth W.J., Russell P.St.J. *Phys. Rev. Lett.*, **85**, 2264 (2000).
28. Diddams S.A., Jones D.J., Ma L.-S., Cundiff S.T., Hall J.L. *Opt. Lett.*, **25**, 186 (2000).
29. Udem Th., Diddams S.A., Vogel K.R., Oates C.W., Curtis E.A., Lee W.D., Itano W.M., Drullinger R.E., Bergquist J.C., Hollberg L. *Phys. Rev. Lett.*, **86**, 4996 (2001).
30. Curtis E.A., Oates C.W., Diddams S.A., Udem Th., Hollberg L. *Proc. VI Symp. on Frequency Standards and Metrology* (New Jersey, London, Singapore, Hong Kong: World Scientific, 2002, p. 331).
31. Wilpers G., Binnewies T., Degenhardt C., Sterr U., Helmcke J., Riehle F. *Phys. Rev. Lett.*, **89**, 230801 (2002).
32. Lea S.N., Margolis H.S., Huang G., Rowley W.R.C., Henderson D., Barwood G.P., Klein H.A., Webster S.A., Blythe P., Gill P. *Proc. VI Symp. on Frequency Standards and Metrology* (New Jersey, London, Singapore, Hong Kong: World Scientific, 2002, p. 144).
33. Dube P., Marmet L., Bernard J.E., Siemsen K.J., Madej A.A. *Proc. VI Symp. on Frequency Standards and Metrology* (New Jersey, London, Singapore, Hong Kong: World Scientific, 2002, p. 489).
34. Stenger J., Tamm C., Haverkamp N., Weyers S., Telle H.R. *Opt. Lett.*, **26**, 1589 (2001).
35. Von Zanthier J., Becker T., Eichenseer M., Nevsky A.Yu., Schwedes Ch., Peik E., Walther H., Holzwarth R., Reichert J., Udem Th., Hänsch T.W., Pokasov P.V., Skvortsov M.N., Bagayev S.N. *Opt. Lett.*, **25**, 1729 (2000).
36. Yoon T.H., Ye J., Hall J.L., Chartier J.-M. *Appl. Phys. B*, **72**, 221 (2001).
37. Ye J., Yoon T.H., Hall J.L., Madej A.A., Bernard J.E., Siemsen K.J., Marmet L., Chartier J.-M., Chartier A. *Phys. Rev. Lett.*, **85**, 3797 (2000).
38. Holzwarth R., Nevsky A.Yu., Zimmermann M., Udem Th., Hänsch T.W., von Zanthier J., Walther H., Knight J.C., Wadsworth W.J., Russell P.St.J., Skvortsov M.N., Bagayev S.N. *Appl. Phys. B*, **73**, 269 (2001).
39. Ye J., Ma L.-S., Hall J.L. *Phys. Rev. Lett.*, **87**, 270801 (2001).
40. Nevsky A.Yu., Holzwarth R., Reichert J., Udem Th., Hänsch T.W., von Zanthier J., Walther H., Schnatz H., Riehle F., Pokasov P.V., Skvortsov M.N., Bagayev S.N. *Opt. Commun.*, **192**, 236 (2001).
41. Jones R.J., Cheng W.-Y., Holman K.W., Chen L., Hall J.L., Ye J. *Appl. Phys. B*, **74**, 597 (2002).
42. Pokasov P.V., Holzwarth R., Udem Th., Zimmermann M., Reichert J., Niering M., Hansch T.W., Dmitriyev A.K., Bagayev S.N., Lemonde P., Santarelli G., Laurent P., Abgrall M., Clairon A., Salomon C. *Proc. VI Symp. on Frequency Standards and Metrology* (New Jersey, London, Singapore, Hong Kong: World Scientific, 2002, p. 510).
43. Чу С. *УФН*, **169**, 274 (1999); Коэн-Тануджи К.Н. *УФН*, **169**, 292 (1999); Филипс У.Д. *УФН*, **169**, 305 (1999).
44. Bagayev S.N., Chebotayev V.P., Dmitriyev A.K., Om A.E., Nekrasov Yu.V., Skvortsov B.N. *Appl. Phys. B*, **52**, 63 (1991).
45. Рамзей Н. *Молекулярные пучки* (М.: ИЛ, 1960).
46. Baklanov E.V., Dubetsky B.Ya., Chebotayev V.P. *Appl. Phys.*, **9**, 171 (1976).
47. Borde Ch.J., Salomon Ch., Avrillier S.A., van Lerberghe A., Breant Ch., Bassi D., Scoles G. *Phys. Rev. A*, **30**, 1836 (1984).
48. Morinaga A., Riehle F., Ishikawa J., Helmcke J. *Appl. Phys. B*, **43**, 54 (1994).
49. Borde C.J. *Phys. Lett. A*, **140**, 10 (1989).
50. Василенко Л.С., Чеботаев В.П., Шишаев А.В. *Письма в ЖЭТФ*, **12**, 161 (1970).
51. Foot C.J., Couillaud B., Beausoleil R.C., Hänsch T.W. *Phys. Rev. Lett.*, **54**, 1913 (1985).
52. Baklanov E.V., Dubetsky B.Ya., Chebotayev V.P. *Appl. Phys.*, **11**, 201 (1976).
53. Pritchard D.E., Raab E.L., Bagnato V., Wieman C.T., Watts R.N. *Phys. Rev. Lett.*, **57**, 310 (1986).
54. Uhlenberg G., Dirscherl J., Walther H. *Phys. Rev. A*, **62**, 063404 (2000).
55. Schnatz H., Lipphardt B., Helmcke J., Riehle F., Zinner G. *Phys. Rev. Lett.*, **76**, 18 (1996).
56. Oates C.W., Bondu F., Fox R.W., Hollberg L. *Eur. Phys. J. D*, **7**, 449 (1999).
57. Katori H., Ido T., Isoya Y., Kuwata-Gonokami M. *Phys. Rev. Lett.*, **82**, 1116 (1999).
58. Dehmelt H.G. *Bull. Am. Phys.*, **20**, 60 (1975).
59. Itano W.M., Bergquist J.C., Wineland D.J. *Phys. Rev. A*, **36**, 428 (1987).
60. Dehmelt H. *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, **31**, 83 (1982).
61. Berkeland D.J., Miller J.D., Bergquist J.C., Itano W.M., Wineland D.J. *Phys. Rev. Lett.*, **80**, 2089 (1998).
62. Rafac R.J., Young B.C., Beall J.-A., Itano W.M., Wineland D.J., Bergquist J.C. *Phys. Rev. Lett.*, **85**, 2462 (2000).
63. Becker Th., Eichenseer M., Nevsky A.Yu., Peik E., Schwedes Ch., Skvortsov M.N., von Zanthier J., Walther H. *Proc. VI Symp. on Frequency Standards and Metrology* (New Jersey, London, Singapore, Hong Kong: World Scientific, 2002, p. 107).
64. Becker Th., von Zanthier J., Nevsky A.Yu., Schwedes Ch., Skvortsov M.N., Walther H., Peik E. *Phys. Rev. A*, **63**, 051802 (1999).
65. Roberts M., Taylor P., Barwood G.P., Rowley W.R.C., Gill P. *Phys. Rev. A*, **62**, 020501 (2000).
66. Webster S.A., Taylor P., Roberts M., Barwood G.P., Blythe P., Gill P. *Proc. VI Symp. on Frequency Standards and Metrology* (New Jersey, London, Singapore, Hong Kong: World Scientific, 2002, p. 115).
67. Bernard J.E., Madej A.A., Marmet L., Whitford B.G., Siemsen K.J., Cundy S. *Phys. Rev. Lett.*, **82**, 3228 (1999).
68. Barwood G.P., Gill P., Huang G., Klein H.A. *Proc. VI Symp. on Frequency Standards and Metrology* (New Jersey, London, Singapore, Hong Kong: World Scientific, 2002, p. 496).
69. Yu N., Zhao X., Dehmelt H., Nagourney W. *Phys. Rev. A*, **50**, 2738 (1994).
70. Nagerl H.C., Roos Ch., Leibfried D., Rohde H., Thalhammer G., Eschner J., Schmidt-Kahler F., Blatt R. *Phys. Rev. A*, **61**, 023405 (2000).
71. Knoop M., Champenois C., Courteille P., Herbane M., Houssin M., Vedel M., Vedel F. *Proc. VI Symp. on Frequency Standards and Metrology* (New Jersey, London, Singapore, Hong Kong: World Scientific, 2002, p. 492).
72. Salomon Ch., Hils D., Hall J.L. *J. Opt. Soc. Am. B*, **5**, 1576 (1988).
73. Day T., Gustafson E.K., Byer R.I. *IEEE J. Quantum Electron.*, **28**, 1106 (1992).
74. Seel S., Storz R., Ruoso G., Mlynek J., Schiller S. *Phys. Rev. Lett.*, **78**, 4741 (1997).
75. Young B.C., Cruz F.C., Itano W.M., Bergquist J.C. *Phys. Rev. Lett.*, **82**, 3799 (1999).
76. Bernard J.E., Madej A.A., Siemsen K.J., Marmet L. *Opt. Commun.*, **187**, 211 (2001).
77. Santarelli G., Laurent Ph., Lemonde P., Clairon A., Mann A.G., Chang S., Lutien A.N., Salomon C. *Phys. Rev. Lett.*, **82**, 4619 (1999).
78. Hall J.L., Ma L.-S., Taubman M., Tiemann B., Hong F.-L., Pfister O., Ye J. *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, **48**, 583 (1999).
79. Acef O. *Opt. Commun.*, **134**, 479 (1997).
80. Bagayev S.N., Dmitriyev A.K., Pokasov P.V. *Laser Phys.*, **7**, 989 (1997).
81. Gubin M., Kovalchuk E., Petrukhin E., Shelkovicov A., Tyurikov D., Gamidov R., Erdogan C., Sahin E., Felder R., Gill P., Lea S.N., Kramer G., Lipphardt B. *Proc. VI Symp. on Frequency Standards and Metrology* (New Jersey, London, Singapore, Hong Kong: World Scientific, 2002, p. 453).
82. Oates C.W., Curtis E.A., Hollberg L. *Opt. Lett.*, **25**, 1603 (2000).
83. Spence D.E., Kean P.N., Sibbett W. *Opt. Lett.*, **16**, 42 (1991).
84. Krausz F., Fermann M.E., Brabec T., Curley P.F., Hofer M., Ober M.H., Spielmann C., Wintner E., Schmidt A.J. *IEEE J. Quantum Electron.*, **28**, 2097 (1992).

85. Asaki M.T., Huang C.P., Garvey D., Zhou J.P., Kapteyn H.C., Murnane M.M. *Opt. Lett.*, **18**, 977 (1993).
86. Ell R., Morgner U., Kartner F.X., Fujimoto J.G., Ippen E.P., Scheuer V., Angelov G., Tschudi T., Lederer M.J., Boiko A., Luther-Davies B. *Opt. Lett.*, **26**, 373 (2001); Morgner U., Ell R., Metzler G., Schibli T.R., Kartner F.X., Fujimoto J.G., Haus H.A., Ippen E.P. *Phys. Rev. Lett.*, **86**, 5462 (2001).
87. Knight J.C., Birks T.A., Russell P.St.J., Atkin D.M. *Opt. Lett.*, **22**, 961 (1996).
88. Birks T.A., Wadsworth W.J., Russell P.St.J. *Opt. Lett.*, **25**, 1415 (2000).
89. Желтиков А.М. *УФН*, **170**, 1203 (2000).
90. Дианов Е.М., Крюков П.Г. *Квантовая электроника*, **31**, 10 (2001).
91. Кобцев С.М., Кукарин С.В., Фатеев Н.В. *Квантовая электроника*, **32**, 11 (2002).
92. Ranka J.K., Windeler R.S., Stentz A.J. *Opt. Lett.*, **25**, 25 (2000).
93. Holzwarth R., Zimmermann M., Udem Th., Hänsch T.W., Russbüldt P., Gäbel K., Poprawe R., Knight J.C., Wadsworth W.J., Russell P.St.J. *Opt. Lett.*, **26**, 1376 (2001).
94. Diddams S.A., Hollberg L., Ma L.-S., Robertson L. *Opt. Lett.*, **27**, 58 (2002).
95. Stenger J., Schnatz H., Tamm C., Telle H.R. *Phys. Rev. Lett.*, **88**, 073601 (2002).
96. Jones R.J., Diels J.-C., Jasapara J., Rudolf W. *Opt. Commun.*, **175**, 109 (2000); Jones R.J., Diels J.-C. *Phys. Rev. Lett.*, **86**, 3288 (2001).
97. Baklanov E.V., Chebotayev V.P. *Opt. Commun.*, **12**, 312 (1974); Бакланов Е.В., Чеботаев В.П. *Оптика и спектроскопия*, **38**, 384 (1975).
98. Huber A., Gross B., Weitz M., Hänsch T.W. *Phys. Rev. A*, **59**, 1844 (1999).
99. De Beauvoir B., Schwob C., Aef O., Jozefowski L., Hilico L., Nez F., Juilien L., Clairon A., Biraben F. *Eur. Phys. J. D*, **12**, 61 (2000).
100. Гольдорт В.Г., Захарьяш В.Ф., Клементьев В.М., Никитин М.В., Тимченко Б.А., Чеботаев В.П. *Письма в ЖТФ*, **8**, 157 (1982); Chebotayev V.P., Goldort V.G., Klementyev V.M., Nikitin S.A., Timchenko B.A., Zakharyash V.F. *Appl. Phys. B*, **9**, 63 (1982).
101. Bagayev S.N., Chepurov S.V., Klementyev V.M., Kuznetsov S.A., Pivtsov V.S., Pokasov V.V., Zakharyash V.F. *Appl. Phys. B*, **70**, 375 (2000).
102. Quinn T.J. *Metrologia*, **36**, 211 (1999).
103. Багаев С.Н., Захарьяш В.Ф., Клементьев В.М., Колкер Д.Б., Кузнецов С.А., Матюгин Ю.А., Пивцов В.С., Скворцов М.Н., Чепуров С.В. *Квантовая электроника*, **31**, 383 (2001).
104. Bagayev S.N., Dmitriyev A.K., Chepurov S.V., Dychkov A.S., Klementyev V.M., Kolker D.B., Kuznetsov S.A., Matyugin Yu.A., Okhapkin M.V., Pivtsov V.S., Skvortsov M.N., Zakharyash V.F., Birks T.A., Wadsworth W.J., Russell P.St.J., Zheltikov A.M. *Laser Phys.*, **11**, 1270 (2001).
105. Dirac P.A.M. *Nature*, **139**, 323 (1937).
106. Dicke R.H. *Science*, **129**, 621 (1959).
107. Karshenboim S.V. *Can. J. Phys.*, **78**, 639 (2000).
108. Dzuba V.A., Flambaum V.V., Webb J.K. *Phys. Rev. A*, **59**, 230 (1999); Dzuba V.A., Flambaum V.V. *Phys. Rev. A*, **61**, 034502 (2000).
109. Brillet A., Hall J.L. *Phys. Rev. Lett.*, **42**, 549 (1979).
110. Haugen M.P., Will C.M. *Phys. Today*, **40**, 69 (1987).
111. Hils D., Hall J.L. *Phys. Rev. Lett.*, **64**, 1697 (1990).
112. Bear D., Stoner R.E., Walsworth R.L., Kostelevy V.A., Lane C.D. *Phys. Rev. Lett.*, **85**, 5038 (2000).
113. Бакланов Е.В., Чеботаев В.П. *УФН*, **122**, 513 (1977).
114. Бакланов Е.В., Дмитриев А.К. *Квантовая электроника*, **32**, 925 (2002).