

# Применение холодных атомов цезия в квантовых стандартах частоты

Ю.С.Домнин, Г.А.Елкин, А.В.Новоселов, В.Н.Барышев, Л.Н.Копылов,  
Ю.М.Мальшев, В.Г.Пальчиков

*Представлены результаты исследований, направленных на создание квантового стандарта частоты нового поколения – цезиевого фонтана. Проанализированы данные, полученные при исследовании методов управления холодными атомами и их детектировании. Экспериментально продемонстрирована возможность охлаждения атомов цезия примерно до 2 мК. В рамках метода адиабатического слежения рассчитаны населенности компонент сверхтонкой структуры атомов цезия для различных импульсов СВЧ поля.*

*Ключевые слова:* цезиевый репер частоты, лазерное охлаждение, оптическое пленение атомов, атомный фонтан.

## 1. Введение

Независимое воспроизведение размера единицы времени – секунды в системе СИ – осуществляется Государственным первичным эталоном времени и частоты России с помощью цезиевого репера частоты МЦР102 [1, 2]. В настоящее время основная метрологическая характеристика репера МЦР102 – неисключенная систематическая погрешность – составляет по оценкам менее  $3 \times 10^{-14}$ . Этот результат подтверждается как внутренним анализом неопределенностей, проведенным в ИМВП ФГУП «ВНИИФТРИ» [1], так и результатами сличений с лучшими зарубежными реперами аналогичного типа (классический цезиевый репер частоты на тепловом пучке  $^{133}\text{Cs}$  с магнитной сортировкой атомов), а также мировым размером единицы, используемым в системе Международного Атомного Времени (ТАИ).

В последнее десятилетие достигнут существенный прогресс в повышении точности стандартов частоты нового поколения – атомных фонтанов. Из-за малых скоростей атомов в фонтане многие систематические сдвиги частоты либо отсутствуют вообще, либо настолько малы, что могут быть оценены с высокой степенью точности. В сравнении с классическим цезиевым репером точность воспроизведения единиц времени и частоты атомным фонтаном как минимум на порядок выше ( $\sim 10^{-15}$ ), и в настоящее время он является самым точным эталоном времени и частоты [3–7].

Хотя общая концепция атомного фонтана была сформулирована Захариасом еще в середине 1950-х годов [8, 9], ее практическая реализация растянулась на несколько десятилетий и стала действительно возможной

лишь благодаря современным технологиям глубокого лазерного охлаждения и оптического пленения атомов, развитие которых началось в 1980-х годах (см., напр., обзоры [10–20] и ссылки в этих работах). Первые количественные оценки, выполненные в пионерских работах для нейтральных атомов [21] и для ионов [22], показали, что эти атомные объекты можно охладить до температур порядка милликельвина в процессе возбуждения их почти резонансным лазерным пучком и последующего спонтанного переизлучения, поскольку в случае большого числа актов поглощений и переизлучений фотонов возможно значительное замедление и охлаждение атомов и, в конечном счете, их пленение светом. В упомянутой выше работе Хэнша и Шавлова [21] высказывалось предположение, что для практической реализации этой идеи достаточно шести лазерных пучков, направленных параллельно и антипараллельно трем координатным осям. Особенность лазерного охлаждения в области пересечения пучков заключается в том, что атом в процессе множественных актов поглощения и переизлучения совершает диффузное движение, т. е. он как бы «увязает» в лазерном пучке, который его охлаждает, и в результате время, за которое он может уйти из области пересечения пучков, может значительно превысить время баллистического пролета через эту же область. Две исследовательские группы США (из Bell Labs и NBS) одновременно и независимо друг от друга предложили использовать для обозначения перечисленных специфических свойств холодных атомов термин «molasses»\* [23, 24].

Теоретический расчет наименьшей температуры  $T_{\min}$  [29, 30], основанный на балансе энергий в резонансном

Ю.С.Домнин, Г.А.Елкин, А.В.Новоселов, В.Н.Барышев, Л.Н.Копылов, Ю.М.Мальшев, В.Г.Пальчиков. Институт метрологии времени и пространства Федерального государственного унитарного предприятия «Всероссийский научно-исследовательский институт физико-технических и радиотехнических измерений» – ИМВП ФГУП «ВНИИФТРИ», Россия, 141570 Менделеево, Московская обл.; e-mail: ydomnin@imvp.aspnet.ru, vitpal@mail.ru

Поступил в редакцию 30 июня 2004 г., после доработки – 5 октября 2004 г.

\* Отметим, что в отечественной литературе отсутствует однозначная трактовка этого слова применительно к конкретной физической ситуации, описанной выше. Его буквальный перевод «меласса», или «черная патока» [25]. В [26, 27], например, употреблялись словосочетания типа «оптическая меласса» или просто «оптическая тряси́на», в [14] – «вязкий конфаймент», а один из авторов этой терминологии Стивен Чу рассматривал новую форму существования охлажденных атомов как густую, вязкую жидкость, ассоциируемую с холодом: «тянется, как патока в январе» [23]. Однако критическая полемика по этому поводу вынудила Стивена Чу изъять выражение «оптическая патока» из названия его Нобелевской лекции по физике за 1997 г., хотя в самом тексте лекции оно широко использовалось [10, 28].

лазерном поле (доплеровский предел), дает

$$k_B T_{\min} = \hbar \Gamma / 2. \quad (1)$$

Здесь  $k_B$  – постоянная Больцмана;  $\hbar$  – постоянная Планка;  $\Gamma$  – естественная ширина линии резонансного перехода. В первых экспериментах на нейтральных атомах натрия [31, 32] были достигнуты эффективные температуры  $\sim 70$  мК, согласующиеся с полученными в соответствии с формулой (1) для доплеровского предела. Однако более поздние измерения [20, 33, 34] продемонстрировали возможность достижения температур в несколько десятков микрокельвинов, что как минимум на порядок меньше доплеровского предела. Данное обстоятельство стимулировало разработку более реалистичной многоуровневой теории охлаждения атомов, учитывающей роль оптической накачки, частотные сдвиги и новые механизмы субдоплеровского охлаждения (поляризационно-градиентный метод (сизифово охлаждение), селективное по скорости когерентное пленение населенностей, «статистика Леви», оптические решетки и т. д.). Развитие такой теории в работах [18–20, 35] привело к существенному улучшению ее согласия с результатами экспериментальных наблюдений.

Первый цезиевый фонтан на холодных атомах с рабочей температурой  $\sim 2.5$  мК был создан Андре Клероном с сотрудниками в 1990 г. [36]. В последующие годы атомные фонтаны были реализованы также на атомах натрия [37] и рубидия [38–40]. Относительная точность цезиевых реперов частоты фонтанного типа составляет  $\sim 1.0 \times 10^{-15}$  [5–7]. В последние два года благодаря более точным оценкам спин-обменного столкновительного сдвига относительная точность воспроизведения единицы времени и частоты достигла  $\sim 8.0 \times 10^{-16}$  [3, 4]. Помимо исключительно важных приложений – использования в качестве первичных эталонов времени и частоты, атомные фонтаны успешно применяются в целом ряде направлений фундаментальных исследований: для проверки теории Дирака о возможных вариациях фундаментальных физических констант во времени [3, 4] в прецизионных измерениях постоянной Ридберга [41], в разработках атомного эталона массы [10], при тестировании общей теории относительности и теории струн [42, 43] и т. д.

Пожалуй, единственной альтернативой использованию атомных фонтанов в высокоточных измерениях времени и частоты могут служить лишь оптические стандарты на холодных атомах и ионах (см., напр., [44–47]). Одним из достоинств оптических стандартов является более высокая частота так называемых часовых переходов ( $\sim 100$  ТГц и выше), что делает реальным достижение большей относительной стабильности частоты (примерно в  $10^5$  раз). С другой стороны, применение техники «сокращенного светового сдвига» в оптических стандартах на нейтральных атомах Sr и Yb потенциально открывает возможности увеличения точности до  $\sim 10^{-17}$  [48–51]. Однако исключительная сложность эксперимента не позволяет в полной мере реализовать эти возможности, и в настоящее время относительная точность лучших оптических стандартов частоты не превышает  $\sim 1.0 \times 10^{-14}$  [45].

Работы по созданию цезиевого репера частоты на холодных атомах были начаты в ИМВП ФГУП «ВНИИФТРИ» в 1999 г. [52, 53]. В настоящей статье изложены основные результаты исследований по разра-

ботке и созданию цезиевого атомного фонтана. В ней представлены описания механической конструкции фонтана, лазерной системы, синтезатора СВЧ поля, методов стабилизации лазеров, а также дан детальный анализ результатов измерений. Метод адиабатической инверсии атомных состояний рассмотрен в Приложении.

## 2. Механическая часть цезиевого фонтана

Схема цезиевого атомного фонтана ИМВП ФГУП «ВНИИФТРИ» показана на рис. 1. Вакуумная часть конструкции состоит из пяти секций, связанных между собой фланцевыми соединениями с вакуумным уплотнением на медных прокладках. Нижняя секция, включающая в себя два магнитоотрядных насоса с общей скоростью откачки 4 л/с, масс-спектрометр, геттерный насос и вакуумный кран, изготовлена из нержавеющей стали. Остальные четыре секции (зона детектирования, область магнитооптической ловушки (МОЛ), зоны резонатора и зоны свободного пролета или зоны дрейфа) сделаны из титана. Первые результаты были получены для случая, когда зона детектирования находилась под секцией МОЛ. Конструктивно эти две секции взаимозаменяемы. Для ввода в вакуумную часть установки охлаждающих и детектирующих лазерных пучков, а также зондирующего микроволнового излучения предусмотрено одиннадцать окон, изготовленных из плавленного кварца. Они припаяны свинцом к внутренней поверхности титановых цилиндрических колец, которые в свою очередь приварены к титановым вакуумным фланцам. Внешняя поверхность окон просветлена. При вакуумной откачке вся установка отжигалась при температуре  $250^\circ\text{C}$  в течение 200 ч. Величина остаточного давления ( $5 \times 10^{-7}$  Па) обусловлена, в основном, парциальным давлением молекулярного водорода.

Медный цилиндрический микроволновый резонатор настроен на  $TE_{011}$ -моду. Связь с внешним сигналом осуществляется с помощью симметричного волноводного сочленения через две диаметрально противоположные щели в стенках резонатора. Добротность ненагруженного резонатора равна 20000, а нагруженного (для выбранной силы связи) – около 3000. Запредельные волноводы в

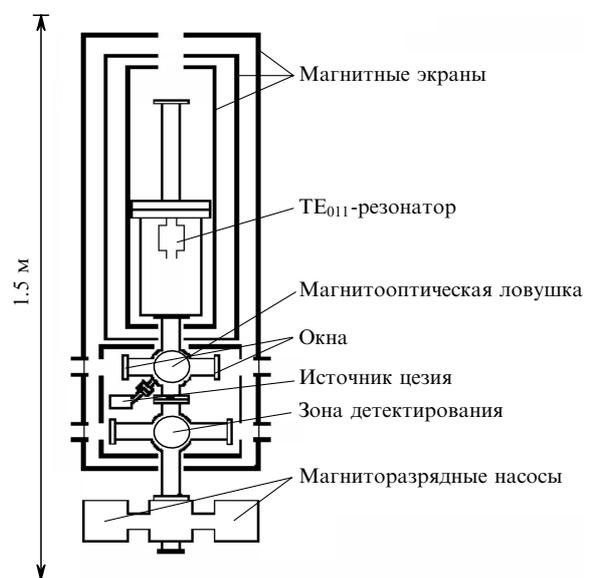


Рис. 1. Схема атомного цезиевого фонтана.

виде медных трубок длиной 60 мм и диаметром 11 мм припаяны к пролетным отверстиям на оси резонатора для исключения утечек микроволнового излучения в область дрейфа. Резонатор жестко прикреплен к верхней крышке резонаторной секции. Ниже, в этой же секции, имеется свободное пространство, где планируется установка второго селектирующего резонатора.

Для разделения состояний атомов с различными проекциями момента на ось квантования используется так называемое С-поле, представляющее собой однородное магнитное поле с напряженностью, при которой резонансы на переходах  $\Delta F = \pm 1$ ,  $\Delta m = 0$  ( $F = 3, 4$  – полный момент атома цезия в основном состоянии) отстоят друг от друга на несколько килогерц. Система создания С-поля состоит из двух обмоток подмагничивания, одна из которых формирует однородное аксиальное магнитное поле в верхней пролетной части установки, а другая – поле в области оптической ловушки и оптического детектирования.

Для достижения высокой степени однородности С-поля пролетное пространство атомного фонтана, включающее в себя зону СВЧ резонатора и область дрейфа, должно экранироваться от внешних полей, причем коэффициент магнитного экранирования должен быть высоким. Аналогично системе подмагничивания система магнитного экранирования также состоит из двух секций – верхней и нижней. Наиболее важная (верхняя) секция экранирует область СВЧ резонатора и пролетное пространство. Она содержит трехслойный магнитный экран. Нижняя секция, состоящая из двух цилиндров с отверстиями для прохождения лазерного излучения и двухслойного экрана, экранирует области оптической ловушки и оптического детектирования атомов, взаимодействовавших в СВЧ резонаторе. Все цилиндрические экраны и торцевые крышки к каждому из них изготовлены из пермаллоя с магнитной проницаемостью около 50000. Проектируемая эффективность экранирования, зависящая от геометрических размеров экранов и их взаимного расположения, составляет  $2 \times 10^5$  и  $2.5 \times 10^3$  для поперечного и продольного коэффициентов магнитного экранирования соответственно.

Для точного контроля влияния эффекта излучения черного тела в пролетной области фонтана в пространстве между двумя внутренними слоями магнитных экранов установлены нагревательные элементы системы термостатирования.

Жесткость конструкции обеспечивается четырьмя вертикальными несущими стержнями и пятью горизонтальными квадратными плитами, надетыми на эти стержни. Одновременно плиты выполняют функции оптических столов, на которых монтируются необходимые оптические устройства (рис.2).

### 3. Результаты оценки неоднородности С-поля и эффективности экранирования

Одной из наиболее значимых частотных поправок в цезиевом стандарте частоты фонтанного типа (наряду с поправками на излучение черного тела и на столкновения атомов в пролетном пространстве) является поправка на сдвиг частоты невозмущенного перехода (9.192631770 ГГц) вследствие неоднородности статического магнитного С-поля, снимающего вырождение магнитных подуровней сверхтонкой структуры основного состояния

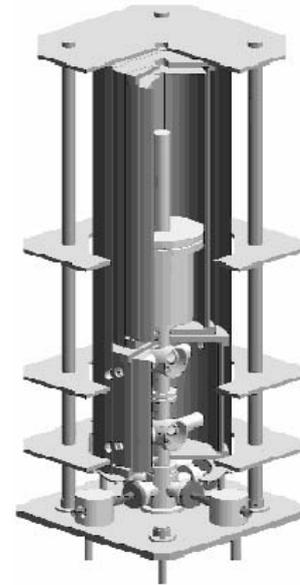


Рис.2. Компоновка механической части атомного фонтана.

атома цезия. Этот сдвиг определяется известной формулой:

$$\Delta\gamma = 427.45 \times 10^8 \langle B \rangle^2. \quad (2)$$

Здесь и далее  $\Delta\gamma$  выражено в герцах, магнитная индукция  $B$  – в теслах. Например, при  $\langle B^2 \rangle = (0.2 \text{ мкТл})^2$  сдвиг  $\Delta\gamma = 1.7 \text{ мГц}$  (или  $1.9 \times 10^{-13}$  в относительном выражении). Погрешность определения данного сдвига

$$\delta(\Delta\gamma) = 427.45 \times 10^8 \sigma^2, \quad (3)$$

где  $\sigma$  – неоднородность магнитного поля. Если эта неоднородность составляет 1% от величины С-поля, т.е. 2 нТл, то относительная погрешность равна  $\sim 2 \times 10^{-17}$ .

После полной сборки системы магнитного экранирования, системы, создающей С-поле, и системы термостатирования при включенных компенсирующих катушках, предназначенных для расширения области с высокой однородностью статического поля, были проведены исследования степени экранирования внешних магнитных полей (главным образом поля Земли) и однородности С-поля, рабочее значение напряженности которого было выбрано равным 6.47 мЭ (или 0.647 мкТл для индукции). В этом случае абсолютный сдвиг равен 17.9 мГц, а относительный –  $1.95 \times 10^{-12}$ .

Для измерения таких небольших по величине магнитных полей и их вариаций использовался феррозонд, представляющий собой сердечник из пермаллового материала с двумя обмотками, одна из которых создает переменный магнитный поток, а другая является измерительной. При прохождении через обмотку возбуждения переменного тока синусоидальной формы (в нашем случае с частотой 1 кГц) магнитное состояние сердечника изменяется по динамической петле гистерезиса, при этом в измерительной обмотке появляется ЭДС, которая кроме основной частоты содержит высшие нечетные гармоники. При помещении зонда в постоянное магнитное поле, направленное так же, как и переменное поле, по оси сердечника, магнитное состояние сердечника будет изменяться по несимметричному закону. В этом случае в сиг-

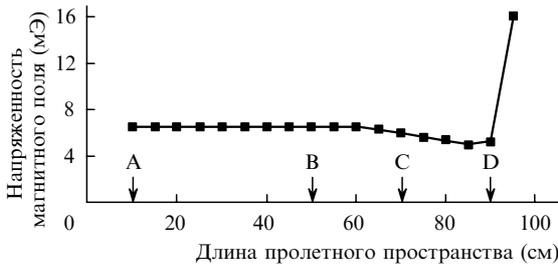


Рис.3. Зависимость напряженности С-поля от положения феррозонда на центральной оси установки. Точки А, В, С и D – места расположения верхнего окна, СВЧ резонатора, магнитооптической ловушки и зоны детектора соответственно.

нале ЭДС наряду с нечетными гармониками появляются четные, главным образом вторая гармоника, величина которой пропорциональна напряженности магнитного поля. По величине этой ЭДС и измеряется напряженность магнитного поля.

На рис.3 показана зависимость напряженности магнитного поля (С-поля) от положения датчика (феррозонда) на центральной оси установки. Измерение напряженности С-поля в пролетном пространстве длиной 50 см, включающем в себя область взаимодействия атомов с СВЧ излучением и область свободного дрейфа, дало следующие результаты: корень квадратный из среднеквадратичного отклонения от среднего значения напряженности магнитного поля составил  $2.5 \times 10^{-2}$  мЭ при средней величине поля 6.47 мЭ, или, другими словами, неоднородность магнитного поля  $\sigma = 2.5 \times 10^{-9}$  Тл. Подставив  $\sigma$  в формулу (3), получим относительную погрешность определения сдвига частоты невозмущенного перехода атома цезия из-за неоднородности магнитного поля  $\delta(\Delta\nu/\nu) = 2.9 \times 10^{-17}$ , что является приемлемой величиной для достижения точности стандарта  $10^{-15}$ .

#### 4. Лазерная система для охлаждения и детектирования атомов цезия

Лазерная система, предназначенная для охлаждения, подбрасывания и детектирования атомов цезия, состоит из четырех диодных лазеров (ДЛ) (рис.4). Два из них, опорный лазер и лазер накачки, стабилизируются по внешнему резонатору на дифракционной решетке в конфигурации Литтроу, два других – инжектируемым излучением опорного лазера.

Используемый нами способ частотной автоподстройки (ЧАП) задающего лазера и лазера накачки аналогичен способу, описанному в [54], за исключением значения частоты модуляции тока инжекции ДЛ, которое в нашем случае равно 10 кГц (в [54] – 80 кГц). Опорный лазер настраивается по частоте по инвертированному сигналу насыщенного поглощения, соответствующего циклическому переходу  $F = 4 \leftrightarrow F' = 5$  линии поглощения  $D_2$  атома цезия. Применение инвертированных пиков в системе ЧАП упрощает ее функционирование и повышает надежность привязки.

Лазер накачки привязан к переходу  $F = 3 \leftrightarrow F' = 4$ . Одна часть его излучения используется непосредственно на стадии детектирования провзаимодействовавших в СВЧ резонаторе атомов, другая, сдвинутая по частоте на 200 МГц к переходу  $F = 3 - F' = 3$  после двойного прохода через акустооптический модулятор (на рис.4 не показан) направляется в зону МОЛ для перекачки ато-

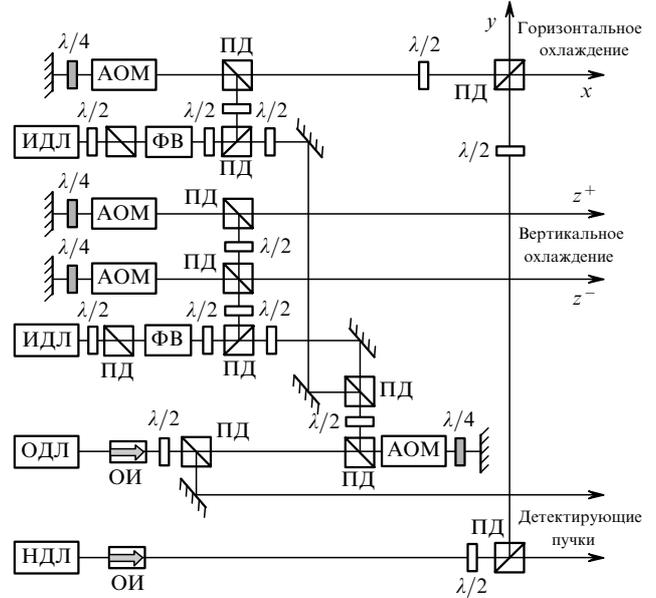


Рис.4. Упрощенная схема лазерной системы для охлаждения, подбрасывания и детектирования атомов: ОДЛ – опорный диодный лазер с внешним резонатором; НДЛ – накачивающий диодный лазер с внешним резонатором; ИДЛ – инжекционный диодный лазер; АОМ – акустооптический модулятор; ОИ – оптический изолятор; ПД – поляризационный делитель луча; ФВ – фарадеевский вращатель;  $\lambda/2$  и  $\lambda/4$  – полу- и четвертьволновые пластинки.

мов, выбывших из процесса охлаждения вследствие спонтанной релаксации на уровень  $F = 3$ .

Излучение опорного лазера используется для инжекции в два 150-милливаттных ДЛ, излучение одного из которых, в свою очередь, формирует четыре горизонтальных охлаждающих пучка, а излучение другого – пару встречных вертикальных пучков. Часть излучения опорного лазера используется для детектирования атомов. Сохраняющие поляризацию оптические волокна (на рис.4 не показаны) используются для пространственной фильтрации оптических пучков и для доставки каждого из них с оптического стола на плиты, на которых базируется установка. Разделение одного из пучков на четыре охлаждающих горизонтальных пучка проводится с выхода оптоволокну непосредственно на плите. Эффективность ввода излучения в оптоволокну составляет около 50%.

Примерно 5% фотонов флуоресценции, испускаемых падающими атомами при прохождении ими поля поперечной стоячей волны, собирается на детектирующем фотодиоде. Интегрированный по времени сигнал фотодетектора пропорционален числу атомов в состоянии  $F = 4$ . Спектральная ширина линии излучения ДЛ с внешним резонатором (ДЛВР) обычно составляет несколько мегагерц и ограничивается в основном механическими и акустическими вибрациями резонатора. При подстройке частоты лазера на частоту оптического перехода с естественной шириной 5 МГц частотные шумы, обусловленные механическими и акустическими внешними воздействиями, а также вносимые при непосредственной частотной модуляции тока инжекции ДЛ, неизбежно преобразуются в амплитудные шумы детектируемого сигнала. Улучшение частотно-шумовых характеристик полупроводникового лазера является, таким образом, важной задачей.

Подобные частотные флуктуации могут быть устранены с помощью метода быстрой отрицательной обратной связи по току инжекции ДЛ, позволяющего стабилизировать частоту ДЛВР без непосредственной модуляции тока инжекции. Общепринятым является метод подстройки по частотно-модулированным (ЧМ) боковым составляющим (метод Паунда – Древера) [55, 56] с электрооптическим модулятором (ЭОМ) в качестве внешнего фазового модулятора. Было обнаружено, что акустооптический модулятор (АОМ), работающий в режиме дифракции Рамана – Ната и преобразующий входное излучение одномодового ДЛ в частотно-модулированный оптический спектр, может быть использован в качестве внешнего фазового модулятора в методе частотной подстройки по ЧМ боковым составляющим [57]. По причинам доступности и более низкой стоимости АОМ по сравнению с ЭОМ мы предполагаем применять метод Паунда – Древера с отрицательной обратной связью по току инжекции для достижения широкополосного подавления частотных шумов, сужения ширины спектра излучения и стабильной частотной подстройки лазерных диодов с внешним резонатором к внутридуплеровским резонансам  $D_2$ -линии поглощения атома цезия.

Лазерная система управляется микропроцессорной системой управления (МПСУ, в зарубежной литературе – MCS). Излучение опорного ДЛВР, стабилизированного по методу насыщенного поглощения в парах цезия, перед инжекцией подается на АОМ, сдвигающий его частоту вниз на 140–200 МГц. Этот АОМ позволяет одновременно сдвигать частоту всех охлаждающих лазерных пучков, изменяя их расстройку относительно частоты перехода  $F = 4 - F' = 5$  от нуля до –60 МГц. Управляющий сигнал АОМа с частотой 70–100 МГц подается от перестраиваемого генератора, управляемого напряжением с выхода МПСУ. Кроме того, проводится коррекция амплитуды сигнала, позволяющая получить достаточно однородный коэффициент преобразования АОМа во всем диапазоне частот. Нелинейная аналоговая схема используется для преобразования сигнала управления частотой АОМа в сигнал коррекции, модулирующий ВЧ сигнал на выходе перестраиваемого генератора.

Излучение с выхода АОМа подается на два инжектируемых лазера, а излучение этих лазеров – на три АОМа, которые повышают частоту трех формируемых пучков, предназначенных для горизонтального и вертикального охлаждения. Эти АОМы осуществляют управление мощностью пучков и обеспечивают сдвиг по частоте восходящего и нисходящего вертикальных пучков на одинаковую величину  $\Delta f$  на стадии подбрасывания атомов. Сигналы на них с частотами 70 МГц, 70 МГц +  $\Delta f/2$  и 70 МГц –  $\Delta f/2$  подаются с системы формирования высокоточных сигналов, каждая из которых содержит генераторы частот 50, 70 и 90 МГц, привязанные к опорной частоте 5 МГц цепью фазовой автоподстройки. Сигналы 50 и 90 МГц смешиваются с сигналом с частотой 20 МГц +  $\Delta f/2$ , формируя сигналы 70 МГц +  $\Delta f/2$  и 70 МГц –  $\Delta f/2$ ; сигнал 70 МГц используется непосредственно как управляющий сигнал АОМа, формирующего горизонтальные пучки. Сигнал 20 МГц +  $\Delta f/2$  получается удвоением сигнала 10 МГц +  $\Delta f/4$ , поданного с МПСУ. Выходные сигналы модулируются по мощности низкочастотными сигналами МПСУ.

МПСУ предназначена для управления лазерной системой, обработки результатов детектирования и под-

стройки частоты зондирующего СВЧ сигнала, равного 9.192631770 ГГц. Система имеет двухканальный аналого-цифровой преобразователь (АЦП) для оцифровки сигналов двух фотодетекторов, четыре цифроаналоговых преобразователя (ЦАП) для управления частотой излучения, а также мощностью горизонтальных, восходящего и нисходящего пучков, систему прямого цифрового синтеза, генерирующую сигнал 10 МГц +  $\Delta f/4$  для смещения частот вертикальных пучков, шестнадцать совместимых с транзисторно-транзисторной логикой (ТТЛ-совместимых) выходов сигналов управления, используемых для включения – выключения лазера накачки, подачи сигнала синхронизации на осциллограф и т. п. Используется 16-битный сигма-дельта АЦП с частотой оцифровки 10 кГц.

## 5. Система стабилизации частоты опорного лазера и лазера накачки

В лазерную систему охлаждения входят два лазера, стабилизированных по резонансам насыщенного поглощения в цезии. Опорный лазер используется для придания необходимой частоты инжекционным лазерам, а также для детектирования атомов, находящихся в состоянии  $F = 4$ . Второй лазер предотвращает оптическую накачку и обеспечивает перекачку атомов из состояния  $F = 3$  в состояние  $F = 4$ . Основное требование к системе стабилизации лазеров – ее надежность. В линии поглощения цезия наблюдаются шесть пиков насыщенного поглощения (три основных и три перекрестных) [58, 59]. Стабилизация частоты опорного лазера осуществляется с применением инвертируемого пика ненасыщаемого поглощения на циклическом переходе. Лазер стабилизируется по циклическому переходу  $F = 4 \leftrightarrow F' = 5$ , что позволяет достаточно просто и эффективно исключить ложные захваты частоты на оставшихся пиках резонансного поглощения в цезиевой ячейке [59]. Для создания инвертированного резонансного пика и стабилизации частоты опорного лазера используется схема, показанная на рис.5.

Опорный лазер настраивается на линию поглощения цезия с помощью дифракционной решетки, образующей внешний резонатор. Излучение в первом порядке отражения возвращается в лазер, а в нулевом порядке – используется далее, как показано на схеме (рис.5). Сначала пучок проходит через призму, и его эллиптическое сече-

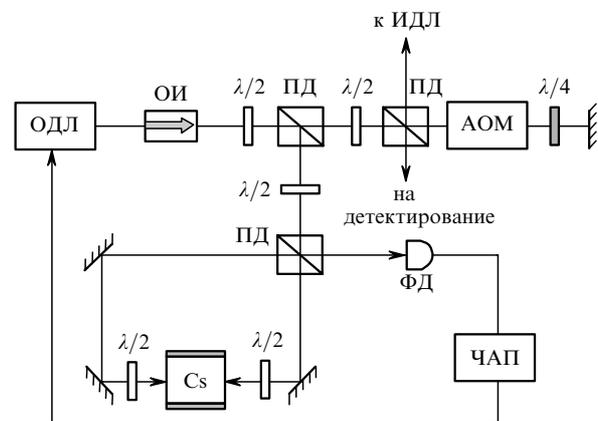


Рис.5. Схема применения опорного диодного лазера: ЧАП – частотная автоподстройка; ФД – фотодетектор; Cs – цезиевая ячейка.

ние преобразуется в круглое, затем – через фарадеевский изолятор. Излучение распределяется с помощью поляризационных делителей и полуволновых пластинок в следующих направлениях: основная часть мощности излучения (несколько десятков милливатт) идет в направлении АОМа и после двукратного прохождения через него отражается от ПД в направлении к инжекционным лазерам. В результате двукратного прохождения через АОМ частота лазерного пучка понижается на 150–210 МГц. Небольшая часть мощности лазерного излучения (несколько милливатт) отражается от того же ПД при прямом прохождении и направляется в систему детектирования. И наконец, ~ 1 мВт направляется в оптическую систему для создания инвертированного пика. Излучение со скрещенной поляризацией проходит через цезиевую ячейку, помещенную в магнитный экран. С помощью четвертьволновых пластинок и балансировки мощности встречных волн, осуществляемой полуволновой пластинкой и ПД, можно получить мощный и симметричный инвертированный резонанс на линии  $F = 4 \leftrightarrow F' = 5$  [59]. Этот сигнал и используется для стабилизации лазера. Так как все остальные пики не инвертированы, то система АПЧ на них не реагирует. Таким образом, фактически мы имеем один пик для стабилизации частоты и избегаем ложных захватов частоты любыми другими пиками.

Аналогичная схема может быть использована для стабилизации частоты лазера, предотвращающего оптическую накачку. Однако схема создания инвертированных пиков в данном случае более проста [59]. Для этого лазера можно получить инвертированный пик на линии  $F = 3 \leftrightarrow F' = 2$  и на ближайшем к ней перекрестном резонансе. С помощью АОМа излучение лазера, стабилизированного по этим пикам, можно перестроить либо на линию  $F = 2 \leftrightarrow F' = 3$ , либо на линию  $F = 3 \leftrightarrow F' = 4$ . В обоих случаях такие пучки достаточно эффективно «разрушают» оптическую накачку.

### 6. Синтез опросного СВЧ сигнала с частотой 9.192631770 ГГц

Новые уровни точности, потенциально достижимой в цезиевом стандарте, выдвигают новые требования к кратковременной стабильности частоты генераторов, которые стабилизируются по квантовому резонансу. В классических атомных стандартах частоты для синтеза опросного (зондирующего) сигнала используются кварцевые генераторы со стабильностью частоты  $\sim(3 - 10) \times 10^{-13}$  за одну секунду. Для классических цезиевых стандартов частоты, имеющих предельную точность воспроизведения  $\sim 10^{-14}$ , такая кратковременная стабильность является вполне достаточной. Для водородных генераторов долговременная стабильность которых составляет  $\sim 10^{-15}$ , стабильность  $\sim(3 - 10) \times 10^{-13}$  уже находится на минимально допустимом уровне, поскольку предельная стабильность пропорциональна  $\tau^{-1/2}$ , где  $\tau$  – время усреднения. По этой причине стабильность частоты  $\sim 10^{-15}$  в водородных генераторах достигается за время усреднения около суток. Для ее измерения требуется, следовательно, около 10 суток. Достижение стабильности  $\sim 3 \times 10^{-16}$  на атомных фонтанах с такими кварцевыми генераторами становится практически невозможным, поскольку для этого требуется обработать результаты по крайней мере за 100 суток. Таким обра-

зом, начальная кратковременная стабильность определяет достижимую предельную долговременную стабильность, и в атомных стандартах частоты фонтанного типа для синтеза опросного сигнала требуются генераторы, имеющие исходную стабильность  $\sim(1 - 10) \times 10^{-14}$  за одну секунду.

В настоящее время стабильность частоты за одну секунду лучших кварцевых генераторов составляет  $\sim 10^{-13}$ , лучших охлаждаемых гелием генераторов с сапфировым резонатором –  $(2 - 3) \times 10^{-14}$  [60] и лучших лазеров –  $(1 - 10) \times 10^{-15}$  [61]. Однако охлаждаемые жидким гелием генераторы с сапфировым резонатором очень дороги как в изготовлении, так и в эксплуатации.

Мы разработали схему (рис.6) для синтеза опросного сигнала с частотой 9.192631770 ГГц. Согласно этой схеме высокостабильный кварцевый генератор (стабильность за одну секунду около  $(1 - 2) \times 10^{-13}$ ) привязывается по фазе к эталонному сигналу с постоянной времени  $\sim 30$  с. К умноженной частоте этого генератора привязывается по фазе генератор с объемным резонатором на частоте 1530 МГц. Для очистки спектра частоты этого генератора по переменной составляющей осуществляется его привязка с помощью ЧАП к частоте специально разработанного водородного генератора, мощность которого примерно в 30 раз превышает мощность обычного водородного генератора [62]. Это позволяет надеяться, что его кратковременная стабильность будет в  $\sqrt{30}$  выше, чем у обычного генератора. В зависимости от конечной достижимой стабильности водородного генератора постоянные времени, входящие в систему фазовой автоподстройки (ФАП), можно будет варьировать так, чтобы получить максимально возможную кратковременную стабильность сигнала на частоте 1530 МГц.

Согласно схеме, приведенной на рис.6, частота генератора (1530 МГц) увеличивается в шесть раз и смешивается с частотой синтезатора, составляющей 12 631 770 Гц. В качестве опорной частоты синтезатора используется частота дополнительного высокостабильного кварцевого генератора, которая в свою очередь привязывается с помощью системы ЧАП к вершине атомного ре-

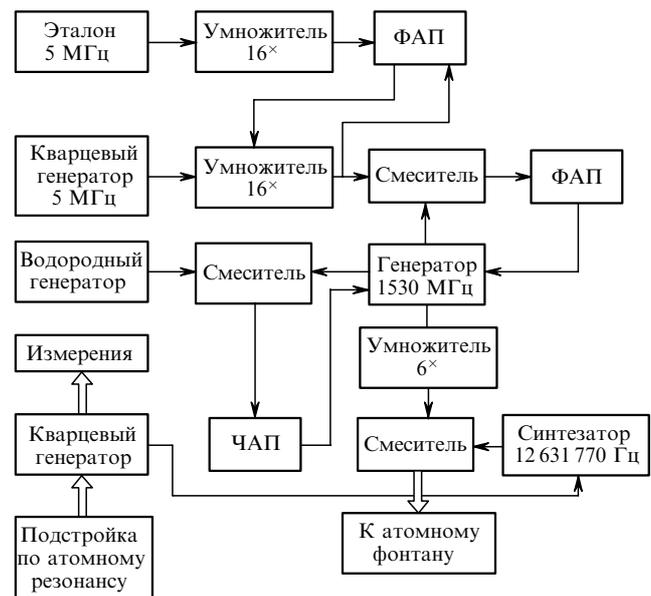


Рис.6. Схема синтеза частоты опросного сигнала.

зонанса. Измеряя частоту этого генератора, можно определить частоту вершины.

Для достижения более высокой кратковременной стабильности опросного сигнала разработана схема синтеза его частоты (рис.7) с использованием высокостабильного He–Ne/CH<sub>4</sub>-лазера, созданного в Физическом институте им. П.Н.Лебедева РАН [63]. В этой схеме к высокостабильному He–Ne/CH<sub>4</sub>-лазеру с помощью ФАП привязывается мощный лазерный гетеродин; привязка осуществляется таким образом, чтобы модуляция He–Ne/CH<sub>4</sub>-лазера не передавалась гетеродину [64]. Частота гетеродина смешивается с частотой ДЛ, входящего в систему охлаждения атомного фонтана. Полученный сигнал, содержащий частоты  $\nu_{DL}$  и  $\nu_{DL+He-Ne}$ , смешивается с сигналами сетки эквидистантных частот фемтосекундного лазера. Разностные частоты  $\nu_1$  и  $\nu_2$  с фотоприемников подаются на фазовый детектор и далее на управление частотой следования импульсов фемтосекундного лазера. Частоты  $\nu_1$  и  $\nu_2$  выбираются такими, чтобы частота  $\nu_{DL}$  и частота  $\nu_{DL+He-Ne}$  находились с одной стороны (снизу или сверху) от ближайшей частотной компоненты фемтосекундного лазера. Таким образом, частота следования импульсов оказывается стабилизированной по частоте He–Ne/CH<sub>4</sub>-лазера. К частоте следования в свою очередь привязывается управляемый генератор, который используется для синтеза частоты 9192.631770 МГц. Сигнал от атомного резонанса подается в цепь управления лазерного гетеродина для достижения точной настройки на вершину атомного резонанса. Частота ДЛ не влияет на синтезированный сигнал, а для повышения надежности работы она может быть привязана к оптическому переходу в атомах цезия. Фактически для этого достаточно ответить часть мощности опорного лазера системы охлаждения фонтана.

Такая схема синтеза опросного сигнала может оказаться очень эффективной, поскольку в радио- и СВЧ диапазонах все ресурсы получения кратковременной стабильности практически использованы, тогда как в оптическом диапазоне вполне достижима кратковременная стабильность порядка  $10^{-15}$  за одну секунду, и с помощью фемтосекундных лазеров такую стабильность можно передать в радиодиапазон.

Особенностью схемы является также то, что частота He–Ne/CH<sub>4</sub>-лазера определяется с высокой точностью по частоте атомного фонтана. Если же He–Ne/CH<sub>4</sub>-лазер заменить, например, CO<sub>2</sub>/OsO<sub>4</sub>-лазером или любым другим ИК или оптическим лазером, частота которого может быть смешана на нелинейном кристалле с частотой излучения ДЛ, то частоту этого лазера также

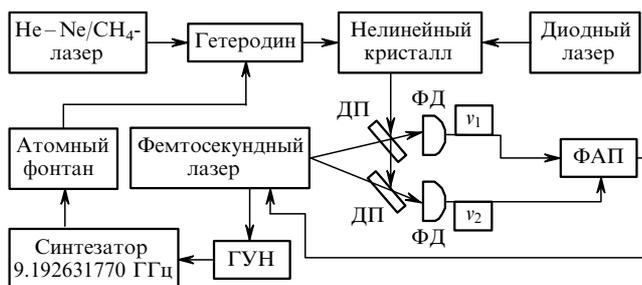


Рис.7. Схема синтеза частоты опросного сигнала из частоты высокостабильного He–Ne/CH<sub>4</sub>-лазера:

ГУН – генератор, управляемый напряжением; ДП – делительная пластинка.

можно измерить с высокой точностью. Таким образом, представленная схема попутно решает вопросы освоения прецизионных частотных измерений и распространения области действия эталона на ИК и оптический диапазон частот.

## 7. Результаты экспериментальных наблюдений

Первые испытания системы проходили в режиме охлаждения атомов в магнитооптической ловушке. Для этого рядом с ней были расположены две антигильмгольцевы катушки, которые создавали градиент напряженности магнитного поля до 10 Э/см. Отстройка по частоте охлаждающих пучков с плотностью мощности  $\sim 2$  мВт/см<sup>2</sup> была на несколько мегагерц меньше резонансной частоты циклического перехода  $F = 4 \leftrightarrow F' = 5$ . При этом осуществлялось доплеровское охлаждение атомов. Предельная температура доплеровского охлаждения определена во Введении, для цезия она составляет около 120 мК. Были получены холодные атомы, которые наблюдались с помощью ИК камеры. Максимальная яркость свечения атомного облака достигалась при максимальном числе удерживаемых атомов и отстройке частоты лазерных пучков, которая была примерно на 3 МГц меньше частоты оптического резонанса. При выключении магнитного поля и удерживающих пучков атомы не падали, а подбрасывались вбок и вверх вследствие влияния магнитного поля Земли. При выключении антигильмгольцевых катушек область нулевого магнитного поля перемещалась вверх и придавала импульс холодному облаку атомов в том же направлении. При экранировании области удержания атомов магнитным экраном это явление было исключено.

Дальнейшие эксперименты проводились в отсутствие магнитного поля, т.е. атомы удерживались и охлаждались в так называемой оптической трясине (см. примечание во Введении). При этом осуществлялось не только доплеровское, но и сизифово [12, 65] охлаждение. Использовался цикл, при котором атомы сначала накапливаются в зоне пересечения пучков, где и происходит доплеровское охлаждение. Примерно через 0.5 с частота лазерных охлаждающих пучков линейно понижается примерно на 50 МГц и одновременно на порядок снижается мощность лазерных пучков. Температура холодных атомов пропорциональна интенсивности охлаждаемых пучков и обратно пропорциональна отстройке частоты при условии, что отстройка больше ширины оптического резонанса. Предельная температура определяется следующим выражением:  $kT_r \approx 4\pi^2\hbar^2/(M\lambda^2)$ , где  $M$  – масса атома,  $\lambda$  – длина волны охлаждающего излучения. Для цезия предельная температура близка к 0.1 мК.

### 7.1. Определение числа плененных атомов

В экспериментах по охлаждению и пленению атомов в оптической трясине ИК камера уже не обладает чувствительностью, необходимой для определения числа удерживаемых атомов, т.к. плотность атомов в оптической трясине много меньше, чем в МОЛ. Поэтому для определения числа плененных атомов использовался пролет холодных атомов мимо детектора, который располагался на 20 см ниже области пленения.

Регистрируемый сигнал детектора содержал отчетливый всплеск, вызванный пролетом облака атомов через

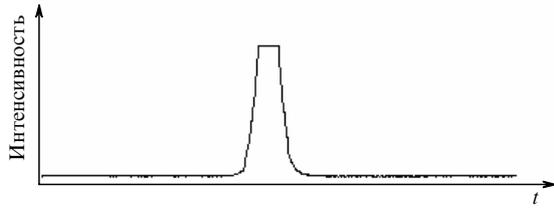


Рис.8. Свободное падение атомного облака (сигнал обрезается из-за насыщения усилителя). Здесь и рис.9, 10, 13, 14 длительность развертки 102.4 мс.

пучок (рис.8). Сигнал появляется через 0.2 с после выключения лазерных пучков. Продолжительность сигнала, вызванного пролетом облака, составляет около 7 мс, что соответствует диаметру облака 15 мм. Оценку числа атомов в облаке проведем исходя из геометрических размеров установки и шумовых свойств фотодиода.

Расстояние от выходного окна установки до центра (осевой линии) составляет 40 мм, диаметр выходного окна также равен 40 мм. При такой геометрии мы можем надеяться на сбор излучения в телесном угле 0.66 ср, что соответствует теоретической эффективности сбора излучения  $0.66/4\pi$ , или 5.25 %.

Толщина детектирующего пучка составляет 4 мм. Так как атомы падают с высоты  $h = 20$  см над областью детектирования, то они долетают до области детектирования за время  $t = 0.2$  с, где приобретают скорость  $v = 2$  м/с; следовательно, они пересекают детектирующий пучок за время  $2 \times 10^{-3}$  с.

На рассеяние одного фотона атому требуется примерно  $10^{-7}$  с. Значит, при пролете через зону детектирования он переизлучит примерно 20000 фотонов. В реальности это число меньше из-за потерь в оптических элементах и вследствие протяженности области свечения. Если оценить потери системы сбора в 50 %, то в таком случае на фотоприемник попадет 500 фотонов. Их суммарная энергия  $N_{hv} = 1.16 \times 10^{-16}$  Дж. При пересчете на полосу 1 Гц это соответствует мощности  $7.3 \times 10^{-16}$  Вт.

Согласно паспортным данным шумовая эквивалентная мощность нашего фотодиода составляет  $4.3 \times 10^{-15}$  Вт/Гц. Отсюда следует, что для достижения отношения сигнал/шум, равного единице, нам требуется примерно шесть атомов. Наблюдаемое отношение сигнал/шум в полосе 1 Гц оценивалось величиной порядка 200000, что соответствует примерно  $10^6$  атомов, попавших в зону детектирования. В реальности мы не учли шумы электроники, которые по грубым оценкам могут достигать ~20 дБ. Следовательно, общее число атомов в облаке мы можем оценить как  $10^6 - 10^7$ .

### 7.2. Подбрасывание атомов и определение их температуры

Простое падение атомов из зоны удержания не дает возможности определить температуру облака, т.к. мы можем провести только одно измерение, имея два неизвестных параметра – начальный диаметр облака и его температуру. Работа же в режиме подбрасывания на разные высоты позволяет найти начальный диаметр и температуру облака по двум измерениям.

Для подбрасывания атомов использовался следующий режим. Сначала атомы накапливались в оптической трясине в течение 0.6 с. Начальная отстройка от оптического резонанса составляла 8 МГц. Затем частота ниж-

него вертикального пучка перестраивалась на частоту  $\nu_3 - \Delta f$ , а верхнего вертикального пучка – на частоту  $\nu_3 + \Delta f$ . Здесь  $\nu_3$  – отстройка от частоты оптического резонанса, равная 3 МГц, а  $\Delta f$  – частота, определяемая скоростью, которую мы хотим придать атомному облаку. Для придания скорости 1 м/с необходима частота  $\Delta f$ , равная 1 МГц. Длительность этого процесса составляет 1 мс. Затем атомное облако доохлаждается в полете, пока оно находится в области пересечения всех пучков. Для этого в течение 1 мс их частоты понижаются линейным образом на 60 МГц и одновременно линейным образом мощность снижается до 10 % от начальной. После этого все пучки выключаются и происходит свободный баллистический полет атомного облака. При максимальной высоте подбрасывания время свободного полета от оптической трясины до зоны детектирования составляет около 0.8 с.

Были проведены эксперименты по бросанию атомов с разными скоростями как вверх, так и вниз. Бросание атомов вниз с большой начальной скоростью (например, 3 м/с) позволяет экспериментальным путем определить начальный диаметр атомного облака по времени его пролета через зону детектирования. Так как облако достигает зоны детектирования практически сразу (примерно за 60 мс), то за столь малое время еще не происходит его значительной диффузии. Это означает, что по длительности детектирования и известной скорости пролета можно определить начальный диаметр облака. Типичный начальный диаметр по нашим оценкам составляет 10 мм.

На рис.9 показаны сигналы от атомного облака после придания ему начальной скорости. Сигнал, приведенный на рис.9,а, получен следующим образом. Облако подбрасывается с начальной скоростью 3.3 м/с, поднимается на высоту 56 см и падает вниз, пролетая через зону детектирования через 0.76 с после запуска. В данном случае начальный диаметр облака составляет 10 мм, конечный диаметр – 21 мм, а температура достигает 1.8 мкК. Сигнал, приведенный на рис.9,б, получен при бросании облака вниз со скоростью 3 м/с. В этом случае облако пролетает зону детектирования через 0.06 с после запуска. Видно, что ширина сигнала (т.е. время пролета) примерно в два раза меньше, чем в предыдущем случае.

### 7.3. Определение диаметра облака в апогее

При подбрасывании атомного облака со скоростью более 3.4 м/с происходит его столкновение с верхним окном установки. Варьируя скорость запуска атомного облака, можно добиться того, что при столкновении с верхним окном часть облака, испытавшая столкновение, срезается. По отклику частично срезанного облака – ступенчатому изменению сигнала от облака, так называемому срезу, можно определить его диаметр в верхней

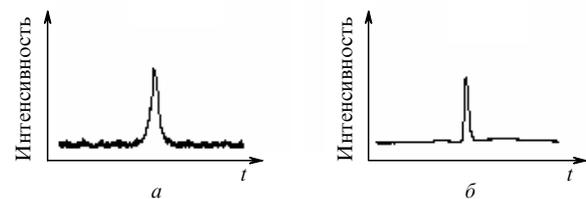


Рис.9. Сигналы флуоресценции от атомного облака при подбрасывании его вверх со скоростью 3.3 м/с (а) и при бросании его вниз со скоростью 3 м/с (б).

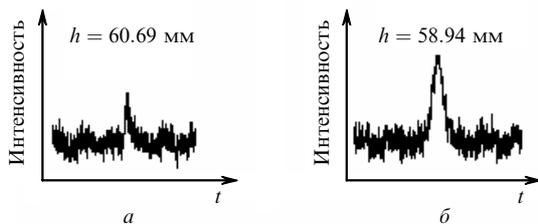


Рис.10. Срезы атомного облака при его подбрасывании на разную высоту с начальной скоростью 3.45 (а) и 3.4 м/с (б). Диаметр атомного облака в апогее равен 17.5 мм, температура облака, определенная по срезу, составляет  $\sim 5$  мкК.

точке и сравнить полученное значение с расчетным. Если бы начальный диаметр облака был близок к нулю, то срез облака в процессе полета не мог бы расплываться и мы бы наблюдали его в отклике сигнала. Но так как начальный диаметр составляет около 10 мм, то срез во время падения облака расплывается из-за диффузии атомов. По наклону среза можно определить, с какой скоростью происходит его расплывание, а следовательно, найти и температуру облака. На рис.10 показаны два среза атомного облака, по которым были определены температура и диаметр облака в верхней точке.

#### 7.4. Перестановка областей детектирования и пленения

При подготовке установки для работы в режиме атомного спектроскопа область оптической трясины размещается внизу, а область детектирования – на 20 см выше. При этом источник атомов цезия находится ближе к ионным насосам и гораздо дальше от пролетной области, что позволяет значительно уменьшить как поток фоновых атомов цезия в пролетной области, так и их возможное влияние на сдвиг частоты атомного перехода. В этом случае мы уже не можем детектировать холодные атомы без их подбрасывания. Однако при этом появляется возможность детектировать атомное облако при его полете вверх и падении. Более важным является детектирование при падении, т. к. в этом случае атомы находятся в свободном полете около 1 с. Для определения температуры и диаметра атомного облака было проведено его детектирование при подбрасывании с начальными скоростями от 2.3 до 3.7 м/с (шаг 0.05 м/с). Была разработана программа обработки данных, позволяющая определять и температуру и диаметр облака по зависимости момента детектирования атомов от их начальной скорости. В расчетную программу закладывался исходный начальный диаметр облака, равный нулю. Эта зависимость должна аппроксимироваться прямой линией, пересечение которой с осью абсцисс позволит определить температуру облака, а наклон прямой – его фактический

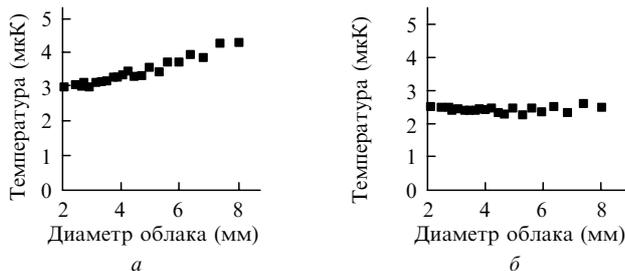


Рис.11. Зависимости, используемые для определения температуры и диаметра атомного облака при начальном диаметре облака, равном нулю (а) и 9 мм (б).

начальный диаметр. Если в программу заложить фактический начальный диаметр облака, то все точки должны ложиться на прямую, параллельную оси абсцисс, и высота этой прямой по оси ординат будет определять температуру облака. На рис.11 показаны результаты такой обработки, из которых следует, что температура облака составляет около 2.5 мкК, а его начальный диаметр равен  $\sim 9$  мм.

#### 7.5. Применение возвратных зеркал

Для распределения и ввода горизонтальных пучков в установку используется схема, показанная на рис.12. В этой схеме охлаждающий пучок поступает на угловой поляризирующий расщепитель пучка и с помощью полуволновой пластинки делится на две равные части. На этот же расщепитель поступает пучок от лазера накачки. Далее пучки идут на следующие расщепители таким образом, что полуволновые пластинки перед ними балансируют только встречные пучки и не оказывают никакого влияния на перпендикулярные (т.е. пучки, распространяющиеся вдоль оси  $x$ , не оказывают влияния на пучки, идущие вдоль оси  $y$ , и наоборот). В этих направлениях установлены ПВ – для того, чтобы встречные пучки имели взаимно перпендикулярную поляризацию. Для увеличения световой интенсивности пучки возвращались в установку с помощью дополнительных возвратных зеркал. При этом они шли в том же направлении, что и прямые пучки, но имели перпендикулярную им поляризацию. Это ставит под сомнение эффективность использования возвратных зеркал, однако экспериментальные результаты свидетельствуют, что число охлажденных атомов при их применении увеличивается примерно вдвое.

На рис.13 показаны сигналы, полученные при подбрасывании атомов со скоростью 3.3 м/с при использовании открытых и закрытых возвратных зеркал.

#### 7.6. Предварительные эксперименты по взаимодействию с СВЧ излучением

В экспериментах по охлаждению и управлению движением атомного облака использовался только один детектор. Система детектирования была настроена на при-

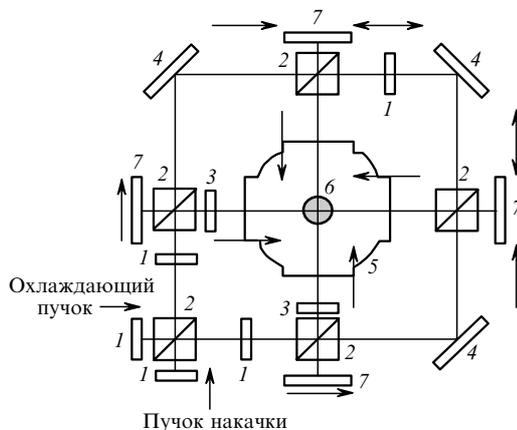


Рис.12. Схема разводки горизонтальных лучей: 1 – полуволновые пластинки; 2 – поляризационные расщепители пучка; 3 – полуволновые пластинки для установления взаимно перпендикулярной поляризации; 4 – вспомогательные зеркала; 5 – вакуумная камера; 6 – облако холодных атомов; 7 – возвратные зеркала.

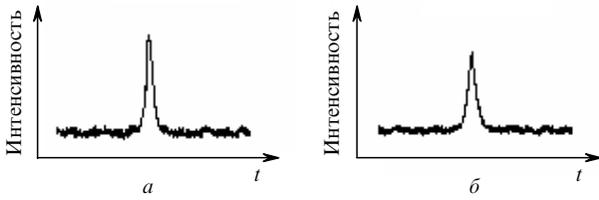


Рис.13. Сигналы, полученные при подбрасывании атомов на рабочую высоту со скоростью 3.3 м/с при закрытых (относительная интегральная величина сигнала  $s = 11000$ , температура  $T = 1.2$  мкК) (а) и открытых ( $s = 17500$ ,  $T = 1.4$  мкК) (б) возвратных зеркалах.

ем излучения при  $F = 4 \leftrightarrow F' = 5$ , т. к. все охлажденные атомы находятся в состоянии  $F = 4$ . Состояние  $F = 4$  состоит из девяти подуровней, поэтому практически невозможно наблюдать их изменение под действием СВЧ излучения путем детектирования атомов в данном состоянии. Даже при полном переходе атомов из состояния  $F = 4$ ,  $m = 0$  в состояние  $F = 3$ ,  $m = 0$  общее число атомов в состоянии  $F = 4$  уменьшится на 11 %. В то же время естественные флуктуации общего числа атомов от подбрасывания к подбрасыванию колеблются в пределах 10 %, поэтому воздействие СВЧ излучения сопоставимо с естественными флуктуациями.

Для наблюдения взаимодействия с СВЧ излучением было предложено осуществить оптическую накачку холодных атомов в состоянии  $F = 3$ . После того как все атомы переходят в это состояние, СВЧ излучение переводит атомы из состояния  $F = 3$ ,  $m = 0$  в состояние  $F = 4$ ,  $m = 0$ . В этом случае детектируются только те атомы, которые взаимодействовали с СВЧ излучением.

Для осуществления оптической накачки после запуска и доохлаждения атомов в полете лазер накачки выключался на 5 мс раньше охлаждающих пучков, мощность которых для повышения эффективности оптической накачки во время доохлаждения не изменялась. Результаты оптической накачки представлены рис.14. Видна практически 100 %-ная перекачка атомов в состояние  $F = 3$ , сопровождающаяся некоторым повышением температуры атомного облака (рис.14,б). Тем не менее это не препятствовало наблюдению интерференционных осцилляций Рэмси.

По результатам предварительных исследований были получены осцилляции Рэмси с шириной резонанса  $\sim 1$  Гц. Ширина пьедестала Раби составила 60 Гц. По переходам  $F = 3$ ,  $m = 1 \leftrightarrow F = 4$ ,  $m = 1$  была определена напряженность С-поля в пролетной области атомного фонтана.

## 8. Заключение

В настоящей работе выполнен цикл экспериментальных исследований, целью которых является создание атомного фонтана – квантового стандарта частоты на

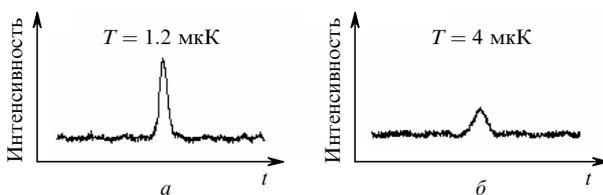


Рис.14. Сигнал, полученный от атомного облака при подбрасывании его на рабочую высоту (а), и сигнал, полученный при тех же условиях, но в случае постоянной мощности охлаждающих пучков, при которой происходит полная перекачка в состояние  $F = 3$ .

холодных атомов цезия. Разработана лазерная система, предназначенная для охлаждения, подбрасывания и детектирования атомов, которая управляется микропроцессором, обеспечивающим автоматизированную компьютерную обработку результатов детектирования и подстройки частоты зондирующего СВЧ сигнала. Частоты опорного лазера и лазера накачки стабилизировались по резонансам насыщенного поглощения в экранированной цезиевой ячейке. Для достижения высокой кратковременной стабильности частоты опорного СВЧ сигнала созданы две оригинальные схемы синтеза частоты, основанные на применении как специально разработанного водородного генератора повышенной мощности, так и высокостабильного He-Ne/CH<sub>4</sub>-лазера с использованием фемтосекундного лазера в режиме синхронизации мод.

Получены первые предварительные результаты по наблюдению осцилляций Рэмси в атомном фонтане с шириной центрального резонанса  $\sim 1$  Гц при охлаждении атомов цезия до температуры  $\sim 2$  мкК.

Мы намерены использовать приобретенный опыт и методические приемы для создания репера частоты фонтанного типа с неисключенной систематической неопределенностью  $\sim 10^{-15}$ , который войдет в состав Государственного первичного эталона времени и частоты Российской Федерации.

Авторы благодарны Андре Клерону (Парижская обсерватория, Франция), Андреасу Бауху и Штефану Вейерсу (Национальное бюро стандартов Германии) за обсуждения, консультации и интерес к работе.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Министерства науки и технологий Российской Федерации (контракт № ГНТД/ГК-021(00)), а также внебюджетного фонда Госстандарта Российской Федерации.

## Приложение

### Теоретический расчет адиабатической инверсии атомных состояний в цезии

Как отмечалось во Введении, спин-обменный столкновительный сдвиг является одним из основных источников систематической неопределенности в измерениях частоты часового перехода в атомном фонтане. Погрешности измерений столкновительного сдвига, как правило, достаточно велики ( $\sim 10$  %, см. [66, 67]), а соответствующие теоретические оценки [68] весьма сложны, нетривиальны и также не обладают достаточной точностью и надежностью. В методах измерений столкновительного сдвига (независимо от общего подхода) принципиально важно знать плотности населенностей атомных состояний, определяющих часовой переход (точнее, их отношение). В [3, 69] предложен и реализован метод адиабатической инверсии населенностей атомных состояний при возбуждении атомов импульсом Блэкмана в СВЧ резонаторе. В этом методе в определенные моменты времени  $t = T/2$  и  $t = T$  ( $T$  – время распространения импульса) вероятности населенностей состояний в точности равны  $1/2$  и  $1$ . Не вдаваясь в подробный анализ как достоинств, так и ограничений, присущих этому методу, отметим, что предложенный подход достаточно прост в реализации и позволяет измерять спин-обменный столкновительный сдвиг с погрешностью  $\sim 1$  % [3, 69]. Метод адиа-

батической инверсии предполагается использовать в цезиевом фонтане ИМВП ФГУП «ВНИИФТРИ». В этой связи в настоящей работе в рамках адиабатического подхода теоретически рассчитаны вероятности населенностей для перехода  $|F=4, m=0\rangle \rightarrow |F=3, m=0\rangle$  для шести импульсов СВЧ поля.

В общем случае электромагнитное поле определялось формулой

$$E = E_0 f(t) \cos \omega t, \quad (\text{П1})$$

где  $E_0$  – амплитуда поля, а функция  $f(t)$  описывает зависимость формы импульса от времени и удовлетворяет условию нормировки

$$\int_{-\infty}^{\infty} f(t) dt = 1. \quad (\text{П2})$$

В рамках приближения «вращающейся волны» [26] уравнения Блоха для двухуровневой системы записываются в виде

$$\begin{aligned} \frac{\partial C_\alpha}{\partial t} &= -iBf(t) \exp(iat) C_\beta, \\ \frac{\partial C_\beta}{\partial t} &= -iBf(t) \exp(iat) C_\alpha. \end{aligned} \quad (\text{П3})$$

Здесь  $C_\alpha$  и  $C_\beta$  – амплитуды вероятности для двухуровневой системы;  $B = -D_\mu E_0 T / 2\hbar$  – безразмерная константа;  $D_\mu$  – дипольный матричный элемент;  $a = (\omega - \omega_0)T$  – отстройка частоты. Результаты численных расчетов представлены на рис.15 и в табл.1.

При вычислениях вероятностей переходов отстройка частоты определялась из решения дифференциального уравнения

$$\frac{\partial a}{\partial t} = \Omega^2(t), \quad (\text{П4})$$

в котором  $\Omega/2\pi$  – частота Раби. Из графических и численных данных, представленных в табл.1, видна близость вероятностей  $W1$  и  $W2$  к точным значениям  $1/2$  и  $1$  и их довольно слабая зависимость от формы импульса в СВЧ резонаторе. Для импульса Блэкмана (рис.15) данные расчетов хорошо согласуются с результатами независимых вычислений и экспериментов, представленных в работах [3, 69].

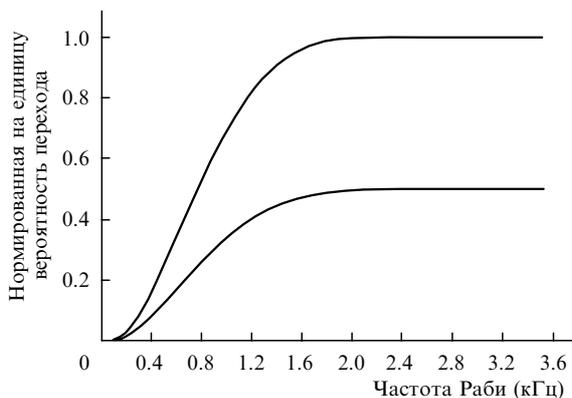


Рис.15. Вероятность перехода для импульса Блэкмана длительно-стью 5 мс при отстройке частоты 5 кГц.

Табл.1. Вероятности перехода  $|F=4, m=0\rangle \rightarrow |F=3, m=0\rangle$  для  $t = T/2$  ( $W1$ ) и  $t = T$  ( $W2$ ) при  $T = 4$  мс и максимальной отстройке частоты 4 кГц.

Импульс	Формула	$W1$	$W2$
Розена – Зенера	$f(t) = \frac{1}{2} \operatorname{sech} \frac{\pi t}{2}$	0.5004	1.0009
Квадратичный импульс Розена – Зенера	$f(t) = \frac{\pi}{4} \operatorname{sech}^2 \frac{\pi t}{2}$	0.5001	1.0000
Лоренца	$f(t) = \left(\frac{2}{\pi}\right)^{1/2} \frac{1}{1+t^2}$	0.5008	1.001
Квадратичный импульс Лоренца	$f(t) = \frac{2}{\pi(1+t^2)^2}$	0.5005	1.001
Гаусса	$f(t) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \exp(-t^2)$	0.5004	1.0008

1. Гайгеров Б.А., Елкин Г.А., Загирова Е.Г., Костромин В.П., Кошелевский Н.Б., Пушкин С.Б. *Космонавтика и ракетостроение*, **29**, 31 (2002).
2. Барышев В.Н., Елкин Г.А., Яковлев Ю.Н. *Измерения в области времени и частоты* (М.: изд-е ВНИИФТРИ, 1990, с. 28).
3. Pereira Dos Santos F., Marion H., Abgrall M., Zhang S., Sortais Y., Bize S., Maksimovic I., Calonico D., Grunert J., Mandache C., Vian C., Rosenbuch P., Lemonde P., Santarelli G., Clairon A. *Proc. Frequency Control Symp. and PDA Exhibition Jointly with the XVII Europ. Frequency and Time Forum* (Tampa, USA, 2003, pp 55–67).
4. Marion H., Pereira Dos Santos F., Abgrall M., Zhang S., Sortais Y., Bize S., Maksimovic I., Calonico D., Grunert J., Mandache C., Lemonde P., Santarelli G., Laurent P., Clairon A., Salomon C. *Phys. Rev. Lett.*, **90**, 150801 (2003).
5. Weyers S., Hubner U., Schroder R., Tamm Chr., Bauch A. *Metrologia*, **38**, 343 (2001).
6. Jefferts S.R., Meekhof D.M., Heavner T.P., Parker T.E. *Metrologia*, **39**, 321 (2002).
7. Salomon C., Sortais Y., Bize S., Abgrall M., Zhang S., Nicolas C., Mandache C., Lemonde P., Laurent P., Santarelli G., Clairon A., Dimarco N., Petit P., Mann A., Luiten A., Chang S. *Proc. XVII Int. Conf. At. Phys.* (Melville, New York, 2001, p. 23).
8. Zacharias J.R. *Phys. Rev.*, **94**, 751 (1954).
9. Ramsey N.F. *Molecular beams* (Oxford: Clarendon Press, 1956).
10. Чу С. *УФН*, **169**, 274 (1999).
11. Филипс У.Д. *УФН*, **169**, 305 (1999).
12. Коэн-Тануджи К.Н. *УФН*, **169**, 292 (1999).
13. Легохов В.С., Чеботаев В.П. *Нелинейная лазерная спектроскопия сверхвысокого разрешения* (М.: Наука, 1990).
14. Казанцев А.П., Сурдутович Г.И., Яковлев В.П. *Механическое действие света на атомы* (М.: Наука, 1991).
15. Harold J. Netcalf, Peter van der Straten. *Laser Cooling and Trapping* (Berlin: Springer-Verlag, 1999).
16. Chang S., Minogin V. *Phys. Rep.*, **365**, 65 (2002).
17. Balykin V.I., Minogin V.G., Letokhov V.S. *Rep. Prog. Phys.*, **63**, 1429 (2000).
18. Dalibard J., Cohen-Tannoudji C. *J. Opt. Soc. Am. B.*, **6**, 2023 (1989).
19. Lett P.D., Phillips W.D., Rolston S.L., Tanner C.E., Watts R.N., Westbrook C.I. *J. Opt. Soc. Am. B.*, **6**, 2084 (1989).
20. Ungar P.J., Weiss D.S., Riis E., Chu S. *J. Opt. Soc. Am. B.*, **6**, 2058 (1989).
21. Hansch T., Schawlow A.L. *Opt. Commun.*, **13**, 68 (1975).
22. Wineland D., Dehmelt H. *Bull. Am. Phys. Soc.*, **20**, 637 (1975).
23. Chu S., Hollberg L., Bjorkholm J., Cable A., Ashkin A. *Phys. Rev. Lett.*, **55**, 48 (1985).
24. Phillips W.D., Prodan J., Metcalf H. *J. Opt. Soc. Am. B.*, **2**, 1751 (1985).
25. Апресян Ю.Д., Гальперин И.Р., Гинзбург Р.С., Ершова И.Ф., Калантарова Л.Л., Мендишова Э.М., Петрова Ф.В., Фельдман М.Э. *Большой англо-русский словарь* (М.: «Русский язык», 1987, т. 1).
26. Мандель Л., Вольф Э. *Оптическая когерентность и квантовая оптика* (М.: Физматлит, 2000).
27. Одуан К., Гино Б. *Измерение времени. Основы GPS* (М.: Техно-

- сфера, 2002).
28. Chu S. *The Nobel Foundation. Nobel Prize in Physics 1997* (The Royal Swedish Academy of Science, 1998).
  29. Летохов В.С., Миногин В.Г., Павлик Б.Д. *ЖЭТФ*, **72**, 1328 (1977).
  30. Wineland D., Itano W. *Phys. Rev. A*, **20**, 1521 (1979).
  31. Phillips W.D., Metcalf H. *Phys. Rev. Lett.*, **48**, 596 (1982).
  32. Prodan J., Phillips W.D., Metcalf H. *Phys. Rev. Lett.*, **49**, 1149 (1982).
  33. Lett P., Watts R., Westbrook C., Phillips W.D., Gould P., Metcalf H. *Phys. Rev. Lett.*, **61**, 169 (1988).
  34. Chu S., Preutiss M.G., Cable A.E., Bjorkholm J.E. *Laser Spectroscopy* (New York: Springer – Verlag, 1987, v. 8, p. 78).
  35. Cohen-Tannoudji C., Phillips W.D. *Phys. Today*, **43**, 33 (1990).
  36. Salomon C., Dalibard J., Phillips W.D., Clairon A., Guellati S. *Europ. Lett.*, **12**, 683 (1990).
  37. Kasevich M.A., Riis E., Chu S., DeVoe R.G. *Phys. Rev. Lett.*, **63**, 612 (1989).
  38. Kokkelmans S.J.J.M.F., Verhaar B.J., Gibble K., Heinzen D.J. *Phys. Rev. A*, **56**, 4389 (1997).
  39. Fertig C., Gibble K. *Phys. Rev. Lett.*, **85**, 1622 (2000).
  40. Bize S., Sortais Y., Santos M.S., Mandache C., Clairon A., Salomon C. *Europ. Lett.*, **45**, 558 (1999).
  41. Niering M., Holswarth R., Reichert J., Pokasov P., Udem T., Weitz M., Hansch T., Lemonde P., Santarelli G., Abgrall M., Laurent P., Salomon C., Clairon A. *Phys. Rev. Lett.*, **84**, 5496 (2000).
  42. Damour T., Polyakov A. *Nucl. Phys. B*, **423**, 532 (1994).
  43. Damour T., Piazza F., Veneziano G. *Phys. Rev. Lett.*, **89**, 081601 (2002).
  44. Бакланов Е.В., Покасов П.В. *Квантовая электроника*, **33**, 383 (2003).
  45. Lea S.N., Margolis H.S., Huang G., Rowley W.R.C., Handerson D., Barwood G.P., Klein H.A., Webster S.A., Plythe P., Gill P. *Proc. VI Symp. Frequency Standards and Metrology* (World Scientific, 2002, p. 144).
  46. Curtis E.A., Oates C.W., Diddams S.A., Udem Th., Hollberg L. *Proc. VI Symp. on Frequency Standards and Metrology* (World Scientific, 2002, p. 331).
  47. Wilpers G., Binnewies T., Degenhardt C., Helmcke J., Riehle F. *Phys. Rev. Lett.*, **89**, 230801 (2002).
  48. Pal'chikov V.G., Ovsiannikov V.D. *Proc. Frequency Control Symp. and PDA Exhibition Jointly with the XVII Europ. Frequency and Time Forum* (Tampa, Florida USA, 2003, p. 142).
  49. Пальчиков В.Г., Овсянников В.Д. *Квантовая электроника*, **34**, 412 (2004).
  50. Katori H., Takamoto M., Pal'chikov V.G., Ovsiannikov V.D. *Phys. Rev. Lett.*, **91**, 173005 (2003).
  51. Pal'chikov V.G., Ovsiannikov V.D. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **5478**, 219 (2004).
  52. Domnin Yu.S., G.A. Elkin G.A., Novoselov A.V., Kopylov L.N., Barychev V.N., Pal'chikov V.G. *Can. J. Phys.*, **80**, 1321 (2002).
  53. Domnin Yu.S., Elkin G.A., Novoselov A.V., Kopylov L.N., Barychev V.N., Pal'chikov V.G. *Proc. Frequency Control Symposium and PDA Exhibition Jointly with the XVII Europ. Frequency and Time Forum* (Tampa, Florida USA, 2003, p. 127).
  54. Rovera G.D., Santarelli G., Clairon A. *Rev. Sci. Instr.*, **65**, 1502 (1994).
  55. Drever R., J.Hall J., Kovalski F., Hough J., Ford G., Munley A., Ward H. *Appl. Phys. B*, **31**, 97 (1983).
  56. Bjorklund G., Levenson M., Lenth W., Ortiz C. *Appl. Phys. B*, **32**, 145 (1983).
  57. Baruchev V. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **5480**, 20 (2004).
  58. Акульшин А.М., Величанский В.Л., Гамидов Р.Г., Измайлов А.Ч., Поповичев В.В., Саутенков В.А. *ЖЭТФ*, **99**, 107 (1991).
  59. Domnin Yu.S., Tatarenkov V.M., Novoselov A.V., Pal'chikov V.G. *Proc. VI Symp. Frequency Standards and Metrology* (World Scientific, 2002, p. 600).
  60. Santarelli G., Laurent P., Lemonde P., Clairon A., Mann A.G., Chang S., Luiten A.V., Salomon C. *Phys. Rev. Lett.*, **82**, 4619 (1999).
  61. Hall J.L., Ma L.S., Taubman M., Tiemann B., Hong F.L., Pfister O., Ye J. *IEEE Trans. Instr. Meas.*, **48**, 583 (1999).
  62. Boyko A., Yolkin G., Gestkova N., Kurnikov G., Paramzin V. *Proc. XV Europ. Frequency and Time Forum* (Neuchatel, Switzerland, 2001, p. 406).
  63. Gubin M., Kovalchuk E., Petrunkin E., Shelkovnikov A., Tyurikov D., Gamidov R., Erdogan C., Sahin E., Felder R., Gill P., Lea S.N., Kramer G., Lipphardt B. *Proc. VI Symp. Frequency Standards and Metrology* (World Scientific, 2002, p. 453).
  64. Домнин Ю.С. *Измерительная техника*, № 6, 236 (1986).
  65. Jersblad J., Ellmaun H., Kartberg A. *Phys. Rev. A*, **62**, 51401 (2000).
  66. Gibble K., Chu S. *Phys. Rev. Lett.*, **70**, 1771 (1993).
  67. Leo J.L., Julianne P.S., Mies F.H., Williams C.J. *Phys. Rev. Lett.*, **86**, 3743 (2001).
  68. Bouchoule I., Morinaga M., Salomon C., Petrov D. *Phys. Rev. A*, **65**, 0033402 (2002).
  69. Pereira Dos Santos F., Marion H., Bize S., Sortais Y., Clairon A., Salomon C. *Phys. Rev. Lett.*, **70**, 1771 (1993).