

## ЛАЗЕРНЫЕ СТАНДАРТЫ ЧАСТОТЫ

# Магические длины волн в области 800 нм для прецизионной спектроскопии внутриоболочечного перехода в атоме тулия

Д.О.Трегубов, А.А.Головизин, Е.С.Федорова, К.Ю.Хабарова,  
В.Н.Сорокин, Н.Н.Колачевский

*Методом прецизионной лазерной спектроскопии измерена дифференциальная динамическая поляризуемость внутриоболочечного часового перехода на длине волны 1.14 мкм в атоме тулия в спектральном диапазоне 800–860 нм. Аппроксимация экспериментальных данных с помощью теоретической модели позволила определить вероятность перехода на  $\lambda = 809.5$  нм:  $A_{809.5} = 460(70) \text{ c}^{-1}$ . Экспериментально получены значения двух магических длин волн:  $\lambda_{m1} = 807.727(18)$  нм и  $\lambda_{m2} = 813.3(2)$  нм, причем  $\lambda_{m1}$  определена впервые. Выполнено сравнение основных параметров оптической решетки на этих длинах волн и сделан вывод, что для работы оптических часов предпочтителен захват атомов тулия в оптическую решетку на  $\lambda_{m2}$ .*

**Ключевые слова:** поляризуемость, магическая длина волны, оптические часы, часовой переход, ультрахолодные атомы, тулий.

## 1. Введение

Высокая точность оптических реперов частоты позволяет проводить уникальные эксперименты, целью которых является исследование возможного дрейфа фундаментальных констант, проверка общей теории относительности, поиск темной материи и др. [1–3]. Чувствительность частоты переходов к гравитационному потенциалу открывает возможность построения карт гравитационного поля Земли, что требует создания высокоточных транспортируемых оптических часов [4]. Для достижения предельных характеристик оптических реперов частоты приходится либо с высокой точностью контролировать тепловое окружение атомов [5–7], либо использовать криогенные системы [8, 9], либо искать системы, малочувствительные к тепловому излучению [10–12].

Внутриоболочечные переходы некоторых атомов из группы лантаноидов обладают низкой чувствительностью к тепловому излучению. Ранее нами было показано [13], что относительный сдвиг частоты при температуре 300 К для внутриоболочечного часового перехода 1.14 мкм в атоме тулия составляет всего  $2.3(1.1) \times 10^{-18}$ , в результате чего отпадает необходимость стабилизации температуры окружающей среды.

Чувствительность перехода к тепловому излучению и внешним электрическим полям определяется его дифференциальной поляризуемостью. Метод расчета дифферен-

циальной поляризуемости, описанный в работах [14–16], основан на использовании значений энергии и вероятности всех переходов с нижнего или верхнего уровня часового перехода (включая переходы в непрерывный спектр). Такой подход применяется и при предварительной оценке магических длин волн для часового перехода, при которых дифференциальная динамическая поляризуемость обнуляется. Погрешность расчета зависит от точности определения энергии известных переходов, их вероятностей и некоторых других факторов. Захват атомов в оптическую решетку на магической длине волны обеспечивает возможность прецизионной спектроскопии часового перехода и реализации оптических часов, относительная погрешность которых достигает  $10^{-18}$  [6, 17].

Расчеты, выполненные нашей группой [14], показали, что в диапазоне 800–860 нм ожидается наличие как минимум одной магической длины волны для внутриоболочечного перехода в атоме тулия. Действительно, проведенные измерения [13] позволили определить магическую длину волны, равную 813.320(6) нм. Ее наличие и положение в большой степени определяются близлежащим переходом с верхнего часового уровня  $|4f^{13}(^2F^{\circ})6s^2; J = 5/2\rangle \rightarrow |4f^{12}(^3F_4)5d_{3/2}6s^2; J = 7/2\rangle$  на длине волны 809.5 нм. В настоящей работе проведено измерение спектра дифференциальной поляризуемости часовых уровней и построена ее уточненная теоретическая модель в диапазоне длин волн 800–860 нм. С использованием полученной модели определены характеристики ранее неизученного перехода  $|4f^{13}(^2F^{\circ})6s^2; J = 5/2\rangle \rightarrow |4f^{12}(^3F_4)5d_{3/2}6s^2; J = 7/2\rangle$  на длине волны 809.5 нм, найдено положение еще одной магической длины волны, находящейся в этом диапазоне, и проведено ее сравнение с найденной ранее.

## 2. Модель спектра дифференциальной динамической поляризуемости

На рис.1 представлена схема уровней атома тулия, определяющих спектр дифференциальной поляризуемо-

Д.О.Трегубов, А.А.Головизин. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: treg.dim@gmail.com

Е.С.Федорова, К.Ю.Хабарова, В.Н.Сорокин, Н.Н.Колачевский. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; Международный центр квантовых технологий, Россия, 121205 Москва, Сколково, Большой б-р, 30, стр. 1

Поступила в редакцию 16 сентября 2019 г., после доработки – 27 сентября 2019 г.

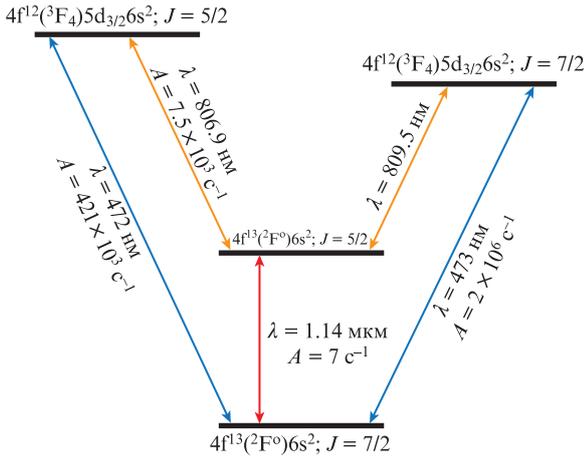


Рис.1. Схема уровней атома тулия, в основном определяющих спектр дифференциальной динамической поляризуемости в диапазоне 800–815 нм. Все указанные вероятности переходов взяты из работ [18, 25]. На схеме не указано сверхтонкое расщепление уровней.

сти в диапазоне 800–815 нм. Энергетические уровни атома под воздействием внешнего электромагнитного излучения испытывают сдвиг за счет эффекта Штарка, в результате происходит изменение частоты перехода между уровнями  $|F, J, m_F\rangle \rightarrow |F', J', m'_F\rangle$  согласно формуле

$$\Delta\nu = -\frac{2\pi a_0^3}{hc} [\alpha_{J',F',m'_F} - \alpha_{J,F,m_F}] I_{\text{eff}}, \quad (1)$$

где  $a_0$  – радиус Бора;  $h$  – постоянная Планка;  $c$  – скорость света;  $I_{\text{eff}}$  – интенсивность излучения;  $\alpha_{J,F,m_F}$  – динамическая поляризуемость уровня  $|J, F, m_F\rangle$  в атомных единицах (здесь  $J$  – момент электронной оболочки,  $F$  – полный момент атома,  $m_F$  – проекция полного момента). При этом  $\Delta\alpha = \alpha_{J',F',m'_F} - \alpha_{J,F,m_F}$  – дифференциальная динамическая поляризуемость перехода. В настоящей работе используются атомные единицы поляризуемости: 1 а. е. =  $4\pi\epsilon_0 a_0^3$ .

Поляризуемость атомного уровня  $\alpha_{J,F,m_F}$  в электромагнитном поле линейной поляризации складывается из скалярной  $\alpha_J^S$  и тензорной  $\alpha_{J,F}^T$  составляющих [16]:

$$\alpha_{J,F,m_F} = \alpha_J^S + \frac{3 \cos^2 \theta - 1}{2} \frac{3m_F^2 - F(F+1)}{F(2F-1)} \alpha_{J,F}^T, \quad (2)$$

$$\alpha_{J,F}^T = \alpha_J^T(-1)^{J+J+F} \begin{Bmatrix} J & J & 2 \\ F & F & I \end{Bmatrix} \times \frac{F(2F-1)(2F+1)(2J+3)(2J+1)(J+1)}{(2F+3)(F+1)(2J-1)J}, \quad (3)$$

где фигурными скобками обозначен  $6j$ -символ Вигнера;  $\theta$  – угол между поляризацией светового излучения и осью квантования;  $I$  – спин ядра атома.

Скалярная и тензорная поляризуемости определяются из суммы по всем возможным переходам с исследуемого уровня (здесь и далее в качестве исследуемого уровня понимается один из тонких подуровней основного состояния):

$$\alpha_{J,F}^T = \sum_k \alpha_{J \rightarrow J_k} 6(2J+1)(-1)^{J+J_k} \begin{Bmatrix} 1 & 1 & 2 \\ J & J & J_k \end{Bmatrix} \times \sqrt{\frac{5J(2J-1)}{6(J+1)(2J+1)(2J+3)}}, \quad (4)$$

$$\alpha_J^S = \sum_k \alpha_{J \rightarrow J_k}, \quad (5)$$

$$\alpha_{J \rightarrow J_k} = \frac{c^3}{2a_0^3} \frac{2J_k + 1}{2J + 1} \frac{A_k}{\omega_k^2(\omega_k^2 - \omega^2)}, \quad (6)$$

где  $J_k$  – момент электронной оболочки уровня  $k$ ;  $A_k$  – вероятность перехода между исследуемым и  $k$ -м уровнями;  $\omega_k$  – круговая частота этого перехода;  $\omega$  – круговая частота светового излучения.

Табулированные экспериментальные данные для параметров  $A_k$  являются неполными [18], поэтому при расчетах поляризуемости приходится также использовать теоретические оценки для вероятностей переходов. В частности, для часового перехода в атоме тулия  $|4f^{13}(^2F^0)6s^2; J=7/2, F=4, m_F=0\rangle \rightarrow |4f^{13}(^2F^0)6s^2; J=5/2, F=3, m_F=0\rangle$  среди многообразия переходов в интересующей нас области  $\lambda > 800$  нм экспериментальные данные имеются лишь для перехода на 806.9 нм с вероятностью  $7.5(1.1) \times 10^3 \text{ c}^{-1}$  [19, 20]. Для получения теоретических оценок вероятностей переходов использовался пакет COWAN [14, 21]. В свою очередь, было показано [14], что вклады в непрерывный спектр переходов с обоих часовых уровней очень близки, поэтому не оказывают существенного влияния на величину дифференциальной поляризуемости.

### 3. Эксперимент

Для определения дифференциальной динамической поляризуемости подготавливаются атомы тулия при температуре около 10 мкК. Охлаждение облака атомов происходит методом двухступенчатого лазерного охлаждения [22] с последующей загрузкой атомов в одномерную вертикальную оптическую решетку внутри усиливающего резонатора на определенной длине волны [23]. Мощность излучения  $P$  внутри резонатора определяется с помощью калиброванного фотодиода, установленного после выходного зеркала с известным коэффициентом пропускания (рис.2), в то время как радиус перетяжки пучка  $w = 126$  мкм определяется геометрией резонатора. В эксперименте мощность излучения внутри резонатора варьировалась от 1 до 3 Вт, что соответствует интенсивности в пучностях 16–42 кВт/см<sup>2</sup> (глубина ловушки в единицах температуры составляет 6.5–20 мкК).

Таким образом, входящая в формулу (1) интенсивность  $I_{\text{eff}} = 8\eta P/(\pi w^2)$  связана с интенсивностью в пучностях решетки коэффициентом  $\eta \leq 1$ . Атомы в решетке имеют ненулевую температуру и заполняют несколько колебательных уровней, что приводит к снижению интенсивности излучения, воспринимаемой атомами. В наших экспериментах поляризация излучения оптической решетки совпадает с направлением магнитного поля, задающего ось квантования (рис.2). Лазерное излучение, используемое для возбуждения часового перехода, настроено в резонанс с переходом между подуровнями  $|F=4, m_F=0\rangle \rightarrow |F'=3, m'_F=0\rangle$ , при этом его частота сканируется с помощью акустооптического модулятора для измерения контура возбуждения перехода. Для увеличения контраста спектра поглощения оптическая накачка осуществляется на подуровень  $|F=4, m_F=0\rangle$  [24].

Прецизионная спектроскопия захваченных в решетку атомов с помощью узкополосного лазера на длине волны 1.14 мкм позволяет измерить сдвиг частоты часового перехода оптической решеткой, который оказывается про-

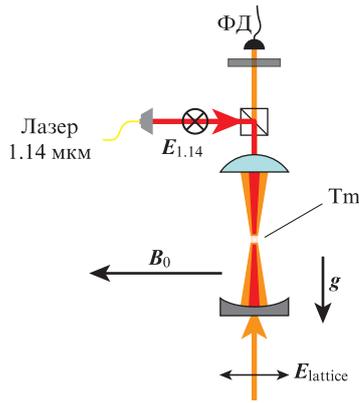


Рис.2. Схема эксперимента по определению дифференциальной поляризуемости часового перехода:  $B_0$  – магнитное поле, задающее ось квантования; ФД – фотодиод для измерения мощности излучения решетки;  $E_{lattice}$  и  $E_{1.14}$  – векторы поляризации излучений решетки и 1.14 мкм соответственно; Tm – положение облака атомов в решетке. Излучение титан-сапфирового лазера, формирующее оптическую решетку, заводится снизу.

порционален дифференциальной динамической поляризуемости и мощности излучения:

$$\Delta\nu = -\frac{16\eta\alpha_0^3}{hcw^2}\Delta\alpha P. \tag{7}$$

Согласно расчетам [14] магические длины волн ожидаются в диапазоне 800–815 нм. Оптическая решетка формировалась излучением титан-сапфирового лазера, его длина волны сканировалась в диапазоне 800–860 нм, который покрывает всю область поиска магических длин волн, что позволяет далее произвести точную аппроксимацию данных.

При построении модели для аппроксимации экспериментальных данных в (4) можно выделить два типа слагаемых, имеющих резонансный и нерезонансный характер в рассматриваемом диапазоне длин волн. К первой группе относится вклад переходов с часового уровня с длинами волн 806.9 и 809.5 нм (их электронная конфигурация и другие параметры представлены на рис.1). Вклад вероятностей  $A(\omega)$  остальных переходов в дифференциальную поляризуемость слабо зависит от длины волны в рассматриваемом диапазоне и изменяется от  $-0.269$  до  $-0.270$  а.е. [14]. Таким образом, для аппроксимации экспериментальных данных использовалась следующая модель:

$$\Delta\alpha = \frac{\Delta\nu}{P} \frac{hcw^2}{16\eta\alpha_0^3} = \frac{c^3}{a_0^3} \left[ 6.152 \frac{A_{806.9}}{\omega_{806.9}^2(\omega_{806.9}^2 - \omega^2)} + 8.048 \frac{A_{809.5}}{\omega_{809.5}^2(\omega_{809.5}^2 - \omega^2)} \right] + A(\omega) + \alpha_0. \tag{8}$$

В выражение (8) входят три свободных параметра: неизвестная вероятность перехода  $A_{809.5}$ , коэффициент  $\eta$ , характеризующий эффективную интенсивность поля решетки, и сдвиг  $\alpha_0$ , не зависящий от частоты, который связан с неточностью расчета вклада нерезонансных переходов. В условиях эксперимента мы выбрали поляризацию светового излучения оптической решетки, соответствующую  $\theta = 0$  в (2), и регистрировали сдвиг сверхтонкой компоненты  $|F = 4, m_F = 0\rangle \rightarrow |F' = 3, m_F' = 0\rangle$  часового перехо-

да. В соответствии с формулами (2)–(6) были посчитаны коэффициенты перед слагаемыми в выражении (8).

В результате аппроксимации получены следующие значения параметров:

$$\begin{aligned} \eta &= 0.68(9), \\ A_{809.5} &= 460(70) \text{ с}^{-1}, \\ \alpha_0 &= -0.11(6) \text{ а. е.} \end{aligned} \tag{9}$$

Вероятность перехода  $A_{806.9} = 7.5(1.1) \times 10^3 \text{ с}^{-1}$ , измеренная ранее в [20], является основным источником некорректности модели подтверждается близким к единице редуцированным параметром  $\chi^2 = 1.8$ . Значение параметра  $\eta$  согласуется с проведенной в [13] теоретической оценкой:  $\eta = 0.76(15)$ . Малое значение  $\alpha_0$ , сравнимое с погрешностью, подтверждает корректность теоретических расчетов вклада остальных атомных переходов в дифференциальную поляризуемость.

### 4. Результаты

На рис.3 показаны две области, где дифференциальная поляризуемость  $\Delta\alpha$  обнуляется, что соответствует магическим длинам волн. Используя описанную выше модельную аппроксимацию, можно определить их значения, а именно  $\lambda_{m1} = 807.727(18)$  нм и  $\lambda_{m2} = 813.3(2)$  нм. Важно отметить, что найденное значение  $\lambda_{m2}$  совпадает в пределах погрешности с полученным ранее значением 813.320(6) нм [13]. Меньшая точность определения  $\lambda_{m2}$  в данном случае связана с использованием модели дифференциальной поляризуемости часовых уровней для широкого диапазона 800–860 нм, тогда как значение в [13] было определено по измерениям в непосредственной близости от этой длины волны. Соответствующие производные аппроксимирующей функции на магических длинах волн:  $d\alpha/d\lambda|_{m1} = -1.39(20)$  а.е./нм и  $d\alpha/d\lambda|_{m2} = -0.087(12)$  а.е./нм. Погрешность определения магической длины волны определяется в основном соответствующей производной и погрешностью  $\alpha_0$  в формуле (8). Поскольку обе эти магические длины волн доступны с помощью излучения титан-сапфирового и полупроводникового лазеров, необходимо сравнить перспективность их использования для создания оптических часов.

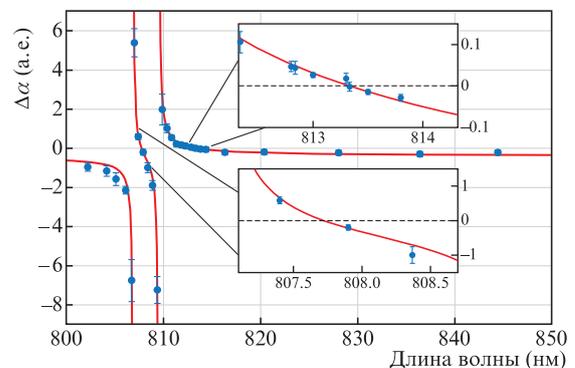


Рис.3. Спектр дифференциальной динамической поляризуемости часового перехода (точки – экспериментальные данные, сплошные кривые – аппроксимация с использованием модели (8)). На вставках в большем масштабе представлены области вблизи магических длин волн.

Производная  $d\alpha/d\lambda|_{\lambda_{m2}}$  оказывается примерно в 16 раз меньше, чем  $d\alpha/d\lambda|_{\lambda_{m1}}$ , что смягчает требования к точности стабилизации частоты излучения лазера оптической решетки. Так, для достижения относительной нестабильности частоты часового перехода на уровне  $5 \times 10^{-18}$  в оптической решетке с интенсивностью  $I_{\text{eff}} = 45 \text{ кВт/см}^2$  (при этом глубина решетки в единицах энергии отдачи составляет  $300 E_{\text{recoil}}$ ) точность настройки на  $\lambda_{m2}$  должна составлять около 3 МГц, в то время как для  $\lambda_{m1}$  частоту лазера необходимо стабилизировать более точно – на уровне 200 кГц, что существенно усложняет задачу и требует дополнительных технических решений.

В свою очередь, тензорная составляющая дифференциальной динамической поляризуемости, входящая в формулы (1) и (2), оказывается в семь раз меньше для магической длины волны  $\lambda_{m2}$ , чем для  $\lambda_{m1}$ . Поэтому при одинаковой точности выставления угла поляризации оптической решетки соответствующий вклад в ошибку частоты часового перехода в случае работы на  $\lambda_{m2}$  будет на порядок ниже.

Отстройка от близлежащих резонансных переходов влияет на скорость рассеяния атомами фотонов оптической решетки и на их нагрев. Для оценки скорости рассеяния воспользуемся формулой из [14, 16]:

$$\Gamma(\omega)_{0 \rightarrow 0} = I_{\text{eff}} \frac{6\pi^2 c^2}{h} \sum_k \frac{\omega_k^2 + \omega^2}{(\omega_k^2 - \omega^2)^2} \frac{A_k \Gamma_k}{\omega_k^3} \times (2F_k + 1) \begin{pmatrix} F_k & 1 & F \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}^2, \quad (10)$$

где  $\Gamma_k$  – скорость спонтанного распада уровня  $k$  (например, величины  $\Gamma_{806.9}$  и  $\Gamma_{809.5}$  определяются распадом на основной уровень, как видно из рис.1), а круглыми скобками обозначен  $3j$ -символ Вигнера. Для скорости рассеяния фотонов оптической решетки, имеющей интенсивность  $45 \text{ кВт/см}^2$ , с верхнего уровня часового перехода имеем  $\Gamma(\lambda_{m1}) \approx \Gamma(\lambda_{m2}) \approx 0.1 \text{ с}^{-1}$ . Стоит отметить, что переходы 806.9 и 809.5 нм расположены достаточно далеко от обеих магических длин волн, причем их вероятности невелики, поэтому они вносят небольшой вклад в скорость рассеяния: примерно лишь 5% и 0.7% от суммарного значения скорости распада для  $\lambda_{m1}$  и  $\lambda_{m2}$  соответственно. Однако близость этих резонансов сказывается на вкладе гиперполяризуемости в сдвиг частоты часового перехода. Согласно оценкам, проведенным в [14], вклад гиперполяризуемости для оптической решетки с интенсивностью  $45 \text{ кВт/см}^2$  составляет менее 1 Гц и менее 10 МГц для магических длин волн  $\lambda_{m1}$  и  $\lambda_{m2}$  соответственно.

Таким образом, можно сделать однозначный вывод, что использование длины волны  $\lambda_{m2} = 813.3 \text{ нм}$  позволит достичь более высокой точности работы оптических часов на атомах тулия.

## 5. Заключение

Выполнено измерение спектра дифференциальной динамической поляризуемости часового перехода 1.14 мкм атома тулия в области длин волн 800–860 нм. Определены две магические длины волн:  $\lambda_{m1} = 807.727(18) \text{ нм}$  и  $\lambda_{m2} = 813.3(2) \text{ нм}$ , причем  $\lambda_{m1}$  определена впервые. С использованием построенной модели определена вероятность перехода  $|4f^{13}(^3F^o)6s^2; J = 5/2\rangle \rightarrow |4f^{12}(^3F_4)5d_{3/2}6s^2; J = 7/2\rangle$  с верхнего часового уровня. Сравнение двух магических длин волн показывает, что использование  $\lambda_{m2}$  в

оптических часах является предпочтительным, поскольку в этой рабочей точке оптические часы обладают меньшей чувствительностью к длине волны оптической решетки, углу поляризации излучения оптической решетки относительно направления магнитного поля и меньшим значением гиперполяризуемости.

Показано, что, используя оптическую решетку на длине волны  $\lambda_{m2} = 813.3 \text{ нм}$ , можно контролировать относительные сдвиги частоты часового перехода, связанные с оптической решеткой, лучше, чем  $10^{-17}$ . Работы по созданию оптических часов на внутриоболочечном переходе в атоме тулия ведутся в лабораториях ФИАН.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 19-12-00137).

- Ludlow A.D., Boyd M.M., Ye J., Peik E., Schmidt P.O. *Rev. Mod. Phys.*, **87** (2), 637 (2015).
- Safronova M.S., Porsev S.G., Sanner C., Ye J. *Phys. Rev. Lett.*, **20** (17), 173001 (2018).
- Derevianko A., Pospelov M. *Nat. Phys.*, **10** (12), 933 (2014).
- Grotti J., Koller S., Vogt S., Häfner S., Sterr U., Lisdat C., Denker H., Voigt C., Timmen L., Rolland A., et al. *Nat. Phys.*, **14** (5), 437 (2018).
- Falke S., Lemke N., Grebing C., Lipphardt B., Weyers S., Gerginov V., Huntemann N., Hagemann C., Al-Masoudi A., Häfner S., et al. *New J. Phys.*, **16** (7), 073023 (2014).
- Bloom B.J., Nicholson T.L., Williams J.R., Campbell S.L., Bishof M., Zhang X., Zhang W., Bromley S.L., Ye J. *Nature*, **506** (7486), 71 (2014).
- Beloy K., Hinkley N., Phillips N.B., Sherman J.A., Schioppo M., Lehman J., Feldman A., Hanssen L.M., Oates C.W., Ludlow A.D. *Phys. Rev. Lett.*, **113** (26), 260801 (2014).
- Ushijima I., Takamoto M., Das M., Ohkubo T., Katori H. *Nat. Photonics*, **9** (3), 185 (2015).
- Middelmann T., Lisdat C., Falke S., Winfred J.S.R. V., Riehle F., Sterr U. *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, **60** (7), 2550 (2011).
- Derevianko A., Dzuba V.A., Flambaum V.V. *Phys. Rev. Lett.*, **109** (18), 180801 (2012).
- Campbell C.J., Radnaev A.G., Kuzmich A., Dzuba V.A., Flambaum V.V., Derevianko A. *Phys. Rev. Lett.*, **108** (12), 120802 (2012).
- Yudin V.I., Taichenachev A.V., Okhapkin M.V., Bagayev S.N., Tamm C., Peik E., Huntemann N., Mehlstäubler T.E., Riehle F. *Phys. Rev. Lett.*, **107** (3), 030801 (2011).
- Golovizin A., Fedorova E., Tregubov D., Sukachev D., Khabarova K., Sorokin V., Kolachevsky N. *Nature Commun.*, **10** (1), 1724 (2019).
- Sukachev D., Fedorov S., Tolstikhina I., Tregubov D., Kalganova E., Vishnyakova G., Golovizin A., Kolachevsky N., Khabarova K., Sorokin V. *Phys. Rev. A*, **94** (2), 022512 (2016).
- Porsev S.G., Ludlow A.D., Boyd M.M., Ye J. *Phys. Rev. A*, **78**, 032508 (2008).
- Lepers M., Wyart J.-F., Dulieu O. *Phys. Rev. A*, **89**, 022505 (2014).
- Hinkley N., Sherman J.A., Phillips N.B., Schioppo M., Lemke N.D., Beloy K., Pizzocaro M., Oates C.W., Ludlow A.D. *Science*, **341** (6151), 1215 (2013).
- Kramida A., Ralchenko Yu., Reader J., NIST ASD Team. <https://physics.nist.gov/asd> [2019, September 2].
- Sugar J., Meggers W.F., Camus P. *J. Res. Nat. Bur. Stand. A*, **77** (1), 1 (1973).
- Wickliffe M.E., Lawler J.E. *J. Opt. Soc. Am B*, **14** (4), 737 (1997).
- Cowan R.D. *The theory of atomic structure and spectra, Number 3* (San Diego: Univ. California Press, 1981).
- Сукачев Д.Д., Калганова Е.С., Соколов А.В., Федоров С.А., Вишнякова Г.А., Акимов А.В., Колачевский Н.Н., Сорокин В.Н. *Квантовая электроника*, **44** (6), 515 (2014) [*Quantum Electron.*, **44** (6), 515 (2014)].
- Калганова Е.С., Головизин А.А., Шевнин Д.О., Трегулов Д.О., Хабарова К.Ю., Сорокин В.Н., Колачевский Н.Н. *Квантовая электроника*, **48** (5), 415 (2018) [*Quantum Electron.*, **48** (5), 415 (2018)].
- Федорова Е.С., Трегулов Д.О., Головизин А.А., Вишнякова Г.А., Мишин Д.А., Роводченко Д.И., Хабарова К.Ю., Сорокин В.Н., Колачевский Н.Н. *Квантовая электроника*, **49** (5), 418 (2019) [*Quantum Electron.*, **49** (5), 418 (2019)].
- Kolachevsky N., Akimov A., Tolstikhina I., Chebakov K., Sokolov A., Rodionov P., Kanorski S., Sorokin V. *Appl. Phys. B*, **89** (4), 589 (2007).