

# Сверхточные оптические часы на ультрахолодных атомах и ионах: состояние и перспективы

А.В. Тайченачев, В.И. Юдин, А.Н. Гончаров,  
А.А. Луговой, С.В. Чепуров, С.Н. Багаев

*Институт лазерной физики СО РАН*

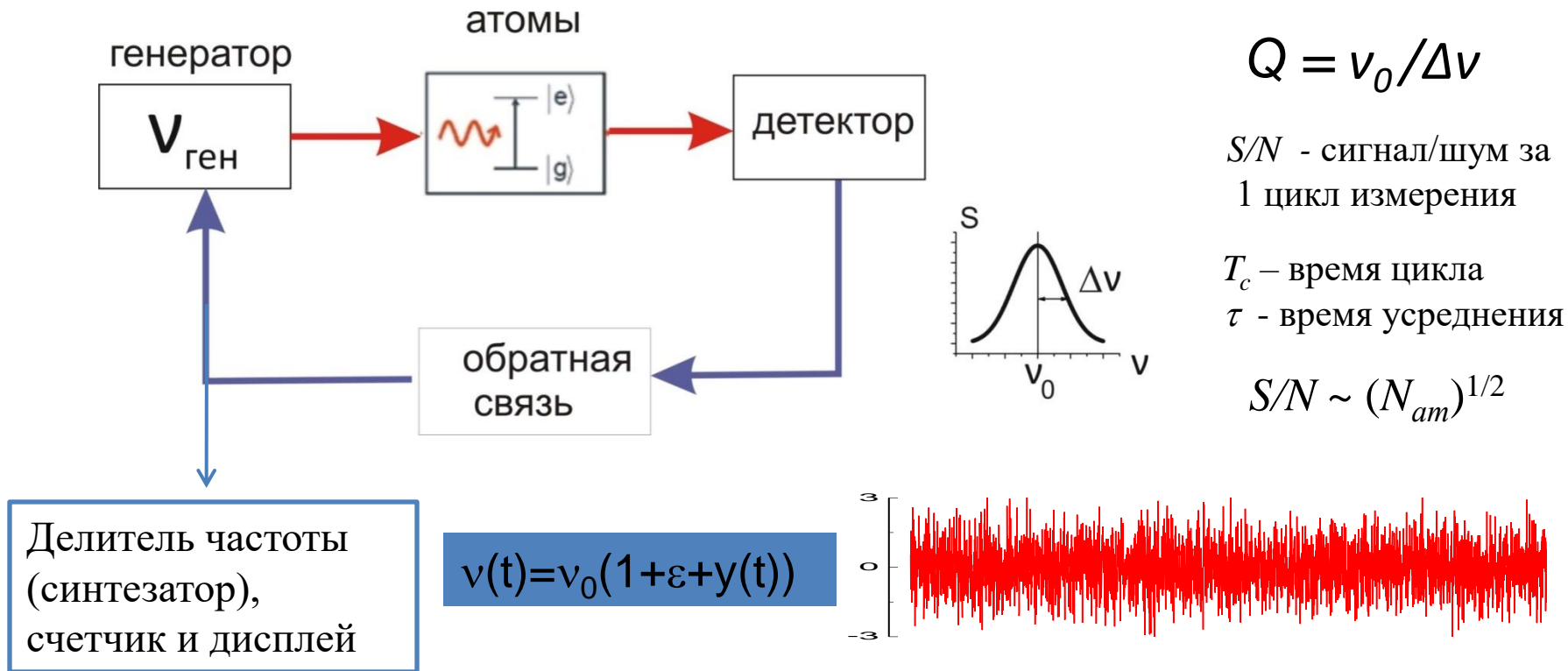
*E-mail: taich.alex@gmail.com*

Эта презентация в основном соответствует семинару ИЯФ СО РАН 31.01.2022. Доработана специально для сайта конференции «ФУХА - 2022». Не могла быть представлена на конференции из-за строгих временных ограничений.

# План

- Введение.
- Метод магнито-индуцированной спектроскопии сильно запрещенных переходов
- Обобщенные схемы Рамси
- Атомные часы с подавленным ВВР сдвигом частоты – метод синтетической частоты
- Оптические стандарты на основе магнитодипольных переходов в многозарядных ионах
- Ядерные часы
- Современные стандарты частоты в ИЛФ СО РАН

# Атомные часы (стандарты частоты). Основные принципы.



Стабильность частоты:  $y(t)$ , характеризуется девиацией Аллана:

$$\sigma_y(\tau) = \frac{1}{\pi} \frac{1}{Q} \frac{1}{S/N} \sqrt{\frac{T_c}{\tau}},$$

Точность связана с неопределенностью систематического сдвига  $\varepsilon$

# Применение атомных часов

## • Навигация

GPS, ГЛОНАСС, BeiDou, GALILEO, IRNSS и др.

## • Точная синхронизация процессов

TAI – международное атомное время

С 1967 г. эталон времени (сек.) и частоты (Гц)

Телекоммуникационные и информационные техн.

Измерение геопотенциала – Релятивистская геодезия

## • Проверка фундаментальных физ. теорий

Теория относительности (специальная и общая)  $\alpha = \frac{e^2}{\hbar c}$

Квантовая электродинамика

Поиск изменений фундаментальных физических констант

Точное измерение физических констант

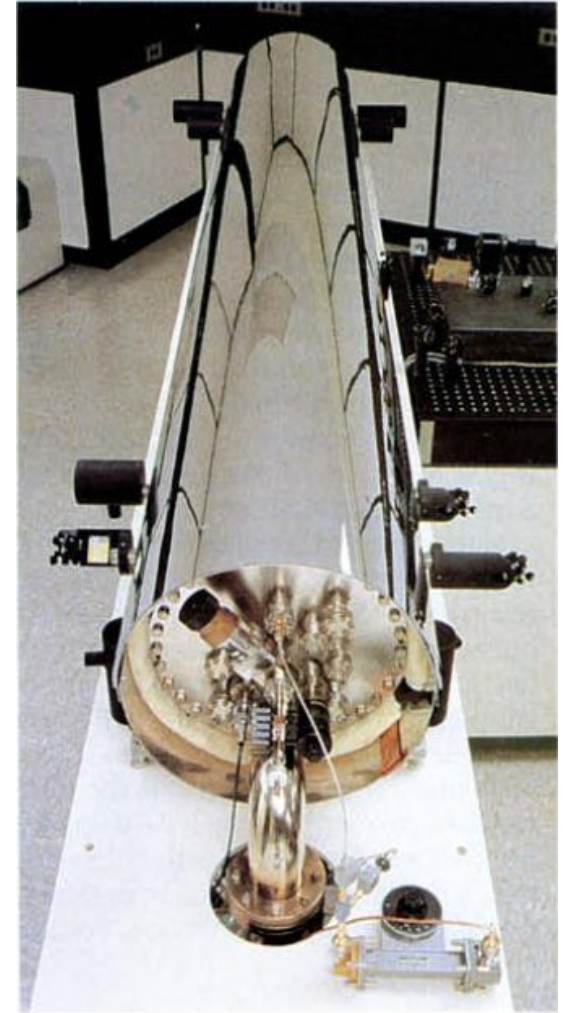
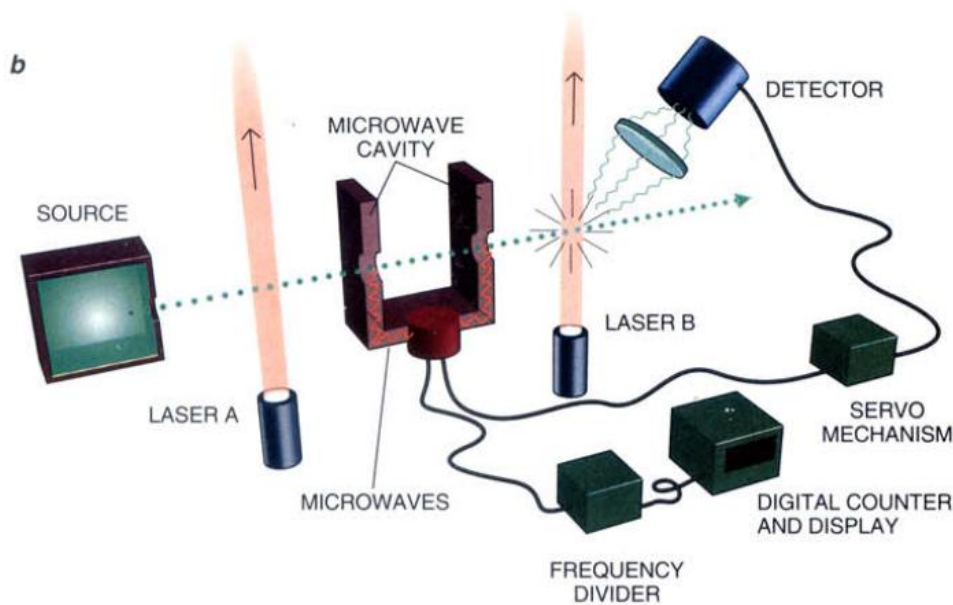


$$\frac{\dot{\alpha}}{\alpha} = (-0.7 \pm 2.1) \times 10^{-17} \text{ yr}^{-1}$$

$$\frac{\dot{\mu}}{\mu} = (0.2 \pm 1.1) \times 10^{-16} \text{ yr}^{-1}$$

# Цезиевые атомные часы пучкового типа

Секунда равна 9 192 631 770 периодам излучения, соответствующего переходу между двумя сверхтонкими уровнями основного состояния атома цезия-133.



NIST-7: расстояние между рамсеевскими зонами – 1.53 м; скорость – 230 м/с;  
ширина линии – 77 Гц;  
рабочая частота – 9.2 ГГц;  
(не)стабильность:  $10^{-12} \tau^{-1/2}$ ;  
(не)точность:  $5 \times 10^{-15}$ .

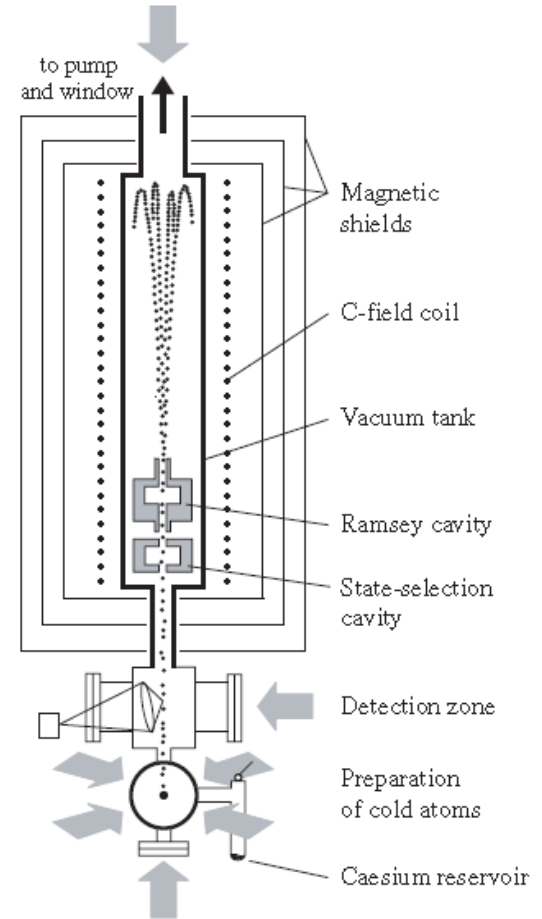
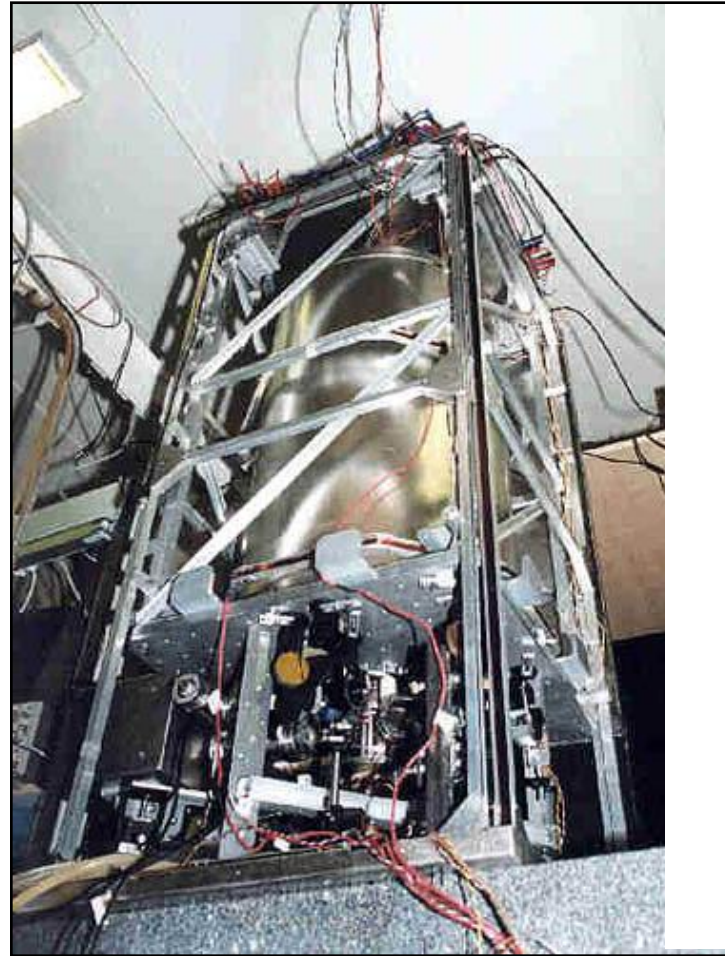
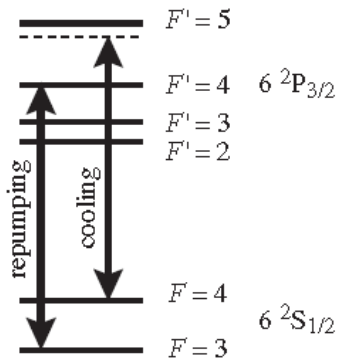
# Цезиевые атомные часы фонтанного типа

температура 5 мК;

ширина линии 1 Гц;

стабильность  $10^{-14}\tau^{-1/2}$

точность  $2 \times 10^{-16}$



# Атомные часы оптического диапазона.

- **Преимущества:**

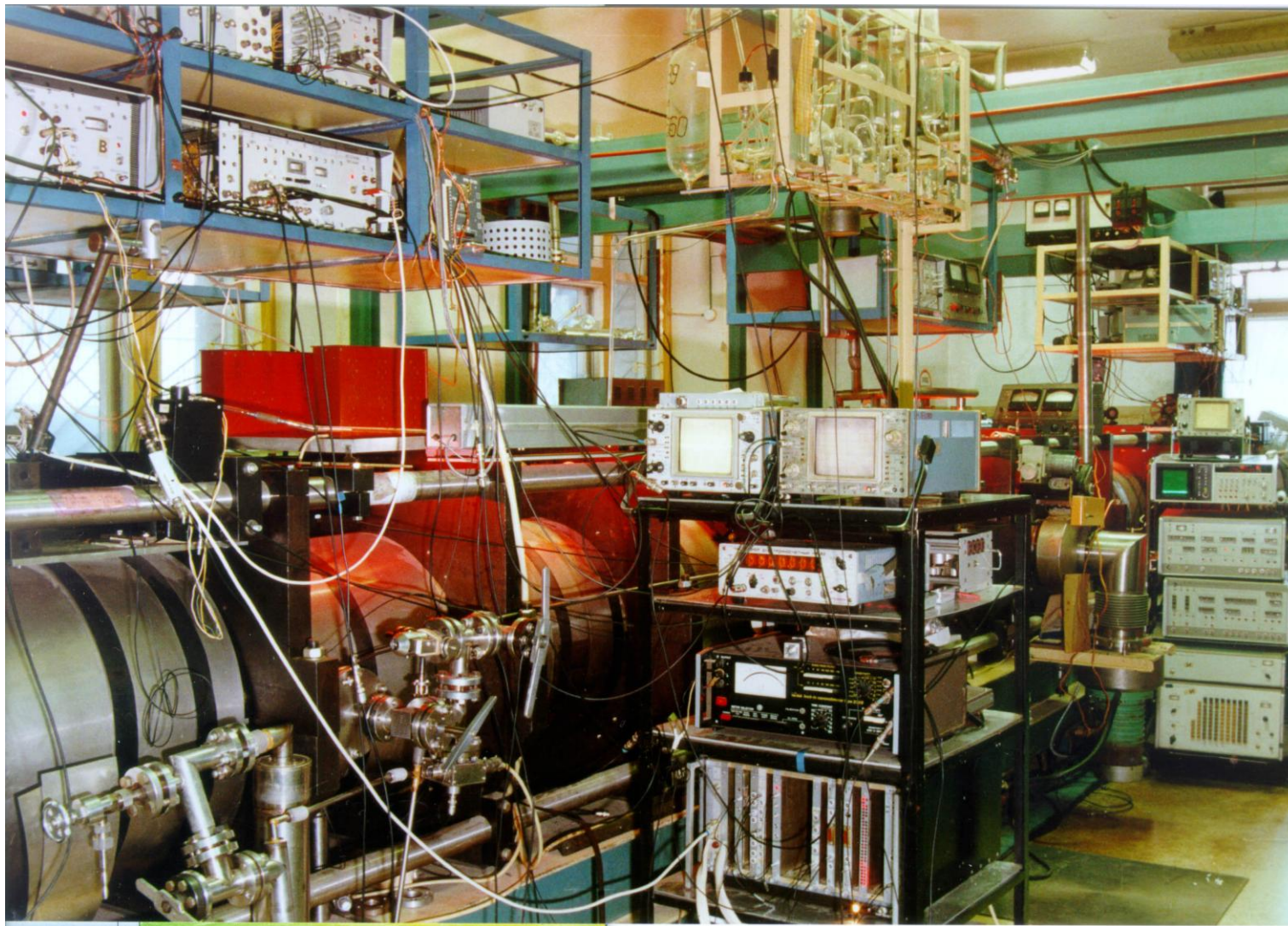
- При приблизительно одинаковой абсолютной погрешности частоты, относительная точность может быть улучшена на несколько порядков.
- При делении оптической частоты до радиодиапазона относительная точность сохраняется.

- **Недостатки:**

- Пропорционально частоте увеличивается влияние эффекта Доплера и эффекта отдачи → уменьшаются стабильность и точность.
- Деление оптической частоты в  $10^5$  раз – технически нетривиальный процесс.

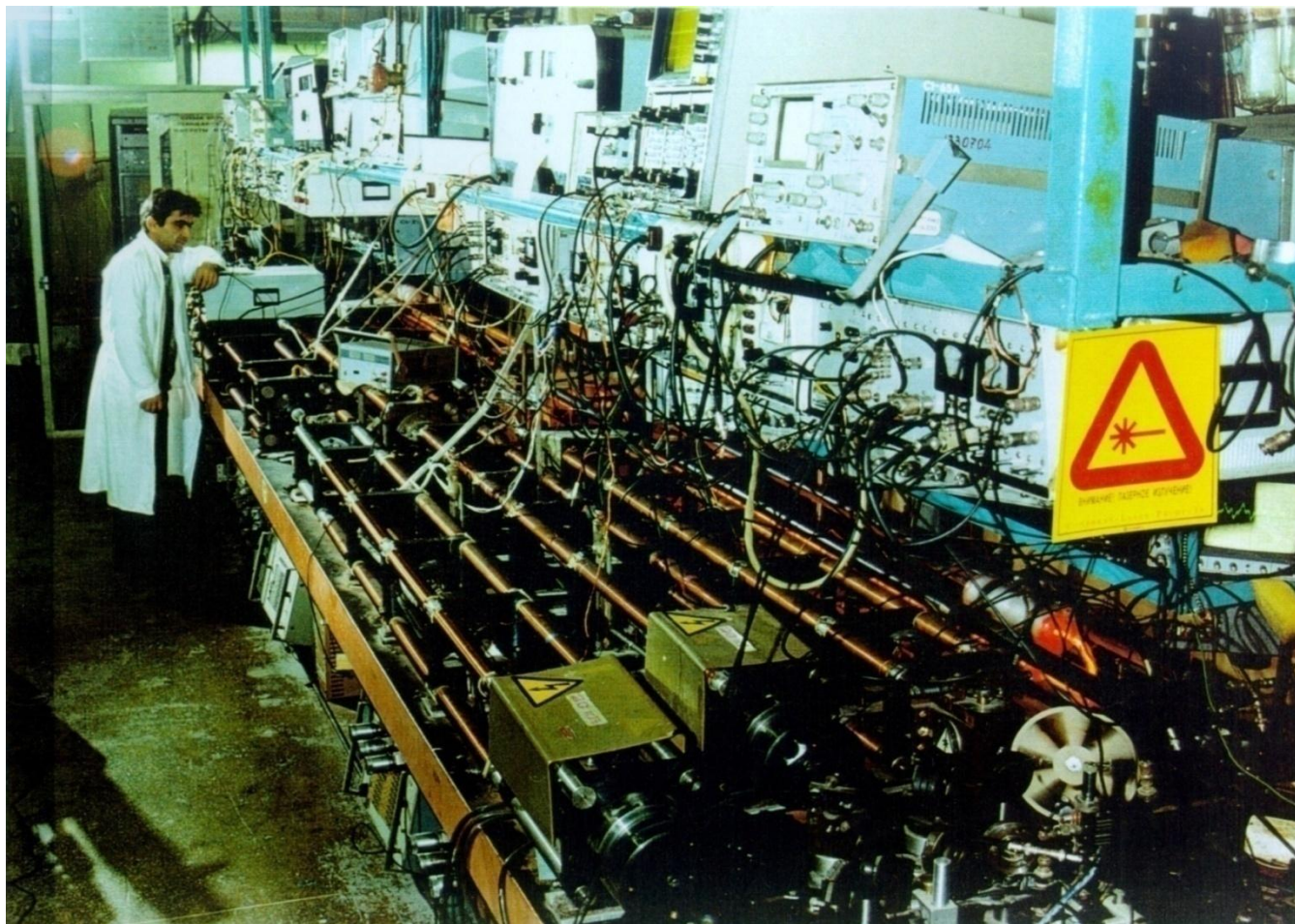


**Один из первых оптических стандартов частоты  
(He-Ne/CH<sub>4</sub> – резонансы насыщенного поглощения)  
в ИЛФ СО РАН**

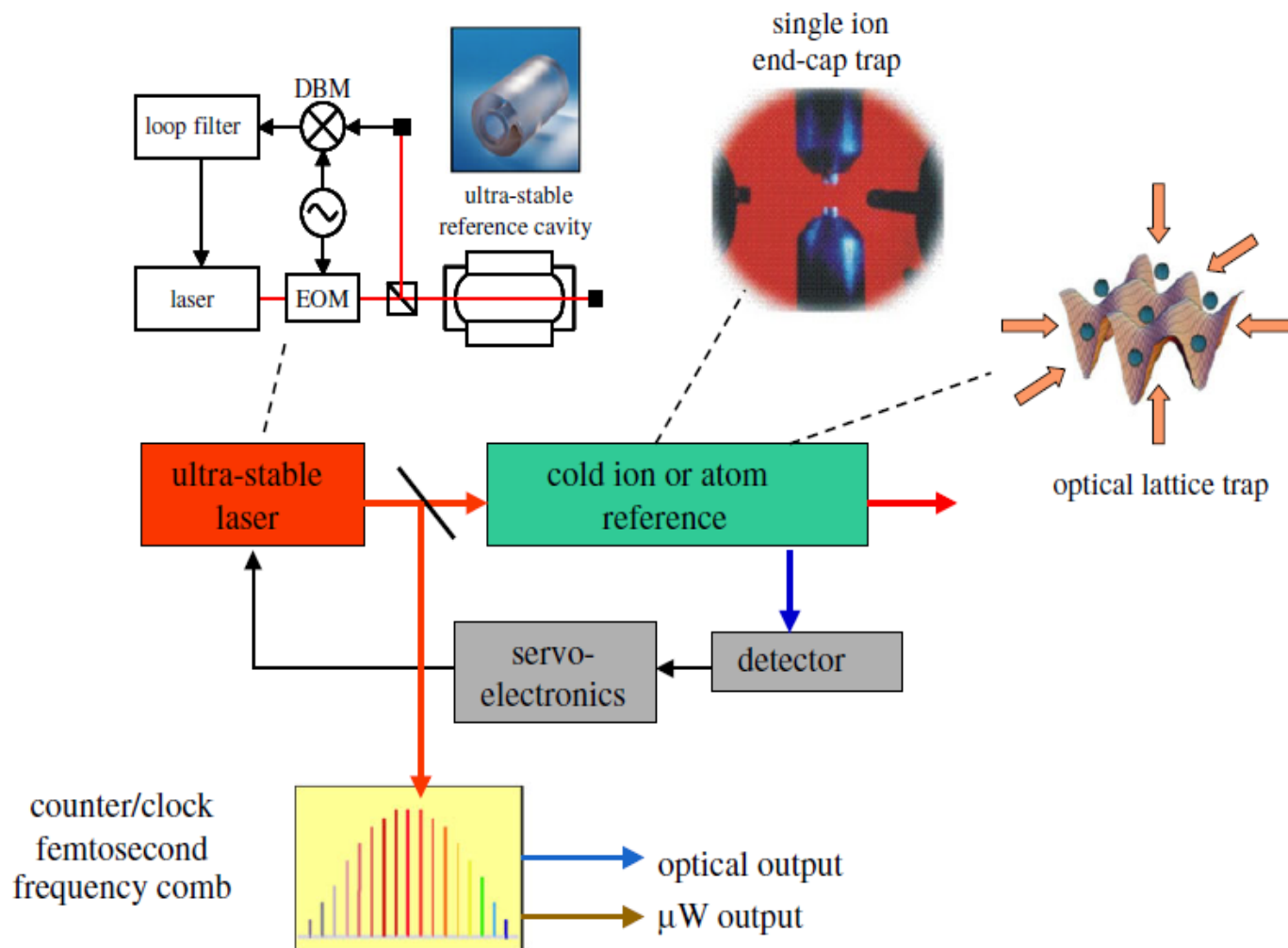




# Первая система деления оптической частоты в радиодиапазон (1981 г.)



# Схема современного оптического стандарта частоты с использованием ультрахолодных атомов или ионов (относительная неопределенность $10^{-17}$ - $10^{-18}$ )





**Ансамбли нейтральных атомов:**  $^{171}\text{Yb}$ ,  $^{87}\text{Sr}$ ,  $^{88}\text{Sr}$ ,  $^{199}\text{Hg}$ ,  $^{11}\text{Cd}$ ...

$$^{87}\text{Sr} \quad \Delta\nu/\nu = 2 \times 10^{-18}, \quad \sigma = 4.8 \times 10^{-17}/(\tau)^{1/2} \text{ (JILA, USA, 2015, 2019)}$$

$$^{87}\text{Sr} \quad \Delta\nu/\nu = 7 \times 10^{-18} \text{ (RIKEN, Japan, 2015)}$$

$$^{87}\text{Sr} \quad \Delta\nu/\nu = 1 \times 10^{-17} \text{ (ВНИИФТРИ, 2022)}$$

$$^{199}\text{Hg} \quad \Delta\nu/\nu = 7 \times 10^{-17} \text{ (RIKEN, Japan, 2015)}$$

$$^{169}\text{Tm} \quad \Delta\nu/\nu = 5 \times 10^{-18} \text{ (ФИАН, 2018)}$$

$$^{171}\text{Yb} \quad \Delta\nu/\nu = 1.4 \times 10^{-18}, \quad \sigma = 6 \times 10^{-17}/(\tau)^{1/2} \text{ (NIST, USA, 2018)}$$

**Одиночные ионы:**  $\text{Hg}^+$ ,  $\text{Al}^+$ ,  $\text{Yb}^+$ ,  $\text{Sr}^+$ ,  $\text{Ca}^+$ ,  $\text{In}^+$ ,  $\text{Lu}^+$ ...

$$^{199}\text{Hg}^+ \quad \Delta\nu/\nu = 1.9 \times 10^{-17} \text{ (NIST, USA, 2008)}$$

$$^{88}\text{Sr}^+ \quad \Delta\nu/\nu = 1.1 \times 10^{-17} \text{ (NRC, Canada, 2017)}$$

$$^{171}\text{Yb}^+ \quad \Delta\nu/\nu = 3.2 \times 10^{-18} \text{ (PTB, Germany, 2016) (E3+HRS)}$$

$$^{171}\text{Yb}^+ \quad \sigma = 6.5 \times 10^{-15}/(\tau)^{1/2} \text{ (ИЛФ СО РАН, 2022) (E2)}$$

$$^{171}\text{Yb}^+ \quad \Delta\nu/\nu = 4 \times 10^{-17} \text{ (ФИАН, 2022) (E2)}$$

$$^{40}\text{Ca}^+ \quad \Delta\nu/\nu = 3 \times 10^{-18} \text{ (APM, China, 2021)}$$

$$^{176}\text{Lu}^+ \quad \Delta\nu/\nu = 6.3 \times 10^{-18} \text{ (CQT, Singapore, 2022) (HRS)}$$

$$^{27}\text{Al}^+ \quad \Delta\nu/\nu = 9.4 \times 10^{-19} \text{ (NIST, USA, 2019) (Quantum logic)}$$

$$\sigma = 1.2 \times 10^{-15}/(\tau)^{1/2}$$

# Мобильные оптические часы

## PTB's Transportable Strontium Lattice Clock

Jacopo Grotti, Silvio Koller, Stefan Vogt, Sebastian Häfner, Sofia Herbers, Uwe Sterr, and Christian Lisdat

Physikalisch-Technische Bundesanstalt, 38116 Braunschweig, Germany

Email: christian.lisdat@ptb.de

Optical lattice clocks have currently reached remarkable performances that exceed the stability and uncertainty of the Cs fountain clocks. In particular optical lattice clocks based on  $^{87}\text{Sr}$  hold the record for accuracy and stability [1, 2]. The scientific community is working on a possible redefinition of the second based on this kind of clock [4], leading to the need of clock comparisons in the optical regime that cannot be achieved with satellite links. Furthermore, applications of such a good frequency reference include among others chronometric leveling-based geodesy with a precision in the order of centimeters [3].

A transportable clock at this level of accuracy enables such applications. Especially chronometric leveling strongly benefits from the ability to operate optical clocks at remote locations, which are interesting for geodesy.

Here we present the progress on our transportable lattice clock based on the fermionic  $^{87}\text{Sr}$ . To characterize the system, we have performed a series of comparison measurements (Fig. 1) of the transportable clock to our stationary strontium clock at PTB [3]. We measured the Stark-shift-cancellation wavelength for the transportable clock and investigated the uncertainty budget of the system at the low  $10^{-16}$  level. We will also present the results of the first transportation tests of the system as a whole.

This work is supported by QUEST, DFG (RTG 1729, CRC 1128), EU-FP7 (SOC2, FACT) and EMRP (ITOC, QESOCAS). The EMRP is jointly funded by the EMRP participating countries within EURAMET and the European Union.

### References

- [1] T. L. Nicholson *et al.*, "Systematic evaluation of an atomic clock at  $2 \times 10^{-18}$  total uncertainty", *Nature Com.*, vol. 6, p. 6896, 2015.
- [2] A. Al-Masoudi, S. Dörscher, S. Häfner, U. Sterr, C. Lisdat, "Noise and instability of an optical lattice clock", *Phys. Rev. A* **92**, 063814 (2015).
- [3] C. Lisdat, *et al.*, "A clock network for geodesy and fundamental science", arXiv: 1511.07735, 2015
- [4] C. Grebing *et al.*, "Realization of a time-scale with an optical clock", arXiv: 1511.03888, 2015

Appl. Phys. B (2017) 123:112  
DOI 10.1007/s00340-017-6671-5

Applied Physics B  
Lasers and Optics



RAPID COMMUNICATION

## A compact, transportable single-ion optical clock with $7.8 \times 10^{-17}$ systematic uncertainty

J. Cao<sup>1,2</sup> · P. Zhang<sup>1,2</sup> · J. Shang<sup>1,2</sup> · K. Cui<sup>1,2</sup> · J. Yuan<sup>1,2</sup> · S. Chao<sup>1,2</sup> · S. Wang<sup>1,2</sup> · H. Shu<sup>1,2</sup> · X. Huang<sup>1,2</sup>

Received: 11 October 2016 / Accepted: 9 February 2017  
© Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2017

**Abstract** A transportable optical clock based on the  $4s^2S_{1/2}-3d^2D_{3/2}$  electric quadrupole transition at 729 nm of a single  $^{40}\text{Ca}^+$  ion trapped in a mini Paul trap has been developed. The physical system of the  $^{40}\text{Ca}^+$  optical clock is re-engineered from a bulky and complex setup to an integration of two subsystems: a compact single ion unit including ion trapping and detection modules, and a compact laser unit including laser sources, beam distributor and frequency reference modules. The systematic fractional uncertainty has been evaluated to be  $7.8 \times 10^{-17}$ , and the Allan deviation has been rescaled to be  $2.3 \times 10^{-14} / \sqrt{\tau}$  for a single clock by self-comparison with a probe pulse time of 20 ms. Apart from the electronics, the whole setup has been constructed within a volume of 0.54 m<sup>3</sup>. This size is to our knowledge currently the best achieved compactness with any type of optical clock. Moreover, this transportable clock is planned to be used for high precision measurements and it's the first step to a space optical clock.

### 1 Introduction

Due to the impressive progress in recent years, optical clocks are deemed for the redefinition of SI second in future as they have surpassed the performance of the current primary frequency standard of Cs clocks in both accuracy and stability [1–4]. At the same time, these ultra-precise optical clocks offer new possibilities for high precision tests of fundamental physics [5–8], geophysics [9, 10], improved timekeeping and satellites navigation [11, 12]. On the other hand, a more accurate and direct mean of optical frequency comparison is required for today's best clocks over quite long distance. However, the uncertainty of satellite links is limited and dedicated equipment should be employed [13, 14], and optical fiber links are also not feasible enough especially for intercontinental comparison [15, 16]. For these reasons, it is quite necessary to develop the applicable optical clocks on ground and even in the space.

It is feasible to develop a transportable optical clock in

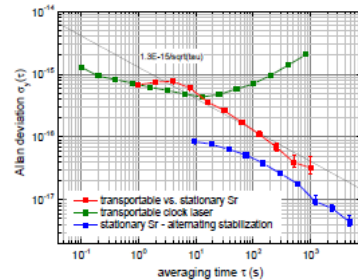


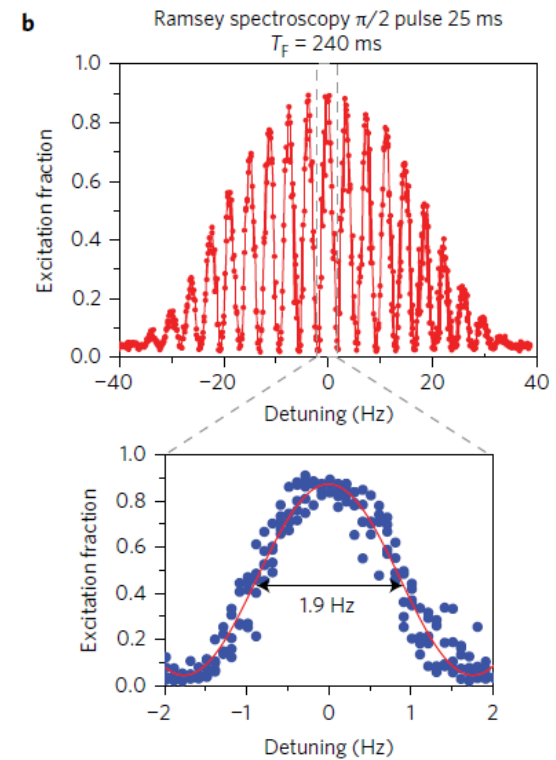
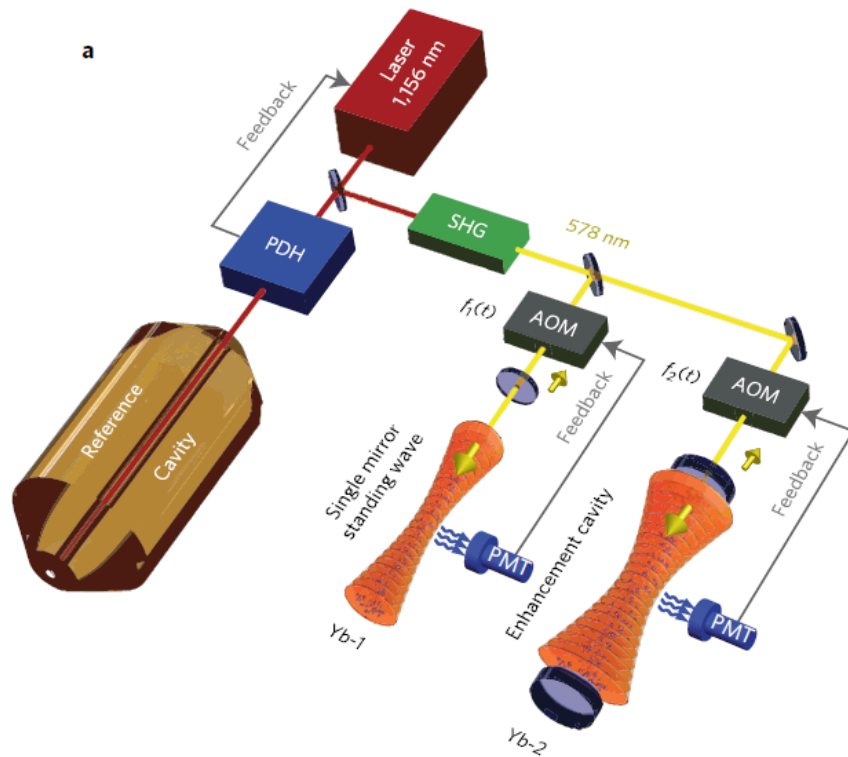
Fig. 1: Allan deviation for the comparison measurement between the two strontium lattice clocks at PTB. We reach an instability of  $3 \times 10^{-17}$  after 1000 s of averaging. The stability is limited by the instability of the transportable clock laser.



# Ультрастабильные часы с двумя ансамблями ультрахолодных атомов (Ludlow et al.) $6 \times 10^{-17} / \tau^{1/2}$

LETTERS

NATURE PHOTONICS DOI: 10.1038/NPHOTON.2016.231

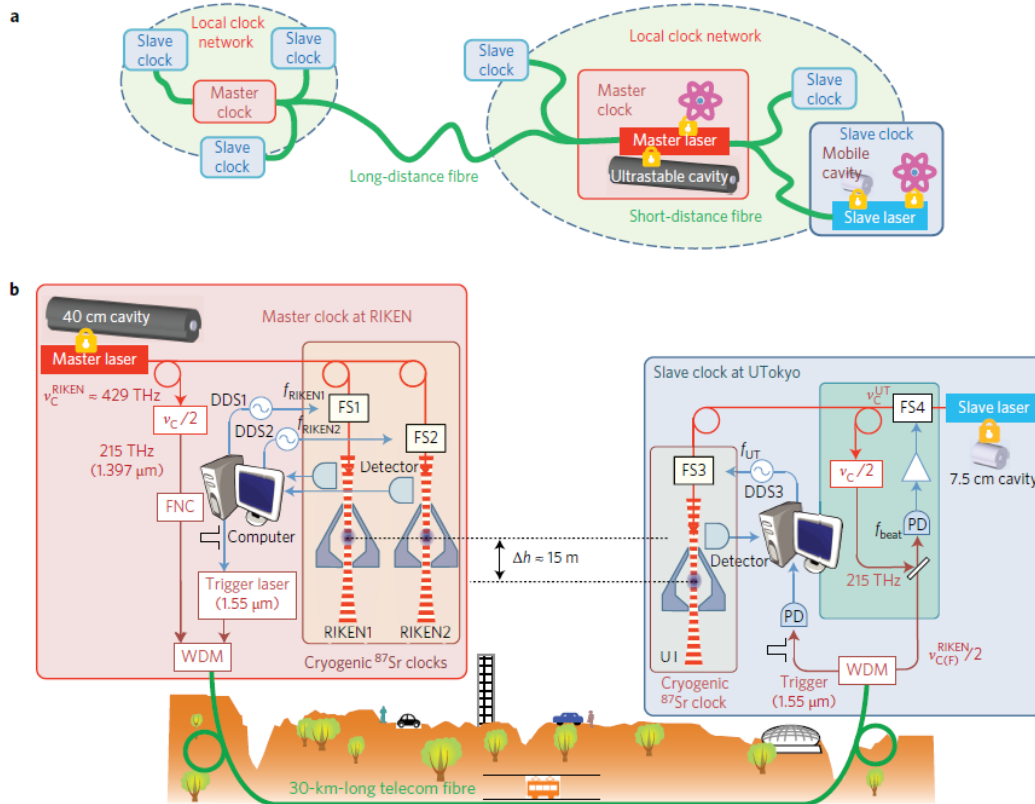




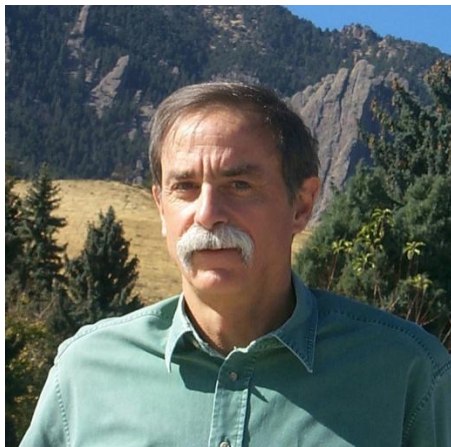
# Прецизионное измерение геопотенциала с помощью удаленных синхронизованных часов (Katori et al.)

NATURE PHOTONICS DOI: 10.1038/NPHOTON.2016.159

LETTERS



# Пионеры оптических часов



С.Н. Багаев , В.П. Чеботаев,  
Дж. Холл, Т. Хэнш, (NP - 2005)  
Д. Вайнлэнд (NP - 2012)

# Метод магнито-индуцированной спектроскопии

Сильно запрещенных переходов  
ультрахолодных атомов в  
оптических решетках

# Возбуждение сильно запрещенного перехода $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$ в случае нечетных изотопов атомов (полуцелый момент ядра)



Для нечетных изотопов состояние  $^3P_0$  содержит малую примесь состояния  $^3P_1$  из-за взаимодействия с моментом ядра  $S_n$ . В этом случае переход  $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$  становится частично разрешенным (естественная ширина  $\sim$  mHz). Мы можем его возбудить обычным однофотонным образом при типичных интенсивностях пробного лазера. Частота Раби  $\sim 1$  Hz/kW/cm<sup>2</sup>.

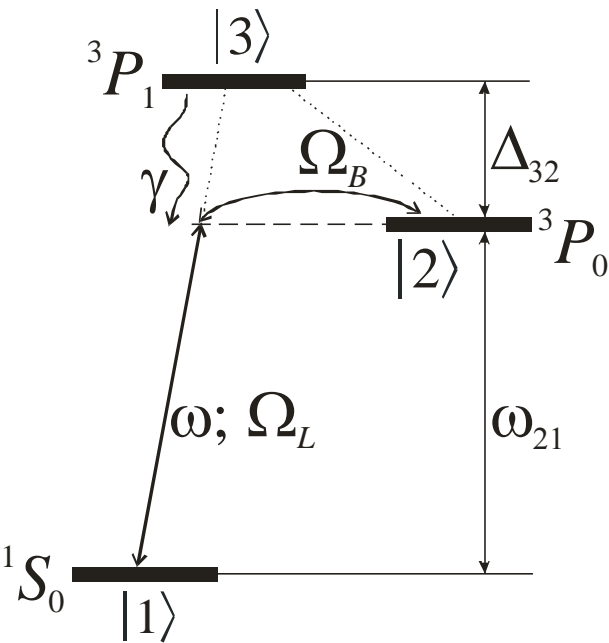
## Основные недостатки:

1. Линейная чувствительность к магнитному полю из-за момента ядра и смешивания с состоянием  $^3P_1$ . Требуется экстремально сильное экранирование и контроль магнитного поля на уровне  $\sim \mu$ G, обычно поле на три порядка больше ( $\sim$  mG).
2. Эффекты оптической накачки в сложной системе магнитных подуровней.

С метрологической точки зрения четные ( $S_n=0$ ) изотопы выглядят лучше.

# Наш метод магнито-индуцированного возбуждения перехода $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$ для четных изотопов

Taichenachev, Yudin et al., PRL **96**, 083001 (2006).



Для смешивания состояний  $^3P_1$  и  $^3P_0$  мы предложили использовать внешнее магнитное поле. Здесь переход  $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$  будет частично разрешенным и его можно возбудить однофотонным образом одним пробным лазером. Вероятность перехода контролируется величиной магнитного поля.

В пробном поле  $\mathbf{E}e^{-i\omega t}$  в точном рез.-се с переходом  $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$  ( $\omega = \omega_{21}$ ) эффективная частота Раби  $V_{12}$  равна:

$$|2\rangle \rightarrow |2\rangle + (\Omega_B / \Delta_{32}) |3\rangle$$

$$V_{12} = \frac{\Omega_L \Omega_B}{\Delta_{32}}$$

$\Omega_L = \langle 3 | \hat{\mathbf{d}} \cdot \mathbf{E} | 1 \rangle / \hbar$  частота Раби на разрешенном переходе  $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$

$\Omega_B = \langle 2 | \hat{\boldsymbol{\mu}} \cdot \mathbf{B} | 3 \rangle / \hbar$ , матричный элемент магнито-индуцированного смешивания на переходе  $^3P_1 \rightarrow ^3P_0$

$\mathbf{E}$  векторная амплитуда пробного лазерного поля;

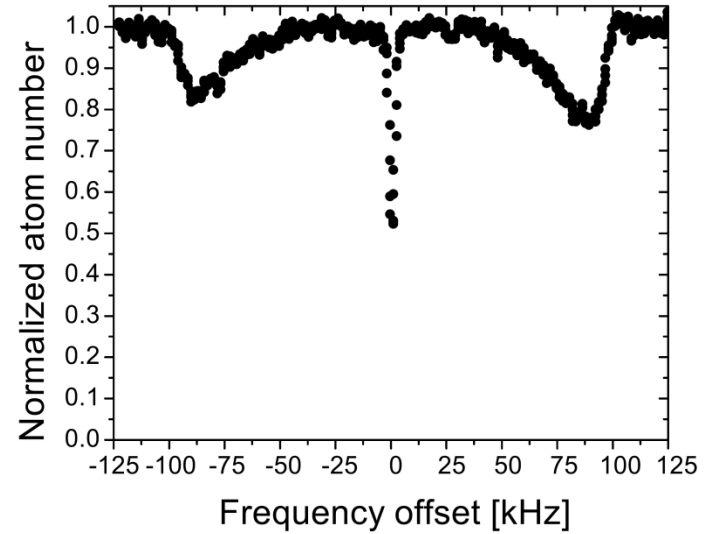
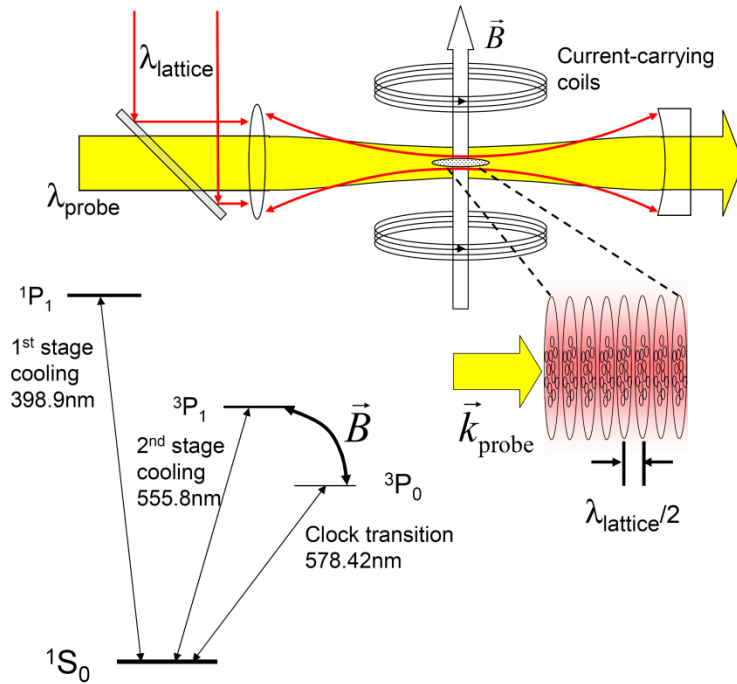
$\mathbf{B}$  вектор внешнего статического поля.

$$V_{12} = \frac{\langle ||d|| \rangle \langle ||\mu|| \rangle (\mathbf{E} \cdot \mathbf{B})}{\hbar^2 \Delta_{32}}$$

$\langle ||\mu|| \rangle = \sqrt{2/3} \mu_B$  для щелочноземельных атомов

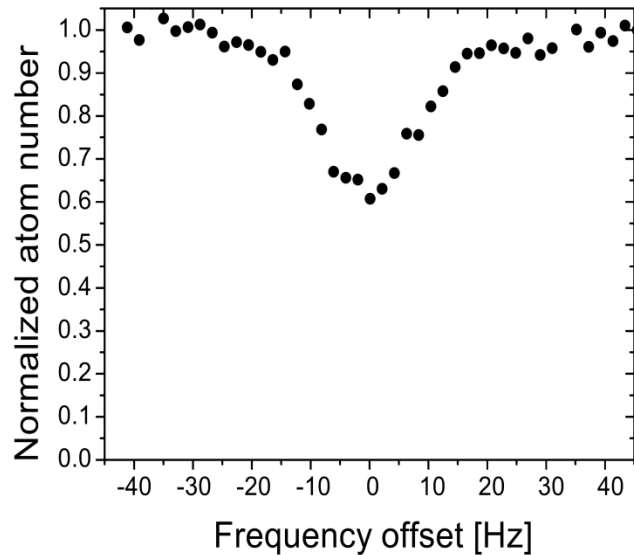


# Экспериментальное подтверждение метода МИС для $^{174}\text{Yb}$



Добротность реперного резонанса:

$$\frac{\nu}{FWHM} \approx 2.6 \times 10^{13}$$



Z.W. Barber, C.W. Hoyt, C.W. Oates, L.W. Hollberg,  
A.V. Taichenachev, and V.I. Yudin, PRL **96**, 083002 (2006).

# Sr optical clocks.

H. Katori et al. 2011

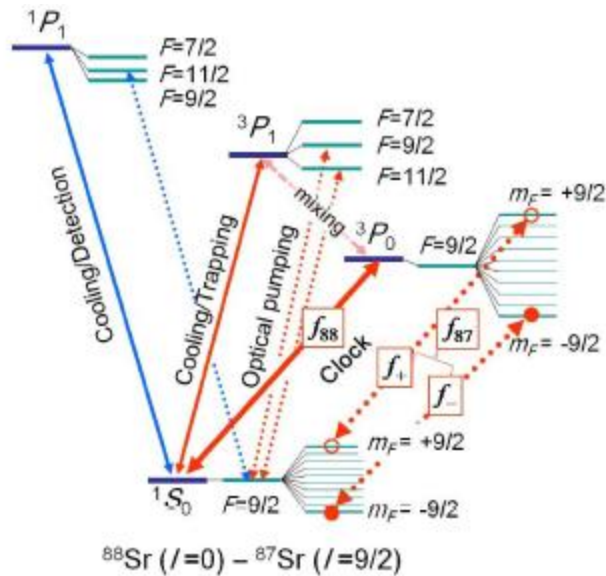


FIG. 9 (Color online) Energy levels for  $^{88}\text{Sr}$  and  $^{87}\text{Sr}$  atoms. Spin-polarized ultracold  $^{87}\text{Sr}$  atoms were prepared by optical pumping on the  $^1S_0(F=9/2) - ^3P_1(F=9/2)$  transition at  $\lambda = 689 \text{ nm}$  with circularly polarized light. The first-order Zeeman shift and the vector light shift on the clock transition at  $\lambda = 698 \text{ nm}$  were eliminated by averaging the transition frequencies  $f_{\pm}$ .

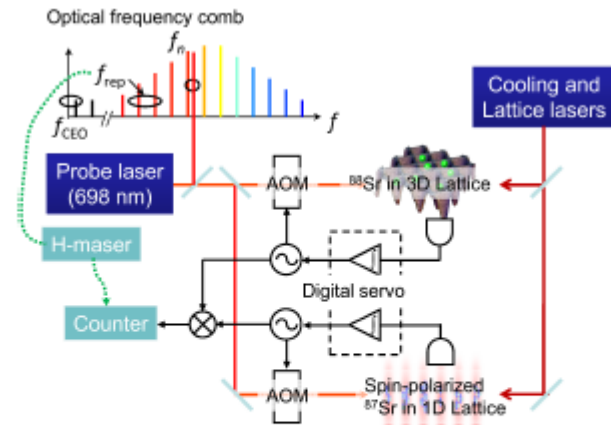


FIG. 10 (Color online) Two optical lattice clocks with different isotopes and lattice configurations were operated to investigate their beat note.

$^{24}\text{Mg}$  – Leibniz Univ Hanover, 2015

$^{88}\text{Sr}$  – ВНИИФТРИ, 2015

$^{88}\text{Sr}$  – NPL, 2015 (МИС+Гипер-Рамси)

# **Обобщенный метод Рамси, разнесенных осциллирующих полей**

**В прецизионной спектроскопии  
ультрахолодных атомов и ионов**

# Мотивация

Для некоторых перспективных атомных часовых систем, одной из ключевых нерешенных проблем является сдвиг реперной частоты за счет импульсов самого пробного поля:

- МИС сильно запрещенных переходов  $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$ .  
Динамический Штарк и квадратичный Зееман.
- Двухфотонная спектроскопия  $S \rightarrow S$  и  $S \rightarrow D$  переходов.  
Динамический Штарк.
- E3 переходы (например,  $^2S_{1/2} - ^2F_{7/2}$  в ионе  $^{171}\text{Yb}^+$  в ловушке).  
Динамический Штарк.
- Запрещенные (M3, E4) переходы в многозарядных ионах.

Эти сдвиги могут оказаться препятствием для достижения уровня ( $10^{-17} - 10^{-18}$ ) в этих системах.

# Полевые сдвиги в методе МИС.

Полный сдвиг есть сумма:

$$\Delta = \kappa I_p + \beta |\mathbf{B}|^2$$

$I_p$  – интенсивность пробного поля,  $\mathbf{B}$  – внешнее магнитное поле.

Как контролировать эти сдвиги?

Стандартный подход:

Точное определение  $k$  и  $b$ , и высокая степень контроля полей  $I_p$  и  $\mathbf{B}$ .

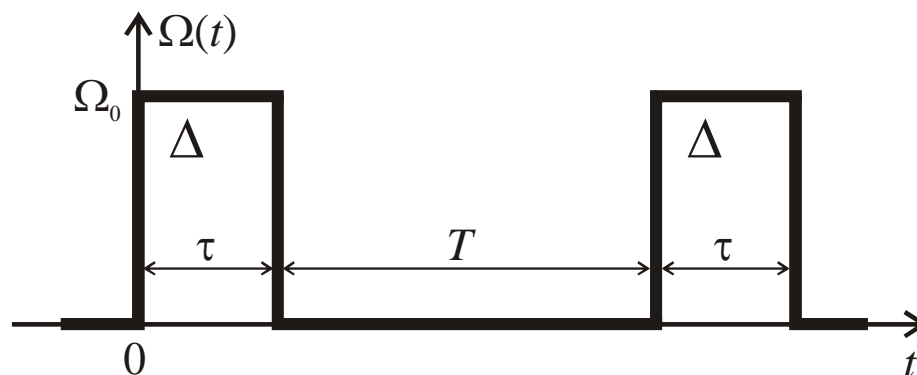
Такой подход встречает трудности как технического, так и принципиального характера.



Альтернативный подход (Yudin&Taichenachev et al., PRA, 2010):

Спектроскопия Рамси (осциллирующие поля разнесенные во времени) оптических переходов ультрахолодных атомов и ионов.

Сдвиги присутствуют только во время действия импульсов. Во время свободной эволюции сдвиги равны нулю.



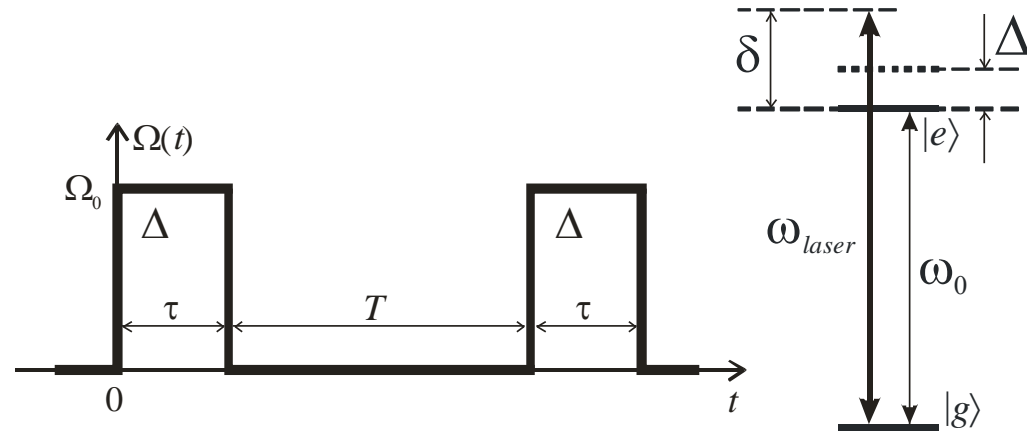
$$n_e = \frac{\Omega_0^2}{\Omega^2} \times \left[ \cos\left(\frac{\delta T}{2}\right) \sin(\Omega\tau) - \frac{2(\delta - \Delta)}{\Omega} \sin\left(\frac{\delta T}{2}\right) \sin^2\left(\frac{\Omega\tau}{2}\right) \right]^2 \quad (1) \quad \Omega = \sqrt{\Omega_0^2 + (\delta - \Delta)^2}$$

# Стандартная схема Рамси. Проблемы.

Максимальный контраст центрального резонанса ( $\approx 1$ ) при  $\tau\Omega_0 = (2l+1)\pi/2$  ( $l=0,1,2,\dots$ ). Для  $l=0$  ( $\tau\Omega_0 = \pi/2$ ) вершина резонанса сдвинута:

$$\overline{\Delta\omega_0} \approx \xi \frac{1}{2\pi T} \frac{\Delta}{\Omega_0}$$

$\xi \sim 2$ .



Таким образом, центральный резонанс существенно сдвинут и использование метода Рамси выглядит бесперспективным.

# Скачки по частоте и фазе. Сигнал ошибки.

Как правило полевой сдвиг много больше частоты Раби.  
Простое решение: мы можем добавить сдвиг частоты во время действия импульса, чтобы компенсировать сдвиг:

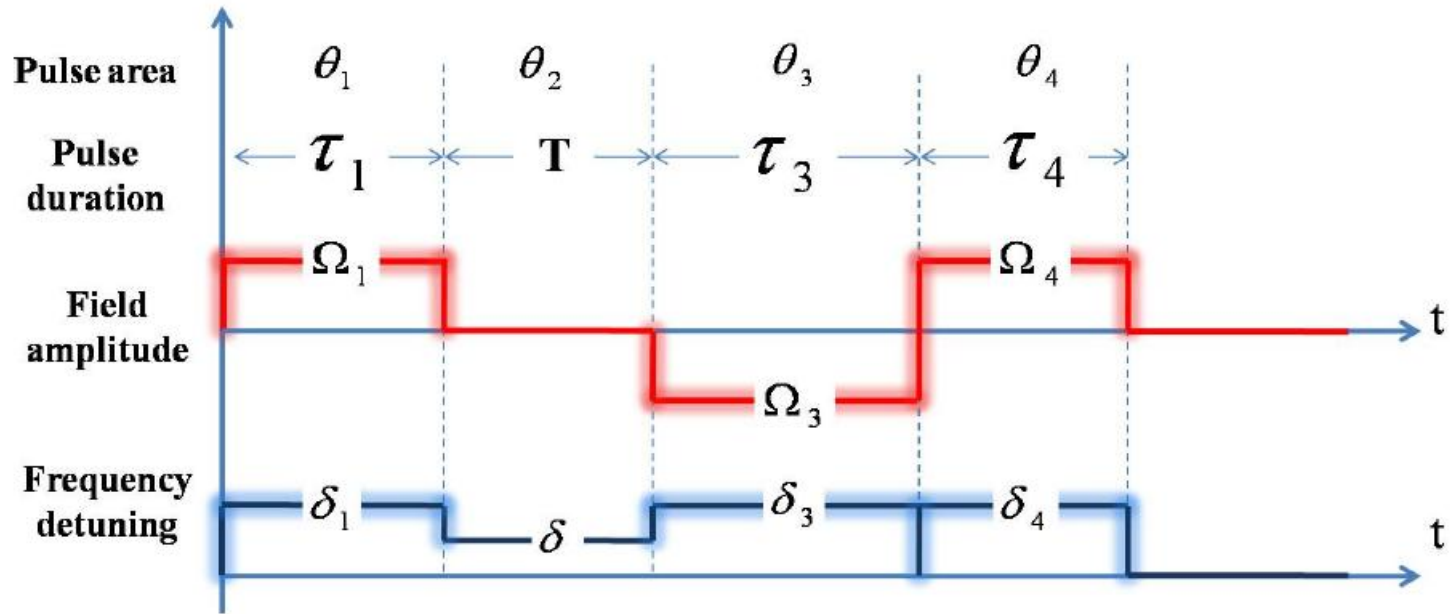
$$\Delta_{shift} \gg \Omega$$

$$\Delta = \Delta_{shift} - \Delta_{step} < \Omega$$

Скачки фазы (плюс–минус  $\pi/2$ ) дают удобный способ формирования сигнала ошибки, который обращается в нуль в точке привязки:

$$\Delta E(\delta) = P(\pi / 2, \delta) - P(-\pi / 2, \delta) = 0$$

# Общая трехимпульсная рамсеевская схема с композитным вторым импульсом



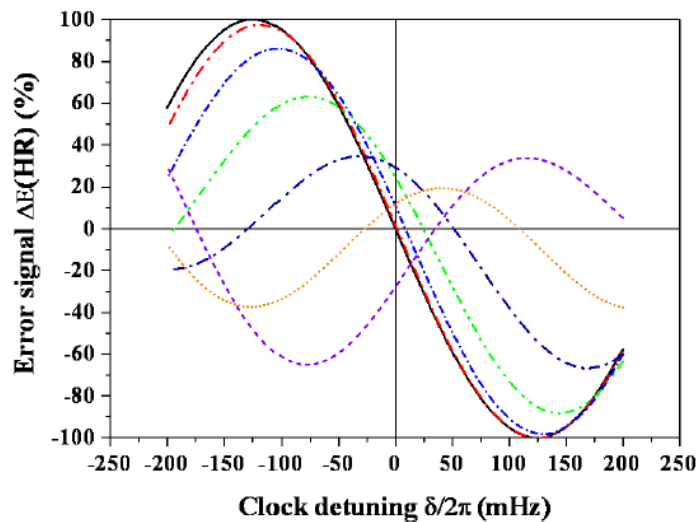
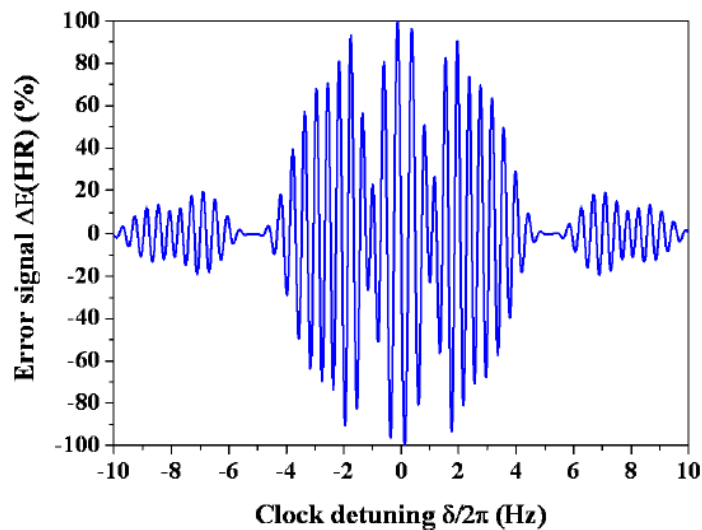
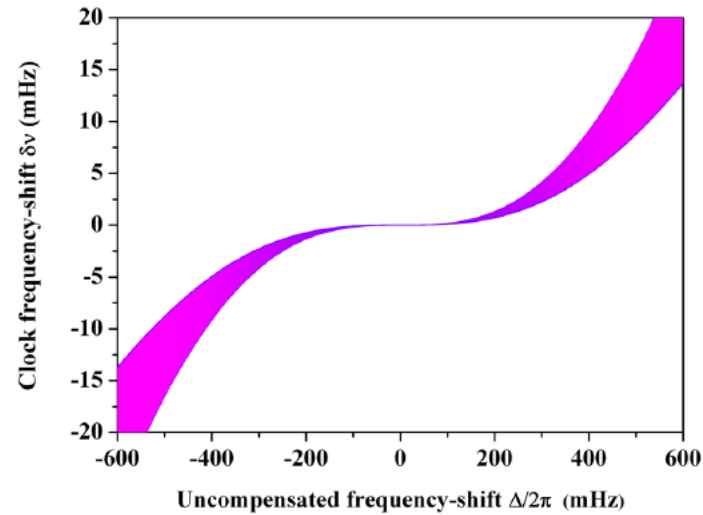
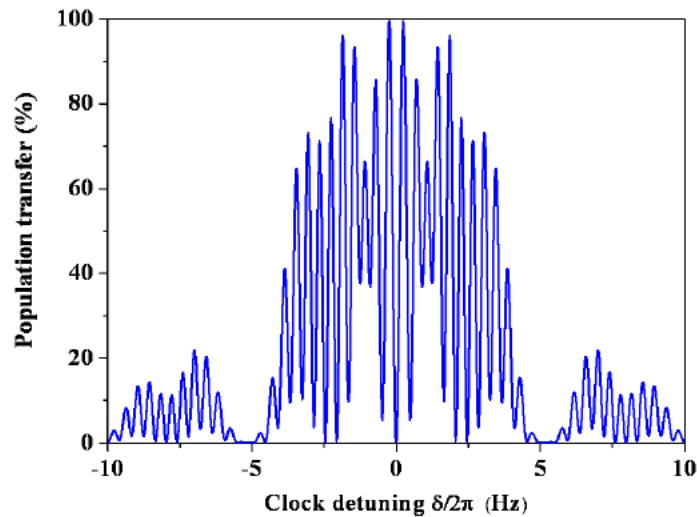
Оригинальная гипер–рамсеевская (HR) схема [Yudin et al., PRA (2010)]:

$$\tau_1 = \tau_3 / 2 = \tau_4 = \tau; T \approx 4\tau;$$

$$\Omega_1 = \Omega_3 = \Omega_4 \approx \pi / (2\tau); \delta_1 = \delta_3 = \delta_4 = \delta + \Delta_{step}.$$

# HR scheme. Excitation prob., error signal and shift.

The excitation probability depends on the phases of all the three pulses:  
 $P(\varphi_1, \varphi_3, \varphi_4); \quad \Delta E(\text{HR}) = P(\pi/2, \pi, 0) - P(-\pi/2, \pi, 0)$





# Экспериментальная реализация метода НР для одиночного иона $^{171}\text{Yb}^+$ в РТВ, Германия

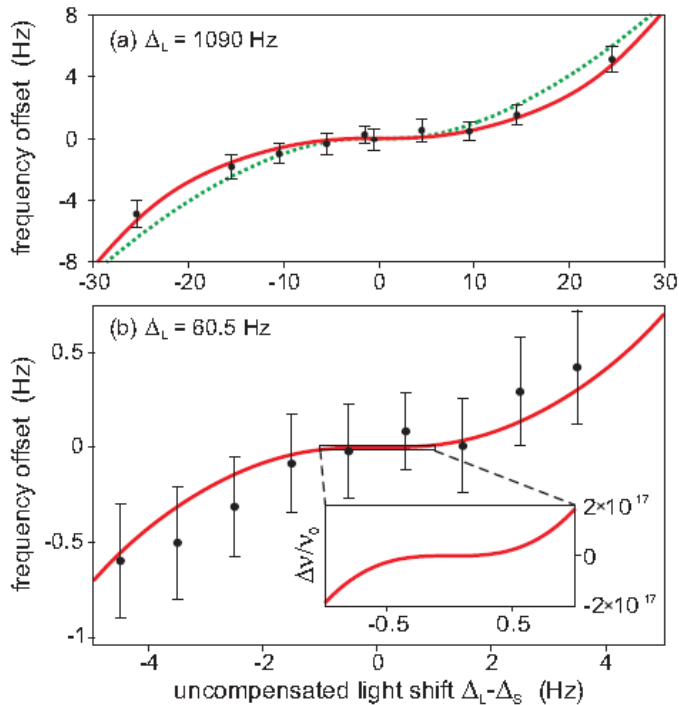


FIG. 4. Frequency offset of the probe laser stabilized at  $\Delta_L - \Delta_S$  relative to the fully compensated case  $\Delta_S = \Delta_L$ , for conditions (a)  $T = 36$  ms,  $\tau = 9$  ms and (b)  $T = 144$  ms,  $\tau = 36$  ms. The solid red line indicates the predicted dependence if the discriminator signal of the stabilization is generated by alternately stepping the phase of the initial pulse by  $\pm\pi/2$ . The dashed line in (a) shows the position of the central minimum of the HRS spectrum. The inset in (b) is an enlarged view showing the frequency offset in units of the frequency  $\nu_0$  of the  $\text{Yb}^+$  octupole transition.

PRL 109, 213002 (2012)

PHYSICAL REVIEW LETTERS

week ending  
21 NOVEMBER 2012

## Generalized Ramsey Excitation Scheme with Suppressed Light Shift

N. Huntemann,\* B. Lipphardt, M. Okhapkin, Chr. Tamm, and E. Peik

*Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Bundesallee 100, 38116 Braunschweig, Germany*

A. V. Taichenachev and V.I. Yudin

*Institute of Laser Physics SB RAS, Novosibirsk 630090, Russia, Novosibirsk State University, Novosibirsk 630090, Russia and Novosibirsk State Technical University, Novosibirsk 630092, Russia*

(Received 10 September 2012; published 21 November 2012)

We experimentally investigate a recently proposed optical excitation scheme V.I. Yudin *et al.* [Phys. Rev. A **82**, 011804(R) (2010)] that is a generalization of Ramsey's method of separated oscillatory fields and consists of a sequence of three excitation pulses. The pulse sequence is tailored to produce a resonance signal that is immune to the light shift and other shifts of the transition frequency that are correlated with the interaction with the probe field. We investigate the scheme using a single trapped  $^{171}\text{Yb}^+$  ion and excite the highly forbidden  $^2S_{1/2} - ^2F_{7/2}$  electric-octupole transition under conditions where the light shift is much larger than the excitation linewidth, which is in the hertz range. The experiments demonstrate a suppression of the light shift by four orders of magnitude and an immunity against its fluctuations.

**Продемонстрированы  
подавление полевого сдвига на  
четыре порядка и  
нечувствительность метода к  
флуктуациям интенсивности  
пробного поля.**



## Single-Ion Atomic Clock with $3 \times 10^{-18}$ Systematic Uncertainty

N. Huntemann,\* C. Sanner, B. Lipphardt, Chr. Tamm, and E. Peik  
*Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Bundesallee 100, 38116 Braunschweig, Germany*  
 (Received 27 November 2015; published 8 February 2016)

We experimentally investigate an optical frequency standard based on the  $^2S_{1/2}(F=0) \rightarrow ^2F_{7/2}(F=3)$  electric octupole ( $E3$ ) transition of a single trapped  $^{171}\text{Yb}^+$  ion. For the spectroscopy of this strongly forbidden transition, we utilize a Ramsey-type excitation scheme that provides immunity to probe-induced frequency shifts. The cancellation of these shifts is controlled by interleaved single-pulse Rabi spectroscopy, which reduces the related relative frequency uncertainty to  $1.1 \times 10^{-18}$ . To determine the frequency shift due to thermal radiation emitted by the ion's environment, we measure the static scalar differential polarizability of the  $E3$  transition as  $0.888(16) \times 10^{-40} \text{ J m}^2/\text{V}^2$  and a dynamic correction  $\eta(300 \text{ K}) = -0.0015(7)$ . This reduces the uncertainty due to thermal radiation to  $1.8 \times 10^{-18}$ . The residual motion of the ion yields the largest contribution ( $2.1 \times 10^{-18}$ ) to the total systematic relative uncertainty of the clock of  $3.2 \times 10^{-18}$ .

DOI: 10.1103/PhysRevLett.116.063001

PRL 116, 063001 (2016)

PHYSICAL RE

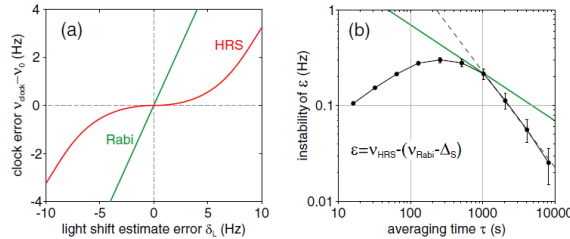


FIG. 1. (a) Error of the  $\text{Yb}^+$  clock frequency  $\nu_{\text{clock}}$  in the realization of the unperturbed transition frequency  $\nu_0$  as a function of an error  $\delta_L$  in the estimate of the light shift for Rabi and for hyper-Ramsey spectroscopy (HRS). Here, Ramsey pulses of 30.5 ms and a free evolution period of 122 ms are assumed according to the experimental conditions. The very different sensitivities of  $\nu_{\text{clock}}$  to  $\delta_L$  allow one to engage a servo that uses the difference  $\epsilon$  between  $\nu_{\text{clock}}$  obtained for Rabi spectroscopy and HRS as the discriminator signal. In (b) the instability (Allan deviation) of experimental  $\epsilon$  data is shown that follows 230 Hz/ $\tau$ (s) (dashed line) for  $\tau \geq 1000$  s. The green solid line indicates the expected quantum projection noise limited combined instability of the  $\nu_{\text{Rabi}}$  and  $\nu_{\text{HRS}}$  measurements of 7 Hz/ $\sqrt{\tau}$ (s).

TABLE I. Fractional frequency shifts  $\delta\nu/\nu_0(10^{-18})$  and related relative uncertainties  $u/\nu_0(10^{-18})$  in the realization of the unperturbed  $^2S_{1/2}(F=0) \rightarrow ^2F_{7/2}(F=3)$  transition frequency  $\nu_0$  of a single trapped  $^{171}\text{Yb}^+$  ion.

Effect	$\delta\nu/\nu_0 (10^{-18})$	$u/\nu_0 (10^{-18})$
Second-order Doppler shift	-3.7	2.1
Blackbody radiation shift	-70.5	1.8
Probe light related shift	0	1.1
Second-order Zeeman shift	-40.4	0.6
Quadratic dc Stark shift	-1.2	0.6
Background gas collisions	0	0.5
Servo error	0	0.5
Quadrupole shift	0	0.3
Total	-115.8	3.2

# A Table of Generalized Ramsey methods

[Zanon-Willette et al., Rep. Prog. Phys (2018) and other refs.]

Theory/Proposal	Experimental realization
Hyper-Ramsey (HR), Yudin et al., PRA (2010).	Huntemann et al., PRL (2012), E3 in Yb+; Best single-ion optical clock - PRL (2016)
Modified HR, Hobson et al., PRA (2016)	Hobson et al., PRA (2016), MIS in Sr-88
Generalized HR, Zanon-Willette et al., PRA (2016)	No
Synthetic frequency protocol in Ramsey and HR, Yudin et al., PRA (2016)	No
Autobalanced Ramsey (ABR), Sanner et al., PRL (2018)	Sanner et al., PRL (2018), E3 in Yb+; Boudot et al. APL (2018), Rb-87 CPT clock
Generalized ABR, Yudin et al., PR Applied (2018)	No
Combined error signal Ramsey, Yudin et al., New J. Phys. (2018)	Shuker et al., APL (2019), cold Rb-87 CPT clock
Displaced frequency jump Ramsey, Shuker et al., PRL (2019)	Shuker et al., PRL (2019), cold Rb-87 CPT clock

# Атомные часы с подавленным ВВР сдвигом

Спектроскопия синтетической  
частоты

Сдвиг за счет излучения черного тела – ВВР сдвиг вызван тепловыми равновесными фотонами с спектральной плотностью энергии (формула Планка):

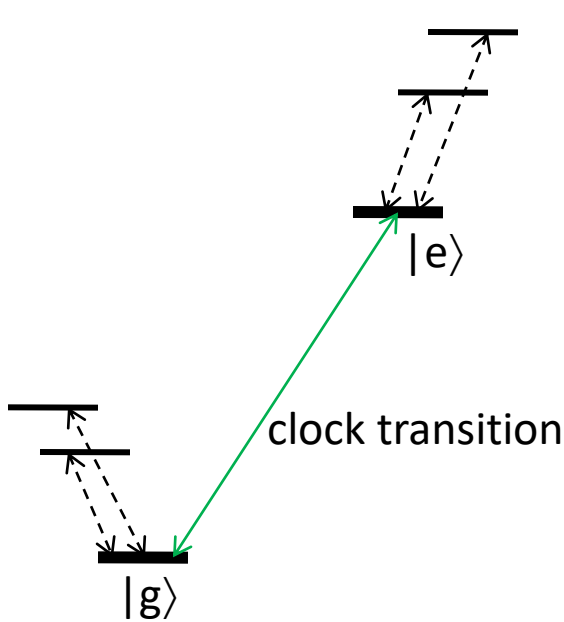
$$E^2(\omega)d\omega = B^2(\omega)d\omega = \frac{8}{\pi} \left( \frac{\omega}{c} \right)^3 \frac{\hbar d\omega}{\exp[\hbar\omega/k_B T] - 1}$$

Средний квадрат ВВР поля:

$$\begin{aligned} \langle E^2(t) \rangle &= \frac{1}{2} \int_0^\infty E^2(\omega) d\omega = \frac{4}{\pi} \left( \frac{1}{\hbar c} \right)^3 (k_B T)^4 \int_0^\infty \frac{x^3}{e^x - 1} dx = \\ &= \frac{4}{15} \left( \frac{\pi}{\hbar c} \right)^3 (k_B T)^4 \approx (8.3 \text{ V/cm})^2 [T(\text{K})/300]^4 \end{aligned}$$

Gallagher&Cooke, PRL **42**, 835 (1979); Farley&Wing, PRA **23**, 2397 (1981);  
Itano, Lewis, Wineland, PRA **25**, 1233 (1982).

ВВР сдвиг атомного уровня  $a$  из-за дин. эффекта Штарка:



$$\Delta E^{(a)} = -\frac{1}{4} \int_0^{\infty} E^2(\omega) \alpha^{(a)}(\omega) d\omega$$

Скалярная поляризуемость состояния  $a$  ( $a=g,e$ ) на частоте  $\omega$  - сумма по всем ВОЗМОЖНЫМ переходам с частотами  $\omega_i$

$$\alpha^{(a)}(\omega) = \frac{e^2}{m} \sum_i \frac{f_i}{\omega_i^2 - \omega^2}$$

Дифференциальный ВВР сдвиг частоты реперного перехода  $|g\rangle \rightarrow |e\rangle$  имеет вид:

$$\Delta \nu = \Delta \nu^{(g)} - \Delta \nu^{(e)}; \Delta \nu^{(a)} = \frac{2\alpha^{(a)}(0)}{\pi c^3} \left( \frac{k_B T}{\hbar} \right)^4 \sum_i p_i \Phi(x_i);$$

$$x_i = \frac{\hbar \omega_i}{k_B T}; \quad \Phi(x_i) = \int_0^{\infty} \frac{x^3}{e^x - 1} \frac{1}{1 - (x/x_i)^2} dx.$$



Наша цель – отн. Неопределенность частоты  $10^{-17}$ - $10^{-18}$  в атомных часах. ВВР сдвиг – одно из главных припятствий.

Оценки относительного ВВР сдвига при 300 К:

species	transition	$ \Delta\nu/\nu  \times 10^{18}$
Al <sup>+</sup>	$^1S_0 \rightarrow ^3P_0$	8(3)
In <sup>+</sup>	$^1S_0 \rightarrow ^3P_0$	< 70
Ag	$^2S_{1/2} \rightarrow ^2D_{5/2}$	190
Yb <sup>+</sup>	$^2S_{1/2} \rightarrow ^2F_{7/2}$	234(110)
Hg	$^1S_0 \rightarrow ^3P_0$	240
Mg	$^1S_0 \rightarrow ^3P_0$	394(11)
Yb <sup>+</sup>	$^2S_{1/2} \rightarrow ^2D_{3/2}$	580(30)
Sr <sup>+</sup>	$^2S_{1/2} \rightarrow ^2D_{5/2}$	670(250)
Ca	$^1S_0 \rightarrow ^3P_1$	2210(50)
Yb	$^1S_0 \rightarrow ^3P_0$	2400(250)
Sr	$^1S_0 \rightarrow ^3P_0$	5500(70)
Cs	$F=4 \rightarrow F=3$	21210(260)

## Три подхода к проблеме ВВР сдвига:

1. Использовать криогенную технику и подавить ВВР до пренебрежимого уровня.

Levi, et al. IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control **57**, 600 (2010);

Middelmann et al., IEEE Trans. Instrum. Meas. **60**, 2550 (2011).

Katori et al. Nature Photonics (2015).

2. Второй подход основан на выборе атома или иона, в котором оба уровня реперного перехода имеют приблизительно одинаковые ВВР сдвиги. Наиболее удачный вариант -  $Al^+$ .

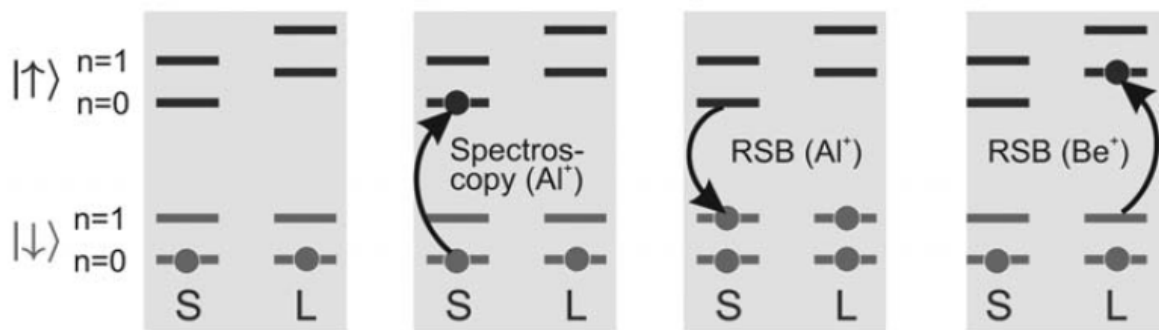
Wineland et al. Science **309**, 749 (2005); Rosenband et al. PRL **98**, 220801

(2007); Chou et al. PRL **104**, 070802 (2010).

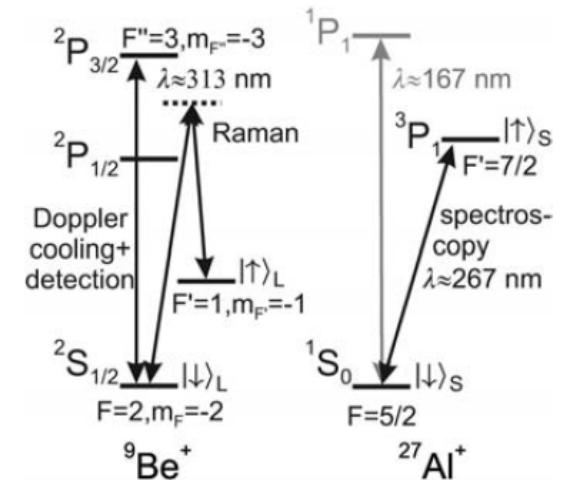
3. Прецизионное измерение дифф. поляризуемости (0.2%) и контроль температуры (0.1 К). Huntemann et al. PRL (2016).

# Spectroscopy Using Quantum Logic

P. O. Schmidt,\*† T. Rosenband, C. Langer, W. M. Itano,  
J. C. Bergquist, D. J. Wineland *Science* **309**, 749 (2005)



**Fig. 1.** Spectroscopy and transfer scheme for spectroscopy (S) and logic (L) ions sharing a common normal mode of motion, the transfer mode, with excitation  $n$ . (Only the ground and first excited states of the transfer mode are shown.) (A) Initialization to the ground internal and transfer-mode states. (B) Interrogation of the spectroscopy transition. (C) Coherent transfer of the internal superposition state of the spectroscopy ion into a motional superposition state by use of an RSB  $\pi$  pulse on the spectroscopy ion. (D) Coherent transfer of the motional superposition state into an internal superposition state of the logic ion by use of an RSB  $\pi$  pulse on the logic ion.



**Fig. 2.** Partial  ${}^9\text{Be}^+$  and  ${}^{27}\text{Al}^+$  energy level diagrams (not to scale). Shown are the relevant transitions for Doppler and Raman cooling on the  ${}^9\text{Be}^+$  ion, the spectroscopy transition, and the difficult-to-reach Doppler cooling transition at 167 nm on the  ${}^{27}\text{Al}^+$  ion.

TABLE I. Systematic effects that shift the clock from its ideal unperturbed frequency. Shifts and uncertainties given are in fractional frequency units ( $\Delta\nu/\nu$ ). See text for discussion.

Effect	Shift ( $10^{-18}$ )	Uncertainty ( $10^{-18}$ )
Excess micromotion	-9	6
Secular motion	-16.3	5
Blackbody radiation shift	-9	3
Cooling laser Stark shift	-3.6	1.5
Quad. Zeeman shift	-1079.9	0.7
Linear Doppler shift	0	0.3
Clock laser Stark shift	0	0.2
Background-gas collisions	0	0.5
AOM freq. error	0	0.2
Total	-1117.8	8.6

Chou et al. PRL **104**, 070802 (2010).

# Спектроскопия и квантовая информатика

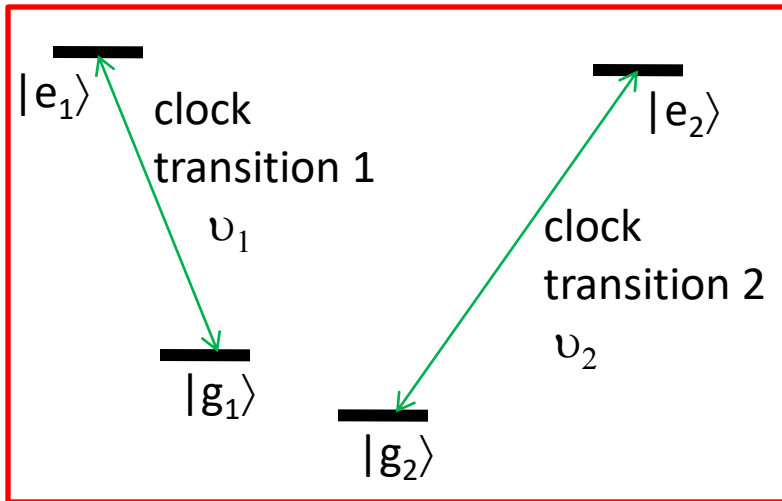
$$|\Psi_0\rangle = |\downarrow\rangle_S |\downarrow\rangle_L |0\rangle_m$$

$$|\Psi_0\rangle \Rightarrow |\Psi_1\rangle = \left( a|\downarrow\rangle_S + b|\uparrow\rangle_S \right) |\downarrow\rangle_L |0\rangle_m = \left( a|\downarrow\rangle_S |0\rangle_m + b|\uparrow\rangle_S |0\rangle_m \right) |\downarrow\rangle_L$$

$$|\Psi_1\rangle \Rightarrow |\Psi_2\rangle = \left( a|\downarrow\rangle_S |0\rangle_m + b|\downarrow\rangle_S |1\rangle_m \right) |\downarrow\rangle_L = |\downarrow\rangle_S |\downarrow\rangle_L \left( a|0\rangle_m + b|1\rangle_m \right)$$

$$|\Psi_2\rangle \Rightarrow |\Psi_{fin}\rangle = |\downarrow\rangle_S \left( a|\downarrow\rangle_L |0\rangle_m + b|\uparrow\rangle_L |0\rangle_m \right) = |\downarrow\rangle_S \left( a|\downarrow\rangle_L + b|\uparrow\rangle_L \right) |0\rangle_m$$

# Идея синтетической частоты почти свободной от VBR сдвига



Главная температурная зависимость  $T^4$ :

$$\Delta_{\text{VBR}}(T) = \alpha T^4$$

Рассмотрим частоты и VBR сдвиги двух реперных переходов в одном и том же ТД окружении:

$$\nu_1(T) = \nu_1(0) + \alpha_1 T^4; \quad \nu_2(T) = \nu_2(0) + \alpha_2 T^4$$

Введем коэффициент  $\varepsilon_{12} = \alpha_1 / \alpha_2$ .

Видно, что лин. комбинация  $\nu_1(T) - \varepsilon_{12} \nu_2(T)$  не содержит VBR сдвига:

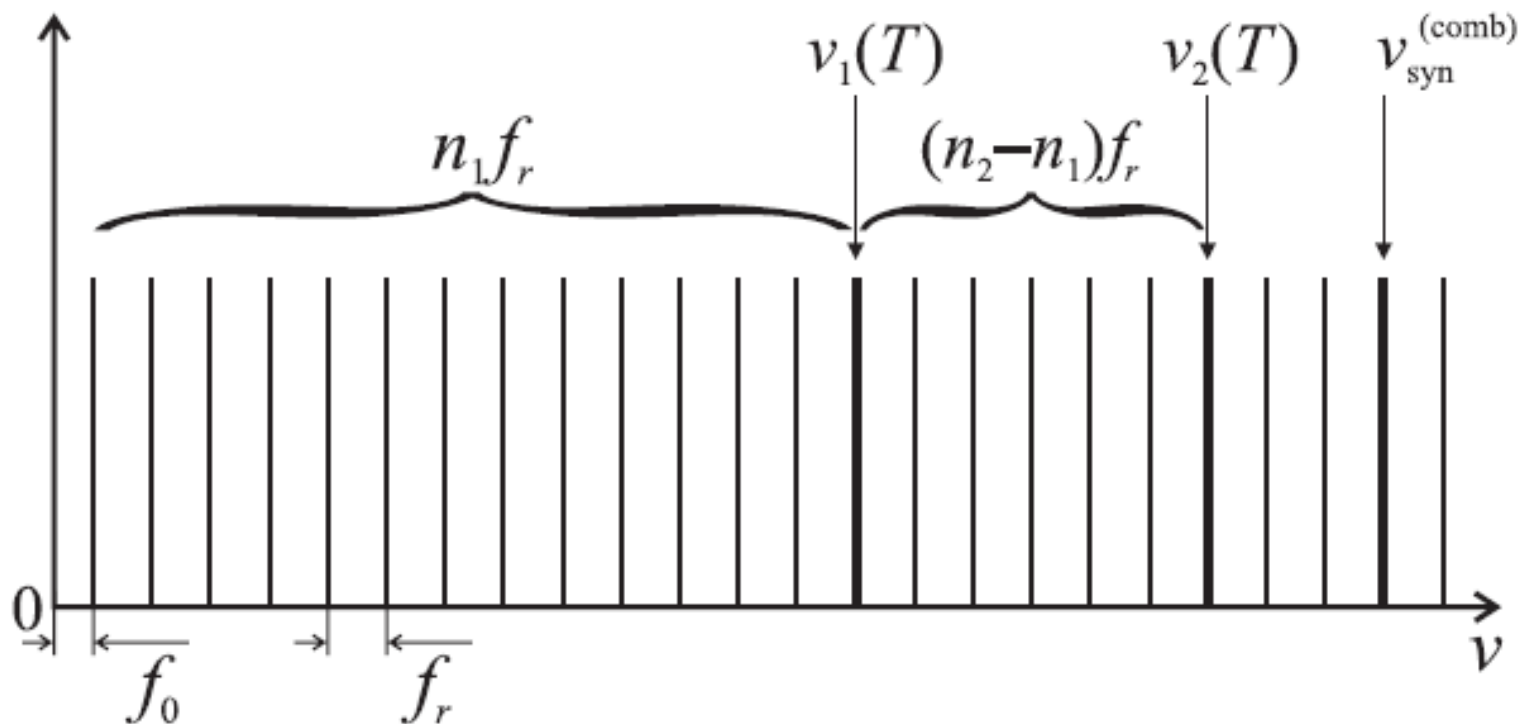
$$\nu_1(T) - \varepsilon_{12} \nu_2(T) = \nu_1(0) - \varepsilon_{12} \nu_2(0)$$

Можем определить синтетическую частоту свободную от VBR сдвига:

$$\nu_{\text{syn}} = R(\nu_1 - \varepsilon_{12} \nu_2)$$

где  $R$  – некоторый коэффициент. Частота  $\nu_{\text{syn}}$  может быть использована в качестве реперной в атомных часах. Коэффициент  $\varepsilon_{12}$  может быть относительно легко определен из экспериментов (не нужна калибровка интенсивности). [Yudin, Taichenachev, Bagayev et al. PRL, 2011].

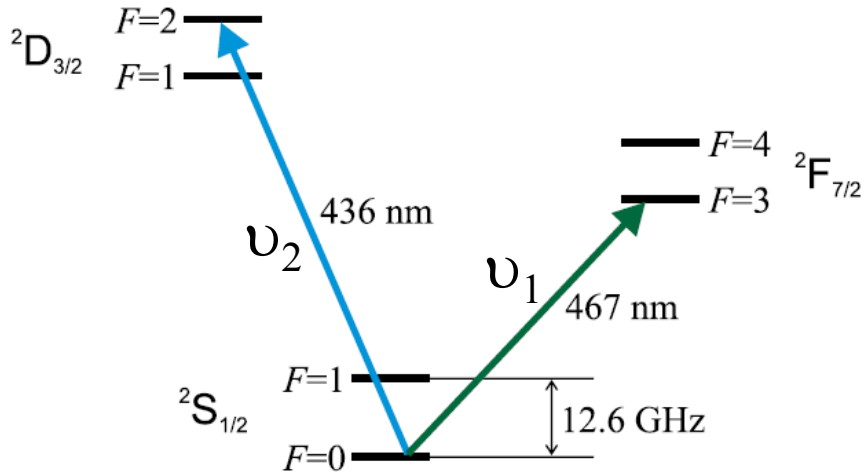
Физическая реализация синтетической частоты с использованием фемтосекундного синтезатора частот стабилизированного по двум реперным частотам:



$$\nu_{\text{syn}}^{(\text{comb})} = \frac{\nu_1^{(0)} - \varepsilon_{12} \nu_2^{(0)}}{1 - \varepsilon_{12}}$$

# Возможные варианты реализации синтетической частоты:

## 1. Ион $^{171}\text{Yb}^+$



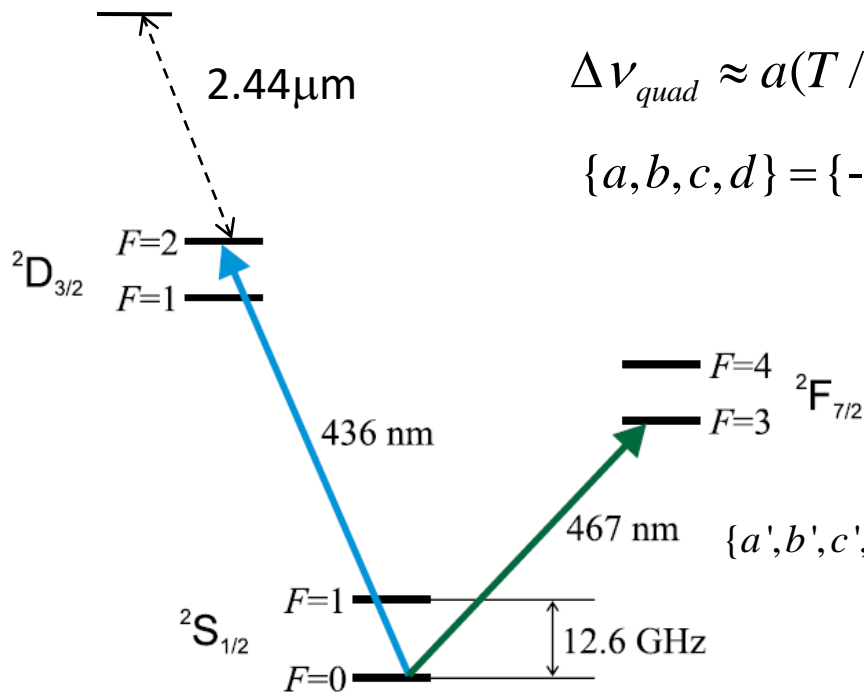
2. Переходы  $^1\text{S}_0 \rightarrow ^3\text{P}_0$  в щелочноземельных (и подобных) атомах (например, Sr и Yb) в оптических решетках в одной и той же вакуумной камере.



# Основное ограничение метода СЧ

$$\Phi(f_i) \approx \sum_{k=0}^K (2k+3)! \zeta(2k+4) (1/f_i)^{2k}$$

$$\Delta_{\text{BBR}}(T) = \alpha T^4 + \beta T^6 + \gamma T^8 \dots$$



$$\Delta \nu_{\text{quad}} \approx a(T/300)^4 + b(T/300)^6 + c(T/300)^8 + d(T/300)^{10}$$

$$\{a, b, c, d\} = \{-0.28255, -0.0321, -0.0034, -0.0006\} \text{ Hz}$$



$$\Delta \nu_{\text{oct}} \approx a'(T/300)^4 + b'(T/300)^6 + c'(T/300)^8 + d'(T/300)^{10}$$

$$\{a', b', c', d'\} = \{-0.095577171, 0.000090867, 4.05 \times 10^{-7}, 1.9 \times 10^{-9}\} \text{ Hz}$$

Остаточный BBR сдвиг порядка  $10^{-17}$  и может быть снижен до уровня ниже  $10^{-18}$  (с использованием экспериментальных данных и теоретических расчетов).

## PAPER

# Combined atomic clock with blackbody-radiation-shift-induced instability below $10^{-19}$ under natural environment conditions

V I Yudin<sup>1,2,3,\*</sup>, A V Taichenachev<sup>1,2</sup>, M Yu Basalaev<sup>1,2,3</sup> , O N Prudnikov<sup>1,2</sup>,  
H A Fürst<sup>4,5</sup>, T E Mehlstäubler<sup>4,5</sup>  and S N Bagayev<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Novosibirsk State University, ul. Pirogova 1, Novosibirsk, 630090, Russia

<sup>2</sup> Institute of Laser Physics SB RAS, pr. Akademika Lavrent'eva 13/3, Novosibirsk, 630090, Russia

<sup>3</sup> Novosibirsk State Technical University, pr. Karla Marksa 20, Novosibirsk, 630073, Russia

<sup>4</sup> Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Bundesallee 100, D-38116 Braunschweig, Germany

<sup>5</sup> Institut für Quantenoptik, Leibniz Universität Hannover, Welfengarten 1, 30167 Hannover, Germany

\* Author to whom any correspondence should be addressed.

E-mail: [viyudin@mail.ru](mailto:viyudin@mail.ru)

Keywords: ultra-precise atomic clock, BBR shift, temperature control

---

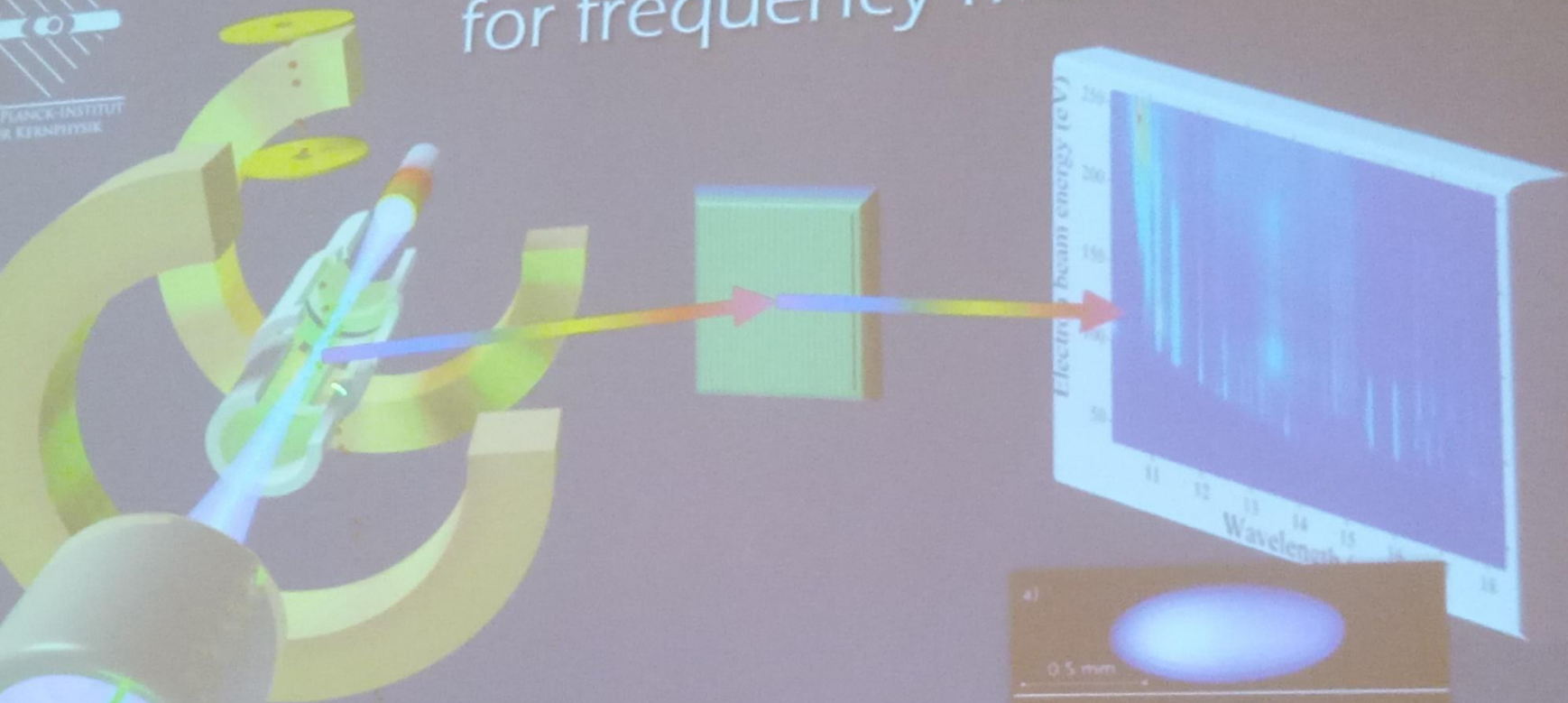
## Abstract

We develop a method of synthetic frequency generation to construct an atomic clock with blackbody radiation (BBR) shift uncertainties below  $10^{-19}$  at environmental conditions with a very low level of temperature control. The proposed method can be implemented for atoms and ions, which have two different clock transitions with frequencies  $\nu_1$  and  $\nu_2$  allowing to form a synthetic reference frequency  $\nu_{\text{syn}} = (\nu_1 - \varepsilon\nu_2)/(1 - \varepsilon)$ , which is absent in the spectrum of the involved atoms or ions. Calibration coefficient  $\varepsilon$  can be chosen such that the temperature dependence of the BBR shift for the synthetic frequency  $\nu_{\text{syn}}$  has a local extremum at an arbitrary operating temperature  $T_0$ . This leads to a weak sensitivity of BBR shift with respect to the temperature variations near operating temperature  $T_0$ . As a specific example, the  $\text{Yb}^+$  ion is studied in detail, where the utilized optical clock transitions are of electric quadrupole ( $S \rightarrow D$ ) and octupole ( $S \rightarrow F$ ) type. In this case, temperature variations of  $\pm 7$  K lead to BBR shift uncertainties of less than  $10^{-19}$ , showing the possibility to construct ultra-precise combined atomic clocks (including portable ones) without the use of cryogenic techniques.

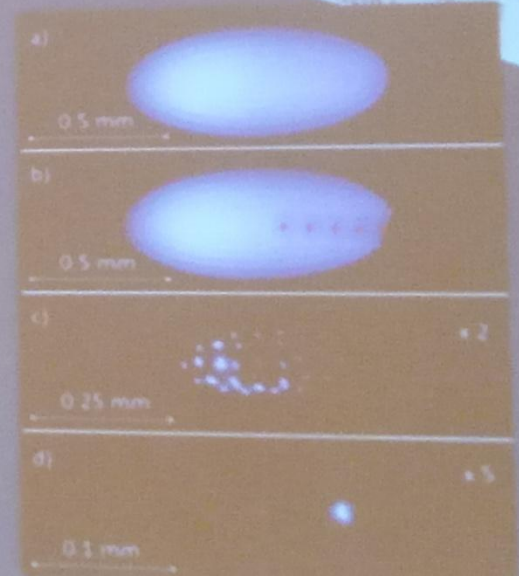
# Атомные часы на основе магнитодипольных переходов многозарядных ИОНОВ

На пути к уровню  $10^{-19}$  –  $10^{-20}$  относительной неопределенности

# Cold highly charged ions for frequency metrology



José R. Crespo López-Urrutia  
Max-Planck-Institut für Kernphysik  
Heidelberg





# Highly charged ions (HCI)

- Study of hydrogen lead to quantum mechanics, relativistic fine structure and spin, hyperfine structure, QED..., proton size, antimatter asymmetry...
- HCI: Expanding to one hundred H-like ions, plus all other isoelectronic sequences



## Atoms:

- size: 100 pm
- outer electrons weakly bound
- strong correlation effects

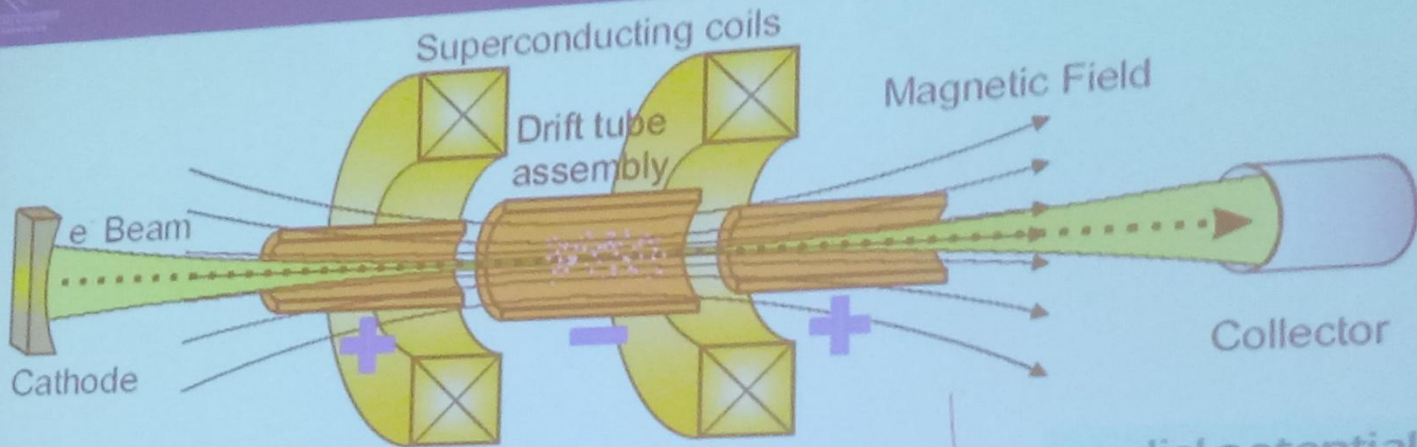
## HCI:

- size: few pm
- few strongly bound electrons
- large electron-nucleus overlap

- Binding energy  $\sim Z^2$
- Fine structure  $\sim Z^4$
- QED effects  $\sim Z^4$
- nuclear size effects  $\sim Z^6$
- PNC contributions  $\sim Z^5$
- Stark shifts, light shifts  $\sim 1/Z^6$



# HCI production with electron beam ion trap



$I_{\text{beam}} = 450 \text{ mA}$

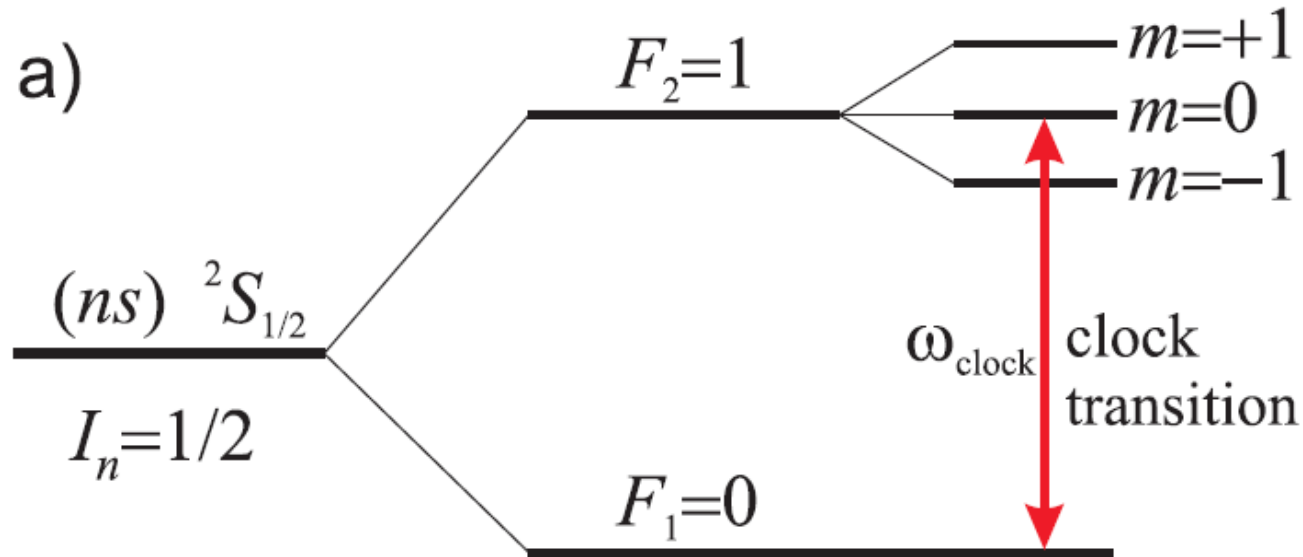
axial potential electrodes

radial potential electron beam space charge

$15000 \text{ A/cm}^2$   
 $n_e \approx 10^{13} \text{ e/cm}^3$

Electron beam drives ionization, excites and traps the ions inside a cylindrical volume

# Magneto-dipole optical hyperfine transition for hydrogen- and lithium-like highly-charged ions ( $N_e=1$ and 3)

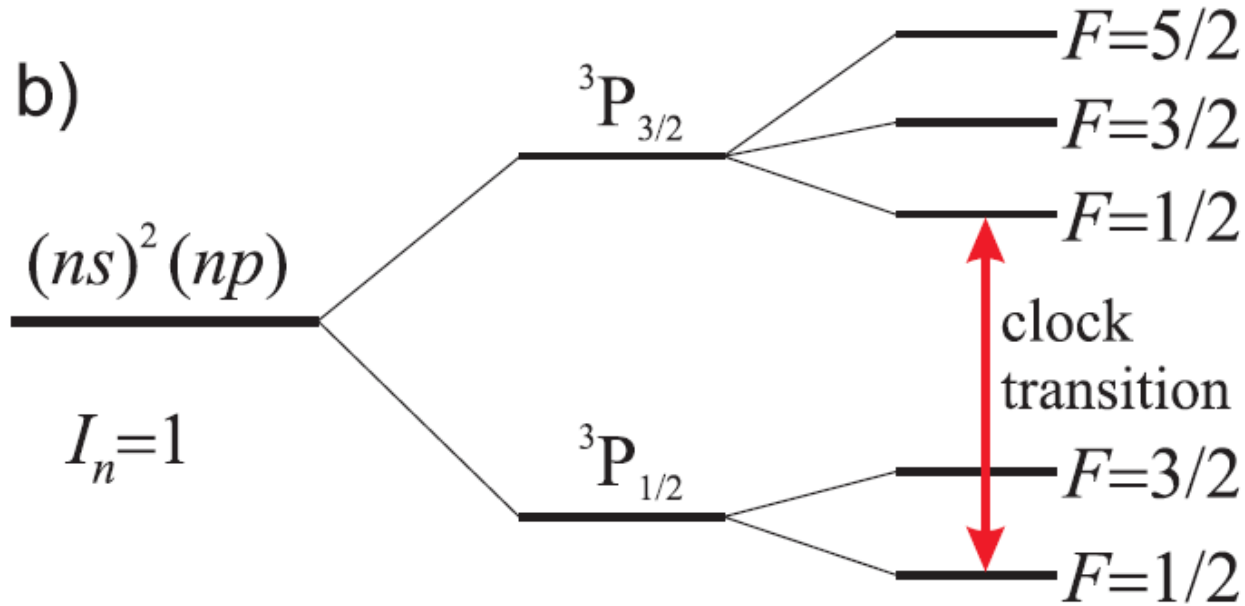


Isotope	$N_p$	$N_e$	$Z_i + 1$	$\lambda_{\text{clock}}$ ( $\mu\text{m}$ )	$\gamma_{\text{sp}}/2\pi$ (Hz)
$^{207}\text{Pb}$	82	1	82	0.886	6.2
$^{205}\text{Tl}$	81	1	81	0.335	114.2
$^{205}\text{Tl}$	81	3	79	???	???
$^{203}\text{Tl}$	81	1	81	0.338	111.2
$^{203}\text{Tl}$	81	3	79	???	???
$^{199}\text{Hg}$	80	1	80	1.15	2.8
$^{195}\text{Pt}$	78	1	78	1.08	3.4
$^{171}\text{Yb}$	70	1	70	2.16	0.43

Hyperfine transitions in hydrogen- and lithium-like highly-charged ions ( $N_e=1, 3$ ) with wavelengths  $\lambda_{\text{clock}} < 3 \mu\text{m}$ . Here we list stable isotopes with nuclear spin  $I_n=1/2$ .



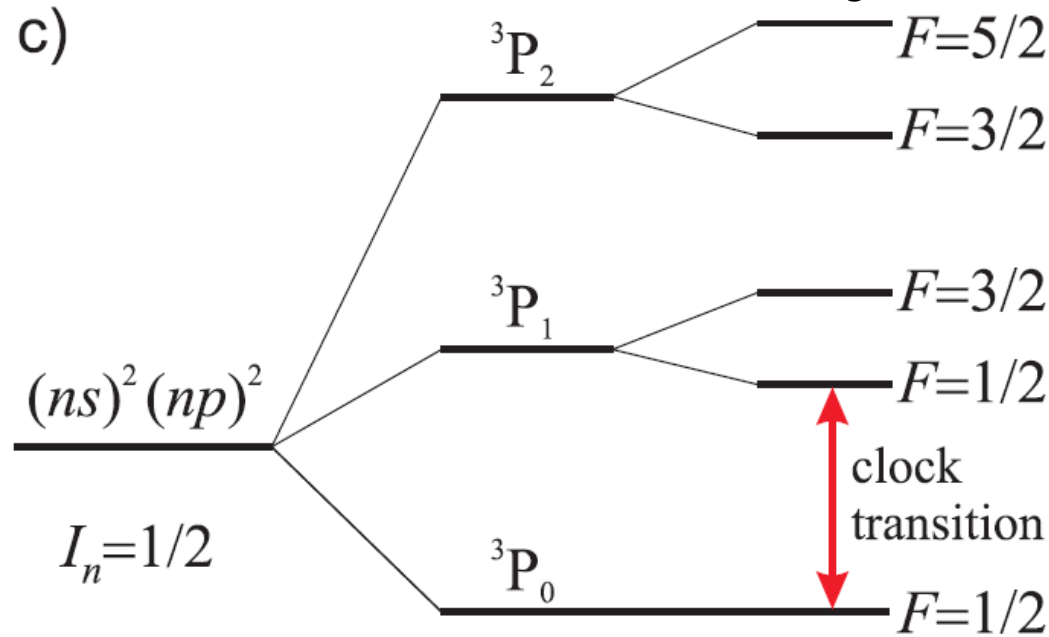
# Magneto-dipole fine transition ${}^3P_{1/2} \rightarrow {}^3P_{3/2}$ for single valence $p$ -electron ( $N_e=5,13,31,63$ )



To suppress the quadrupole shift we should use isotopes with nuclear spin  $I_n=1, 3/2$ .

The residual ion charge  $Z_i$  is determined by requiring that  $\lambda_{\text{clock}}$  is in the optical region. For example, for Al-like ions (number of electrons  $N_e=13$ ) our calculations show that for  $20 < Z_i < 30$   $\lambda_{\text{clock}}=0.5-3 \mu\text{m}$ . For the  ${}^3P_{1/2} \rightarrow {}^3P_{3/2}$  transition the linear Zeeman shift can be eliminated by averaging over two clock transitions with opposite magnetic quantum numbers  $m$ , which are shifted oppositely.

# Magneto-dipole fine transition ${}^3P_0 \rightarrow {}^3P_1$ for two valence $p$ -electron ( $N_e=6,14,32,64$ )



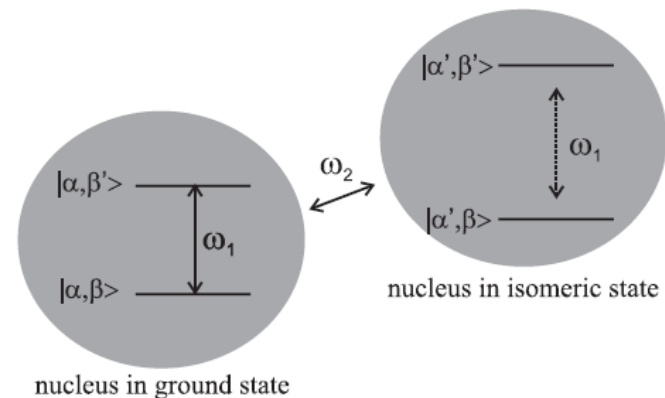
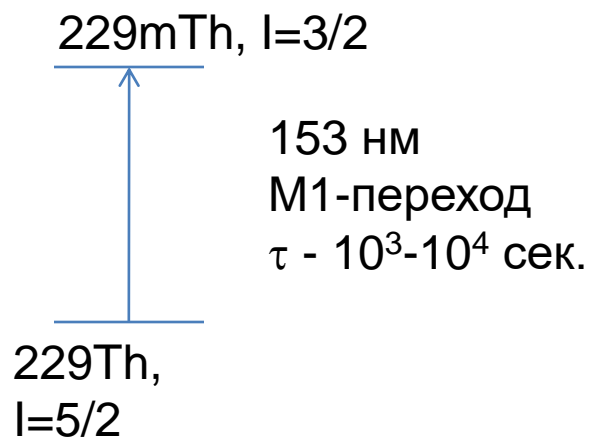
By choosing isotopes with  $I_n=1/2, 1, 3/2$  one may also either eliminate or substantially suppress the quadrupole shift. Indeed, for the  $I_n=1/2$  isotopes the proper choice of the clock transition would be  $|{}^3P_0, F=1/2\rangle \rightarrow |{}^3P_1, F=1/2\rangle$  with identically vanishing quadrupole shift. For the  $I_n=1$  isotopes one should use the  $|{}^3P_0, F=1\rangle \rightarrow |{}^3P_1, F=0\rangle$  transition, and for the  $I_n=3/2$  isotopes – the  $|{}^3P_0, F=3/2\rangle \rightarrow |{}^3P_1, F=1/2\rangle$  transition. Compared to the single  $p$ -electron case (see previous page), an additional benefit of such HCIs is the simple single-component structure of the ground state which simplifies the initial state preparation.

# Ядерные оптические часы

- Основные идеи и методы

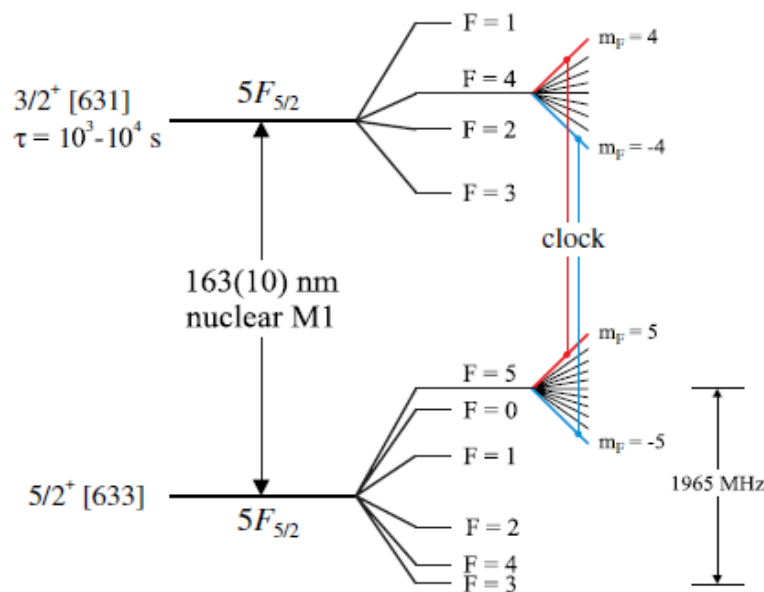
# Пионерское предложение (E. Peik, Chr. Tamm, Europhys. Lett. 2003)

- Основная идея – ядро и переходы между ядерными энергетическими уровнями гораздо менее чувствительны к внешним полям и их флуктуациям, чем переходы в электронной подсистеме атома или иона.
- Основная проблема – ядерные переходы, как правило, лежат в гамма диапазоне.
- Единственное известное исключение – ядро Th-229, переход между основным и метастабильным (изомерным) состоянием с энергией  $\sim 8.1$  eV (153 нм).
- Возможно прямое возбуждение ультрастабильным лазером и лазерное же детектирование перехода по изменению величины сверхтонкого расщепления.



# Современный вариант ядерных часов и оценка погрешностей (Kuzmich et al. PRL, 2012)

- Для уменьшения квадратичного зеемановского сдвига и ширины резонанса надо использовать подуровни основного электронного состояния иона  $^{229}\text{Th}^{3+}$

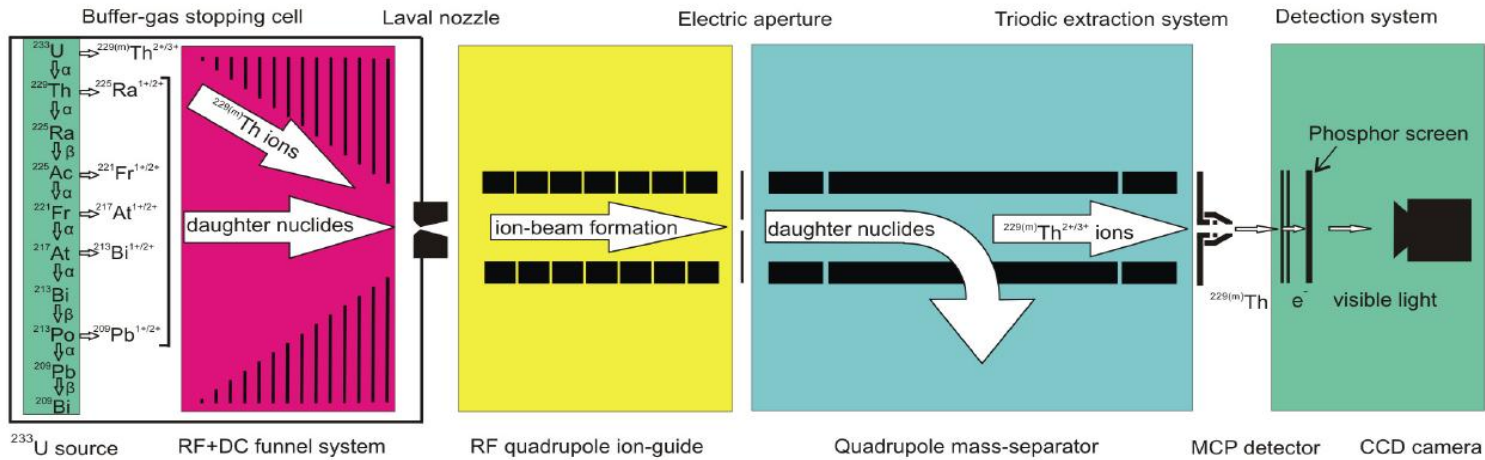


Effect	Shift  ( $10^{-20}$ )	Uncertainty ( $10^{-20}$ )
Excess micromotion	10	10
Gravitational	0	10
Cooling laser Stark	0	5
Electric quadrupole	3	3
Secular motion	5	1
Linear Doppler	0	1
Linear Zeeman	0	1
Background collisions	0	1
Blackbody radiation	0.013	0.013
Clock laser Stark	0	$\ll 0.01$
Trapping field Stark	0	$\ll 0.01$
Quadratic Zeeman	0	0
Total	18	15

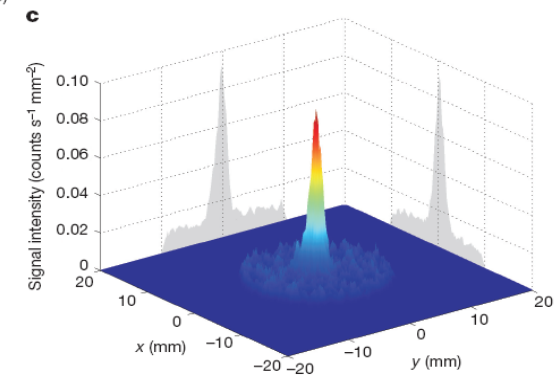
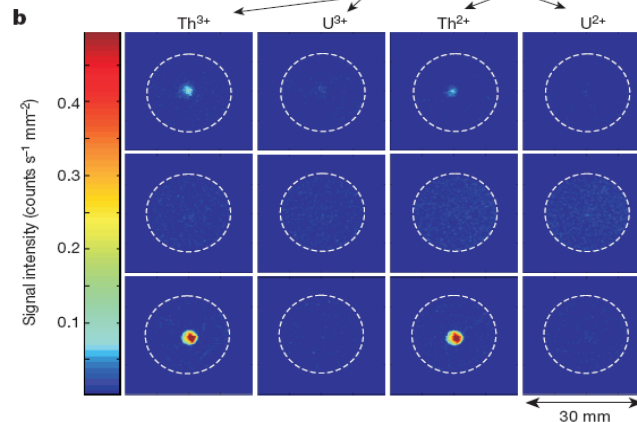
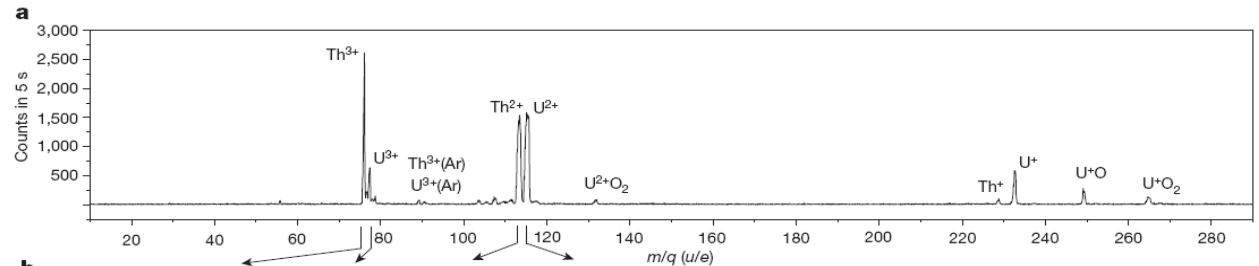
Возможно достижение относительной неопределенности частоты  $10^{-19}$

# Experiment Munich -2016 with $^{229m}\text{Th}$

L. v. d. Wense, P. Thirolf et al., Nature 533, 47 (2016)



«Theorem of existence»



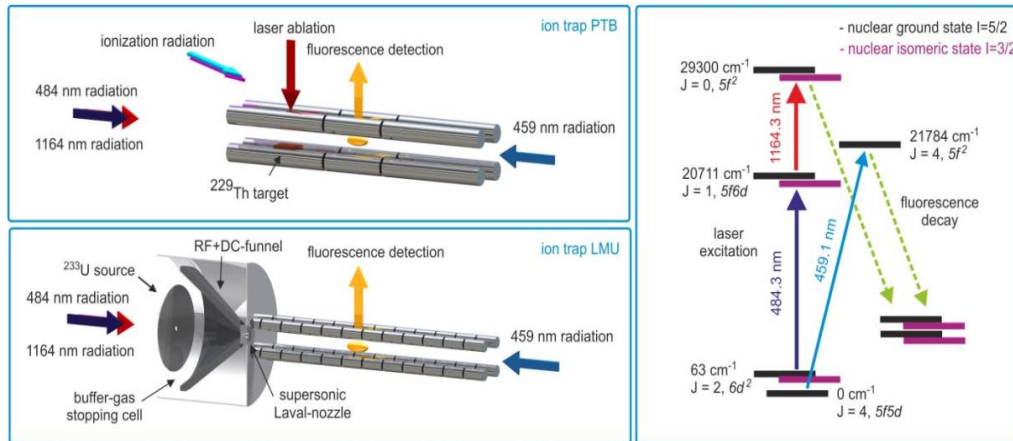
Detection of the decay of isomeric nuclei via electron conversion channel

Nuclear Experiment

# Laser spectroscopic characterization of the nuclear clock isomer $^{229m}\text{Th}$

Johannes Thielking, Maxim V. Okhapkin, Przemyslaw Glowacki, David M. Meier, Lars von der Wense, Benedict Seiferle, Christoph E. Düllmann, Peter G. Thirolf, Ekkehard Peik

(Submitted on 15 Sep 2017)



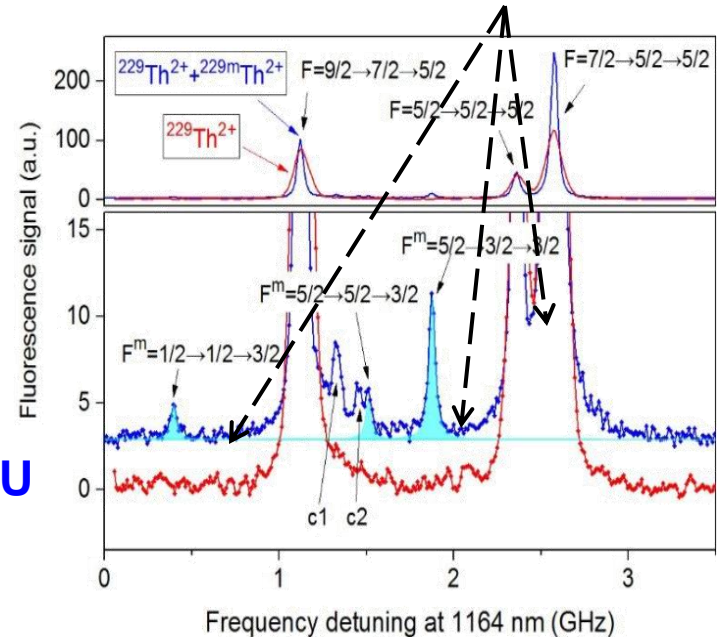
2% ионов в ловушке  
LMU находятся в  
изомерном состоянии

## Using the Hyperfine structure spectroscopy :

The magnetic moment of the isomeric state  
 $\mu^m = -0,37 (6) \mu_N$

Quadrupole moment of the isomeric state  
 $Q_0^m = 8.7 (3) \text{ eb}$

LMU  
PTB



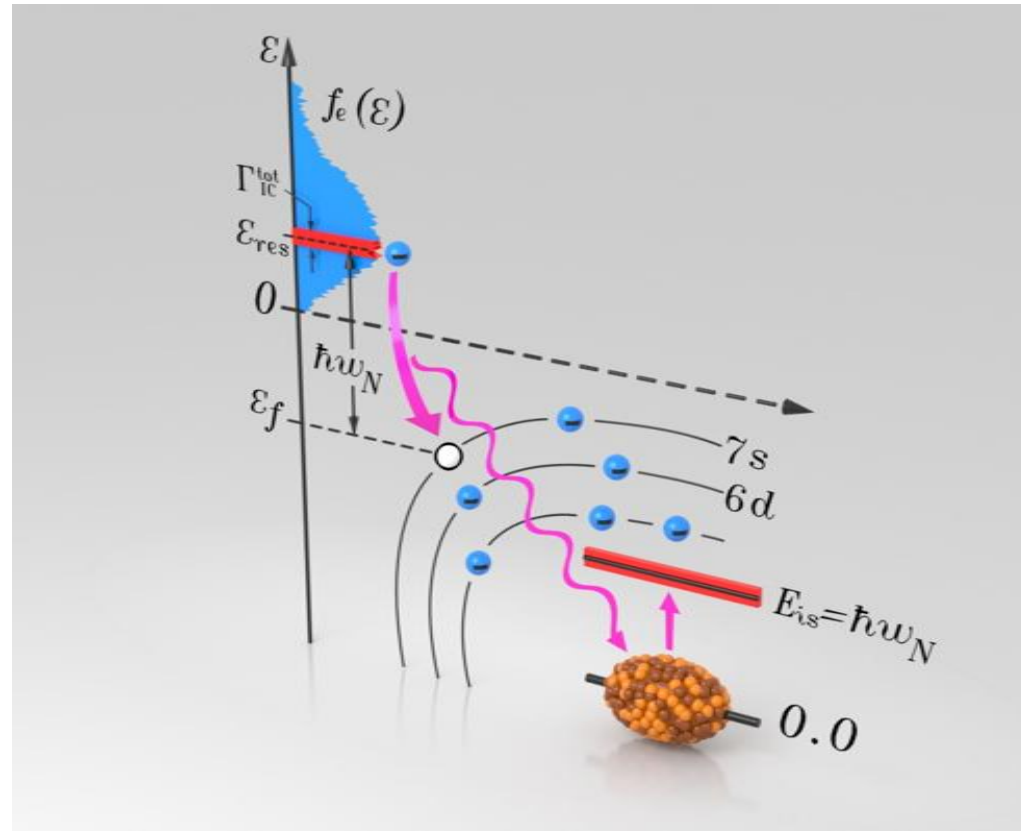




# MEPhI-LPI: excitation of $^{229\text{m}}\text{Th}$ nuclei in laser plasma by inverse electronic conversion

Pioneering work [V.F. Strizhov and E.V. Tkalya, Sov. Phys. JETP 72, 387 (1991)]

When intense laser radiation is applied to thorium-containing targets, the electrons of the laser plasma from states of the continuous spectrum with energy  $E$  populate the levels of the  $\text{Th}^+$  ion, that is, they enter the states of the discrete spectrum with energy  $E_b$ . The nucleus is then excited by a virtual photon, which is produced at this transition. The process in consideration is the inverse of the process of decay of the isomeric nuclear state through the internal electron conversion channel of gamma rays and has an extremely high cross section as compared to direct excitation by electrons or plasma photons.

**$\sim 10^8$   $^{229\text{m}}\text{Th}$  nuclei  
Per one laser shot**

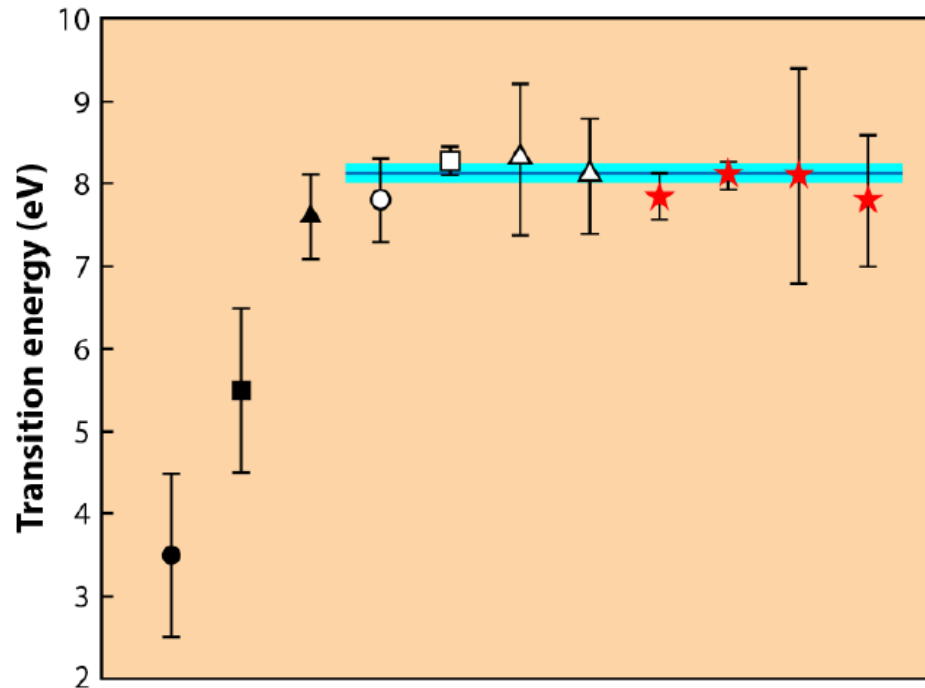


**Excitation of the low-energy  $^{229m}\text{Th}$  isomer in the electron bridge process via the continuum**P. V. Borisyyuk,<sup>1</sup> N. N. Kolachevsky,<sup>2,1,3</sup> A. V. Taichenachev,<sup>4,5</sup> E. V. Tkalya ,<sup>2,1,6,\*</sup> I. Yu. Tolstikhina ,<sup>2</sup> and V. I. Yudin<sup>4,5,7,†</sup><sup>1</sup>*National Research Nuclear University MEPhI, 115409, Kashirskoe shosse 31, Moscow, Russia*<sup>2</sup>*P.N. Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences, 119991, 53 Leninskiy Prospekt, Moscow, Russia*<sup>3</sup>*Russian Quantum Center, 143025 Skolkovo, Moscow, Russia*<sup>4</sup>*Novosibirsk State University, 2 Pirogova St., Novosibirsk, 630090, Russia*<sup>5</sup>*Institute of Laser Physics SB RAS, Prospekt Akademika Lavrent'eva 13/3, Novosibirsk, 630090, Russia*<sup>6</sup>*Nuclear Safety Institute of RAS, Bol'shaya Tul'skaya 52, Moscow 115191, Russia*<sup>7</sup>*Novosibirsk State Technical University, Prospekt Karla Marksa 20, Novosibirsk, 630073, Russia*

(Received 8 July 2019; published 10 October 2019)

The paper studies the excitation of the  $^{229}\text{Th}$  nucleus to the anomalously low-lying isomeric state  $3/2^+$  ( $8.28 \pm 0.17$  eV) in the electron bridge process via the continuum of the electron spectrum. Resonant excitation of the nucleus was found to be always possible in the scheme, no matter where the electron levels of an atom or ion were located. Formulas for the excitation cross section by narrow and wide laser lines are obtained. In the resonance, where the process under consideration turns into laser photoionization followed by nuclear excitation in electron capture, the cross section of the process was shown to be comparable in magnitude with that of the photoionization of the thorium atom. Experimental schemes for testing the effect were proposed, which would allow measuring the frequency of the nuclear isomeric transition  $3/2^+ \rightarrow 5/2^+$  to a high precision, which is the first-priority (and still unresolved) task for creating a nuclear clock.

# Энергия перехода (измеренная ядерными физиками)



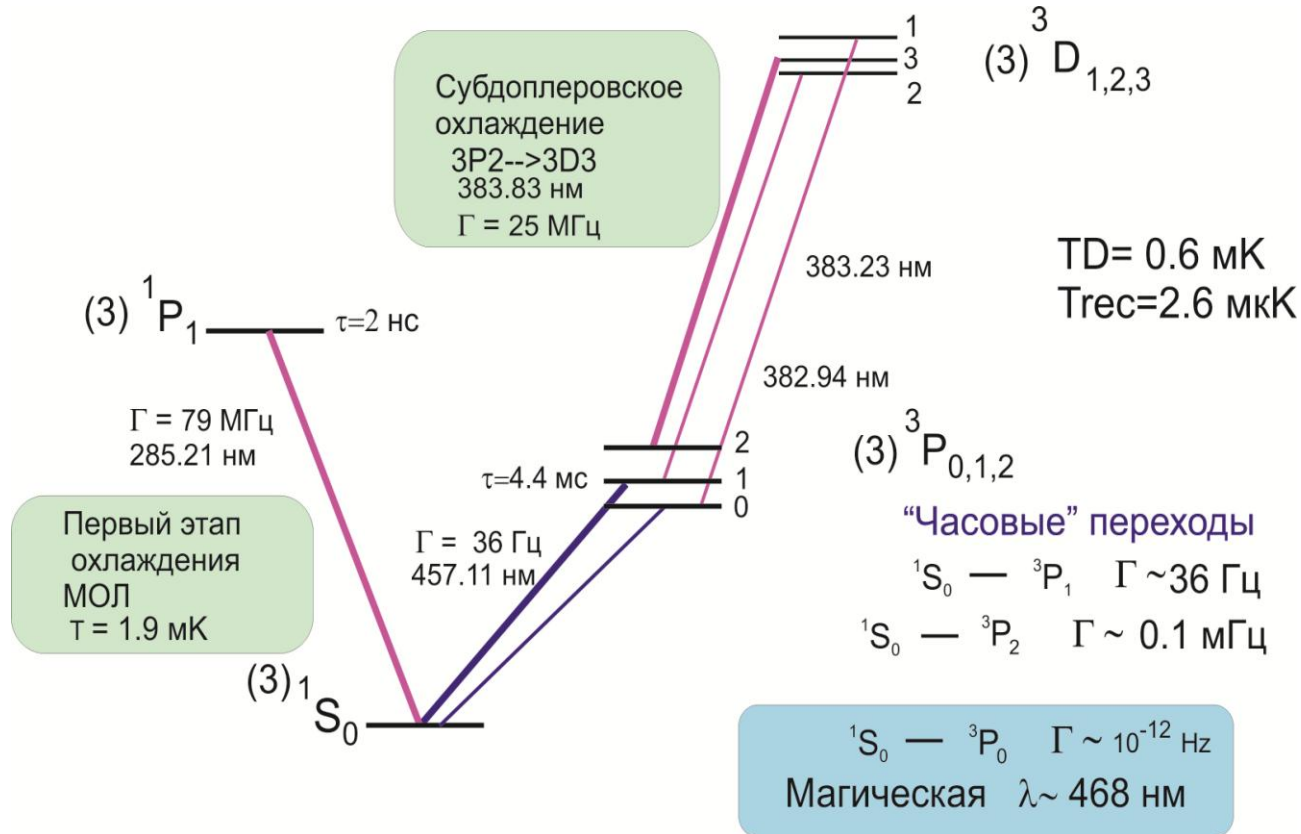
**Figure 2:**  $^{229m}\text{Th}$  energy values published since 1994. Starting from the left, the points come from Ref. [2] (closed circle), Ref. [3] (closed square), Ref. [4] (closed triangle), Ref. [5] (open circle), Ref. [6] (open square), Ref. [7] (open triangles), and Ref. [1] (red stars), which are the four new values from Sikorsky and co-workers. The blue line indicates the weighted mean of the eight most recent values,  $8.12 \pm 0.11$  eV, corresponding to a wavelength of  $152.7 \pm 2.1$  nm.

1. T. Sikorsky et al., Phys. Rev. Lett. 125, 142503 (2020).
2. R. G. Helmer and C.W. Reich, Phys. Rev. C 49, 1845 (1994).
3. Z. O. Guimarães-Filho, Phys. Rev. C 71, 044303 (2005).
4. B. R. Beck et al., Phys. Rev. Lett. 98, 142501 (2007).
5. B. R. Beck et al., Lawrence Livermore National Laboratory Report No. LLNL-PROC-415170 (2009).
6. B. Seiferle et al., Nature 573, 243 (2019).
7. A. Yamaguchi et al., Phys. Rev. Lett. 123, 222501 (2019).

# Разработка современных оптических стандартов частоты в ИЛФ СО РАН

Нейтральные атомы магния и  
одионочный ион иттербия

# Атомы магния являются перспективными для создания стандарта частоты с относительной погрешностью менее $10^{-16}$



■ Наиболее простой щелочно-земельный атом, для которого реализованы охлаждение и локализация.

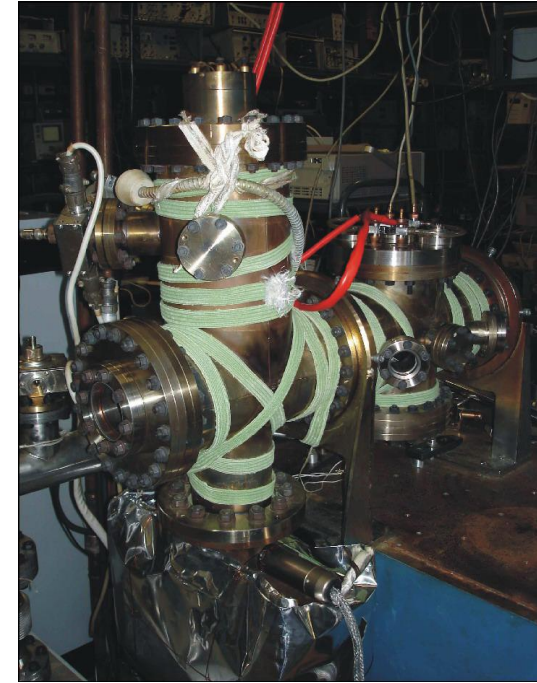
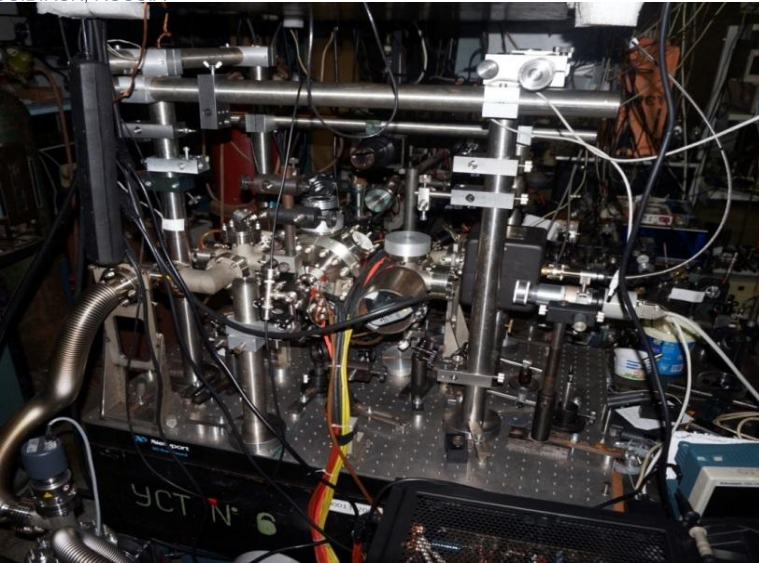
Простая структура ( $1s^2, 2s^2, 2p^6, 3s^2$ ) – как у  $Al^+$   
 3 изотопа -  $^{24}Mg$  (79%),  $^{25}Mg$  (10%),  $^{26}Mg$  (11%)

- Узкий  $1S_0 \rightarrow 3P_1$  переход (36 Гц)
- Малый VBR сдвиг -  $-0.26$  Гц (300 К/Т)<sup>4</sup>

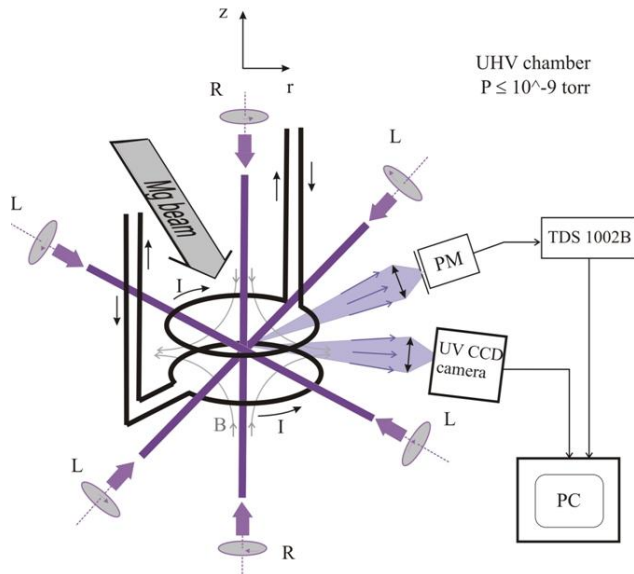




# Mg MOT



*Mg MOT*

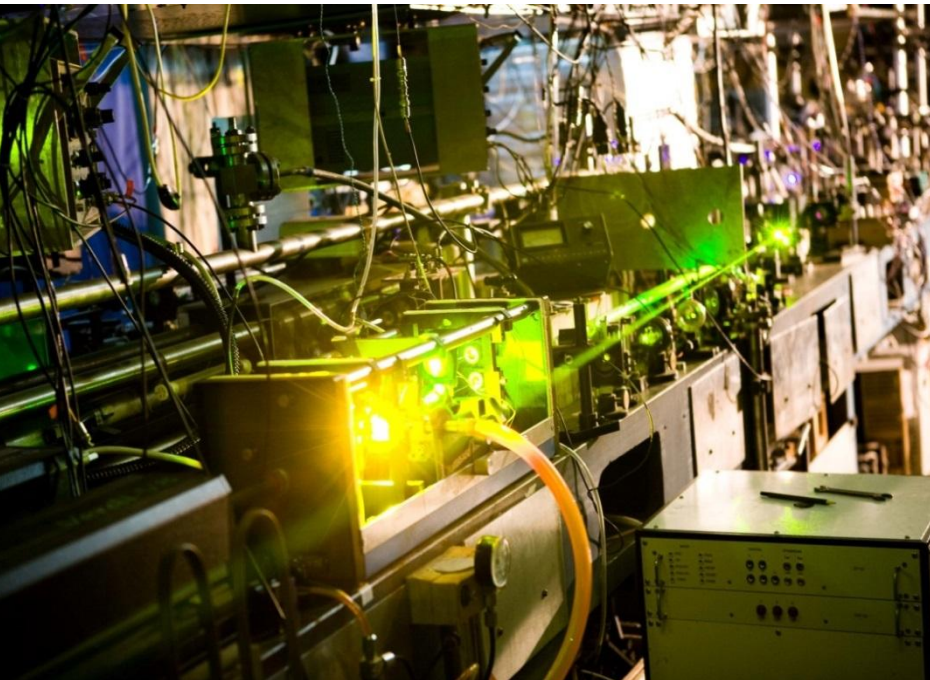


Nat  $\sim 10^6 - 10^7$

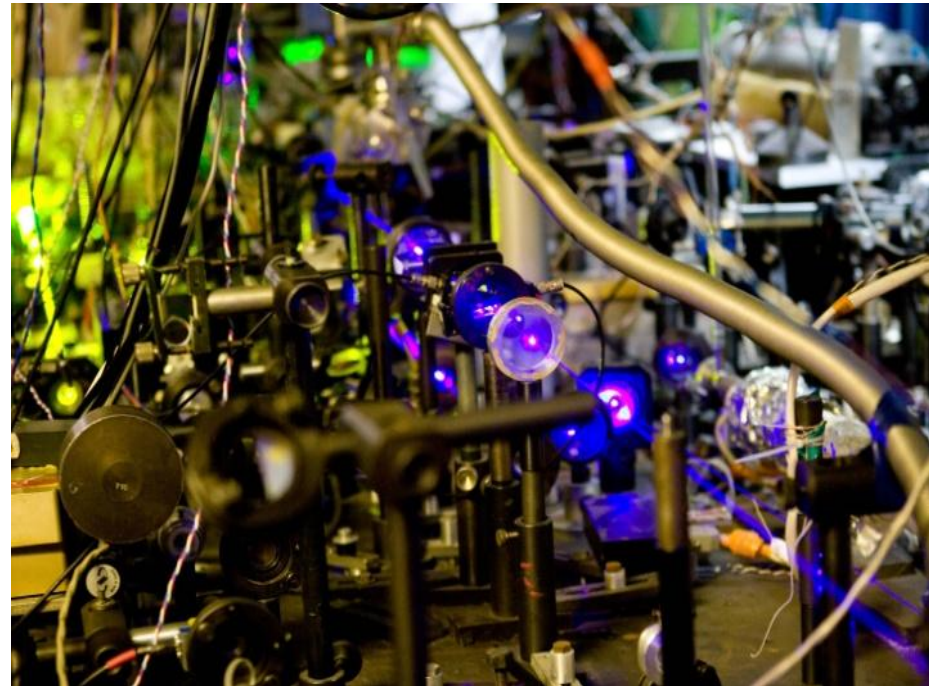
Cloud diameter  $\sim 0.2 - 0.5$  mm

T  $\sim 3-5$  mK

# Laser systems for Mg frequency standard



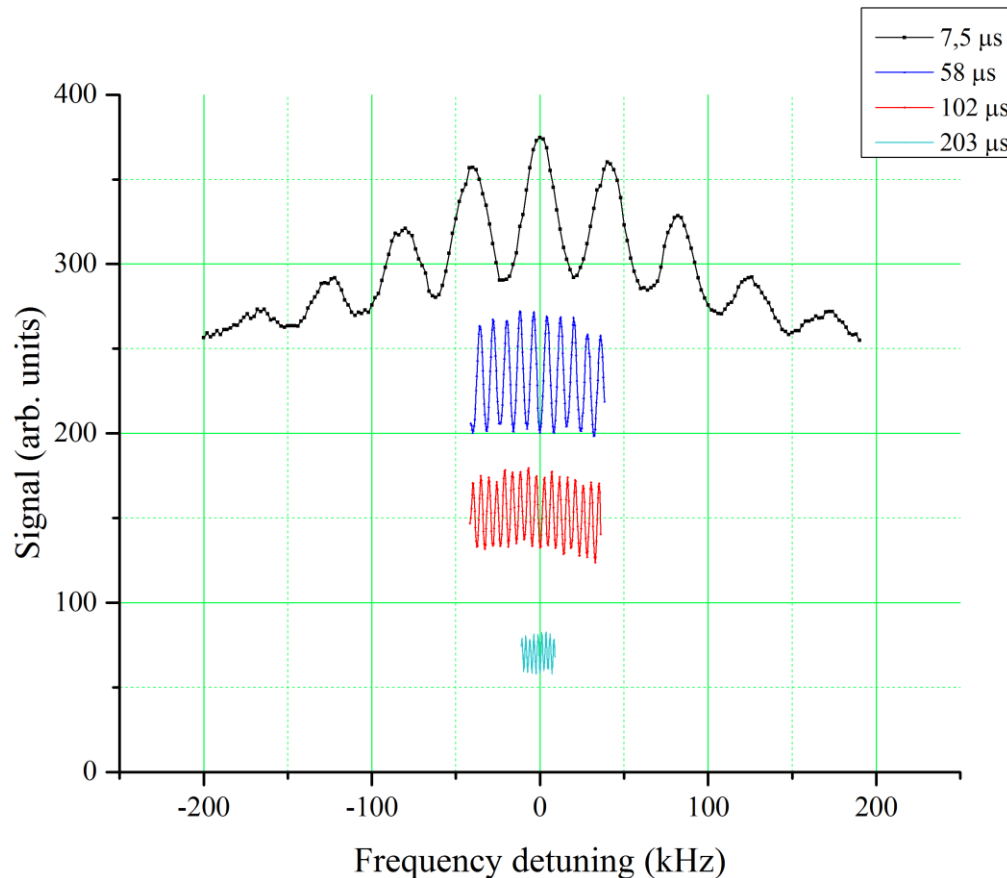
Laser system for laser cooling  
based on dye laser/SHG  
 $\lambda = 285 \text{ nm}$   $P = 100 \text{ mW}$



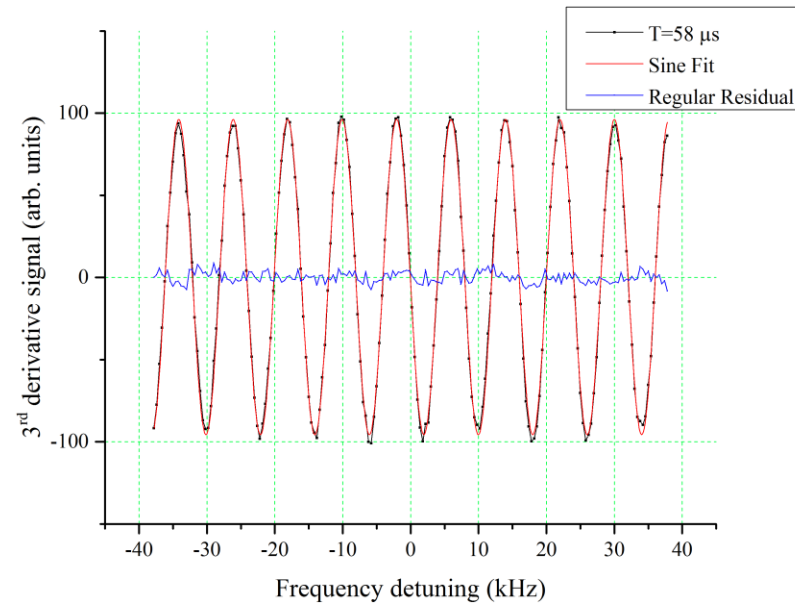
Clock laser system at 457 nm  
based on Ti:Sa/SHG  
 $P = 150 \text{ mW}$



# Ramsey-Bordè resonances with Mg atoms in MOT



3-rd derivative signal used  
for frequency stabilization

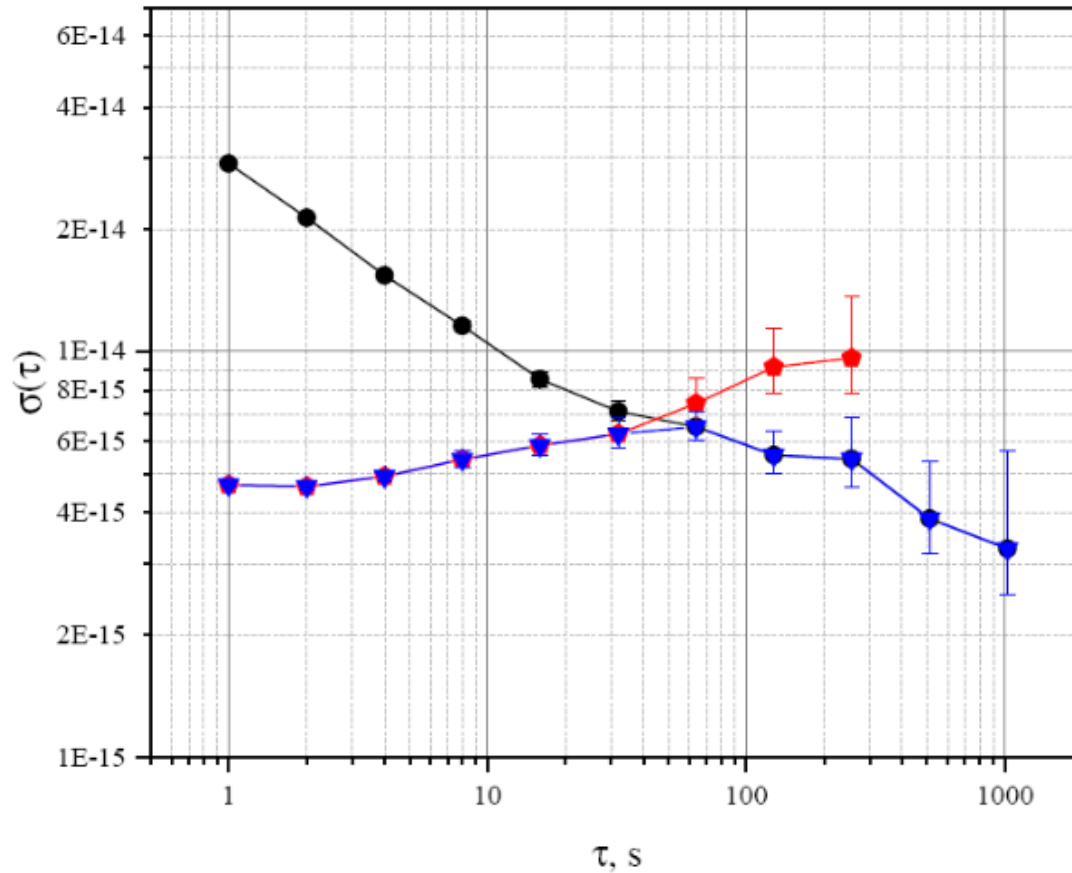


S/N=55  
HWHM=2  $\kappa\Gamma\Omega$

$\gamma < 100$  Hz

$Q > 5 \cdot 10^{12}$   $N=10^6$   $T_{\text{cycle}}=20$  ms  $\sigma(\tau) \sim 10^{-16} / \tau^{1/2}$  - QPN limit

# Allan deviation measurement

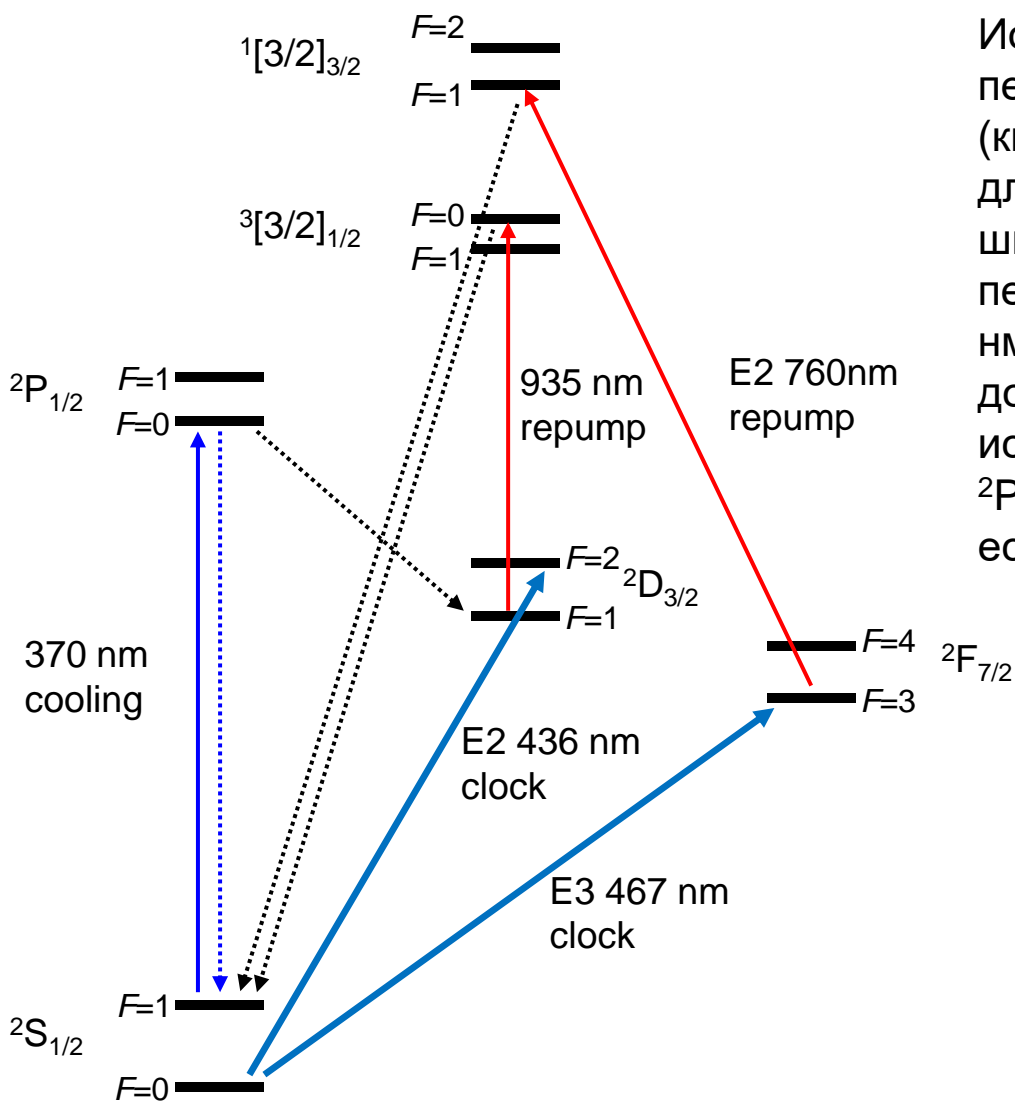


Black line – Allan deviation with standard frequency is defined by Yb:YAG/I2 etalon laser

Red line - Allan deviation with standard frequency is defined by stable Yb<sup>+</sup> etalon laser system

Blue line – Allan deviation of Mg frequency standard

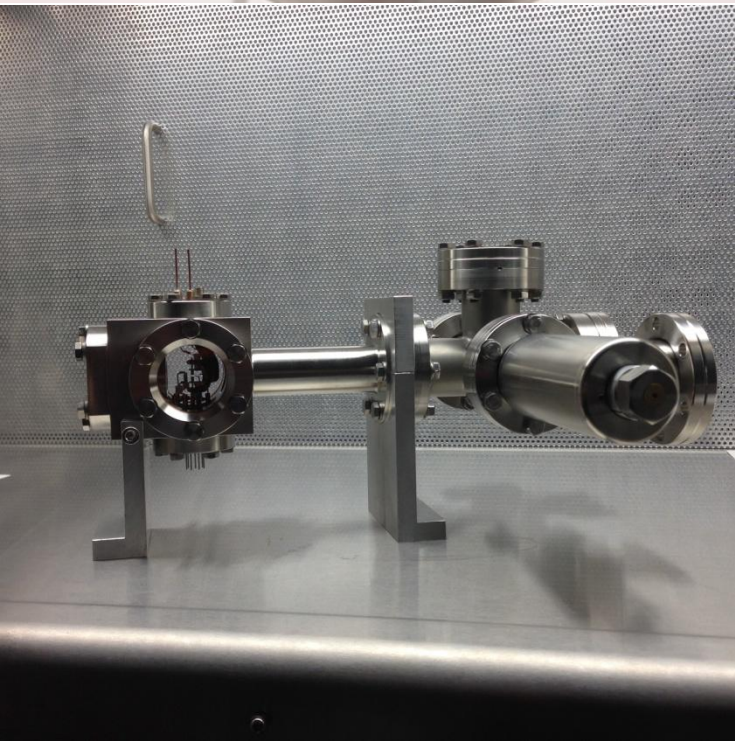
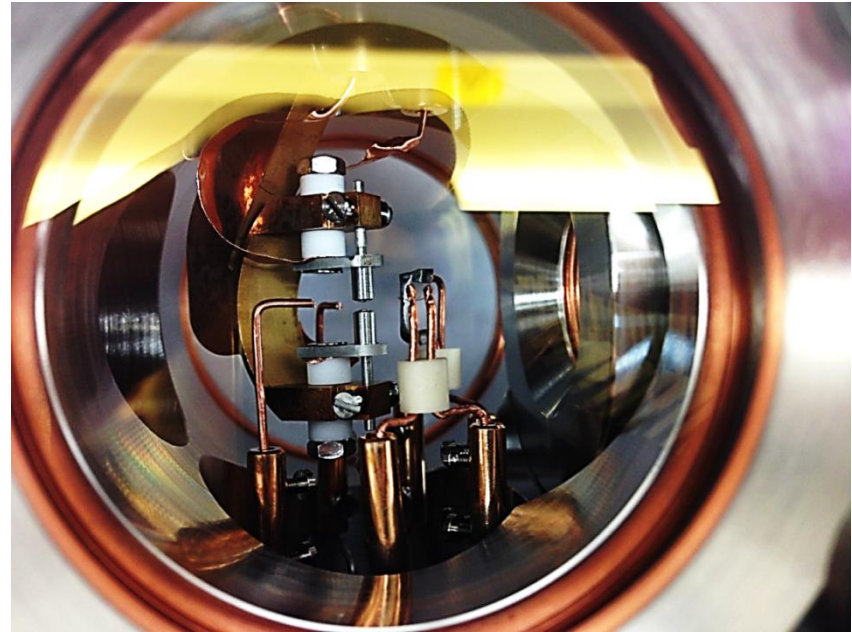
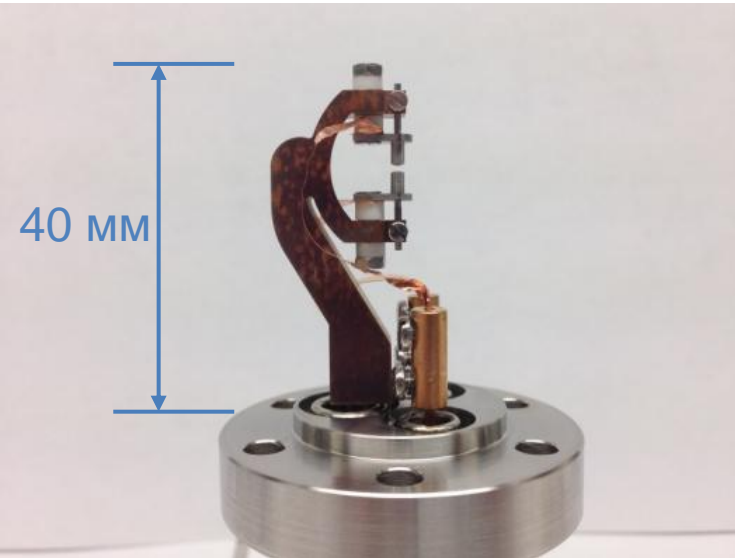
# Схема энергетических уровней $^{171}\text{Yb}^+$



Ион иттербия-171 имеет два сверхузких перехода в оптическом диапазоне (квадрупольный переход  $^2S_{1/2} \rightarrow ^2D_{3/2}$  с длиной волны 435.5 нм и естественной шириной 3.1 Гц, а также октупольный переход  $^2S_{1/2} \rightarrow ^2F_{7/2}$  с длиной волны 467 нм и шириной несколько наногерц. Для доплеровского охлаждения иона используется дипольный переход  $^2S_{1/2} - ^2P_{1/2}$  с длиной волны 369.5 нм и естественной шириной линии 23 МГц.



- Создана РЧ ловушка.
- Созданы лазерная система для охлаждения ионов и система оптического детектирования ионов в ловушке по флуоресценции.
- Отработаны принципы лазерного охлаждения, захвата и удержания в РЧ ловушке одиночных ионов иттербия.
- Разработана лазерные системы для возбуждения часовых переходов.
- Эксперименты по спектроскопии квадрупольного перехода. Оценка стабильности.



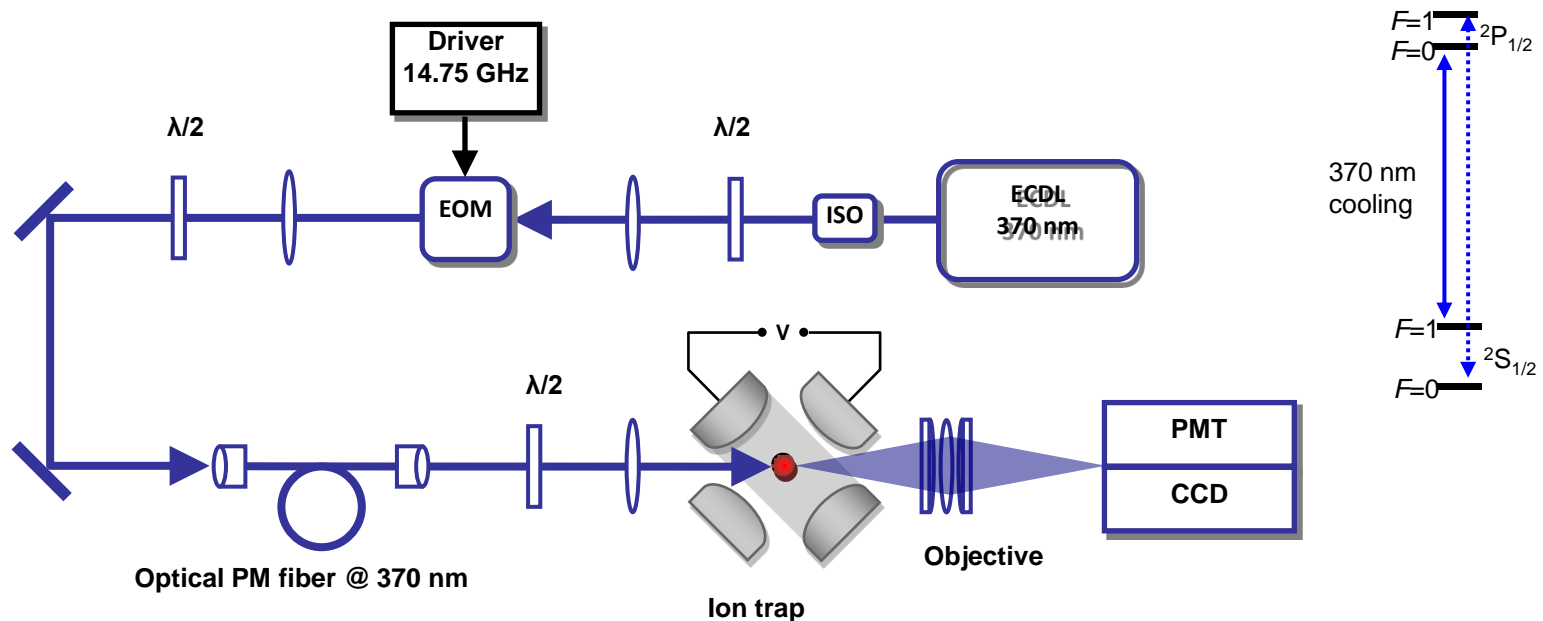
Электроды ловушки, печь для испарения атомов иттербия, дополнительные электроды используются для подачи постоянного напряжения, компенсирующего несимметричность поля в ловушке вследствие неидеальности конструкции или присутствия паразитных полей.

Ионная ловушка с вакуумной системой.  
Уровень вакуума  $< 5 \cdot 10^{-10}$  Торр.

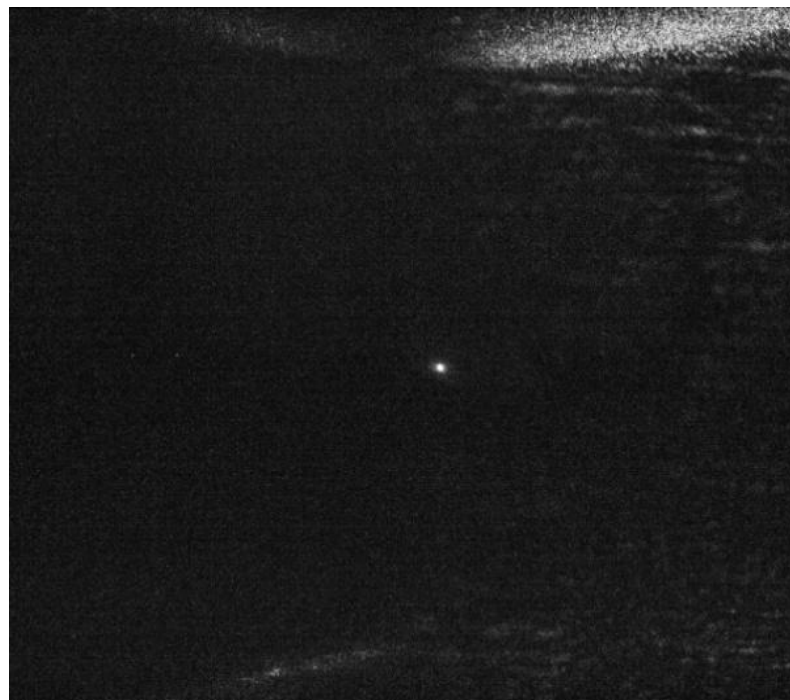
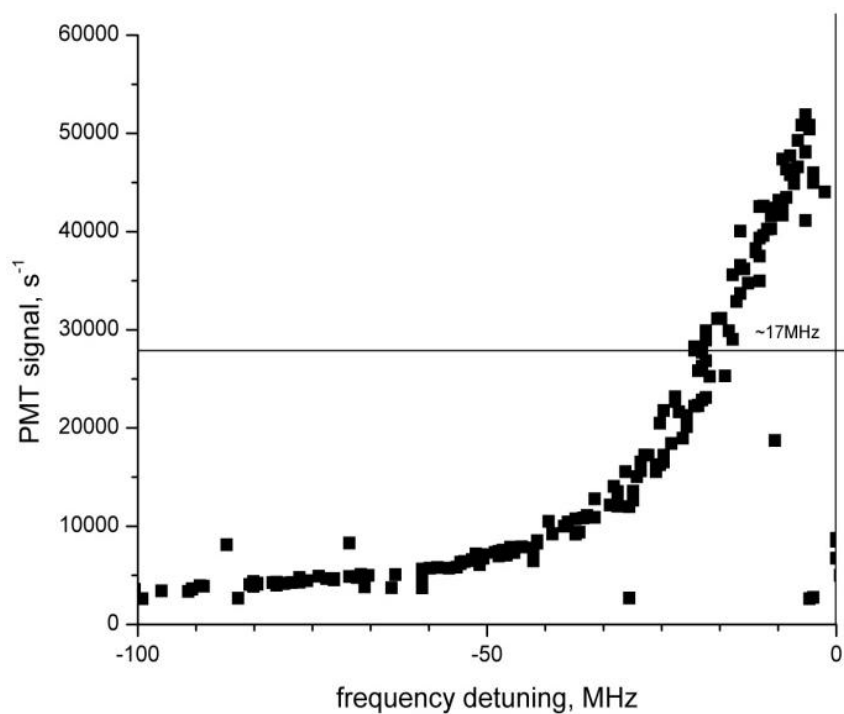


Допплеровское охлаждение и детектирование иона производится с помощью модулированного по частоте излучения на длине волны 370 нм. Излучение диодного лазера (Toptica DL Pro) модулируется ЭОМ на частоте 14.75 ГГц для генерации спектральной составляющей, возбуждающей сверхтонкую компоненту охлаждающего перехода  $^2S_{1/2}$  ( $F=0$ )  $\rightarrow$   $^2P_{1/2}$  ( $F=1$ ), которая не возбуждается резонансным охлаждающим излучением. Относительная интенсивность модуляционных компонент составляет  $\sim 1\%$  от несущей. Для охлаждения используется 3 мВт излучения, сфокусированного в перетяжку размером 50 мкм.

Излучение флуоресценции от иона, индуцированное охлаждающим лазером, проецируется с помощью многолинзового объектива на ФЭУ и на ПЗС камеру.



# Сигнал флуоресценции и изображение одиночного иона в ловушке

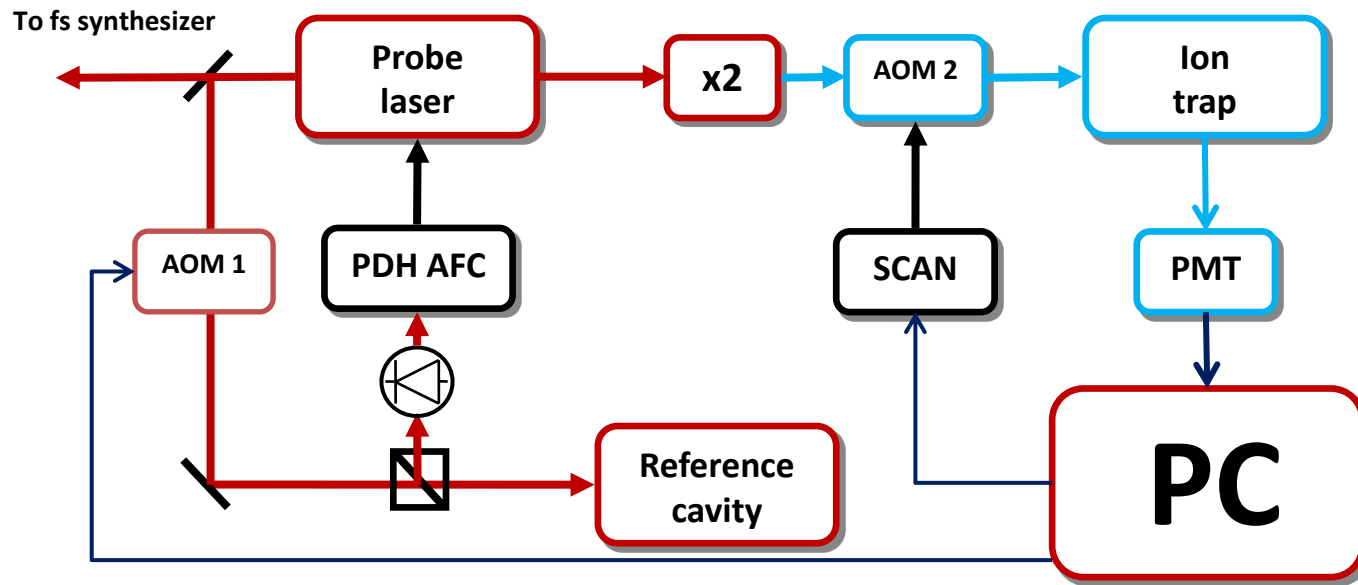






Для возбуждения квадрупольного часового перехода  $^2S_{1/2} (F=0) \rightarrow ^2D_{3/2} (F=2)$  используется излучение второй гармоники диодного лазера с внешним резонатором с длиной волны 871 нм.

Высокая кратковременная стабильность и узкая линия излучения достигаются путем стабилизации частоты лазера по резонансам отражения высокодобротного ULE интерферометра. Долговременная стабильность системы достигается с помощью подстройки частоты AOM на максимум сигнала вероятности возбуждения часового перехода одиночного иона, локализованного в радиочастотной ловушке.



Для подавления низкочастотных колебаний опорный эталон размещен в вакуумной камере на системе подвесов, камера установлена на пассивной виброизоляционной плите.

Острота опорного эталона  $F \sim 3.5 \cdot 10^5$

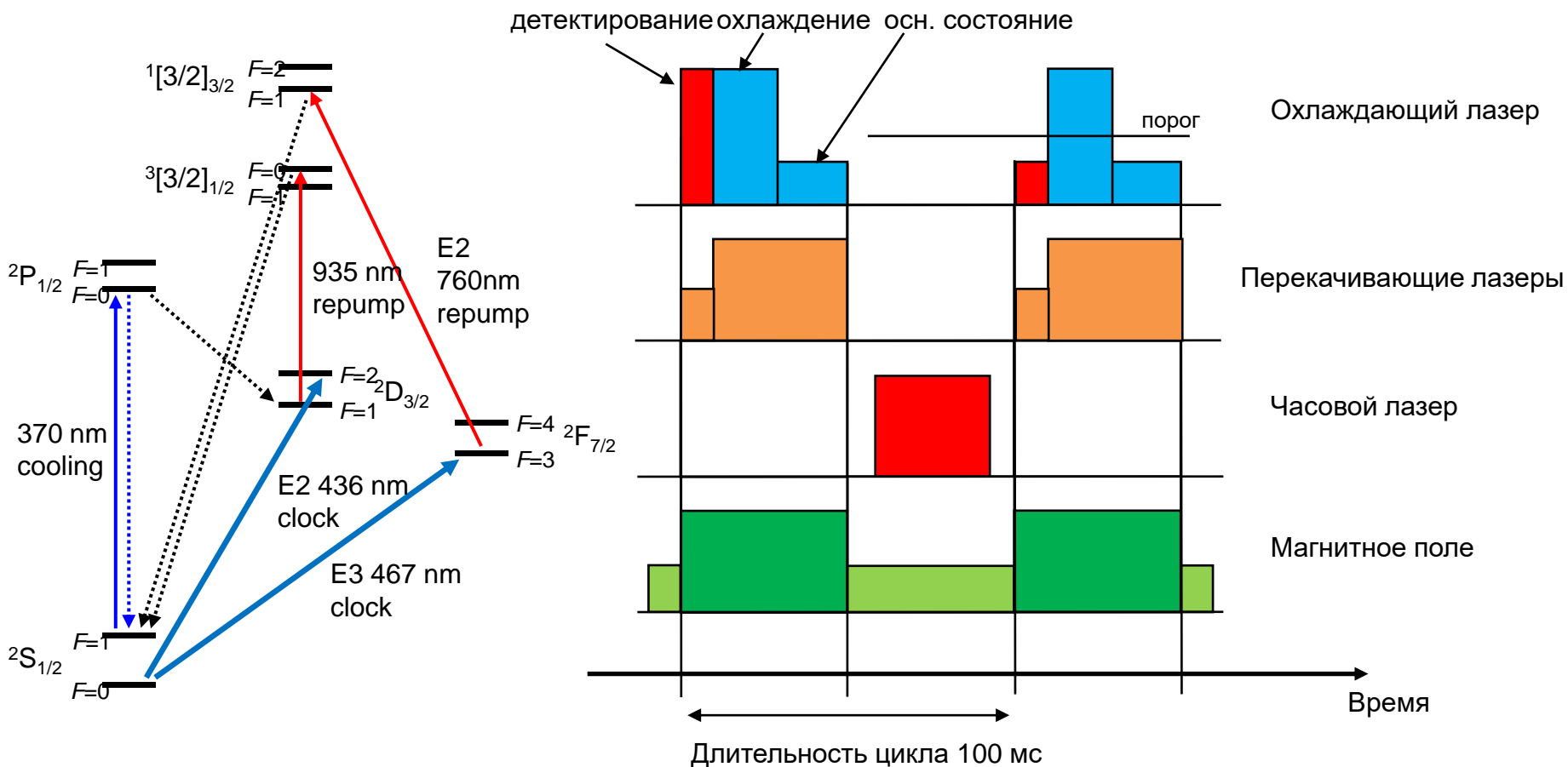
Ширина пика  $\delta\nu = 4.2$  кГц

Для уменьшения термического дрейфа температура эталона стабилизирована вблизи т.н. «нулевой точки», где  $CTE = 0$  ( $T = 26^\circ \text{C}$ ).





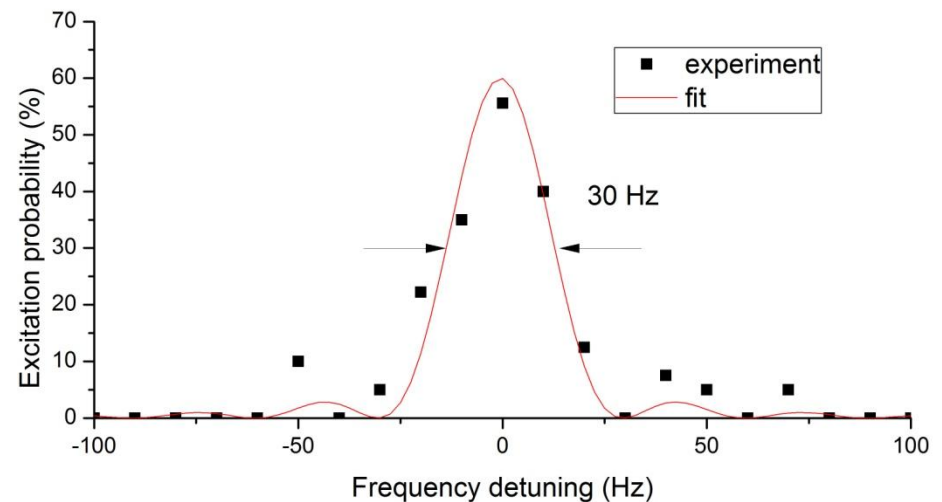
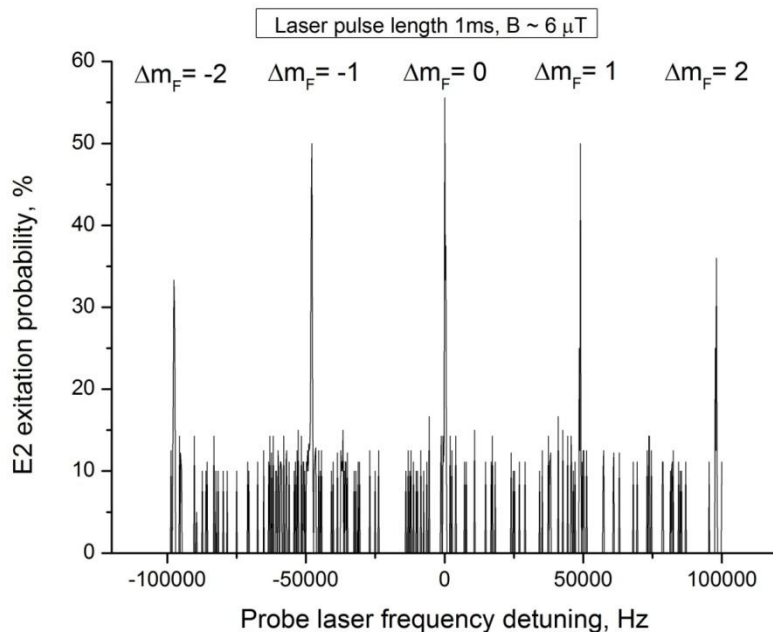
Подготовка и опрос энергетических состояний иона производится с помощью специально подобранной последовательности лазерных импульсов. Вероятность возбуждения энергетического уровня  $^2D_{3/2}$  ( $F=2, m_F=0$ ) (т.н. квантовые скачки) регистрируется как функция частоты "часового" лазера.



Временная последовательность возбуждения и детектирования часового перехода  $^{171}\text{Yb}^+$



Детектированный спектр возбуждения квадрупольного перехода состоит из нескольких резонансов, которые содержат информацию о состоянии иона, его движении в ловушке и взаимодействии с окружающей средой. Ширина зарегистрированного резонанса на центральной частоте перехода составляет около 30 Гц.

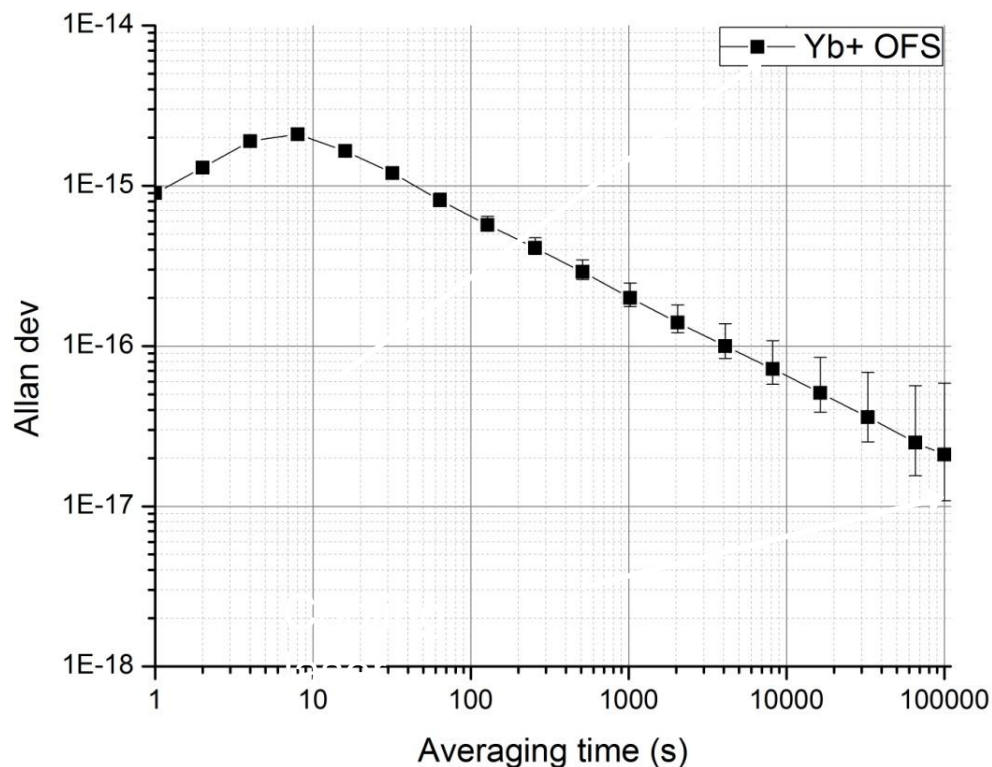


Спектр возбуждения квадрупольного перехода  $^2S_{1/2}$  ( $F=0$ )  $\rightarrow$   $^2D_{3/2}$  ( $F=2$ ) иона иттербия-171.  
Слева: спектр магнитных подуровней перехода; справа: спектр центральной компоненты  $\Delta m_F=0$ .



Кратковременная нестабильность ОСЧ в основном определяется шириной линии зондирующего лазера, стабилизированного по опорному эталону. За счет дрейфа частоты зондирующего лазера  $\sigma_y(\tau)$  достигает максимума на  $\tau \approx 80t_c$  (или  $\tau \approx 1.5t_{\text{servo}}$ ) и при включении системы стабилизации частоты лазера по резонансу уменьшается как  $\tau^{-1/2}$  для  $\tau > 100t_c$ . При корректном выборе коэффициентов петли обратной связи долговременная стабильность ограничена только квантовыми флуктуациями и не зависит от частотных шумов лазера.

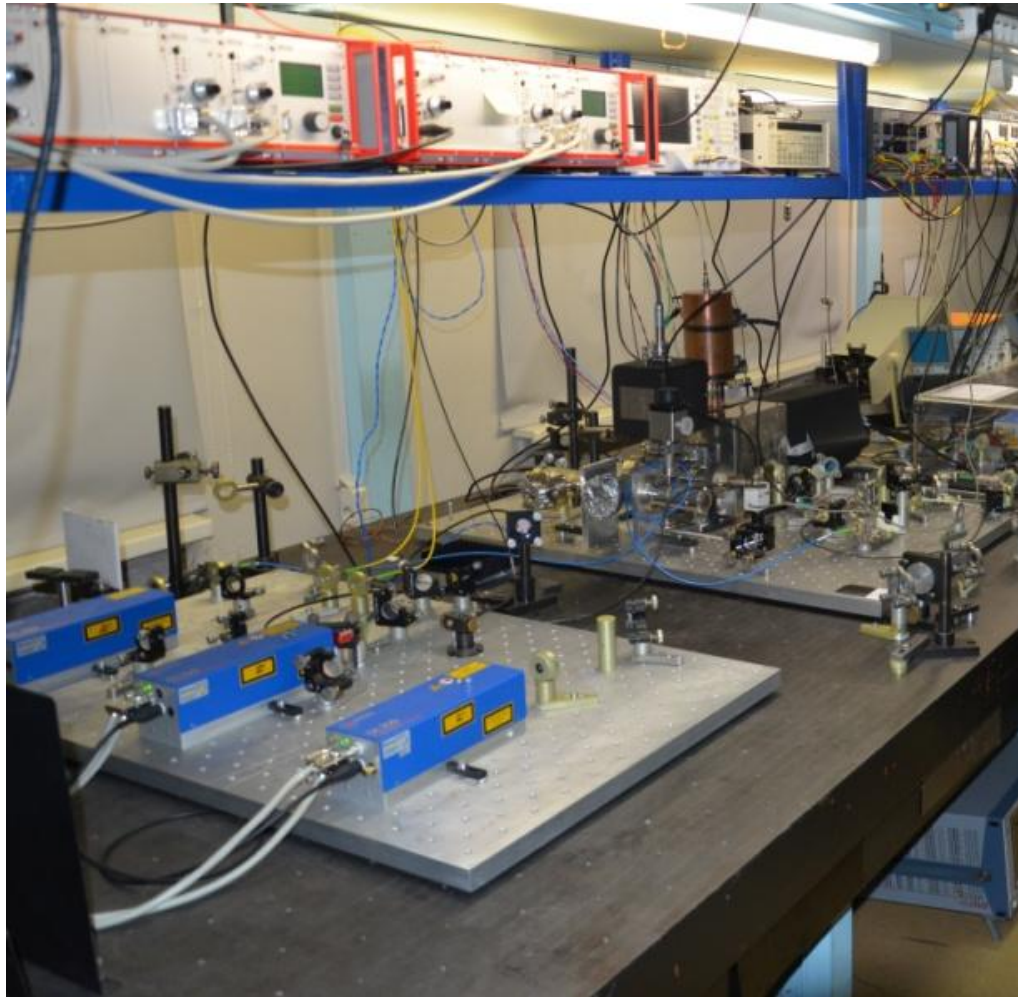
С учетом наблюдаемой зависимости  $\sigma_y(\tau) \sim \tau^{-1/2}$  для созданного ОСЧ суточная нестабильность составляет  $\sim 10^{-17}$ .





Аналогичные системы в разное время создавались в нескольких ведущих зарубежных лабораториях. В таблице приведены характеристики стабильности Yb<sup>+</sup> - ОСЧ на квадрупольном и октупольном переходах. Для сравнения приведены данные по наиболее стабильному на данный момент ионному оптическому стандарту на основе Al<sup>+</sup>. Как следует из приведенных данных, стабильность разработанного ОСЧ не уступает зарубежным аналогам. Более высокую стабильность демонстрируют технически гораздо более сложные системы на октупольном переходе иона иттербия и ионе алюминия.

ОСЧ	$\sigma_y(\tau)$
<sup>171</sup> Yb <sup>+</sup> квадруполь (ИЛФ СО РАН, 2020)	$6.5 \times 10^{-15} / \sqrt{\tau(s)}$
<sup>171</sup> Yb <sup>+</sup> квадруполь (PTB, Germany, 2015)	$8 \times 10^{-15} / \sqrt{\tau(s)}$
<sup>171</sup> Yb <sup>+</sup> квадруполь (NPL, UK, 2015)	$1 \times 10^{-14} / \sqrt{\tau(s)}$
<sup>171</sup> Yb <sup>+</sup> октуполь (PTB, Germany, 2016)	$5 \times 10^{-15} / \sqrt{\tau(s)}$
<sup>27</sup> Al <sup>+</sup> (NIST, USA, 2019)	$1.2 \times 10^{-15} / \sqrt{\tau(s)}$



← Управляющая электроника

← Ионная ловушка  
Управление циклом

← Лазерный блок

**Первый в РФ оптический стандарт частоты на одиночном ионе**

# Планы на будущее

- Магний: реализация субдоплеровского охлаждения, загрузка в оптическую решетку на магической длине волны, магнито-индуцированная спектроскопия  $0 \rightarrow 0$  перехода в решетке, гипер-Рамси.
- Иттербий: спектроскопия октупольного перехода, реализация гипер-рамсиевской спектроскопии и спектроскопии синтетической частоты.
- Теория: разработка и исследование новых методов прецизионной спектроскопии ультрахолодных атомов, исследование полевых сдвигов частоты различной природы и разработка методов их минимизации.
- Ионы: компактные транспортируемые атомные часы ( $10^{-17}$ - $10^{-18}$ ), релятивистская геодезия; многоионные ловушки, квантовая информатика и квантовая метрология; многозарядные ионы; ядерные часы; выход на уровень  $10^{-19}$ - $10^{-20}$ .
- Нейтральные атомы: атомные интерферометры – высокочувствительные датчики гравитации, ускорений и вращений. Магний, рубидий, цезий, БЭК.

# Заключение

- Освоены технологии оптических стандартов частоты нового поколения:
  1. Приготовление ультрахолодных атомов и ионов
  2. Ультрастабильные лазерные системы
  3. Прецизионная спектроскопия запрещенных переходов (частотные реперы): новые методы и подходы
  4. *Фемтосекундные синтезаторы частот*

**Спасибо за внимание!**