



# Wie tickt eine Atomuhr? – Realisierung der Sekunde von 1955 bis heute

Andreas Bauch\*, Stefan Weyers\*\*, Ekkehard Peik\*\*\*

## Einleitung

Die SI-Basiseinheit „Sekunde“ nimmt unter den Einheiten eine Sonderstellung ein: Seit 1967 ist sie bereits mit Bezug auf eine atomare Konstante, hier die Hyperfeinstruktur-Übergangsfrequenz im Atom Caesium ( $^{133}\text{Cs}$ ), definiert. Noch heute ist die Zeiteinheit die mit Abstand am genauesten realisierte SI-Einheit; daher werden andere Basiseinheiten mit Bezug auf die Sekunde definiert oder realisiert. So wird zum Beispiel in der Definition der Basiseinheit „Meter“ Bezug genommen auf die Sekunde: Der Meter ist definiert als die Strecke, die Licht im Vakuum in  $1/299\,792\,458$  Sekunden zurücklegt. Die Realisierung des Volt, der Einheit der elektrischen Spannung, nutzt den Josephson-Effekt aus, der das Volt über das Verhältnis zweier Naturkonstanten,  $h/(2e)$  ( $h$ : Planck-Konstante,  $e$ : Elementarladung), mit einer Frequenz verknüpft. Die wechselseitigen Beziehungen zwischen den Einheiten sind Gegenstand des Artikels von Scherer und Siegner (siehe Artikel *Elektronen zählen, um Strom zu messen* in diesem Heft).

Die 1967 getroffene Entscheidung war offenbar auch sehr weitsichtig. Der ursprüngliche Text der Definition „Die Sekunde ist das  $9\,192\,631\,770$ fache der Periodendauer der dem Übergang zwischen den beiden Hyperfeinstrukturniveaus des Grundzustandes von Atomen des Nuklids  $^{133}\text{Cs}$  entsprechenden Strahlung“ war so allgemein formuliert, dass sie trotz der Weiterentwicklung der Atomuhren über die Jahre 1955 bis heute nicht in Frage gestellt wurde. Während dieser Jahre wurde die relative Unsicherheit, mit der die SI-Einheit realisiert werden kann, von ca.  $10^{-10}$  bis auf fast  $10^{-16}$  reduziert.

In diesem Aufsatz versuchen wir, fünf Fragen zu beantworten:

- Was waren die Voraussetzungen für den Bau der ersten Caesium-Atomuhren und die nachfolgende Definition der Zeiteinheit von 1967?
- Was waren die Voraussetzungen für die Weiterentwicklung der „klassischen“ Caesium-Atomuhren zu den heute genauesten Uhren, den Caesium-Fontänenuhren?

- Wo liegen heute die Begrenzungen in der Genauigkeit dieser Uhren?
- Wie überwinden sogenannte Optische Uhren diese Begrenzungen?
- Brauchen wir eine Neudefinition der Sekunde?

Jeder dieser Fragen ist ein Kapitel gewidmet, während spezielle Themen in Infokästen behandelt werden.

## Der Weg zur „klassischen“ Caesium-Atomuhr

Für die Entstehung der Caesium-Atomuhr unerlässlich waren drei Errungenschaften: Die Erzeugung von Strahlen freier Atome im Vakuum, das Verständnis der Richtungsquantisierung (d. h. der Ausrichtung magnetischer Momente von Atomen im Raum und ihrer Manipulationsmöglichkeiten) und die Erzeugung von Signalen im Gigahertz-Frequenzbereich, d. h. Mikrowellenstrahlung, durch Frequenzvervielfachung von Radiofrequenzsignalen im Kilohertzbereich. Letztere waren seit der Entwicklung der Quarzuhren in den 1930er-Jahren [1] mit hoher Frequenzgenauigkeit verfügbar. Die einzelnen Schritte sind in [2, 3] ausführlich dargestellt und werden hier knapp umrissen.

Die ersten beiden Errungenschaften sind untrennbar verbunden mit dem Namen Otto Stern, anfangs Professor an der Universität Frankfurt, ab 1923 an der Universität Hamburg [4]. In seinen ersten Atomstrahlexperimenten konnte er die mittlere Geschwindigkeit der Atome und ihre Geschwindigkeitsverteilung ermitteln. Das zusammen mit Walter Gerlach durchgeführte „Stern-Gerlach-Experiment“ begegnet praktisch jedem Physiker in der „Einführung in die Atomphysik“-Vorlesung oder im Lehrbuch. Das Experiment erbrachte den Nachweis, dass die Orientierung atomarer Drehimpulse in Bezug zu einem äußeren Magnetfeld nur diskrete Werte annehmen kann (Richtungsquantisierung). Da die Drehimpulse mit magnetischen Momenten verbunden sind, nehmen in einem

\* Dr. Andreas Bauch, Arbeitsgruppe „Zeitübertragung“, E-Mail: andreas.bauch@ptb.de

\*\* Dr. Stefan Weyers, Arbeitsgruppe „Zeitnormale“, E-Mail: stefan.weyers@ptb.de

\*\*\* Dr. Ekkehard Peik, Fachbereich „Zeit und Frequenz“, E-Mail: ekkehard.peik@ptb.de

inhomogenen Magnetfeld die Kräfte auf ein Atom ebenfalls diskrete Werte an, und ein Silber-Atomstrahl z. B. wird nach der Passage eines inhomogenen Magnetfelds in zwei Teilstrahlen von Atomen mit unterschiedlichen Drehimpulsorientierungen (Vorzeichen des magnetischen Moments) aufgespalten. Zwei Hamburger Mitarbeiter Sterns, Otto Frisch und Emilio Segrè, blockierten in ihrem Experiment einen der Teilstrahlen hinter dem Magnet „A“ (Polarisator). Durch einen zweiten Magneten „B“ (Analysator) wurden die im Strahl verbleibenden Atome wegen ihrer Drehimpulsorientierung auf einen Detektor gelenkt. Daraufhin wurden Übergänge zwischen den Zuständen der Richtungsquantisierung in der Zwischenregion „C“ mittels eines statischen Magnetfelds mit schneller Richtungsänderung induziert, sodass die Zahl der durch den Analysator auf den Detektor gelenkten Atome absank. Isaac I. Rabi, auch Mitarbeiter von Stern und inzwischen an der Columbia University in New York, bewirkte 1938 im statischen C-Feld durch Radiofrequenzeinstrahlung bei der Frequenz  $f_0 = (E_2 - E_1)/h$  den Übergang zwischen Zuständen der Richtungsquantisierung mit den Energien  $E_1$  und  $E_2$ . Aus einer frühen Arbeit Rabis wurde die Skizze der sogenannten „Rabi-Apparatur“ entnommen (Bild 1). Deren Funktion wird im unteren Teil von Bild 1 verdeutlicht: Ohne Übergänge im Bereich „C“ folgen die Atome den mit durchgezogenen Linien skizzierten Bahnen und erreichen den Detektor D. Werden Übergänge in Zustände mit der anderen Drehimpulsorientierung induziert, so verfehlen die Atome den Detektor (gestrichelte Bahnen). Bis heute wird der Begriff „C-Feld“ für den Bereich des schwachen statischen Feldes verwendet, in dem der Hyperfeinstrukturübergang (zwischen Zustän-

den unterschiedlicher Drehimpulsorientierung) in Caesiumatomen durch die Wechselwirkung mit Mikrowellenstrahlung induziert wird, selbst wenn es in einer Caesium-Fontänenuhr, wie später erklärt wird, keine Magnete „A“ und „B“ mehr gibt.

Rabi schlug bereits 1940 vor, seine Methode der *molecular beam magnetic resonance* nicht nur zur Untersuchung atomarer Eigenschaften zu verwenden, sondern, quasi in Umkehrung, die Übergangsfrequenz zwischen zwei ausgewählten Zuständen als Referenz für ein Frequenznormal zu nutzen. Er identifizierte die Hyperfeinstrukturzustände im Atom  $^{133}\text{Cs}$  als hierfür besonders geeignet [5]. Hier ist der Übergang zwischen den Zuständen mit der magnetischen Quantenzahl  $m_F = 0$  besonders geeignet und wird daher als „Uhrenübergang“ bezeichnet. Mit dem Nobelpreis 1944 ausgezeichnet, schaffte es Rabis Vorschlag als *„radio frequencies in hearts of atoms would be used in most accurate of timepieces“* auf die Titelseite der New York Times [6]. Allerdings war es zu diesem Zeitpunkt noch niemandem gelungen, die nötige Frequenz von  $f_0 \approx 9,2$  GHz zu synthetisieren und zu kontrollieren. Diese Entwicklung gelang in der Dekade nach dem 2. Weltkrieg, in dessen Verlauf die Radartechnik erhebliche Fortschritte gemacht hatte [3].

In diese Zeit fällt noch eine andere wesentliche Entwicklung, Norman Ramseys Methode der *separated oscillatory fields* [6, 7], mit der die Vorteile der Resonanzspektroskopie im Atomstrahl erst voll zur Geltung kommen. Ähnlich wie in Bild 1 skizziert, wird auch in einer Caesium-Atomuhr (weitere Details findet man im Infokasten 1) die Änderung der Zustandsbesetzung nach Einstrahlen der atomaren Resonanzfrequenz registriert. Wird die Anregungsfrequenz um die

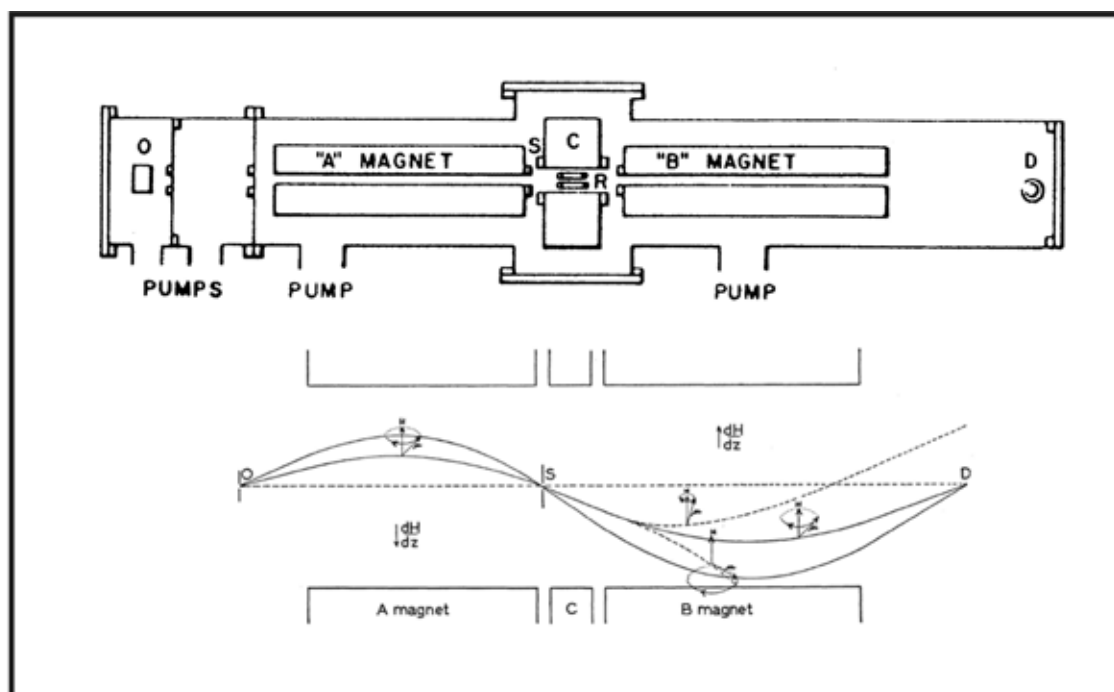


Bild 1:  
Skizze der Rabi-Apparatur aus den 1930er-Jahren (aus [2]) und Veranschaulichung der Atombahnen darunter (aus [4]), Erläuterungen im Text



# i

## Prinzip der Atomuhr

### 1

In Atomuhren wird die Eigenschaft von Atomen ausgenutzt, elektromagnetische Wellen mit einer charakteristischen Schwingungsfrequenz abstrahlen oder absorbieren zu können. Beim Übergang zwischen zwei Energiezuständen  $E_1, E_2$  eines Atoms wird ein Photon der Frequenz  $f_0$  emittiert bzw. absorbiert, mit  $f_0 = (E_2 - E_1)/h$ ;  $h$  ist die Planck-Konstante. In Atomuhren werden atomare Übergänge zwischen Energieniveaus verwendet, die eine lange natürliche Lebensdauer besitzen und nur wenig von elektrischen und magnetischen Feldern beeinflussbar sind, aus technischen und praktischen Gründen in den ersten Jahrzehnten nach 1950 zunächst mit Resonanzfrequenzen im Mikrowellenbereich. Geeignete Atome sind dann die Alkali mit ihrer Hyperfeinstrukturaufspaltung des Grundzustandes, aber auch Ionen mit Alkali-ähnlicher Elektronenkonfiguration.

Der Übergang wird durch eine von außen auf das Atom einwirkende, elektromagnetische Bestrahlung induziert. Dazu werden die Atome in *einem* Zustand präpariert und nach der Bestrahlung die Besetzung des *anderen* Zustandes registriert. Die Zustandsänderung zeigt ein Resonanzverhalten mit einer spektralen „Linienbreite“  $W$  von etwa  $W \approx 1/T$ , wobei  $T$  die Wechselwirkungszeit der Atome mit der Bestrahlung ist. Bild K1.1 erläutert das Funktionsprinzip der primären Atomstrahluhren der PTB. Ausgehend von einem Quarzoszillator wird mittels eines Frequenzgenerators ein Signal der Frequenz  $f_p$  mit  $f_p \approx f_0$  erzeugt, periodisch um die Mittenfrequenz herum moduliert und in die Resonanzapparatur eingekoppelt. Das Signal  $I_D$  enthält die gesuchte Information, ob die Frequenz  $f_p$  mit der Übergangsfrequenz der Atome  $f_0$  übereinstimmt. Ein Nachweis

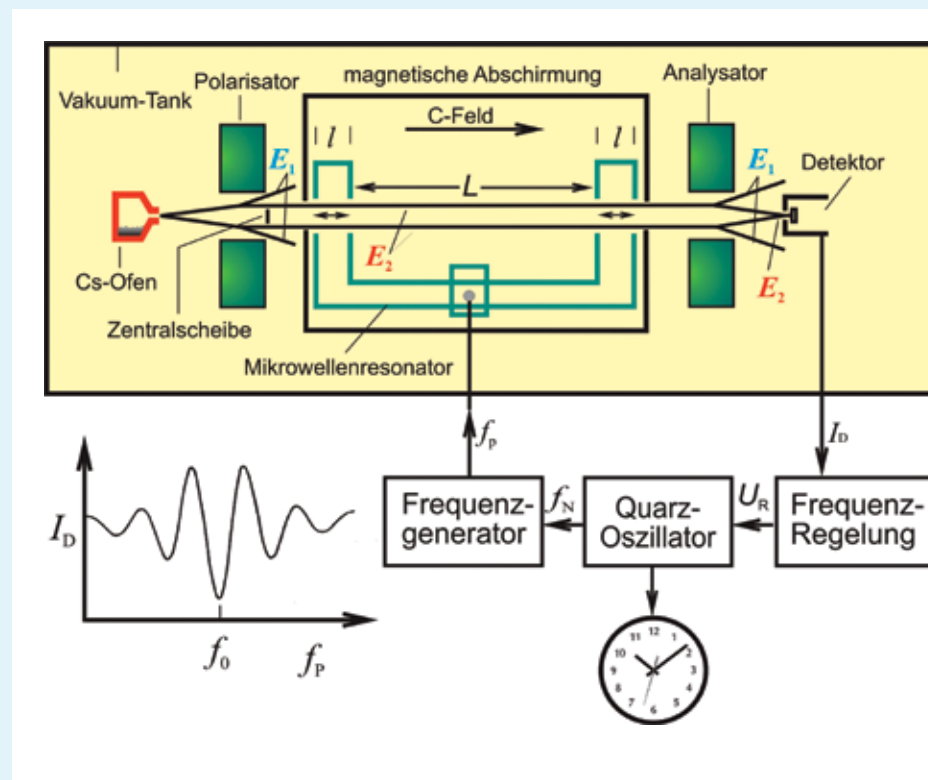


Bild K1.1: Prinzip der Caesium-Atomstrahluhren CS1 und CS2 der PTB. Links unten ist schematisch das Detektorsignal  $I_D$  als Funktion der eingestrahnten Frequenz  $f_p$  dargestellt, entsprechend Bild 4 im Text.

des Signals  $I_D$  im Takt der Modulationsperiode liefert ein Signal  $U_R$  zur Regelung des Quarzoszillators. Seine natürlichen Frequenzschwankungen und seine Frequenzdrift (Alterung) werden entsprechend der eingestellten Regelzeitkonstanten ausgeregelt, und die Eigenstabilität der atomaren Resonanz bestimmt die Qualität des Ausgangssignals. Vom Quarzoszillator ausgehend werden die Normalfrequenz  $f_N$  und über einen Teiler 1-Puls-pro-Sekunde-Signale erzeugt.

Die wichtigsten Spezifikationen einer Uhr, systematische Frequenzinstabilität und systematische Unsicherheit, werden meist als relative Größen angegeben. Mit  $y$  bezeichnet man die relative Frequenzdifferenz zwischen der Uhr und einem Referenznormal. Einem Wert von  $y = 10^{-14}$  entspricht eine Änderung der Standardabweichung zwischen Uhr und Referenz von 0,864 ns pro Tag. Die zeitliche Änderung der Ausgangsfrequenz der Uhr, ihre *Frequenzinstabilität*, wird üblicherweise durch die Allan-Standardabweichung  $\sigma_y(\tau)$  beschrieben, die nach der Beziehung

$$\sigma_y(\tau) = \left( \frac{\sum_{i=1}^{n-1} (y_{i+1} - y_i)^2}{2(n-1)} \right)^{1/2}$$

berechnet wird, falls  $n$  relative Frequenzdifferenzen  $y_i$  über die Mittelungszeit  $\tau$  vorliegen. Im Bild K1.2 wird für die in diesem Aufsatz behandelten oder erwähnten Atomfrequenznormale die Beziehung zwischen  $\sigma_y(\tau)$  und der Mittelungszeit  $\tau$  dargestellt (sogenanntes  $\sigma$ - $\tau$ -Diagramm).

Im Text wird auch der Begriff *systematische Unsicherheit* benutzt: Er beschreibt die abgeschätzte Übereinstimmung zwischen der mit der Uhr realisierten und der in der Definition (s. im Text) festgelegten Dauer der Sekunde und ist damit streng genommen nur für Caesium-Atomuhren anwendbar. Für die besten kommerziell erhältlichen Caesium-Atomuhren spezifiziert der Hersteller eine Unsicherheit von  $5 \cdot 10^{-13}$ .

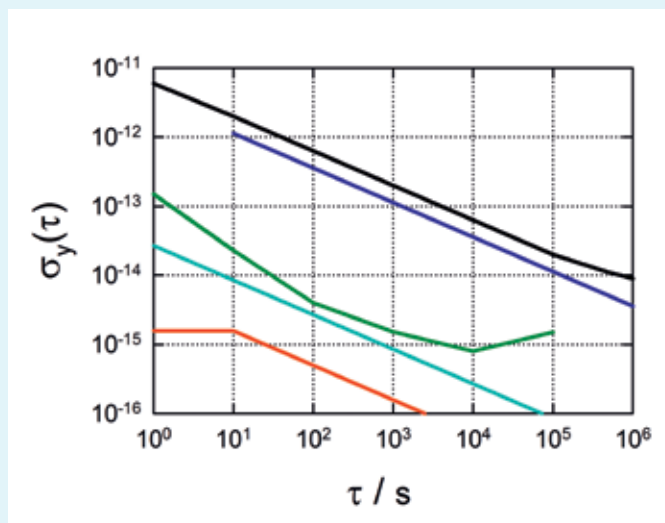


Bild K 1.2:  
Relative Frequenzinstabilität  $\sigma_y(\tau)$  als Funktion der Mittelungszeit  $\tau$  für verschiedene im Text vorkommende Atomfrequenznormale (schematisch): kommerzielle Caesium-Atomuhr (schwarz), primäre Atomstrahluhr PTB-CS2 (blau), Wasserstoffmaser (grün), Fontänenuhr PTB-CSF2 (cyan) und optische Yb-Uhr der PTB (rot)

Info 1: Prinzip der Atomuhr

Frequenz des Uhrenübergangs herum variiert, so registriert man eine Resonanzlinie, deren spektrale Breite wegen der Abwesenheit von spontanen Übergängen nur von der Dauer der Wechselwirkung mit dem Hochfrequenzfeld abhängt. Zusätzlich müssen dafür die technischen Voraussetzungen erfüllt sein, dass das statische Feld „C“ über die gesamte Ausdehnung hinreichend homogen und die Phase des anregenden Feldes hinreichend konstant ist.

Letzteres ist bei einer Wellenlänge von ca. 3 cm nur über einen sehr kleinen Bereich zu erreichen. Daher Ramseys Idee: Das Hochfrequenzfeld wird in einem zweiarmigen Mikrowellenresonator geführt. Die Atome (Geschwindigkeit  $v$ ) werden dann durch eine Bestrahlung über die Länge von

ca. 2 cm im ersten Arm des Resonators in einen kohärenten Superpositionszustand gebracht und nach der freien Driftstrecke der Länge  $L$  im zweiten Resonator-Arm erneut mit dem Hochfrequenzfeld bestrahlt. Die beobachtete Resonanz der Übergangswahrscheinlichkeit hat dann die spektrale Breite  $W \approx v/(2L)$ . Nötig sind eine feste Phasenbeziehung zwischen den beiden Bestrahlungsfeldern und die Übereinstimmung des Mittelwertes des C-Feldes in der Driftstrecke mit den Magnetfeldern in den beiden Bestrahlungstrecken. Ramseys Methode erlaubt es, Wechselwirkungstrecken von etwa einem Meter Länge zu realisieren. Bedingt durch die Geschwindigkeit der Atome in einem thermischen Strahl ( $\approx 200$  m/s) ergeben sich damit Linienbreiten im Bereich



von  $\approx 100$  Hz. Im nächsten Kapitel wird dargestellt, wie man ohne signifikante Verlängerung der Driftstrecke durch Verringerung der Geschwindigkeit  $v$  weitaus kleinere Linienbreiten  $W < 1$  Hz erzielen kann.

Die Entwicklung der ersten Caesium-Atomuhr (siehe Infokasten 1) erfolgte gleichzeitig am amerikanischen *National Bureau of Standards* (NBS) und am britischen *National Physical Laboratory* (NPL). Die Umstände dieser Entwicklung sind in [2] und, mit vielen anekdotischen Details gewürzt, in den Erinnerungen von Louis Essen [8] nachzulesen. Das NPL hatte die Nase vorn, die erste funktionsfähige Atomuhr wurde 1955 vorgestellt [9]. Mit britischem Understatement schreibt Essen: *“The atomic clock was made possible through the brilliant theoretical and experimental work of a number of scientists, several of whom received Nobel prizes, but the clock itself is very simple, as can be seen from the sketch below”* (Seite 66 in [8]). Von 1955 bis 1958 wurde in Zusammenarbeit mit dem *United States Naval Observatory*, Washington, die Dauer der damals gültigen Zeiteinheit, der Ephemeridensekunde, zu 9 192 631 770 Perioden der Cs-Übergangsfrequenz bestimmt [10]. Als Unsicherheit dieses Zahlenwerts wurde 20 angegeben, obwohl eigentlich niemand die Dauer der Ephemeridensekunde auf relativ  $2 \cdot 10^{-9}$  kannte. Dessen ungeachtet bildete dieses Messergebnis die Grundlage der

1967 von der 13. Generalkonferenz für Maß und Gewicht (CGPM) beschlossenen und bis heute gültigen Definition der Zeiteinheit im Internationalen Einheitensystem (SI). Die Frequenz des Uhrenübergangs,  $f_0$ , wurde zu 9 192 631 770 Hz festgelegt.

Die Bedeutung der Atomuhr für Wissenschaft, Technik und nicht zuletzt für militärische Anwendungen wurde schnell erkannt. Schon 1958 wurde die erste kommerzielle Caesium-Atomuhr, „Atomichron“ genannt, vorgestellt [3]. Anfang der sechziger Jahre kaufte die PTB solch ein Atomichron und nutzte es, um die Gänge der Quarzuhren in Braunschweig und am Sender DCF77 in Mainflingen [11] zu kontrollieren.

Mitte der sechziger Jahre begannen die letztlich erfolgreichen Bemühungen in der PTB, eine eigene Caesium-Atomuhr zu entwickeln. In der Uhr CS1 (s. Bild 2) setzte man neue Ideen von Holloway und Lacey [12] um. Als wesentliche Vorteile wurden erachtet [13]:

- eine reduzierte Frequenzinstabilität durch zwei-dimensionale Fokussierung der Atome mit magnetischen Linsen (statt der bisher verwendeten Dipolmagnete),
- axialsymmetrische Geometrie des Atomstrahls mit kleiner radialer Ausdehnung,



Bild 2:  
Die primäre Atomstrahluhr CS1 in der Atomuhrenhalle der PTB (1969)

- Verringerung der Inhomogenität des C-Felds durch Verwendung einer langen Zylinderspule und zylindrischer Abschirmungen – statt eines Magnetfelds quer zur Strahlrichtung.

CS1 wurde 1969 erstmals benutzt [14] und tickt bis heute. Weltweit sind derzeit nur noch zwei primäre Uhren mit thermischem Atomstrahl in Betrieb, CS1 und CS2 der PTB. CS2 wurde 1985 fertiggestellt, und ihr Konstruktionsprinzip ist dem von CS1 sehr ähnlich. Die für CS2 abgeschätzte Unsicherheit liegt bei  $1,2 \cdot 10^{-14}$  [15]. Während der letzten 24 Monate (bis September 2015) betrug die mittlere relative Abweichung der CS2-Frequenz von der SI-Einheit, wie sie näherungsweise mit TAI verbreitet wird (siehe Infokasten 3),  $3,3 \cdot 10^{-15}$  mit einer Standardabweichung der monatlichen Mittelwerte von  $3,1 \cdot 10^{-15}$ . Die Unsicherheitsabschätzung aus den späten 1980er-Jahren ist also mit großer Wahrscheinlichkeit korrekt.

### Der Weg zur Fontänenuhr

Parallel zur Entwicklung von Atomuhren, die auf der von Rabi und Ramsey eingeführten Bauweise beruhen, arbeitete Jérôme Zacharias vom *Massachusetts Institute of Technology* bereits in den 1950er-Jahren daran, Einschränkungen dieser Bauweise zu überwinden. Sekundäre Quellen [3, 7] berichten über ambitionierte, doch leider

erfolgreiche Experimente mit einem aufwärts gerichteten thermischen Atomstrahl. Unter dem Einfluss der Schwerkraft verlangsamten sich in einem solchen Strahl zunächst die Atome, bevor sie nach dem Umkehrpunkt nach unten beschleunigt werden. Zacharias wollte die wenigen besonders langsamen Atome im thermischen Strahl nachweisen, nachdem sie während der Auf- und Abwärtsbewegung mit dem Mikrowellenfeld in Wechselwirkung getreten waren. So hätte sich bei einer meterhohen Apparatur eine Linienbreite von unter 1 Hz ergeben, also wesentlich kleiner als die bisher erreichbaren 100 Hz, und die Linienmitte hätte sich viel leichter auf 0,1 Hz, entsprechend relativ  $10^{-11}$  der Resonanzfrequenz von 9,2 GHz, bestimmen lassen. Allerdings gelang es den Experimentatoren nicht, Atome nachzuweisen, die auf ihrem ballistischen Flug den Mikrowellenresonator ein zweites Mal passiert hatten. Durch Stöße der Atome im Bereich der Ofendüse wurde der winzige für das Experiment nutzbare Anteil der extrem langsamen Atome in der thermischen Geschwindigkeitsverteilung noch weiter reduziert [16]. Zacharias nannte sein Projekt „Fallotron“ oder „Fountain“.

Den letzteren Begriff übernahm eine Gruppe an der *École Normale Supérieure*, Paris, als sie 1990 ihre „Zacharias fountain“ mit lasergekühlten Cesiumatomen vorstellte [17]. Durch Laserkühlung (wegen ihrer Bedeutung separat im Infokasten 2 behandelt) lassen sich in einer Zelle mit etwas

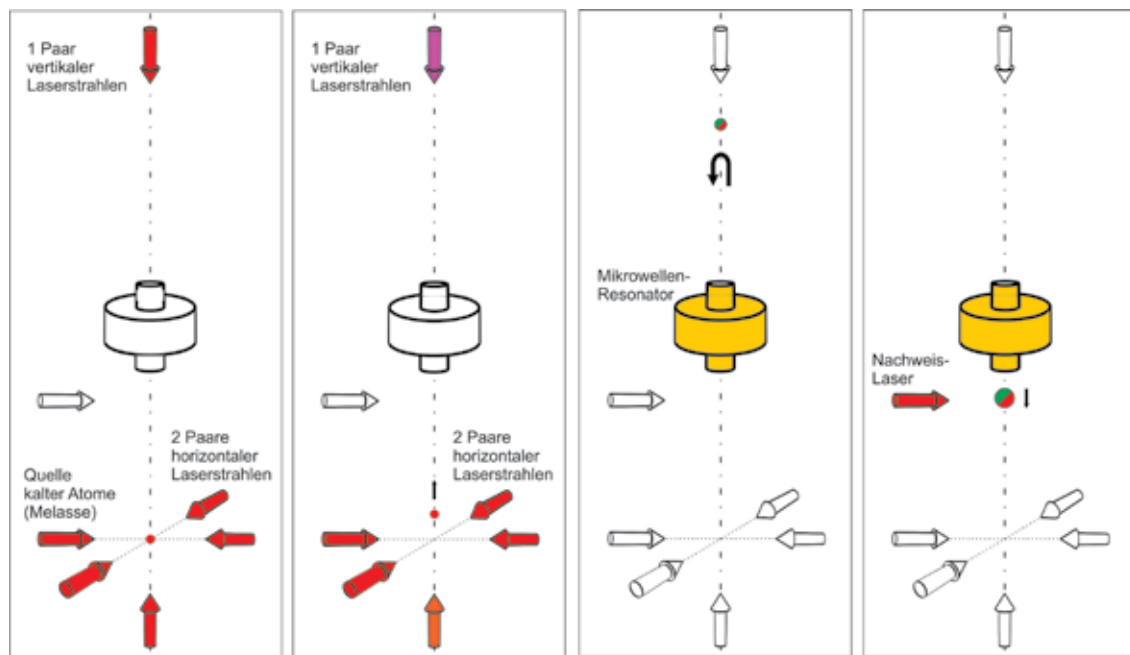


Bild 3: Funktionsschritte einer Fontänenuhr im zeitlichen Ablauf



Caesiumdampf Wolken kalter Atome, in denen die thermische Bewegung der Atome weitgehend „eingefroren“ ist, erzeugen. Die Temperatur der kalten Atome beträgt hierbei etwa  $1 \mu\text{K}$  und die Verteilung der vorkommenden Relativgeschwindigkeiten ist etwa 10 000-mal schmaler als die

thermische Geschwindigkeitsverteilung eines Gases der gleichen Atomsorte bei Raumtemperatur. Dadurch ist es möglich, mit einer kalten Atomwolke eine Fontäne mit vorbestimmter Flughöhe der Atome zu realisieren, wobei die räumliche Aufweitung der Wolke mit der Zeit wegen

## i 2 Laserkühlung

Für eine vereinfachte Erklärung des Laserkühlens betrachten wir ein Atom, das sich längs der Richtung von zwei gegenläufigen Laserstrahlen gleicher Frequenz  $\nu_L$  und Intensität bewegt. Die Frequenz des Laserlichtes ist etwas niedriger (d. h. zum Roten hin) abgestimmt als diejenige optische Anregungsfrequenz  $\nu_R$ , bei der das ruhende Atom ein Photon resonant, d. h. mit größter Wahrscheinlichkeit, absorbiert. Wegen der Bewegung des Atoms erscheint für das Atom die Frequenz des entgegenkommenden Lichtes durch den Dopplereffekt erhöht, also in die Richtung der Resonanzfrequenz verschoben. Gleichzeitig erscheint dagegen die Frequenz des sich in der Bewegungsrichtung des Atoms ausbreitenden Lichtes weiter von der Resonanzfrequenz weg (zum Roten hin) verstimmt. Daher erfolgt die Absorption eines entgegenkommenden Photons mit größerer Wahrscheinlichkeit. Bei der Absorption wird der Impuls des Photons aus dem Laserstrahl auf das Atom übertragen, die Reemission des Photons erfolgt dagegen in eine zufällige Raumrichtung. Der Impulsübertrag ist daher im Mittel bei der Streuung vieler Photonen gegen die ursprüngliche Bewegungsrichtung gerichtet. Wegen der erwähnten Rotverschiebung ( $\nu_L - \nu_R < 0$ ) ist die Energie der emittierten Photonen um  $h(\nu_R - \nu_L)$  höher als die der absorbierten Photonen;  $h$  ist die Planck-Konstante. Die Energiebilanz zeigt, dass die Atome bei der Streuung kinetische Energie verlieren. Da die Caesiumatome vom optisch angeregten Zustand nach 30 ns wieder in den Grundzustand übergehen, wiederholt sich der Absorptions-Emissions-Prozess sehr schnell, sodass das Atom in Bruchteilen einer Sekunde

von Raumtemperatur bis nahe an den absoluten Temperaturnullpunkt gebracht werden kann. Die Entwicklung des Verständnisses der Details und die vollständige Theorie des Laserkühlens kann man gut in den Nobelvorträgen der Preisträger 1997 oder auch in neueren Lehrbüchern nachlesen.

Um eine Quelle kalter Atome für eine Fontänenuhr zu bilden, geht man wie folgt vor: Man überlagert drei zueinander orthogonale, gegenläufige Paare von Laserstrahlen passender Frequenz, Polarisation und Intensität in einer Vakuumkammer, die das atomare Gas bei Raumtemperatur enthält. Im Überlagerungsvolumen entsteht dann eine sogenannte optische Melasse, bestehend aus lasergekühlten Atomen mit Geschwindigkeiten im Bereich von wenigen Zentimetern pro Sekunde. Die Atome bewegen sich in der Melasse wie in einem zähen Sirup, denn die auf die Atome wirkende Kraft hat den Charakter einer Reibung: Die Kraft ist proportional zur Momentangeschwindigkeit und ihr entgegengesetzt gerichtet. Eine optische Melasse ist jedoch keine echte Falle für Atome, denn es existiert keine zum Kreuzungspunkt der Laserstrahlen gerichtete, rücktreibende Kraft auf die Atome. Um schneller höhere Atomzahlen zu erreichen, ist es auch möglich, die Melasse nicht aus dem Hintergrundgas sondern über einen Strahl bereits vorgekühlter Atome zu laden, der durch einen zusätzlichen Mechanismus zur Verfügung gestellt wird. Nur mit den in einer Melasse erreichten niedrigen Temperaturen von  $1 \mu\text{K}$  bis  $2 \mu\text{K}$  kann man eine Caesium-Fontänenuhr realisieren, so wie sie im Text beschrieben ist.

der schmalen Geschwindigkeitsverteilung gering bleibt. Anders als bei einem kontinuierlichen thermischen Strahl müssen dazu aber periodisch Caesiumatome gesammelt, gekühlt und dann nach oben beschleunigt werden. Um den atomaren Resonanzübergang mit möglichst geringen Störungen anregen zu können, muss man freie Atome beobachten und dazu das einfangende und kühlende Lichtfeld ausschalten. Die Abfolge der einzelnen Funktionsschritte wird in Bild 3 illustriert. Die Atome werden zunächst in einem der beiden Hyperfeinstrukturzustände präpariert (rot). Dann werden sie innerhalb von 1 ms aufwärts auf die Geschwindigkeit von einigen Metern pro Sekunde beschleunigt, sodass sie knapp einen Meter hoch fliegen, ehe sie unter der Wirkung der Schwerkraft wieder abwärts fallen. Das Beschleunigen auf die Anfangsgeschwindigkeit  $v$  geschieht dadurch, dass man bei den zwei gegenläufigen, vertikalen Laserstrahlen die Frequenz des aufwärts gerichteten Laserstrahls um  $\delta v_L$  und die des abwärts gerichteten um  $-\delta v_L$  verstimmt. Dann gilt  $v = \lambda \delta v_L$ , wobei  $\lambda$  die Wellenlänge der Laserstrahlung ist.

Im Detail ist eine recht komplizierte Abfolge von Verstimmungen der Laserfrequenzen und Änderungen der Laserintensitäten notwendig, um eine perfekte Kühlung und Beschleunigung der Atome zu erreichen [18]. Auf der ballistischen Flugbahn durchfliegen die Atome zweimal, bei Aufstieg und Fall, ein Mikrowellenfeld nahe der Frequenz des Uhrenübergangs  $f_p \approx f_0$ . Die Laserstrahlen sind währenddessen blockiert. In der Nachweiszone wird die Besetzung beider Hyperfeinstrukturniveaus in Abhängigkeit von der Mikrowellenfrequenz  $f_p$  registriert. Im Bild 3 ist die Übergangswahrscheinlichkeit gerade 1/2, da die Mikrowellenfrequenz um die halbe Linienbreite erhöht wurde ( $f_p = f_0 + W/2$ ). Im nächsten Zyklus wird die Frequenz mit anderem Vorzeichen verstimmt ( $f_p = f_0 - W/2$ ). Die Differenz der

Übergangswahrscheinlichkeiten aufeinanderfolgender Registrierungen erschließt die Lage von  $f_p$  relativ zu  $f_0$ . Die Zeit zwischen den zwei Mikrowellenbestrahlungen, die effektive Wechselwirkungszeit, beträgt in praktisch allen bisher realisierten Fontänenuhren etwa 0,6 s, und die Linienbreite des Übergangs liegt dann bei 0,8 Hz. Bild 4 veranschaulicht den Gewinn, wie er mit der Fontänenuhr CSF1 der PTB erzielt wurde, gegenüber einer Uhr mit einem thermischen Atomstrahl. Die entsprechenden Werte in den Atomstrahluhren der PTB sind nämlich 8,5 ms bzw. 60 Hz.

### Herausforderungen und Begrenzungen im Jahr 2016

Derzeit sind in den nationalen Metrologieinstituten weltweit mehr als ein Dutzend Caesium-Fontänenuhren in Betrieb oder in der Entwicklung. Vorreiter war das SYRTE (*Systèmes de Référence Temps-Espace*) am *Observatoire de Paris*, wo die Fontäne FO1 bereits 1994 funktionierte [19] und mittlerweile insgesamt drei Fontänenuhren betrieben werden. Die Fontänenuhren der PTB sind in Bild 5 zu sehen. Mit der Fontäne CSF1 [20] wurde im Oktober 1998 die erste Resonanzlinie registriert und werden seit Mitte 1999 regelmäßig Frequenzmessungen durchgeführt. Aufbauend auf den Erkenntnissen aus der Entwicklung und den ersten Betriebsjahren von CSF1 wurde Anfang des neuen Jahrtausends eine verbesserte Version, die Fontänenuhr CSF2 [21, 22], entwickelt. CSF2 steht seit nunmehr 6 Jahren für Frequenzmessungen zur Verfügung und liegt mit fünf weiteren Fontänenuhren in der Spitzengruppe der derzeit genauesten Uhren weltweit mit relativen Unsicherheiten im Bereich von wenigen  $10^{-16}$  [23]. Darüber hinaus werden CSF1 und CSF2 jeweils als Referenz füreinander verwendet, einerseits zur Kontrolle und andererseits zur Untersuchung systematischer Effekte.

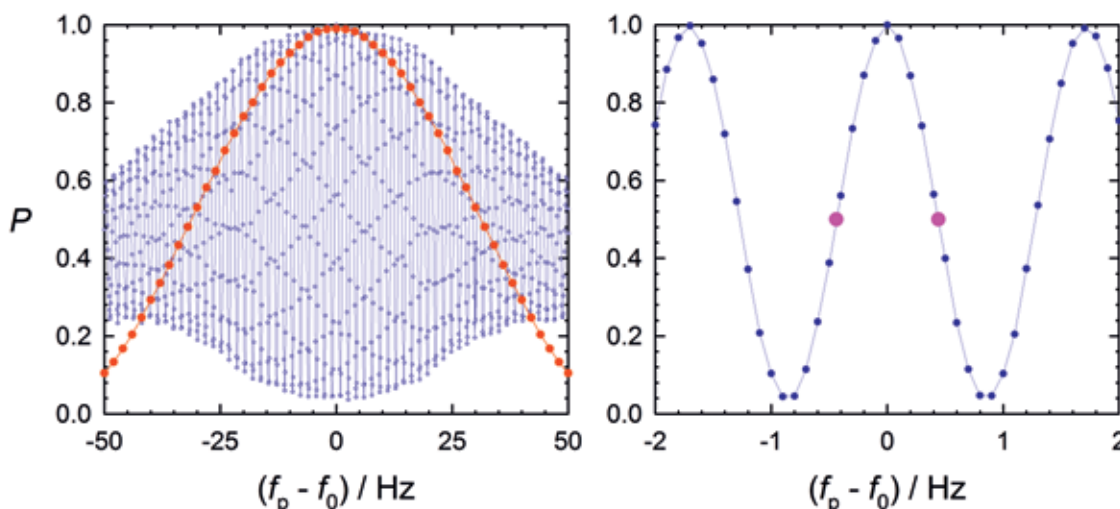


Bild 4: Übergangswahrscheinlichkeiten  $P$  zwischen den Zuständen 1 und 2 des Uhrenübergangs in  $^{133}\text{Cs}$  als Funktion der Mikrowellenfrequenz  $f_p$  (Ramsey-Resonanzkurven), aufgezeichnet mit der Fontänenuhr CSF1 (blau) und der Strahluhr CS2 (rot) der PTB





Welche der vorhergesagten Vorteile konnten bisher verifiziert werden, welche Probleme traten auf? Betrachten wir zunächst die Frequenzinstabilität. Für eine Frequenzmessung mit einer statistischen Unsicherheit von  $1 \cdot 10^{-14}$  benötigt man mit der primären Strahluhr CS2 36 h, mit der Fontänenuhr CSF2 etwa 7 Sekunden. Regelt man einen Quarzoszillator auf die atomare Resonanzlinie, so ist seine Frequenzinstabilität proportional zu  $(Q S/R)^{-1}$ . Dabei ist  $Q$  die Liniengüte, Resonanzfrequenz dividiert durch Linienbreite, und  $S/R$  das Signal-zu-Rausch-Verhältnis. Da bei gleichem  $S/R$  die Frequenzinstabilität mit verringerter Linienbreite abnimmt, ergibt sich ein deutlicher Vorteil für CSF2 durch die etwa 65-fach höhere Liniengüte gegenüber CS2. Weil aber die für die Linienbreite verantwortliche Zeitdauer zwischen den beiden Bestrahlungen im Ramsey-Resonator in einer Fontäne nur mit der Wurzel aus der Wurfhöhe anwächst, ist im Schwerfeld der Erde bezüglich der Linienbreite damit eine Art praktische Grenze erreicht, will man keine zehn Meter hohe Fontäne bauen. Eine solch hohe Fontäne hätte aber bei gleicher Atomtemperatur den Nachteil, dass weniger Atome detektiert werden könnten, weil ein höherer Anteil der Atome aufgrund der größeren Ausdehnung der Atomwolke auf dem längeren Weg nicht in die Detektionszone gelangen würde.

Damit kommen wir zum zweiten, die Frequenzinstabilität bestimmenden Faktor, nämlich dem Signal-zu-Rausch-Verhältnis  $S/R$ . Nach der zweiten Mikrowellenbestrahlung gewinnt man in der Nachweiszone durch Anregung der Atome mit Laserstrahlung und Registrieren der emittierten Fluoreszenz der Atome zwei Signale, aus denen sich die Anregungswahrscheinlichkeit des Mikrowellenübergangs vom Zustand 1 in den Zustand 2 ableiten lässt. Die beiden Nachweissignale,  $N_1$  und  $N_2$ , sind jeweils proportional zur Anzahl der detektierten Atome in den Zuständen 1 und 2 und der pro Atom nachgewiesenen Photonenzahl. Eine Fontäne wird üblicherweise so betrieben, dass  $N_1$  und  $N_2$  gleich sind (siehe Bild 3 und magenta Punkte in Bild 4 rechts), denn dann ist die dem Signal  $S$  entsprechende Übergangswahrscheinlichkeit  $P = S = N_2 / (N_1 + N_2) \approx 1/2$  am empfindlichsten von Frequenzänderungen des eingestrahnten Wechselfeldes abhängig. Das Rauschen  $R$  des Signals  $S$  aufgrund der statistischen Schwankungen der Verteilung der Atome auf die beiden Zustände (Quantenprojektionsrauschen) beträgt  $R = (N_1 + N_2)^{-1/2} (P(1-P))^{1/2}$ . Damit ergibt sich für den üblichen Fontänenbetrieb mit  $P = 1/2$  der einfache Zusammenhang  $S/R = (N_1 + N_2)^{1/2}$ , also ein Signal-zu-Rausch-Verhältnis, das proportional zur Wurzel aus der Gesamtzahl der detektierten Atome ist.

Dieses, in gewissem Sinne fundamentale, niedrigste Rauschen bei einer Fontänenuhr zu

erreichen, erfordert, alle anderen im Nachweissignal üblicherweise vorhandenen technischen Rauschbeiträge extrem sorgfältig zu reduzieren. Ein Problem besteht darin, dass die Fontäne in einem gepulsten Modus funktioniert: Dem Zeitintervall zwischen den beiden Durchflügen der Atome durch den Mikrowellenresonator folgt ein Zeitraum für den Nachweis der Atome und das anschließende neuerliche Laden und Starten von Atomen. Während dieser Totzeit ist die Regelung des Quarzoszillators unwirksam, da keine Information über das zeitliche Verhalten der Phase des Oszillators vorhanden ist. Ein Teil der Phasenschwankungen des Quarz-Oszillators überträgt sich in Frequenzschwankungen auch bei Mittelungszeiten, die groß gegen die Zykluszeit der Fontäne (typisch 1 bis 1,5 s) sind. John Dick von der Ionenfallengruppe des *Jet Propulsion Laboratory*, Pasadena, hat dieses Verhalten erstmals beschrieben, man spricht daher vom „Dick-Effekt“ [24]. Aufgrund dieses Effektes kann man mit einer Fontänenuhr, deren 9,2 GHz-Signal von einem Oszillator mit einem der rauschärmsten am Markt erhältlichen Schwingquarze abgeleitet wird, bestenfalls eine Frequenzinstabilität von etwas weniger als  $10^{-13} (\tau/1s)^{-1/2}$  erreichen, wobei  $\tau$  die Mittelungszeit ist.

Bild 5:  
Die PTB-Caesium-Fontänenuhren CSF1 (im Hintergrund) und CSF2 (im Vordergrund) im Jahr 2005



Um hingegen eine Frequenzinstabilität im unteren Bereich von  $10^{-14}$  ( $\tau/1s$ )<sup>-1/2</sup> zu erreichen, muss man das 9,2 GHz-Signal entweder von einem kryogenen Oszillator ableiten, oder von einem Mikrowellenoszillator, der mithilfe eines Frequenzkamms auf einen schmalbandigen Laser stabilisiert ist [25]. Es ist interessant zu bemerken, dass im letzteren Fall Technologien, die im Zusammenhang mit optischen Uhren (s. vorletztes Kapitel) entwickelt worden sind (schmalbandige Laser, Frequenzkamm), der Leistungsfähigkeit der Fontänenuhren zugutekommen, wobei im Wechselspiel diese gesteigerte Leistungsfähigkeit wiederum bei der Frequenzmessung potentieller optischer Uhrenübergänge mit Bezug auf Fontänenuhren große Vorteile bringt.

Die für die Fontänenuhr CSF2 in Bild K1.2 eingezeichnete Linie  $\sigma_y(\tau) = 2,7 \cdot 10^{-14} (\tau/1s)^{-1/2}$  ergibt sich praktisch ausschließlich aus dem Quantenprojektionsrauschen von ca.  $2,8 \cdot 10^6$  detektierten Atomen pro Fontänenzyklus. Für das Erreichen dieser Frequenzinstabilität war es zudem nötig, dass das Laden der Atomquelle von CSF2 aus einem Strahl vorgekühlter Atome erfolgt, um eine solch hohe Zahl von Atomen auf den Weg durch die Fontäne zu schicken, dass auch das S/R um etwa einen Faktor zwei größer ist als in CS2. Zusammen mit der 65-fach verringerten Linienbreite ergibt dies die um einen Faktor von 130 verbesserte Frequenzinstabilität. Deren weitere Reduzierung durch die Verwendung noch höherer Atomzahlen, um ein noch niedrigeres Quantenprojektionsrauschen zu erreichen, steht in erster Linie der zunehmende frequenzverschiebende Effekt von Stößen unter den kalten Atomen entgegen, den wir in der Folge im Zusammenhang mit der erreichbaren systematischen Unsicherheit von Fontänenuhren diskutieren werden.

Was sind nun die Vorteile der Fontänenuhr bezüglich der Genauigkeit? In Tabelle 1 sind die wesentlichen Frequenzverschiebungen und die daraus resultierenden Unsicherheitsbeiträge der primären Uhr CS2 [15] und der Fontäne CSF2 [21, 22] einander gegenübergestellt. Der Vorteil der Fontänenuhr kommt besonders dort zum Tragen, wo die Verschiebungen proportional zu Q sind oder direkt mit der Geschwindigkeit  $v$  bzw.  $v^2$  skalieren [26] (in Tabelle 1 mit (\*) gekennzeichnet).

Einige der Unsicherheitsbeiträge von CSF2 (Gesamtunsicherheit  $2 \cdot 10^{-16}$ ) sind um mehr als eine Größenordnung kleiner als die von CS2 (Gesamtunsicherheit  $120 \cdot 10^{-16}$ ). So benötigt man in CS2 ein statisches Magnetfeld von ca. 8  $\mu$ T, damit der Frequenzabstand benachbarter Magnetfeld-abhängiger Übergänge groß ist gegenüber ihrer Linienbreite. Dann nämlich ist es möglich, den Übergang zwischen den Zeeman-Unterniveaus mit magnetischer Quantenzahl  $m_F = 0$ , den

Uhrenübergang, als Übergang zwischen zwei isolierten atomaren Niveaus selektiv anzuregen. In der Fontäne genügt wegen der verringerten Linienbreite hierfür eine Feldstärke von etwa 0,15  $\mu$ T. Die Verschiebung der Resonanzfrequenz des Uhrenübergangs beträgt im ersten Fall 2,9 Hz, im zweiten nur 0,0009 Hz, und entsprechend leichter ist es hier, diese Verschiebung zu bestimmen und auf Feld Null zu korrigieren. Zudem führt in einer konventionellen Atomuhr die magnetische Zustandsselektion zu einer unsymmetrischen Besetzung benachbarter Zeeman-Unterniveaus mit  $m_F = \pm 1$  bezüglich der  $m_F = 0$  Zustandsbesetzung. Damit werden dem Uhrenübergang benachbarte, unerwünschte Übergänge im Hyperfeinstruktur(HFS)-Multiplett unterschiedlich stark angeregt. Das führt i. Allg. zu einer Frequenzverschiebung des Uhrenübergangs [12]. Bei einer Fontäne hingegen ist nach der Laserkühlung die Besetzung benachbarter Unterniveaus weitgehend unterdrückt [18] und dazu symmetrisch. Dadurch ist der entsprechende Unsicherheitsbeitrag vernachlässigbar.

Da in CSF2 keine Heizung des Caesium-Vorrates erforderlich ist wie bei CS2 zur Erzeugung eines ausreichend intensiven Atomstrahls, ist hier die Temperaturverteilung insgesamt sehr viel homogener. Dies führt zu einer um eine Größenordnung niedrigeren Unsicherheit der Frequenzverschiebung aufgrund thermischer Strahlung (Stark-Effekt). Ebenso ist die durch den quadratischen Dopplereffekt bedingte Unsicherheit praktisch vernachlässigbar [18], weil die mittlere atomare Geschwindigkeit zwischen den beiden Resonator-Durchquerungen der Atome in CSF2 nur 1,5 m/s beträgt, während die mittlere Geschwindigkeit im Atomstrahl von CS2 rund 100 m/s beträgt.

Für das Verständnis des unterschiedlichen Einflusses der Phasendifferenz des Resonators bei CS2 und CSF2 muss man sich folgenden Sachverhalt vor Augen halten: Die bei einer Fontäne zeitlich nacheinander erfolgende Anregung der Atome in dem *einen* Mikrowellenresonator ist äquivalent zu der nacheinander erfolgenden Wechselwirkung der Atome in den *beiden* räumlich getrennten Bestrahlungsstrecken des Resonators einer Atomstrahluhr. Nur sind naturgemäß in dem *einen* Resonator der Fontäne die Bestrahlungsfelder am selben Ort immer in Phase, wohingegen im zweiarmigen Resonator einer Atomstrahluhr Leitungsverluste in den Wänden, zusammen mit mechanischen Asymmetrien, zu einer Phasendifferenz führen. Deren experimentelle Bestimmung ist schwierig und begrenzt die erreichbare Genauigkeit, z. B. auch von CS2. Bei CSF2, wie bei anderen Fontänen, bleibt allerdings die Herausforderung, den Einfluss räumlicher Phasengradienten, transversal zur Bewegungsrichtung der Atome, zu kontrollieren [22, 27]. Solche Phasengradienten führen auch bei einer Fontänen-



uhr zu Frequenzverschiebungen. Denn gemittelt über die unterschiedliche Ausdehnung und die möglicherweise leicht unterschiedliche horizontale Position des atomaren Ensembles, jeweils bei Auf- und Abstieg der Caesiumatome, liegen im allgemeinen Phasenunterschiede des einwirkenden Mikrowellenfeldes vor. Diese ergeben sich ebenfalls aus Leitungsverlusten in den Resonatorwänden oder aus Einkoppelungs-Asymmetrien des Feldes in den Resonator [27]. Für die Evaluierung solcher Effekte sind anspruchsvolle Berechnungen und Experimente mit Verkippungen der Fontänenachse gegenüber dem Vektor  $\mathbf{g}$  der Fallbeschleunigung vonnöten [22].

Besonderes Augenmerk ist bei den Fontänenuhren von Anfang an auf den Effekt von Stößen unter den kalten Caesiumatomen gerichtet worden. Bei den vorliegenden Temperaturen ( $\approx 1 \mu\text{K}$ ) sind die Verschiebungen der am Uhrenübergang beteiligten Energieniveaus durch Stöße vergleichsweise groß und waren daher Gegenstand umfangreicher theoretischer und experimenteller Untersuchungen (z. B. [28, 29]). Diese haben zu verschiedenen Maßnahmen geführt, die resultierende Frequenzverschiebung und ihre Unsicherheit in den Griff zu bekommen. Grundsätzlich ist es dafür nötig, beim Betrieb der Fontänenuhr die atomare Dichte zu variieren, um aus den bei unterschiedlichen

Dichten gemessenen Übergangsfrequenzen durch lineare Extrapolation auf verschwindende Dichte die ungestörte Übergangsfrequenz zu ermitteln. Um die Dichte zu variieren, kann man z. B. die Ladezeit der Atomwolke ändern. Eine einfache Methode, systematische Fehler durch die Stoßverschiebung klein zu halten, ist die Verwendung geringer Atomzahlen in einer relativ ausgedehnten Atomwolke. Nachteilig ist dann allerdings das resultierende geringe  $S/R$ .

Bei detektierten Atomzahlen im Bereich von mehreren  $10^6$  hingegen, wie sie für Frequenzstabilitäten im unteren  $10^{-14}$  ( $\tau/1\text{s}$ ) $^{-1/2}$ -Bereich benötigt werden, treten Stoßverschiebungen von relativ  $10^{-14}$  auf, sodass ein sehr präzises Verfahren für die Variation der atomaren Dichte verwendet werden muss, um Extrapolationsfehler auf dem Niveau von  $10^{-16}$  oder darunter zu halten. Mit der Methode der sogenannten „*Rapid Adiabatic Passage*“ [18] ist es möglich, über einen zusätzlichen Mikrowellenresonator unterhalb des Ramsey-Resonators die Dichte der für den Uhrenübergang verwendeten Atome in der gesamten Atomwolke exakt um den Faktor zwei zu variieren, sodass der resultierende Frequenzunterschied, gemessen zwischen dem Betrieb mit voller bzw. halber Dichte, zur Korrektur der Stoßverschiebung herangezogen werden kann. Bei weiteren Erhöhungen der detektierten Atomzahl, über den Bereich von meh-

Tabelle 1:  
Die wesentlichen Unsicherheitsbeiträge der primären Uhr CS2 [15], der Fontänenuhr CSF2 [21, 22] und der optischen Yb-Uhr (siehe weiter unten) der PTB

Ursache einer Frequenzverschiebung	Relative Frequenzverschiebung $\delta F$ und relative Unsicherheit $\delta\delta F$ in Vielfachen von $10^{-15}$					
	Cs-Uhr CS2		Fontäne CSF2		Optische Uhr (Yb <sup>+</sup> E3)	
	$\delta F(\text{CS2})$	$\delta\delta F(\text{CS2})$	$\delta F(\text{CSF2})$	$\delta\delta F(\text{CSF2})$	$\delta F(\text{Yb}^+ \text{E3})$	$\delta\delta F(\text{Yb}^+ \text{E3})$
Magnetfeld* (quadr. Zeemaneffekt)	317 500	1	99,85	0,01	-0,0404	0,0006
Stark-Effekt (thermische Strahlung)	-17	0,5	-16,51	0,06	-0,0705	0,0018
quadratischer Dopplereffekt* (rel. Zeitdilatation)	-50	0,5	-0,01	<0,01	-0,0037	0,0021
Anregung unerwünschter Übergänge im HFS-Multiplett des <sup>133</sup> Cs	0	4	0	0,0013		
Phasendifferenz des Resonators *	255	10	0,03	0,15		
Atomare Stöße	0	<0,5	-10	0,05	0	0,0005

# i Zeitsystem

## 3

Unter der Koordination des Internationalen Büros für Maß und Gewicht, BIPM (*Bureau International des Poids et Mesures*), wirken derzeit 72 Zeitinstitute bei der Realisierung der internationalen Atomzeitskalen mit. Durch Mittelung über etwa 400 Atomuhren, ca. 300 kommerzielle Caesium-Atomuhren und 100 Wasserstoffmaser aus allen Instituten, gewinnt das BIPM eine sogenannte freie Atomzeitskala. Deren Skalenmaß wird mit den primären Caesium-Fontänenuhren (und CS1, CS2) verglichen, sofern deren Messwerte zur Verfügung stehen. In den letzten 24 Monaten (bis September 2015) wurden Daten von 11 verschiedenen Fontänenuhren (aus China, Deutschland, Frankreich, Großbritannien, Indien, Italien, Russland und den USA) bereitgestellt. Daraus wird abgeleitet, um wie viel das Skalenmaß der freien Atomzeitskala verändert werden muss, um mit der von den primären Uhren realisierten SI-Sekunde übereinzustimmen. Die entsprechende Korrektur wird rechnerisch angebracht und so die Internationale Atomzeit TAI (*Temps Atomique International*) gewonnen. Derzeit gelingt es, die TAI-Sekunde im Mittel bis auf  $10^{-15}$  s an

die SI-Sekunde anzugleichen. Dieses Maß an Übereinstimmung war noch vor 10 Jahren praktisch undenkbar und ist allein der Qualität und Verfügbarkeit von Fontänenuhren zu verdanken. Durch Einfügung von Schaltsekunden in TAI wird schließlich die Koordinierte Weltzeit UTC (*Coordinated Universal Time*) gewonnen.

Jedes der 72 Institute realisiert eine Replik von UTC, genannt UTC(k), die je nach Aufwand der Realisierung und Qualität der lokal verfügbaren Uhren mehr oder weniger gut mit UTC übereinstimmt. Die PTB war 2010 das erste Zeitinstitut, das seine UTC(k)-Realisierung aus einer seiner Caesium-Fontänenuhren ableitet. Seitdem war die Abweichung zwischen UTC und UTC(PTB) niemals größer als 10 ns. Andere Institute sind inzwischen dem Vorbild gefolgt. So werden vom SYRTE (*Observatoire de Paris*) seit Ende 2012 Fontänenuhren zur Steuerung von UTC(OP) verwendet. In Bild K3 sieht man UTC(PTB) und UTC(OP), die beide zu den stabilsten derzeit realisierten Zeitskalen gehören, mit Bezug auf UTC. Man erkennt, wie die Abweichungen in UTC – UTC(k)

durch die Verwendung von Fontänenuhren zuerst in der blauen, dann in der orangen Kurve deutlich kleiner werden.

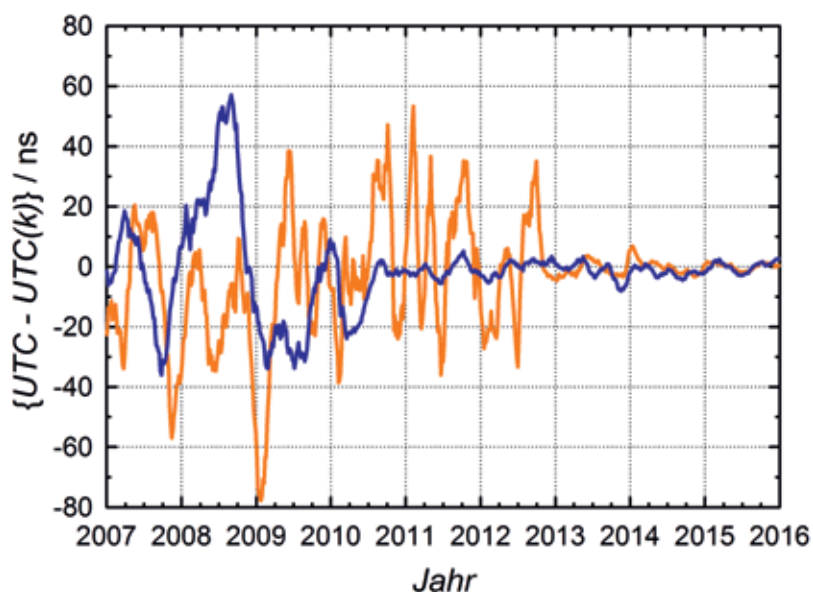


Bild K3:  
Verlauf zweier der stabilsten derzeit realisierten Zeitskalen, UTC(PTB) (blau) und UTC(OP) (orange), der PTB bzw. des SYRTE (Observatoire de Paris) mit Bezug auf UTC über den Zeitraum 2007 bis Ende 2015



renen  $10^6$  hinaus, würde aber auch diese Methode zu inakzeptablen systematischen Unsicherheiten von mehreren  $10^{-16}$  führen. Insofern liegen hier Begrenzungen, die zu einem Kompromiss zwischen erreichbarer Frequenzinstabilität und systematischer Unsicherheit nötigen.

Als Fazit kann man festhalten, dass seit den Zeiten der Pioniere Rabi, Ramsey, Zacharias und Essen die relative Unsicherheit von Caesiumuhren mit thermischem Atomstrahl von etwa  $1 \cdot 10^{-10}$  auf etwa  $1 \cdot 10^{-14}$  reduziert werden konnte. Mit lasergekühlten Atomen in Fontänenuhren konnte der Bereich von  $1 \cdot 10^{-16}$  erreicht werden, aber es erscheint schwierig, diesen Wert deutlich zu unterschreiten.

### Noch genauer: optische Uhren

Parallel zur Entwicklung der Caesiumfontänen wird seit mehr als 20 Jahren intensiv an einem neuen Typ von Atomuhren geforscht: den optischen Uhren [30]. Hier dient ebenfalls ein atomarer Übergang als Taktgeber, allerdings nicht im Mikrowellen-, sondern im optischen Spektralbereich. Als Oszillator der Uhr kommt demzufolge ein frequenzstabilisierter Laser zum Einsatz. Mit der Anhebung der Taktfrequenz um 5 Größenordnungen (von etwa  $10^{10}$  Hz bei der Caesiumuhr zu etwa  $10^{15}$  Hz bei der optischen Uhr) sind deutliche Gewinne bei Stabilität und

## i Anwendungen 4

Die Genauigkeit von Caesium-Atomuhren wurde um etwa einen Faktor 10 pro Jahrzehnt verbessert, seitdem die erste Uhr dieser Art 1955 in Betrieb ging. Es ist faszinierend zu sehen, wie in vielen Bereichen der Wissenschaft verbesserte Uhren verwendet und weiter benötigt werden, um beispielsweise die Gültigkeit der Relativitätstheorie, die Konstanz von Naturkonstanten oder die Eigenschaften von Millisekunden-Pulsaren zu untersuchen. Hierzu braucht es eine relativ geringe Zahl von Uhren an ausgewählten Standorten, anders als bei Anwendungen des täglichen Lebens wie dem Betrieb von Telekommunikationsnetzen oder Netzwerken der Energieversorgung. Hierfür sind Netzwerke von zuverlässigen, untereinander synchronisierten Oszillatoren notwendig, und oft werden diese unter Nutzung der Signale von Satellitennavigationssystemen mit UTC (oder einem UTC(k)) im Gleichlauf gehalten. Solche Systeme (GNSS, *Global Navigation Satellite Systems*) helfen im Alltag, die Frage „Wo bin ich?“ zu beantworten, und das Interesse daran wird sich mit der selbstverständlichen Integration von Navigationsfunktionen in Mobiltelefonen und Automobilen fortsetzen. Die Nutzung von GNSS geht aber erheblich weiter, so auch zur Verbreitung hochgenauer Zeitinformation.

Die Funktion eines GNSS beruht auf der Messung von Signallaufzeiten zwischen mehreren mit Atomuhren ausgerüsteten Satelliten und dem Empfänger am Boden. Atomuhren werden sowohl auf den Satelliten als auch am Boden benötigt: Die Qualität der von den Satelliten gesendeten Signale hängt unmittelbar von der Stabilität, genauer der Vorhersagbarkeit, der Uhren an Bord der Satelliten ab. Die Vorhersage bezieht sich auf die im GNSS erzeugte Systemzeit, die mit stationären Uhren am Boden realisiert wird und die wiederum durch Vergleich mit den besten terrestrischen Zeitskalen mit UTC in sehr guter Übereinstimmung gehalten wird. So wird versucht, die GPS Systemzeit mit UTC(USNO) vom U.S. Naval Observatory in Übereinstimmung zu halten. Die Zeit des russischen GNSS GLONASS wird an die im russischen Metrologieinstitut VNIIFTRI, welches zwei Caesium-Fontänenuhren betreibt, realisierte Zeitskala UTC(SU) angenähert. Last but not least wird die Systemzeit des Europäischen Galileo Systems gegenwärtig an das Mittel von fünf UTC(k) Zeitskalen angenähert, hierunter UTC(PTB) und UTC(OP), deren hervorragende Eigenschaften im Infokasten 3 beschrieben werden.

Genauigkeit zu erreichen. So lässt sich die Kurzzeitstabilität durch die wesentlich höhere Zahl von Schwingungszyklen pro Zeiteinheit verbessern. In der Genauigkeit erzielt man Gewinne, da manche der störenden äußeren Effekte auf das Atom (z. B. Stöße mit anderen Atomen oder die Wirkung von magnetischen Feldern) eine charakteristische Größenordnung an Verschiebung  $\Delta E$  der Energieniveaus hervorrufen, die als relative Frequenzverschiebung  $\Delta f/f = \Delta E/(hf)$  bei der höheren Frequenz der optischen Uhr aber einen kleineren Effekt als für eine Uhr im Mikrowellenbereich bewirkt. Drei Herausforderungen waren bei der optischen Uhr bedingt durch die höhere Frequenz allerdings auch schwieriger zu bewältigen:

- (1) die Konstruktion eines stabilen Abfrageoszillators,
- (2) das Zählen der Frequenz und
- (3) ganz fundamental, die Lokalisierung der Atome.

(1) Die Linienbreite und Frequenzstabilität des Abfragelasers ist für die Kurzzeitstabilität der optischen Uhr von größter Bedeutung. Meist werden Diodenlaser benutzt, die unstabilisierte Linienbreiten von einigen MHz besitzen. Zur Verringerung der Linienbreite wird der Laser auf einen externen optischen Resonator stabilisiert. Dieser besteht aus zwei hochreflektierenden Spiegeln auf einem

stabilen Abstandshalter, die im Vakuum sehr gut von Temperaturschwankungen und mechanischen Schwingungen abgeschirmt sind. Mit Reflektivitäten der besten erhältlichen Spiegel von 99.9997 % und einem etwa 10 cm langen Abstandshalter erhält man Resonanzen mit einer Breite von nur wenigen kHz. Weil diese Resonanzen sehr schnell und mit geringem Rauschen detektiert werden können, lassen sich mit einem elektronischen Regelkreis die Frequenzschwankungen der Laser bis auf Linienbreiten von unter einem Hz reduzieren. Die erreichbare relative Stabilität liegt dann bei etwa  $10^{-16}$  für Zeiten von 0,1 s bis 100 s. Über längere Zeiten macht sich bei Gläsern eine Frequenzdrift durch die Alterung des Materials bemerkbar. Daher werden als weitere Verbesserung aktuell Resonatoren aus einkristallinem Silizium mit kryogener Kühlung untersucht.

(2) Das Problem des Zählens der optischen Frequenz wurde im Jahr 2000 mit der Erfindung des optischen Frequenzkamm-Generators gelöst. Hierbei wird ein Laser eingesetzt, der eine extrem gleichmäßige Folge sehr kurzer (Femtosekunden langer) optischer Pulse emittiert. Das Spektrum dieses Lasers gleicht einem Kamm mit einer hohen Zahl ( $>10^6$ ) gleichmäßig aufgereihter optischer Frequenzen, der dazu benutzt werden kann, die Frequenz eines Referenzlasers, wie dem Oszillator der optischen Uhr, in einem Schritt in den Mikrowellenbereich herunter zu teilen und so elektronisch zählbar zu machen. Das Verfahren wurde mit verschiedenen Systemen ausgiebig

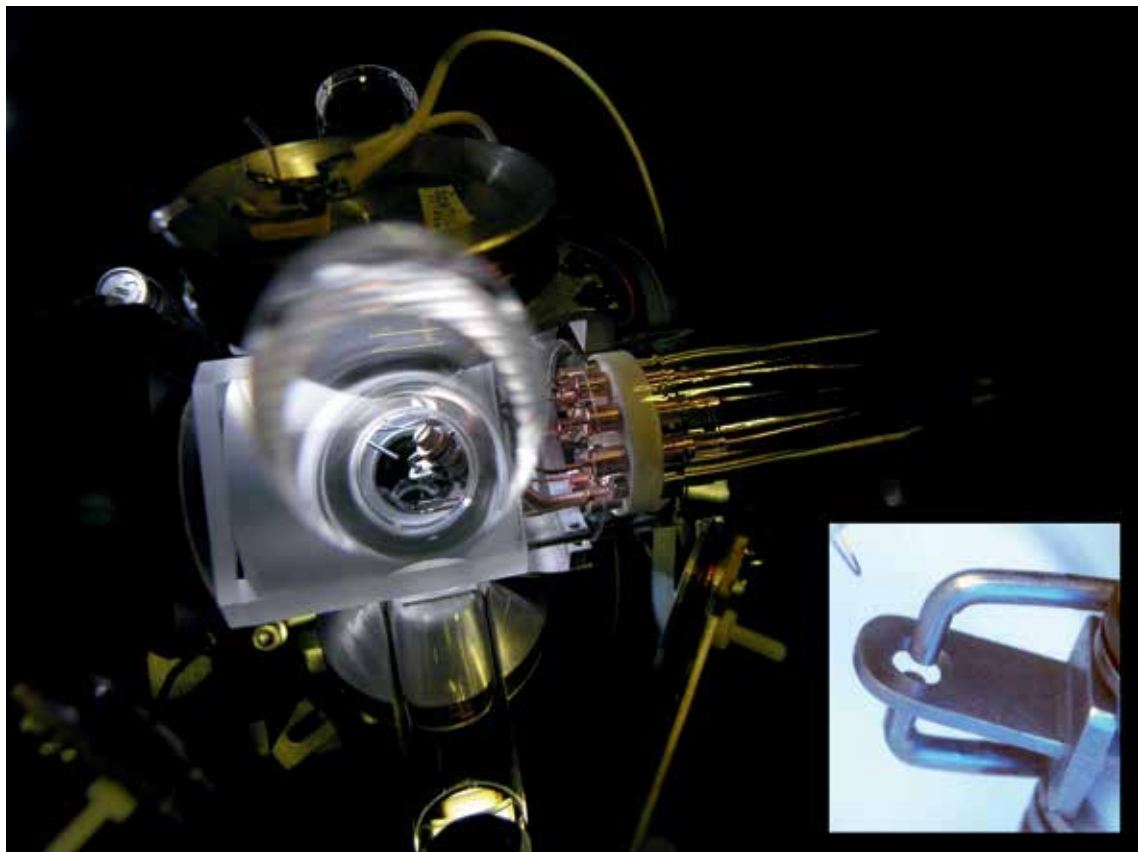


Bild 6:  
Die Ionenfalle der optischen Yb-Uhr der PTB. In der Glas-Vakuumkammer sind die Elektroden der Paul-Falle zu sehen, in der ein Yb<sup>+</sup>-Ion gespeichert wird. Rechts unten: Detailansicht der Falle. Die Ringelektrode besitzt einen Innendurchmesser von 1,4 mm.



getestet und erwies sich tatsächlich als so zuverlässig, dass sich hohe Zahlen von mehr als  $10^{18}$  optischen Schwingungen fehlerfrei, d. h. ohne Verlust eines einzigen Zyklus, verfolgen lassen. Für diese Erfindung und ihre ersten bahnbrechenden Anwendungen wurden Theodor Hänsch und John Hall 2005 mit dem Physik-Nobelpreis ausgezeichnet [31].

(3) Um Frequenzverschiebungen durch den klassischen, linearen Dopplereffekt zu vermeiden, muss die Bewegung des Atoms im anregenden Strahlungsfeld auf einen Bereich eingeschränkt werden, dessen Ausdehnung kleiner als die Wellenlänge ist. Bei der Caesiumfontäne ist diese Wellenlänge etwa 3 cm und das Kriterium lässt sich selbst mit Atomen im freien Fall erfüllen. Bei der optischen Uhr mit einer Wellenlänge im Bereich einiger Hundert nm kann dies nur erreicht werden, wenn die Atome in einer Falle gehalten werden. Die Lokalisierung der Atome in einer optischen Uhr beruht auf der Kombination von einem einschließenden Potential (einer Falle für Atome) und der Laserkühlung, mit der dem Atom Bewegungsenergie entzogen wird. Eine Falle lässt sich besonders gut für geladene Atome (Ionen) mit elektrischen Feldern realisieren (Bild 6). Die Ladung erfüllt die Funktion eines Haltegriffs, mit dem sich das Atom fixieren lässt, ohne dabei seine innere Struktur und damit die für die Uhr entscheidende Resonanzfrequenz wesentlich zu stören. Die ersten Vorschläge für eine optische Uhr wurden von Hans Dehmelt (Physik-Nobelpreisträger 1989, gemeinsam mit Norman Ramsey und Wolfgang Paul, dem Namensgeber für die „Paul-Falle“ zur Speicherung von Ionen) in den 1970er-Jahren gemacht und beruhen auf einem einzelnen, in einer Ionenfalle gespeicherten und gekühlten, Ion [32]. Bei neutralen Atomen fehlt solch ein Haltegriff und Kräfte lassen sich daher nur ausüben, indem man an der Ladungsverteilung im Atom angreift und damit zwangsläufig die elektronische Struktur beeinflusst. Erst 2001 wurde es auf einen Vorschlag von Hidetoshi Katori hin klar, dass man dennoch auch mit neutralen Atomen eine sehr genaue optische Uhr bauen kann, indem man eine Falle konstruiert, die beide Energieniveaus des Übergangs, der die Referenzfrequenz der Uhr bestimmt, genau gleich verschiebt [33]. Die Falle wird vom elektrischen Feld im Interferenzmuster mehrerer Laserstrahlen gebildet, deren „magische“ Wellenlänge so gewählt ist, dass die genannte Bedingung erfüllt ist. Man nennt diese Anordnung ein optisches Gitter, da sich viele, die Atome einschließende Potentialminima periodisch im Raum bilden (Bild 7). Hier kommt ein wichtiger Vorteil einer Uhr mit neutralen Atomen zum Tragen: Es lassen sich selbst bei geringen Dichten im Ultrahochvakuum leicht Ensembles aus einigen Tausend

Atomen kühlen und speichern. Da sich gleiche Ionen elektrostatisch abstoßen, basiert die Ionenuhr hingegen auf einem einzelnen Ion, und das für die Frequenzsteuerung der Uhr erzielbare Signal ist entsprechend schwächer. Im Gegenzug ist die Ionenfalle wesentlich tiefer als das optische Gitter für Atome und die Speicherung daher stabiler: In etlichen Experimenten wurde bereits dasselbe Ion für mehrere Monate beobachtet.

Die Methoden der Speicherung und Laserkühlung sind auf eine Vielzahl von Atomen und Ionen in unterschiedlichen Ladungszuständen anwendbar. Bei der Auswahl des Atoms für eine optische Uhr spielen daher die Eigenschaften des Referenzübergangs eine wichtige Rolle. In den Arbeiten von Dehmelt [32] wird auf das Ion  $Tl^+$  (Thallium) hingewiesen, und diese Auswahl beruht auf vorteilhaften Eigenschaften seiner Elektronenhülle: Im Grundzustand und auch im ersten angeregten Zustand koppeln die zwei Valenzelektronen zu einem Paar mit verschwindendem Drehimpuls. Dadurch sind die von äußeren elektrischen und magnetischen Feldern hervorgerufenen Verschiebungen von Energieniveaus deutlich kleiner als in Zuständen mit einem einzelnen Valenzelektron. Der Übergang zwischen beiden Niveaus verletzt die Auswahlregeln für elektrische Dipolstrahlung und besitzt daher die für eine Atomuhr benötigte geringe natürliche Linienbreite. Wegen diverser praktischer Nachteile wurden bisher keine Experimente zu einer  $Tl^+$ -Uhr gemacht, aber die Mehrzahl der heute untersuchten Systeme besitzen dieselbe Struktur mit zwei Valenzelektronen: in den Atomen Sr, Hg, Yb und den Ionen  $In^+$  und  $Al^+$ . Eine Ausnahme bildet die an der PTB entwickelte optische Uhr mit  $Yb^+$  [34], einem Ion der seltenen Erden, das eine äußerst schmale und ebenfalls von äußeren Feldern nur wenig beeinflusste Linie zwischen zwei Niveaus mit den elektronischen Bahndrehimpulsen 0 und 3 aufweist. Bild 8 zeigt ein Anregungsspektrum dieser Linie. Die Linienbreite ist durch die Wahl der Laserpulsdauer bestimmt und hier mit 2,4 Hz etwas größer als bei der Fontänenuhr. Da aber die abgefragte Frequenz um etwa einen Faktor 70 000 höher liegt (es handelt sich um blaues Licht bei 467 nm Wellenlänge) kann dieses Signal für eine Uhr mit deutlich verbesserter Stabilität verwendet werden.

Basierend auf diesen grundlegenden Konzepten wurden in den zurückliegenden 15 Jahren spektakuläre Fortschritte in der Entwicklung optischer Uhren erreicht, angefangen von spektroskopischer Auflösung von Linienbreiten im Bereich einiger Hz bei optischen Übergängen, über Messungen von optischen Übergangsfrequenzen mit Bezug auf Caesium-Fontänenuhren im Unsicherheitsbereich  $10^{-16}$ , bis hin zu systematischen Unsicherheiten im Bereich  $10^{-18}$ . Damit sind optische Uhren jetzt auf kurzen Zeitskalen etwa um einen

Bild 7:  
Die einfachste Atomfalle für eine optische Gitteruhr entsteht durch einen in sich zurück reflektierten Laserstrahl. Hier ist schematisch die Intensitätsverteilung einer solchen Stehwelle zu sehen: In Strahlrichtung sind die Intensitätsmaxima, die die Atome speichern, 400 nm breit, lateral dazu 150  $\mu\text{m}$ .

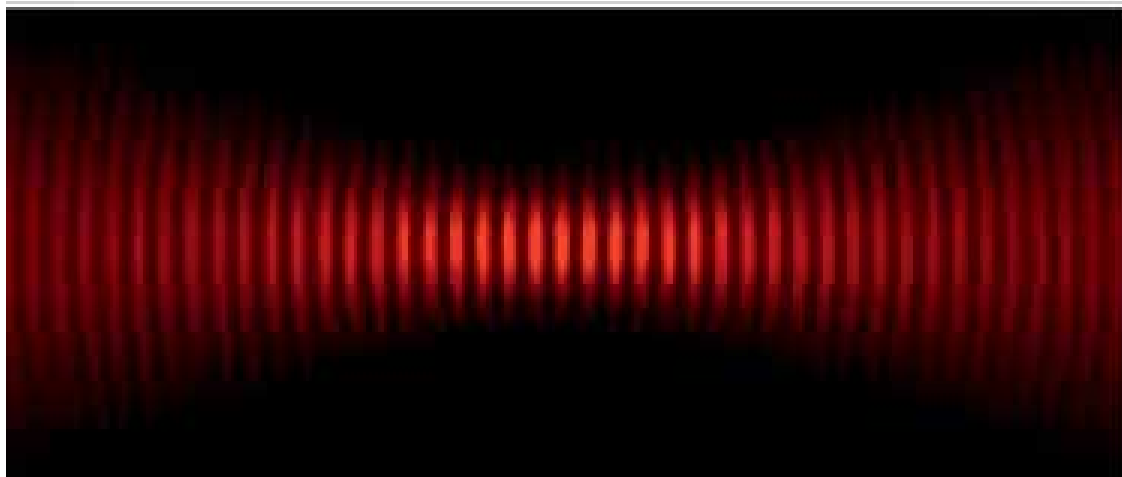
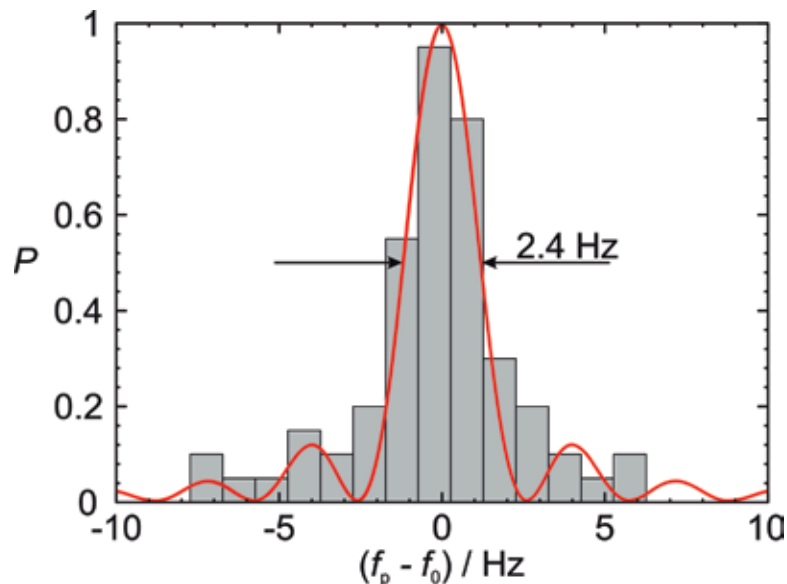


Bild 8:  
Übergangswahrscheinlichkeit  $P$  in der optischen Yb-Uhr der PTB als Funktion der Laserfrequenz. Mit Laserpulsen von 0,335 s Dauer wird eine Linienbreite von 2,4 Hz bei einer optischen Frequenz von 642 THz erreicht. Bei jeder Frequenz wurde die Zahl der erfolgten Anregungen in 20 Versuchen gezählt (graue Balken). Die rote Linie zeigt das theoretisch in Abwesenheit von jeglichem Oszillatorrauschen erwartete Spektrum.



Faktor 100 stabiler und in der Reproduzierbarkeit ihrer Referenzfrequenz auch um einen Faktor 100 genauer als Caesium-Fontänenuhren. Das Ziel einer Genauigkeit von  $10^{-18}$  wurde von Dehmelt erstmals 1981 konkret benannt [32]. Um 6 Größenordnungen jenseits der besten damals realisierten Atomuhren zu erreichen, dazu noch mit völlig neuartigen Methoden wie Laserkühlung und der Beobachtung einzelner Quantensprünge, erschien die Vision ihrer Zeit weit voraus zu sein, wurde aber zur Motivation der auf diesem Gebiet arbeitenden Gruppen. Bis heute, Mitte 2016, haben tatsächlich vier Gruppen mit unterschiedlichen Experimenten, zwei mit den Ionen  $\text{Al}^+$  und  $\text{Yb}^+$  und zwei mit Sr-Atomen, diesen Bereich erreicht. Als ein Beispiel sind in Tabelle 1 die wichtigsten Unsicherheitsbeiträge der  $\text{Yb}^+$  optischen Uhr der PTB im Vergleich zu den Caesiumuhren eingetragen. Die Gesamtunsicherheit dieser Uhr beträgt derzeit  $3,2 \cdot 10^{-18}$ .

### Auf dem Weg zu einer Neudefinition der Sekunde

Da jetzt Frequenzvergleiche und die Messung von Frequenzverhältnissen optischer Uhren mit einer geringeren Unsicherheit möglich sind, als es die gegenwärtige Realisierung der SI-Sekunde erlaubt, gewinnt die Diskussion um eine mögliche Neudefinition der Sekunde an Bedeutung. Rückblickend betrachtet kann man das Grundprinzip der SI-Definition der Sekunde von 1967 als ein Erfolgsmodell bezeichnen: Eine geeignete atomare Übergangsfrequenz wird unter idealen Bedingungen realisiert und eine festgeschriebene Zahl von Schwingungsperioden als Zeiteinheit festgelegt. Es erscheint daher naheliegend, dieses Modell zu gegebener Zeit mit einem geeignet gewählten optischen Übergang weiterzuführen. Der neue Zahlenwert der Schwingungsperioden pro Zeiteinheit würde experimentell aus Messungen des Frequenzverhältnisses der optischen Uhr zur Caesiumuhr bestimmt werden. In Vorbereitung eines solchen Vorgehens werden seit 2001 von einer Arbeitsgruppe des beratenden Komitees für Zeit und Frequenz die Ergebnisse von Frequenzmessungen geeigneter Übergänge gesammelt und evaluiert und daraus empfohlene Frequenzen für sogenannte sekundäre Realisierungen der Sekunde abgeleitet. Zurzeit werden acht verschiedene Übergänge empfohlen: die in einer Rubidiumfontäne realisierbare Hyperfeinstrukturfrequenz von  $^{87}\text{Rb}$ , die in optischen Gittern untersuchten Systeme  $^{87}\text{Sr}$  und  $^{171}\text{Yb}$  und fünf Übergänge der Ionen  $^{27}\text{Al}^+$ ,  $^{88}\text{Sr}^+$ ,  $^{171}\text{Yb}^+$  (mit zwei Übergängen) und  $^{199}\text{Hg}^+$ . In den nächsten Jahren werden mehr und mehr optische Frequenzverhältnisse gemessen werden und können dann für Konsistenztests im Unsicherheitsbereich von  $10^{-18}$  verwendet werden. Die Vielfalt der aussichtsreichen Kandidaten und die schnell fortschreitende Entwicklung neuer Techniken und Methoden erlauben es heute noch nicht, einen klaren Favoriten für die Nachfolge von





Caesium auszumachen. Vermutlich werden, wie es heute im Mikrowellenbereich mit Caesiumuhren, kleinen kommerziell erhältlichen Rubidiumuhren und Wasserstoffmasern der Fall ist, je nach Anwendung unterschiedliche optische Uhren eingesetzt werden. Da die überwiegende Mehrheit der praktischen Anwendungen von Atomuhren und atomaren Frequenznormalen heute im Mikrowellenbereich liegt und die derzeitigen Anforderungen dort gut erfüllt werden, werden Caesiumuhren auf absehbare Zeit auch im neuen SI-System kaum an Bedeutung verlieren.

Es ist als Zeichen für die Dynamik des Feldes zu sehen, dass sich die Rangfolge der jeweils „besten“ Uhren von Jahr zu Jahr ändert. Die interessantesten Anwendungen der neuen Uhren liegen derzeit in der Wissenschaft, insbesondere bei der Suche nach „neuer Physik“ an den Grenzen der grundlegenden Theorien, wie der Relativitätstheorie und der Quantenphysik. Durch die unterschiedliche Struktur (wie Masse und Kernladung) der verwendeten atomaren Referenzsysteme würden sich bisher nur vermutete neue Effekte, wie Änderungen der Kopplungskonstanten der fundamentalen Wechselwirkungen oder eine zusätzliche Kopplung an Dunkle Materie, in Frequenzverschiebungen zwischen den unterschiedlichen Atomuhren äußern. Die hohe Präzision in der Messung von Frequenzen könnte damit ein Fenster zu neuen Einblicken in die Grundlagen der Physik öffnen. Für diese Grundlagenforschung ist keine Neudefinition der Sekunde erforderlich. Umgekehrt würde die vorzeitige Benennung eines Kandidaten für eine beabsichtigte Neudefinition vermutlich die dem Arbeitsgebiet eigene Dynamik und Vielfalt beschneiden.

## Literatur

- [1] A. Scheibe; Genaue Zeitmessung, *Ergeb. Ex. Naturw.* **15** (1936) S. 262–309 (mit zahlreichen Originalzitate)
- [2] R. E. Beehler; A historical review of atomic frequency standards, NBS Monograph 140 Chapter 4, Boulder (1974)
- [3] P. Forman; Atomichron: the atomic clock from concept to commercial product, *Proc. IEEE* **73** (1985) S. 1181–1204
- [4] H. Schmidt-Böcking, K. Reich; *Otto Stern, Physiker, Querdenker, Nobelpreisträger, Biographienreihe der Goethe-Universität Frankfurt*, Societäts-Verlag, 2011
- [5] Ref. 19 in [3]
- [6] N. F. Ramsey; A molecular beam resonance method with separated oscillatory fields, *Phys. Rev.* **73** (1950) 695
- [7] N. F. Ramsey; *Molecular Beams*, London, New York, Oxford University Press (1956)
- [8] National Physical Laboratory, Teddington, UK, and Ray Essen, “The Memoirs of Louis Essen, father of atomic time” (2015), Chapter V
- [9] L. Essen und J. Parry; Atomic standard of time and frequency, *Nature* **176** (1955) 280
- [10] W. Markowitz, R. G. Hall, L. Essen, J. V. L. Parry; Frequency of cesium in terms of ephemeris time, *Phys. Rev. Lett.* **1** (1958) 105
- [11] A. Bauch, P. Hetzel, D. Piester; Zeit- und Frequenzverbreitung mit DCF77: 1959–2009 und darüber hinaus, *PTB-Mitt.* **119** (2009) S. 217–240
- [12] J. H. Holloway, R. F. Lacey; Factors which limit the accuracy of cesium atomic beam frequency standards, *Proc. Intern. Conf. Chronometry (CIC 64)* (1964) S. 317–331
- [13] G. Becker; Stand der Atomuhrentechnik, *Jahrbuch der Deutschen Gesellschaft für Chronometrie* **18** (1967) S. 35–40
- [14] G. Becker, B. Fischer, G. Kramer, E. K. Müller; Neuentwicklung einer Casiumstrahlapparatur als primäres Zeit- und Frequenznormal an der PTB, *PTB-Mitteilungen* **69** (1969) S. 77–80
- [15] A. Bauch; The PTB primary clocks CS1 and CS2, *Metrologia* **42** (2005) S43
- [16] A. De Marchi; The Optically Pumped Caesium Fountain:  $10^{-15}$  Frequency Accuracy?, *Metrologia* **18** (1982) 103
- [17] A. Clairon *et al.*; Ramsey resonance in a Zacharias fountain, *Europhys. Lett.* **16** (1991) 165
- [18] R. Wynands and S. Weyers; Atomic fountain clocks, *Metrologia* **42** (2005) S64
- [19] A. Clairon *et al.*; A Cesium Fountain Frequency Standard: Preliminary Results, *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **44** (1995) 128
- [20] S. Weyers, U. Hübner, R. Schröder, Chr. Tamm, A. Bauch; Uncertainty evaluation of the atomic caesium fountain CSF1 of PTB, *Metrologia* **38** (2001) 343
- [21] V. Gerginov *et al.*; Uncertainty evaluation of the caesium fountain clock PTB-CSF2, *Metrologia* **47** (2010) 65
- [22] S. Weyers, V. Gerginov, N. Nemitz, R. Li and K. Gibble; Distributed cavity phase frequency shifts of the caesium fountain PTB-CSF2, *Metrologia* **49** (2012) 82
- [23] Die aktuellen Meldungen der primären Uhren zu TAI sind unter <http://www.bipm.org/jsp/en/TimeFtp.jsp> zu finden (Letzter Zugriff am 28.06.2016)
- [24] s. z. B. *IEEE Trans. UFFC* **45**, Juli 1998, Sonderheft zum „Dick-Effekt“
- [25] Chr. Tamm *et al.*; Cs-based optical frequency measurement using cross-linked optical and microwave oscillators, *Phys. Rev. A* **89** (2014) 023820
- [26] J. Vanier und C. Audoin; *The Quantum Physics of Atomic Frequency Standards*, Adam Hilger, Bristol and Philadelphia, 1989; J. Vanier und C. Tamescu; *The Quantum Physics of Atomic Frequency Standards – Recent Developments*, CRC Press, Boca Raton, London, und New York, 2016

- [27] *R. Li and K. Gibble*; Evaluating and minimizing distributed cavity phase errors in atomic clocks, *Metrologia* **47** (2010) 534
- [28] *S. Ghezali, Ph. Laurent, S. N. Lea and A. Clairon*; An experimental study of the spin-exchange frequency shift in a laser-cooled cesium fountain frequency standard, *Europhys. Lett.* **36** (1996) 25
- [29] *P. J. Leo, P. S. Julienne, F. H. Mies, and C. J. Williams*; Collisional Frequency Shifts in  $^{133}\text{Cs}$  Fountain Clocks, *Phys. Rev. Lett.* **86** (2001) 3743
- [30] *A. D. Ludlow, M. M. Boyd, Jun Ye, E. Peik, P. O. Schmidt*; Optical Atomic Clocks, *Rev. Mod. Phys.* **87** (2015) 637
- [31] *J. L. Hall*; Nobel Lecture: Defining and measuring optical frequencies, *Rev. Mod. Phys.* **78** (2006) 1279; *T. W. Hänsch*; Nobel Lecture: Passion for precision, *Rev. Mod. Phys.* **78** (2006) 1297
- [32] *H. Dehmelt*; Coherent spectroscopy on single atomic system at rest in free space, *J. Phys. (Paris)* **42** (1981) C8–299
- [33] *H. Katori*; Spectroscopy of Strontium atoms in the Lamb-Dicke confinement, in *Proc. of the 6th Symposium on Frequency Standards and Metrology*, World Scientific, Singapore (2002)
- [34] *N. Huntemann, M. V. Okhapkin, B. Lipphardt, Chr. Tamm, and E. Peik*; High-accuracy optical clock based on the octupole transition in  $^{171}\text{Yb}^+$ , *Phys. Rev. Lett.* **108** (2012) 090801