

УДК 531.715

ОПТИЧЕСКИЕ СТАНДАРТЫ ВРЕМЕНИ И ЧАСТОТЫ**С.Н. Слюсарев***ФГУП «ВНИИФТРИ», Менделеево, Московская обл.*

Излагаются теоретические принципы работы оптических часов, описываются оптические часы на нейтральных атомах, оптические стандарты на основе ионов металлов, оптический стандарт частоты на холодных атомах стронция.

The article shows theoretical principles of optical clocks` work, description of optical clocks on neutral atoms, optical standards on ions of metals and an optical frequency standard on cold strontium atoms.

Ключевые слова: оптические часы, атомные уровни, часовой переход, стронциевая ловушка

1. Теоретические принципы работы оптических часов

Прогресс в методах захвата и удержания атомов, а также в методах стабилизации лазеров и в измерении оптических частот привел к стремительному улучшению характеристик атомных часов как микроволнового, так и оптического диапазонов. Исследования в области атомных часов дали толчок развитию передовых областей науки, оказав влияние на прогресс фундаментальных и прикладных исследований. За последние несколько лет оптические стандарты частоты на нейтральных атомах, захваченных в оптическую решетку, превзошли стандарты на одиночных ионах по точности и стабильности. Так, группой А.Ладлоу в 2013 г. была продемонстрирована рекордная относительная стабильность при сравнении двух иттербиевых часов (девиация Аллана $\sigma_y = 1.6 \cdot 10^{-18}$ при времени усреднения 7 ч), а группой Дж. Йе – рекордная относительная стабильность при сравнении двух стронциевых часов ($\sigma_y = 1.6 \cdot 10^{-18}$ при времени усреднения 10 000 с). При этом часы на атомах стронция показывают наивысшую самосогласованность, что дало основание Международному бюро мер и весов предложить такие часы в качестве кандидата на переопределение секунды в системе СИ.

В России работы по созданию оптических часов на изотопе стронция-87, загруженного в оптическую решетку, выполняются во ВНИИФТРИ в рамках ФЦП «ГЛОНАСС». Формирование оптической решетки на «магической» длине волны позволяет обнулить линейную часть динамического штарковского сдвига часового перехода, а подбор поляризации – минимизировать поправки старших порядков. При этом для атомов Sr и Yb «магические» длины волн лежат в диапазонах длин волн доступных лазерных источников, позволяющих формировать достаточно глубокие оптические решетки.

1.1. Режим Лэмба-Дике

Магнитно-оптическая ловушка затормаживает атомы до низких температур, вплоть до единиц мК. Этой температуры облака атомов недостаточно для спектроскопии интеркомбинационного перехода из-за эффекта Доплера и эффекта отдачи. Для того, чтобы часам достигнуть точности 10^{-18} , необходимо дальнейшее охлаждение атомов. Метод, позволяющий преодолеть данное затруднение, заключается в использовании энергетического потенциала стоячей волны (оптической решетки). На сегодняшний день 1D оптическая решетка - наиболее популярная конфигурация энергетического поля. Для атомов, которые ограничены в режиме Лэмба-Дике (Летохова-Павлика) в данном поле [1], эффекты Доплера и отдачи подавлены. Данный режим возможен, только когда глубина ловушки больше, чем тепловая энергия атомов $U_{\text{depth}} > kBT$.

1.2. Радиочастотная ловушка

Ограничивающий потенциал РЧ-ловушки создается или электростатическим потенциалом, связанным с ловушкой Пеннинга, или электрическим потенциалом ловушки Поля. Ловушка Пеннинга не используется в обычных атомных часах из-за возмущения позиции атомного резонанса по причине комплексного эффекта Зеемана. Ловушка Поля существует в двух конфигурациях: обычная ловушка с гиперболическими электродами (3D ограничение) и линейная ловушка (2D ограничение) с концевиками постоянного потенциала [2]. Процесс захвата атомов ионов заключается в противофазном подключении потенциала к электрическим обкладкам ловушки на радиочастоте в районе десятков МГц [2].

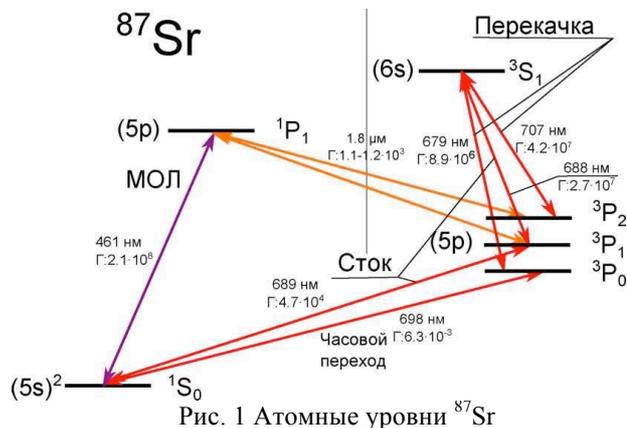
2. Оптические часы на нейтральных атомах

Оптические часы с решеткой, основанные на нейтральных атомах, - кандидат в стандарт секунды СИ. Данный тип часов уже способен выдавать более стабильный сигнал, чем μ -волновый стандарт. Двумя основными особенностями режима оптических часов на нейтральных атомах является использование режима Лэмба-Дике (что обеспечивает очень сильное сужение контура скоростей атомов) и использование интеркомбинационного перехода $J=0-J=0$. Специфические параметры оптических часов на нейтральных атомах собраны в табл. 1.

Таблица 1

Рабочая среда	Сравнительная таблица оптических часов на основе нейтральных атомов в оптической решетке			
	Параметр ^{87}Sr	^{199}Hg	Часы с оптической решеткой ^{24}Mg	^{171}Yb
Добротность, Q	$5.0 \cdot 10^{16}$	$1.0 \cdot 10^{16}$	$2.2 \cdot 10^{13}$	$1.2 \cdot 10^{16}$
Число атомов			10(4-5)	
Неопределенность	$0.86 \cdot 10^{-15}$	$5.4 \cdot 10^{-15}$	$7 \cdot 10^{-14}$	$1.4 \cdot 10^{-15}$
Ширина линии перехода	1 мГц	100 мГц	0.01 мГц	10 мГц
Тепловой сдвиг при 300К	-2.23 Гц	-0.181 Гц	-0.258 Гц	-1.25 Гц
Волшебная длина волны	813 нм	362.5 нм	432 нм	759 нм
Рабочий переход	5s21So-5s5p3 P0	6s21So-6s6p3P0	3s21So-3s3p3P0	1S0(F=1/2)-3P0(F=1/2)
Часовая длина волны	698 нм	266 нм	458 нм	578 нм
Ссылки	[5], [6]	[7], [8]	[9], [6]	[10], [6]

В Sr оптических часах двухвалентный атом позволяет реализовать очень узкий интеркомбинационный переход. Такие переходы в разных атомах имеют очень узкую ширину линии от 1 мГц до 36 Гц. Для ^{87}Sr ширина линии интеркомбинационного перехода ≈ 1 мГц. Современные установки, позволяющие охлаждать и манипулировать атомами стронция, уже сейчас позволяют получать стабильность на уровне $2.0 \cdot 10^{-15}$ за 1 с и точность на уровне 10^{-16} . На рисунке показаны рабочие уровни ^{87}Sr .



Обычная оптическая схема содержит МОЛ лазер с длиной волны 461 нм, шириной линии 32 МГц, перекачку на длинах волн 679 и 707 нм, лазеры-наполнители (drain) 688 и 689 нм и часовой лазер на 698 нм (точное значение частоты, которого 429228004229873.10 Hz). Часовой переход 1S0-3P0.

Разработка ^{24}Mg часов была реализована в университете Ганновера [3] и в Институте лазерной физики. ^{24}Mg - это хороший компромисс по характеристикам между атомами ртути и стронция для оптических часов. С одной стороны отсутствуют источники глубокого ультрафиолетового излучения как для Hg, и с другой стороны, чувствительность к тепловому излучению меньше, чем у стронция, в 9 раз.

Оптические часы основаны на (3s2)1S0-(3s3p)3P0 458 нм переходе (см. рис. 2). Захват атомов осуществляется через переход с длиной волны 285 нм с шириной линии 78 МГц. Так же, как в Sr, представлении стандарта времени, используется режим Лэмба-Дике [3]. Волшебная длина волны близка к 432 нм. Точное значение частоты часового перехода (^{24}Mg : 1S0-3P0)=655659923839730(48) Гц. Неопределенность современного частотного стандарта на магнии составляет $7 \cdot 10^{-14}$.

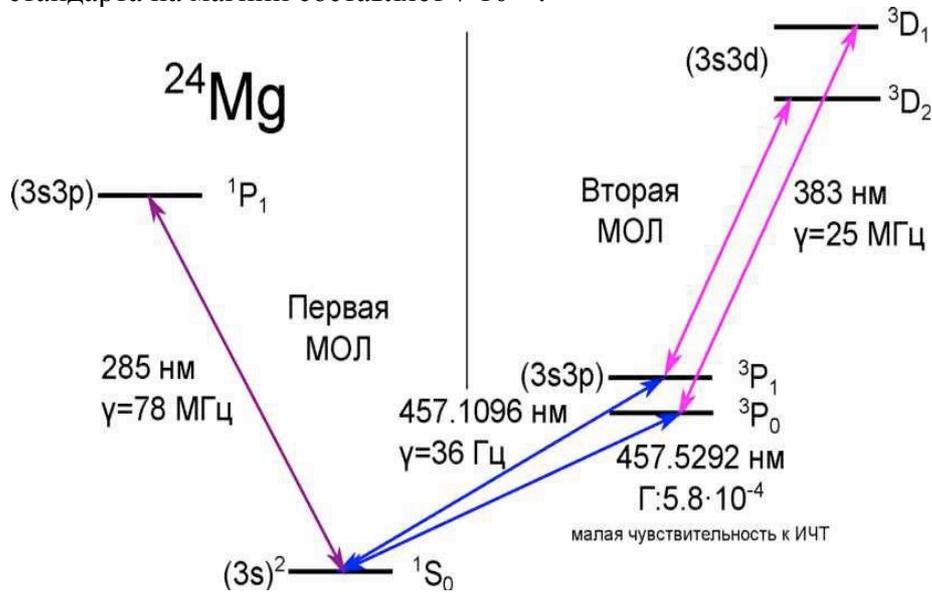


Рис. 2 Атомные уровни ^{24}Mg

На левой части рисунка показана первая стадия получения МОЛ. Этот переход имеет значения длины волны 285 нм. Доплеровский уровень охлаждения 2 мК. На правой части рисунка показан переход для получения второй МОЛ (триплетная МОЛ) [9]. Используется 1S0-3P0 часовой переход (458 нм).

Ртутные оптические часы. Используется изотоп ^{199}Hg (см рис. 3). Стандарт на основе ртути имеет низкую чувствительность к тепловому сдвигу резонанса. Его относительный сдвиг из-за теплового излучения при 300°K - $1.6 \cdot 10^{-16}$, что ниже, чем у ^{87}Sr в 30 раз. Часовой переход имеет ширину 100 мГц (см. рис. 3). В оптических часах на ^{199}Hg для селекции скоростей применяется оптическая решетка. Данное значение не очень велико по сравнению с другими ОЧ, необходимо учитывать, что атом ртути тяжелее, чем например, стронциевый, и МОЛ имеет более низкую температуру. Значение волшебной длины волны находится в районе 362.5697 ± 0.0011 нм.

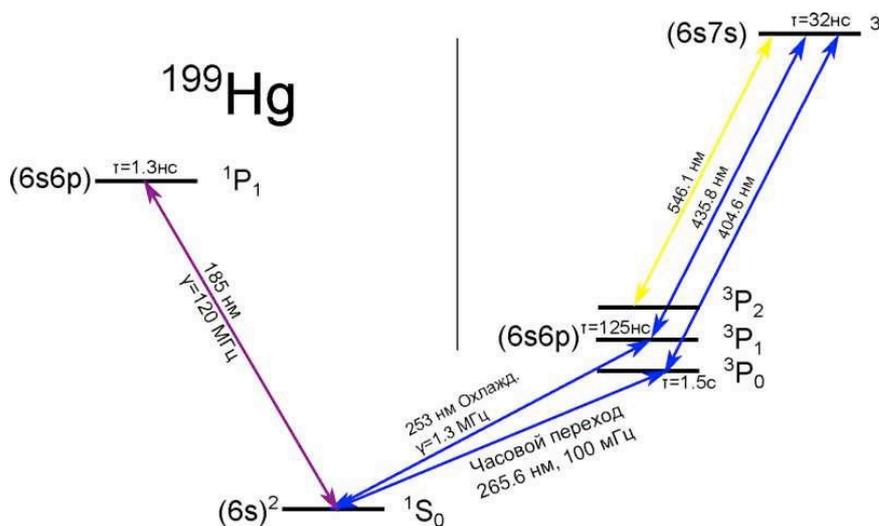


Рис. 3. Изотоп ^{199}Hg в ртутных оптических часах

Атомы нейтральной ртути имеют $1S_0-3P_0$ запрещенный переход с шириной 100 мГц. Охлаждающий переход на 185 нм.

Современные оптические часы на Yb уже достигли неопределенности 10^{-17} [4]. Часовой переход $6s21S_0(F=1/2) - 6s6p3P_0(F=1/2)$ ^{171}Yb имеет точное значение $518295836590863.5(8.1)$ Гц. Данный тип стандарта частоты невозможно представить без оптической решетки на волшебной длине волны. Лазерная частота, на которой разница поляризуемостей принимает нулевое значение, - $394798.48(79)$ GHz.

3. Оптические стандарты на основе ионов металлов

Оптические часы, основанные на ионах металлов так же, как и на нейтральных атомах часы, – хороший кандидат в переопределение секунды СИ.

Специфические параметры ионных часов собраны в таблице 2.

Таблица 2

Сравнительная таблица оптических часов на основе ионов металлов

	Параметр			Ионные часы		
	$^{27}\text{Al}^+$	$^{199}\text{Hg}^+$	$^{171}\text{Yb}^+$	$^{88}\text{Sr}^+$	$^{40}\text{Ca}^+$	$^{115}\text{In}^+$
Рабочая среда	$^{27}\text{Al}^+$	$^{199}\text{Hg}^+$	$^{171}\text{Yb}^+$	$^{88}\text{Sr}^+$	$^{40}\text{Ca}^+$	$^{115}\text{In}^+$
Добротность, Q	1017	1016	1023	1015	1015	1015
Число атомов	≈ 1	≈ 1	≈ 1	≈ 1	≈ 1	≈ 1
Неопределенность $\cdot 10^{-15}$	0,65	0,65	2,2	3,8	2,4	180
Прогнозируемая стабильность				$\cdot 10^{-17}$		
Ширина линии перехода	0,5 мГц	1,8 Гц	$0,5 \cdot 10^{-9}$ Гц	0,4 Гц	0,14 Гц	0,8 Гц
Тепловой сдвиг при 300К [$\cdot 10^{-18}$]	8,0	<1,0	234,0	670,0	8,0	<70,0

Первыми из всех оптических ионных часов, которые следует описать, это $^{27}\text{Al}^+$ ионные часы. Отличительная черта данных часов - это рекордно малый сдвиг часового резонанса от теплового излучения. Он меньше, чем тепловой сдвиг ^{87}Sr более, чем в 600 раз при 300°K. $^{27}\text{Al}^+$ часы - уже действующая экспериментальная установка [5], где используется спектроскопия квантовой логики [6]. ^9Be и ^{25}Mg используются для симпатического охлаждения иона алюминия и помогают детектировать внутреннее состояние часов. Современные ионные часы достигли неопределенности частоты $8.6 \cdot 10^{-18}$ [21]. В качестве рабочего часового перехода используется $^1\text{S}_0$ - $^3\text{P}_0$ как нечувствительный к электромагнитным возмущениям интеркомбинационный переход, который имеет ширину 8 мГц. Точное значение частоты часового перехода 1 121 015 393 207 851(8) Гц [6]. Охлаждение, захват и детекция происходят в вакуумной камере между электродами линейной ловушки Пола [5]. Свободная зона между ВЧ-электродами для ионов ≈ 0.4 - 0.5 мм. Систематические эффекты также оказывают влияние на часовой резонанс. На сегодняшний день проблема линейного сдвига Доплера, сдвига Штарка зондирующего лазера и столкновительный сдвиг уже погашены до уровня $\approx 10^{-18}$. Основной сдвиг, который является типичным для ионных часов, - это сдвиг резонанса из-за взаимодействия с полем ловушки. Он пропорционален квадрату величины магнитного поля, являясь суммой квазистатического

поля квантования и изменяющегося магнитного поля от токов ВЧ в проводниках около ионов. Результирующий относительный сдвиг - $1079.9 \cdot 10^{-18}$ [5]. Следующий по величине сдвиг - это сдвиг из-за движения гармонического осциллятора. Это микроперемещения, которые преимущественно возникают из-за неоднородного транспорта ВЧ сигнала между электродами или неидеальности геометрии электродов. Его действие сказывается на возмущениях положения центра ловушки. Значения сдвига из-за этих микроперемещений оцениваются на уровне $-16.3 \cdot 10^{-18}$, который меньше, чем квадратичный эффект Зеемана. Как упоминалось ранее, тепловой сдвиг для часов на ионе алюминия - меньший сдвиг из всех возможных типов часов.

4. Оптический стандарт частоты на холодных атомах стронция

В настоящее время во ВНИИФТРИ выполняются работы по созданию оптического репера частоты наземного базирования, который должен обеспечивать независимое воспроизведение единицы частоты в оптическом диапазоне с длиной волны 698 нм на запрещенном переходе $1S_0-3P_0$ фермионного изотопа ^{87}Sr .

Устройство системы

Спектроскопия высокого разрешения сильно запрещенного («часового») перехода $1S_0 - 3P_0$ в атоме ^{87}Sr ($\lambda = 698$ нм, $\Gamma = 1$ мГц) возможна лишь при глубоком охлаждении атомов (до температур менее 10 мК) и сильном ограничении их в пространстве. Это возможно при двухступенчатом охлаждении атомов и захвате их в оптическую дипольную ловушку (оптическую решетку), образованную пучностями и узлами стоячей световой волны. Отметим, что характерная глубина энергетической потенциальной ямы оптической решетки составляет всего 10-20 мК. Особенно важно то, что возможно подобрать длину волны излучения оптической решетки таким образом, что штарковский сдвиг часового перехода становится равен нулю в линейном приближении.

Первый этап охлаждения осуществляется на переходе $1S_0 - 1P_1$ на длине волны 461 нм с естественной шириной линии $\Gamma_1 = 30$ МГц. При этом достигаются температуры около 1-3 мК (доплеровский предел $T_D = 770$ мК), что соответствует тепловым скоростям около 1 м/с. Магнитооптическая ловушка (МОЛ) в данном случае служит для сбора и предварительного охлаждения большого числа атомов Sr, подготавливая их для дальнейшего охлаждения. Энергетические уровни стронция, использованные нами в экспериментах по лазерному охлаждению, показаны на рис. 4.

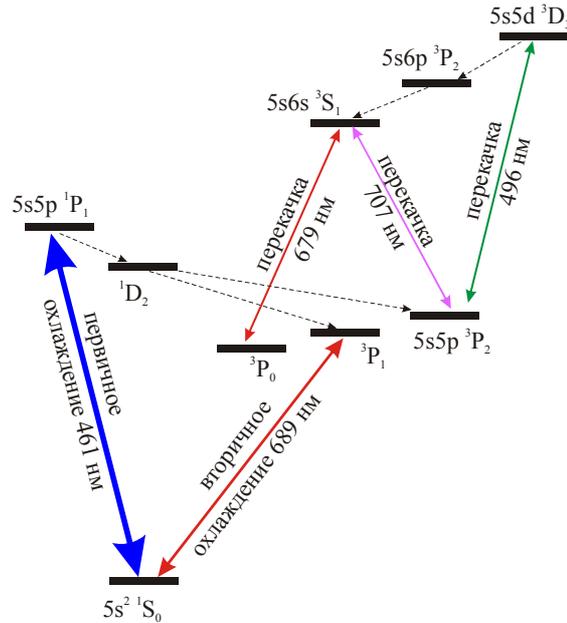


Рис. 4. Энергетические уровни строения, использования в экспериментах по лазерному охлаждению

Схема уровней атома стронция, задействованных в процессе лазерного охлаждения

Нами была реализована схема первичной МОЛ с тремя ортогональными парами антиколлинеарных пучков, пересекающихся в центре вакуумной камеры, изготовленной из титана. Атомный пучок формировался с помощью испарительной печи, в которой металлический стронций нагревался до 500 °С. Были испытаны две различные конфигурации печей – с системой капилляров для коллимации пучка и с пространственно-разнесенными диафрагмами.

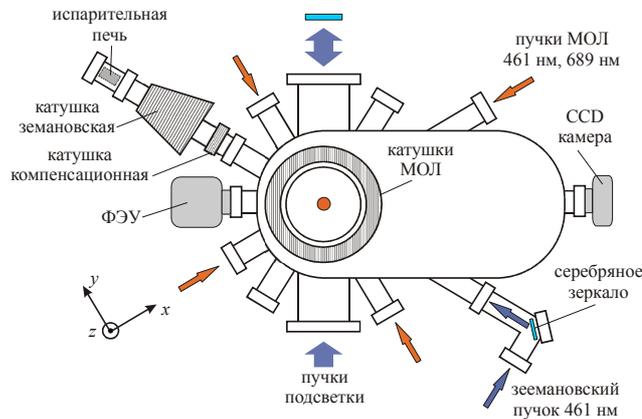


Рис. 5

Вакуумная камера стронциевой ловушки и разводка оптических пучков

Для рутинной работы была выбрана вторая конфигурация, обеспечивающая более высокий поток атомов ($10^{11} \text{ с}^{-1} \text{ см}^{-2}$) и независимый подогрев диафрагм.

Поток атомов тормозился встречным лазерным пучком мощностью 60 мВт и сечением около 1 см^2 , отстроенным на -800 МГц от сильного резонансного перехода $^1\text{S}_0$ - $^1\text{P}_1$ на длине волны 461 нм. Интенсивность насыщения этого перехода составляет $I_{\text{sat}}(461 \text{ нм}) = 43 \text{ мВт/см}^2$. Катушка зеемановского замедлителя формирует магнитное поле с определенным осевым распределением, обеспечивающим компенсацию доплеровского сдвига за счет эффекта Зеемана в лазерном поле циркулярной поляризации. После катушки зеемановского замедлителя на той же оси была намотана компенсационная катушка, обнуляющая магнитное поле зеемановского замедлителя в центре вакуумной камеры. Оригинальным решением, использованным в данной конфигурации зеемановского замедлителя, является высокоотражающее серебряное зеркало, размещенное в вакуумной камере и отклоняющее лазерный пучок на 90°. Использование этого зеркала предотвращает напыление стронция на оптическое окно вакуумной камеры, через которое заводится зеемановский пучок.

Напыление металла на окно зеемановского замедлителя представляет собой существенную проблему фактически во всех установках, где формируются интенсивные атомные пучки. После нескольких месяцев работы пропускание окна падает вплоть до 50% и требуется его замена или специальные методы очистки. В нашем случае стронций напыляется на серебряное зеркало, почти не меняя его отражательных и поляризационных характеристик.

Первичная МОЛ формируется из заторможенного атомного пучка с помощью трех пар антипараллельных лазерных лучей, пересекающихся в центре ловушки (на рис. 5 третья пара лучей направлена перпендикулярно рисунку и обозначена кружком). Интенсивности лазерных пучков на охлаждающей длине волны $\lambda = 461 \text{ нм}$ соотносятся как 3:3:1 (x:y:z), что обеспечивает формирование симметричного облака. Характерные интенсивности пучков составляют 0,1-0,3 $I_{\text{sat}}(461 \text{ нм})$ и могут варьироваться с помощью поляризационных элементов. Магнитное поле МОЛ формируется с помощью двух катушек в антигельмгольцевской конфигурации, ось которых совпадает с z. Витки катушек изготовлены из медной трубки диаметром 4 мм с каптоновой изоляцией, водяное охлаждение осуществляется подачей в трубки воды под давлением. Через катушки пропускается ток до 70 А, что обеспечивает градиент магнитного поля в центре вплоть до 120 Гс/см. Катушки снабжены электронной системой на полевых транзисторах, позволя-

ющей быстро управлять током. Характерное время выключения поля составляет 0,5 мс.

Лазерное излучение для зеемановского замедлителя и пучков МОЛ обеспечивается лазерной системой TORICA TA-SHG pro, которая состоит из полупроводникового лазера с внешним резонатором, полупроводникового оптического усилителя и кристалла для удвоения частоты, размещенного в кольцевом резонаторе. Мощность выходного излучения составляет до 450 мВт на $\lambda = 461$ нм и имеет спектральную ширину 2 МГц. Частота лазера стабилизируется по высокостабильному коммерческому интерферометру WS-U (фирма Angstrom), который, в свою очередь, калибруется по лазерному стандарту Орвилаз-532-5-С с йодной ячейкой. Для формирования пучка зеемановского замедлителя часть лазерного излучения пропускается через акустооптический модулятор (АОМ), который сдвигает частоту излучения на 770 МГц. Другая часть излучения проходит через АОМ, работающий в первом порядке на частоте 120 МГц и используется для формирования охлаждающих пучков. Для формирования однородного пространственного распределения интенсивности в охлаждающих пучках излучение после АОМа пропускается через одномодовое оптоволокно. Радиочастотные сигналы, подаваемые на АОМы, проходят через ключи, управляемые цифровыми импульсами, позволяющие включать и выключать излучение за время менее 1 мкс.

Поскольку АОМ в однопроходной схеме обеспечивает подавление мощности только на 30-40 дБ, для полной блокировки дополнительно используются механические затворы с временем срабатывания 0,5 мс. Управление экспериментом (формирование сигналов управления АОМами, затворами, магнитным полем, сбор данных) осуществляется с помощью системы LabView, обеспечивающей синхронизацию сигналов на уровне 1 мкс.

Регистрация сигнала люминесценции атомов на длине волны 461 нм осуществляется с помощью калиброванного фотоэлектронного умножителя (ФЭУ), на который отображается область ловушки, и снабженного интерференционным светофильтром. Изображение облака регистрируется ССД-камерой, управляемой с компьютера. Для выполнения баллистических измерений и регистрации люминесценции ловушки предусмотрены пучки подсветки, настроенные точно в резонанс с переходом $^1S_0 - ^1P_1$ и также управляемые с помощью АОМа. Для минимизации влияния пучков подсветки на облако пучки имеют одинаковую интенсивность и антиколлинеарны.

Первый этап охлаждения осуществляется на переходе $^1S_0 - ^1P_1$ на длине волны 461 нм с естественной шириной линии $\Gamma_1 = 30$ МГц. Данный процесс не требует специальных подходов и был успешно осуществлен нашей группой в 2011 г. [7]. Магнитооптическая ловушка (МОЛ) в данном случае слу-

жит для сбора и предварительного охлаждения большого числа атомов Sr, подготавливая их для дальнейшего охлаждения. Энергетические уровни стронция, использованные нами в экспериментах по лазерному охлаждению атомов, показаны на рис. 4.

Вылетающие из теплового источника атомы стронция предварительно замедляются в зеemanовском замедлителе до скоростей около 20 м/с. Лазерные пучки МОЛ (на охлаждающей длине волны $\lambda = 461$ нм) пересекаются в центре ловушки и, вместе с магнитным полем, формируют облако охлажденных атомов. Симметричность облака обеспечивается подбором оптимального соотношения интенсивностей лазерных пучков. Магнитное поле в области МОЛ формируется двумя катушками в антигельмгольцевской конфигурации, по которым пропускается ток с величиной до 70 А, так что в центре основной рабочей зоны обеспечивается величина градиента магнитного поля до 120 Гс/см. Градиент, обеспечивающий максимальное количество захватываемых в МОЛ атомов, составляет 50 Гс/см.

Число захваченных в МОЛ атомов увеличивается на порядок при использовании лазеров 496 нм и 679 нм, с помощью которых атомы, попавшие в метастабильные состояния, снова возвращаются в цикл охлаждения.

Для исключения значительного дрейфа частоты в течение эксперимента частоты лазеров 461 нм и 496 нм стабилизируются с точностью 1 МГц при помощи волномера Angstrom WS-U со встроенным PID-контроллером. Частота лазера 679 нм стабилизируется с точностью менее 1 МГц посредством привязки лазера к оптическому резонатору, который, в свою очередь, стабилизирован по лазерному стандарту частоты на 532 нм.

Для определения числа атомов в МОЛ облако подсвечивалось коротким импульсом (50 мкс) резонансного света на длине волны 461 нм мощностью 30 мВт. Сигнал флуоресценции фиксировался при помощи предварительно откалиброванного ФЭУ. Далее количество атомов определялось по формуле:

$$N_{\text{ат}} = \frac{32KUL^2}{h\nu\gamma d^2},$$

где K - калибровочный коэффициент; U - напряжение ФЭУ; L - расстояние от облака атомов до ФЭУ; h - постоянная Планка; ν - частота излучения лазера 461 нм; γ - ширина перехода 1S_0 - 1P_1 ; d - диаметр входного окна ФЭУ.

Число атомов ^{88}Sr в первичной ловушке при этом составляет не менее 107 атомов. Наряду со ^{88}Sr разработанный метод позволяет охладить и захватывать в МОЛ фермионный изотоп ^{87}Sr , содержание которого в естественной смеси примерно на порядок ниже (83% и 7% соответственно). Схема первичного охлаждения, включая лазеры перекачки, оказывается идентична для всех изотопов атома стронция из естественной смеси.

Для оценки температуры атомов использовался метод баллистического разлета. В предположении максвелловского распределения по скоростям зависимость радиуса облака $R_x(t)$ (по уровню $1/e^2$) от времени имеет вид [8]:

$$R_x(t) = \sqrt{R_x(0)^2 + \frac{2k_b T}{m} \times t^2}$$

где T – температура атомов, k_b – постоянная Больцмана.

Для определения температуры атомов измерялась зависимость радиуса облака от времени. Зарегистрированная температура составила от 1 до 3 мК, в зависимости от параметров эксперимента.

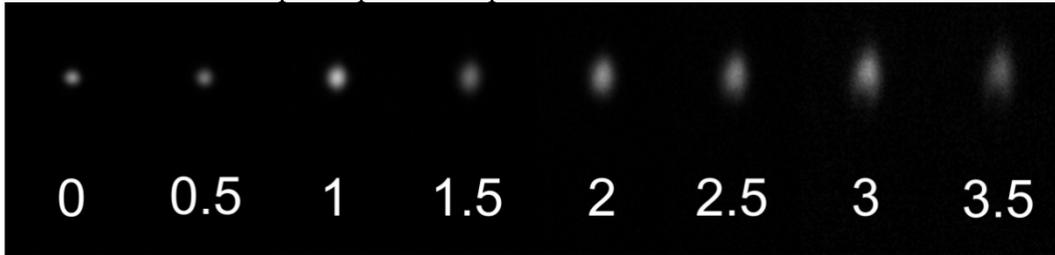


Рис. 6. Фотографии разлета первичного облака холодных атомов после выключения световых полей, цифры - время Δt (в мс), прошедшее с момента выключения

Лазерная система для вторичного охлаждения была описана ранее [7].

Для эффективного охлаждения атомов через узкий переход 1S_0 - 3P_1 требуются лазеры с шириной линии излучения менее ширины перехода и малым дрейфом частоты. Задача сужения ширины линии излучения лазера является первоочередной задачей для реализации вторичного охлаждения. Спектроскопия часового перехода, естественная ширина линии которого составляет 1 мГц, также требует применения лазера с узкой (менее 100 Гц) шириной линии излучения. Задача решается привязкой частоты каждого полупроводникового лазера методом Паунда-Древера-Холла [9] по пику пропускания высокодобротного УЛЕ-резонатора.

Тело такого резонатора изготовлено из стекла с ультранизким коэффициентом теплового расширения УЛЕ (ULE Corning Code 7972 Ultra Low Expansion Glass). Резонатор формируется двумя зеркалами из материала УЛЕ с радиусами кривизны $R_1 = \infty$ и $R_2 = -0,5$ м, прикрепленными к телу резонатора методом оптического контакта. Резонатор размещен в вертикальной конфигурации на трех точках опоры так, что опорная плоскость проходит через центр масс резонатора и является плоскостью симметрии, что позволяет подавить влияние внешних вибраций на 40 дБ. Для дополни-

тельного подавления вибраций вакуумная камера (давление внутри не более $3 \cdot 10^{-8}$ мбар) с резонатором устанавливается на пассивную вибрационную платформу MinusK 100 VM-4. Помимо этого, осуществлено температурное экранирование и активная термостабилизация при помощи двухступенчатого Пельтье-элемента. Для одного из резонаторов УЛЕ-1 резкость равна – 277 500 для моды TEM00, 288 600 для моды TEM01 и 285 900. Резкость резонатора постоянна на всех пространственных модах, что свидетельствует о высокой однородности покрытия зеркал. Указанным значениям резкости соответствует коэффициент отражения $R = 99,9989 \%$.

Ранее нами было выполнено сличение двух практически идентичных диодных лазерных систем, каждая из которых была застabilизирована по УЛЕ-резонатору с более низкой резкостью порядка 40000 [7]. Аллановская девиация без учета линейного дрейфа достигала уровня $(2-3) \cdot 10^{-14}$ на временах от 100 до 1000 с. Настройка на узкий переход вторичного охлаждения осуществлялась с помощью фемтосекундного синтезатора оптических частот (ФСОЧ), привязанного по фазе к водородному мазеру. Погрешность измерений частоты сигнала биений между ДЛ-1 и ФСОЧ позволила настроить охлаждающий лазер на переход с абсолютной погрешностью частоты в 1 кГц.

Спектроскопия сверхузких часовых атомных переходов, лежащих в оптической области, является нетривиальной задачей. Используемый в оптических часах на холодных атомах стронция переход $^1S_0-^3P_0$ является «запрещенным» и имеет естественную ширину линии порядка 1 мГц. Детектирование требует длительного времени взаимодействия атомов с возбуждающим излучением, потому для подготовки ансамбля атомов используется трехэтапное охлаждение с использованием двух охлаждающих переходов: «синего» $^1S_0-^1P_1$ и «красного» $^1S_0-^3P_1$, подобное охлаждение позволяет достичь температур порядка 3 мК и захватить атомы в оптическую решетку. Время жизни атомов в оптической решетке может достигать секунд, что достаточно для проведения спектроскопии часового перехода. Однако в оптической решетке, как правило, удается удерживать порядка 10000 атомов, из которых в процессе возбуждения в состояние 3P_0 обычно переходит от 5 до 40 %, а значит, необходимо детектировать сигнал порядка 500 атомов, и это накладывает существенные ограничения на систему детектирования.

Сам процесс спектроскопии многоэтапный: на первом этапе атомы, находящиеся в решетке, взаимодействуют с лазерным излучением, настроенным на резонанс $^1S_0-^3P_0$, после чего идет импульс детектирующего излучения с длиной волны 461 нм и регистрируется сигнал от не взаимодействовавших с часовым лазером атомов, оставшихся в основном состоянии 1S_0 . Затем следует импульс лазерного излучения так называемых «перекачивающих» ла-

зеров, позволяющих вернуть атомы на уровень 1S_0 , «зачистив» их с метастабильного уровня 3P_0 , и снова подается импульс детектирующего излучения, регистрируется сигнал уже атомов, вернувшихся с уровня 3P_0 , – т.е. фактически сигнал от атомов, которые взаимодействовали с часовым лазером. Таким образом, мы имеем в итоге два сигнала: от атомов, не взаимодействовавших с часовым лазером, и от атомов, провзаимодействовавших с ним, что позволяет вычислять вероятность перехода атомов в состояние 3P_0 для каждой конкретной отстройки часового лазера.

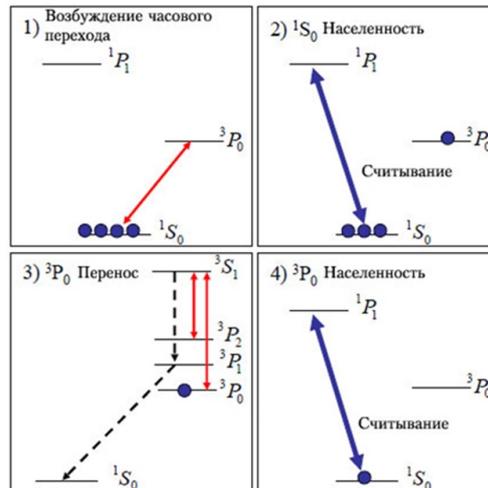


Рис. 7. Схема определения вероятности часового перехода

Технически реализация данного алгоритма требует еще одного импульса детектирующего излучения, это связано с существованием нулевого уровня, вызванного присутствием атомов, например, в зеemanовском пучке в данной области. Также он учитывает всевозможные засветки, отражения и темновой ток аппаратуры, т.е. вклад в полезный сигнал, не зависящий от наличия атомов в решетке:

$$P = \frac{(U_{2\max} - U_{3\max})}{(U_{1\max} - U_{3\max}) + (U_{2\max} - U_{3\max})}$$

Первое поколение системы детектирования базировалось на фотоумножителе фирмы Hamamatsu и восьмибитном аналого-цифровом преобразователе от National Instruments, код для подсчета вероятности реализован как часть глобальной программы системы управления, созданной на языке программирования LabView. Такая конфигурация позволяла детектировать спектры шириной вплоть до 150 Гц, при попытках дальнейшего сужения линии сигнал становился мало отличим от шумов.

Для регистрирования более узких часовых спектров нами была разработана система детектирования на основе ПЗС-камеры и ЭОП модуля. Данная конфигурация имеет ряд существенных преимуществ: есть возможность выбирать область фотографии, по которым будет идти подсчет атомов в решетке, т.е. теперь мы берем не интегральный, который несет в себе в том числе и посторонние шумы, не относящиеся к области детектирования, а сигнал носит селективный характер, т.е. на основе первой достаточно контрастной фотографии мы строим два фильтра: первый фильтр учитывает область оптической решетки, где ожидается появление атомов, вернувшихся после взаимодействия с часовым, а затем с перекачивающими лазерами; и второй фильтр, который, наоборот, учитывает только фоновый сигнал, т.е. область, которая не относится к решетке, и появления атомов там нельзя ожидать ни при каких условиях.

$$P = \frac{(\sum_{\text{pixel}} \text{im2} * \text{filt1} - \sum_{\text{pixel}} \text{im2} * \text{filt2})}{(\sum_{\text{pixel}} \text{im1} * \text{filt1} - \sum_{\text{pixel}} \text{im1} * \text{filt2}) + (\sum_{\text{pixel}} \text{im2} * \text{filt1} - \sum_{\text{pixel}} \text{im2} * \text{filt2})}$$

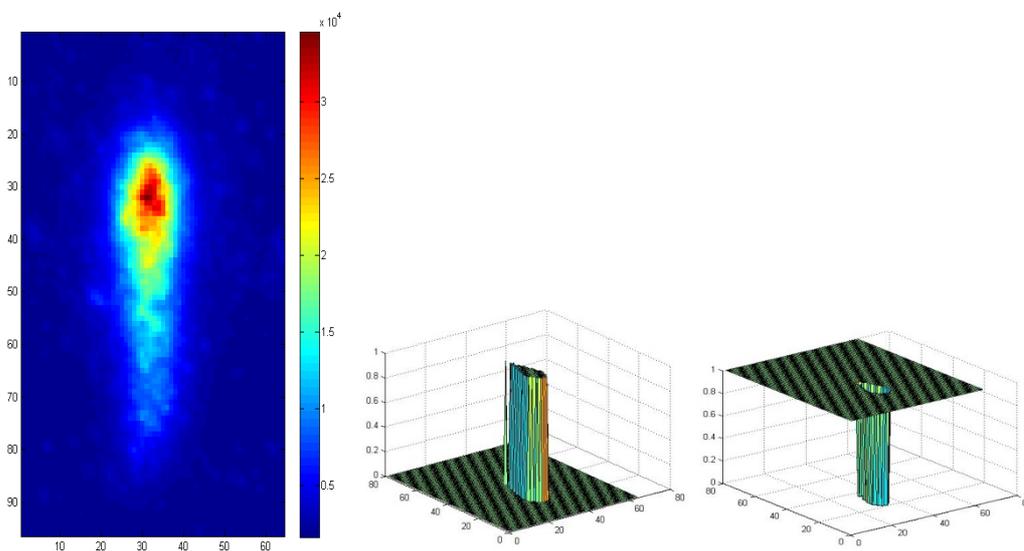


Рис. 8. Система детектирования на основе ПЗС-камеры и ЭОП модуля. Слева направо: облако не взаимодействующих с часовым излучением атомов, фильтры, облако взаимодействующих с часовым излучением атомов

На основе первого фильтра мы формируем полезный сигнал, на основе второго – темновой счет, таким образом, из двух фотографий мы получаем все те же необходимые для нас три сигнала: от взаимодействующих и не взаимодействующих с часовым лазером атомов и темновой счет, не связан-

ный с атомами в решетке. Преимущества данной конфигурации очевидны: выше чувствительность из-за селективности метода, меньше время детектирования из-за отсутствия третьего импульса детектирующего лазера.

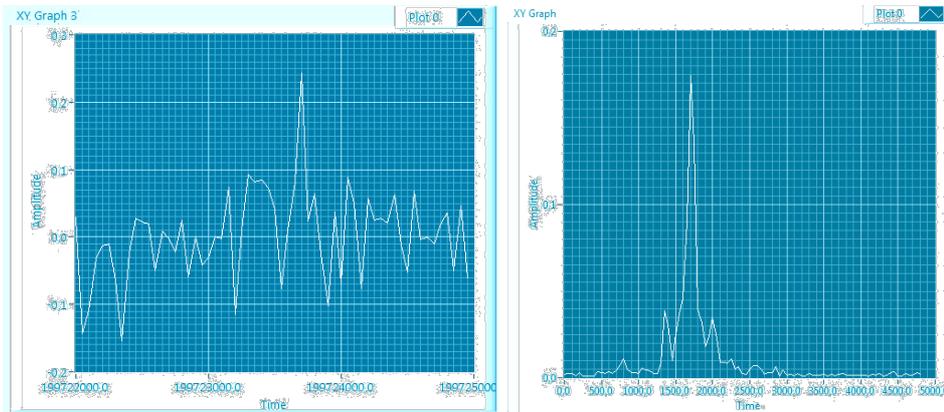


Рис. 9. Сравнение спектров: слева – на основе ФЭУ, справа – сборка ЭОП и ПЗС-камера

Часовой переход $^1S_0-^3P_0$ в атоме стронция-88 является запрещенным. Для его возбуждения необходимо использовать внешнее возмущение в виде постоянного магнитного поля. Для этого катушки магнито-оптической ловушки (МОЛ) при помощи электромагнитных реле переключаются из антигелмгольцовской в гелмгольцовскую конфигурацию, формируя однородное магнитное поле.

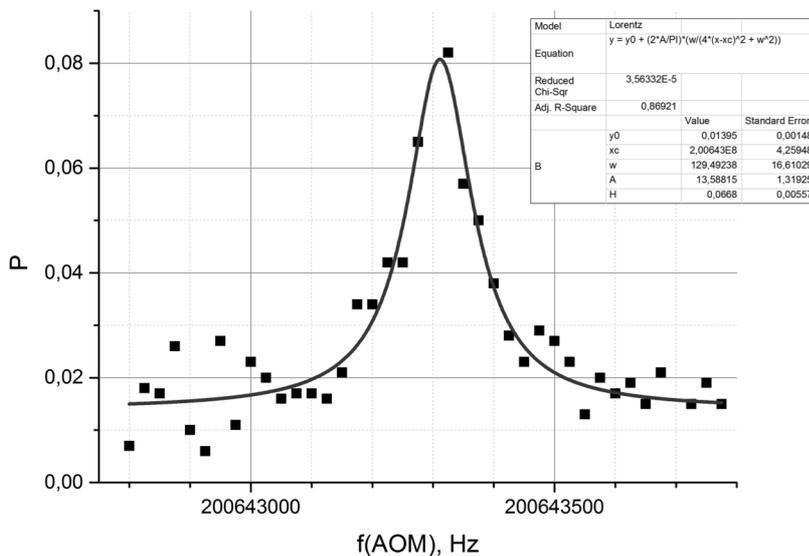


Рис. 10. Спектр часового перехода атомов стронция

В качестве источника излучения для спектроскопии часового перехода используется диодный лазер на длине волны 698 нм, стабилизированный методом Паунда-Древера-Холла по высокочастотному резонатору ULE. Данная система позволяет уменьшить ширину выходного спектра излучения до 1 Гц при дрейфе частоты менее 0,1 Гц/с. Излучение часового лазера доставляется к камере оптического спектроскопа при помощи 25-метрового РМ-волокна с системой компенсации шумов.

Предварительная настройка на частоту перехода осуществлялась при помощи фемтосекундного генератора оптических частот. Дальнейшее сканирование производится посредством акустооптического модулятора. Полученный спектр часового перехода представлен на рис. 10. Его ширина на полувысоте составляет около 130 Гц.

Заключение

В данном обзоре были описаны элементы теории оптических часов на основе ионов или нейтральных атомов. Особенное внимание было уделено некоторым специфическим явлениям, которые приводят к возмущению работы оптических часов. Большое количество сравнительных данных показано в таблицах и разделено по типам принципов функционирования. На сегодняшний день физики решают вопросы, связанные с влиянием теплового излучения на ход оптических часов. Сдвиг частоты от теплового излучения при 300°К для разных типов часов/стандартов можно оценить следующим сложным соотношением, где сдвиг ^{87}Sr принят за 1: (Cs : Rb : Sr : Ca : Yb : H : Mg : Hg : Hg⁺ : Al⁺) = (3.10 : 2.36 : 1.00 : 0.47 : 0.47 : 0.076 : 0.071 : 0.029 : 0.014 : 0.001).

Литература

1. Letokhov V. S., Minogin V. G., Pavlik B. D. Cooling and trapping of atoms and molecules by resonant laser-field // *Communications, Optics*, 1976, vol., 19, №. 72, p. 72-75.
2. Wolfgang Paul. Electromagnetic traps for charged and neutral particles // *Rev. Mod. Phys*, 1990, v. 62. p. 531-540. — URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.62.531>.
3. Dicke R. H. The Effect of Collisions upon the Doppler Width of Spectral Lines // *Phys. Rev.*, 1953, v., 89, p. 472-473. — URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.89.472>.
4. One-Dimensional Optical Lattice Clock with a Fermionic 171 Yb Isotope / Takuya Kohno, Masami Yasuda, Kazumoto Hosaka et al. // *Applied Physics Express*, 2009. v. 2, №. 7, p. 072501. — URL: <http://apex.jsap.jp/link?APEX/2/072501/>.

5. Chou C.W., Hume D.B., Koelemeij J.C.J. et al. Frequency Comparison of Two High-Accuracy Al⁺ Optical Clocks // *Phys. Rev. Lett.*, 2010, vol. 104, p. 070802. — URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.104.070802>.
6. Rosenband T, Schmidt P.O., Hume D.B. et al. Observation of the 1S₀-3P₀ Clock Transition in 27+Al // *Phys. Rev. Lett.*, 2007, v. 98, p. 220801-1-220801-4.
7. Хабарова К.Ю., Слюсарев С.Н., Стрелкин С.А., Белотелов Г.С., Костин А.С., Пальчиков В.Г., Колачевский Н.Н. Лазерная система для вторичного охлаждения атомов стронция - 87 // *Квантовая электроника*, 2012, т. 42. № 11. с. 1021–1026.
8. Katori H., Takamoto M., Pal'chikov V., Ovsiannikov V. Ultrastable Optical Clock with Neutral Atoms in an Engineered Light Shift Trap // *Physical Review Letters*, 2003, т. 91, № 17.
9. Drever R.W.P., Hall J.L., Kowalski F.V., Hough J., Ford G.M., Munley A.J.H. Ward (1983), Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator// *Appl Phys*, B 31 (2): 97.