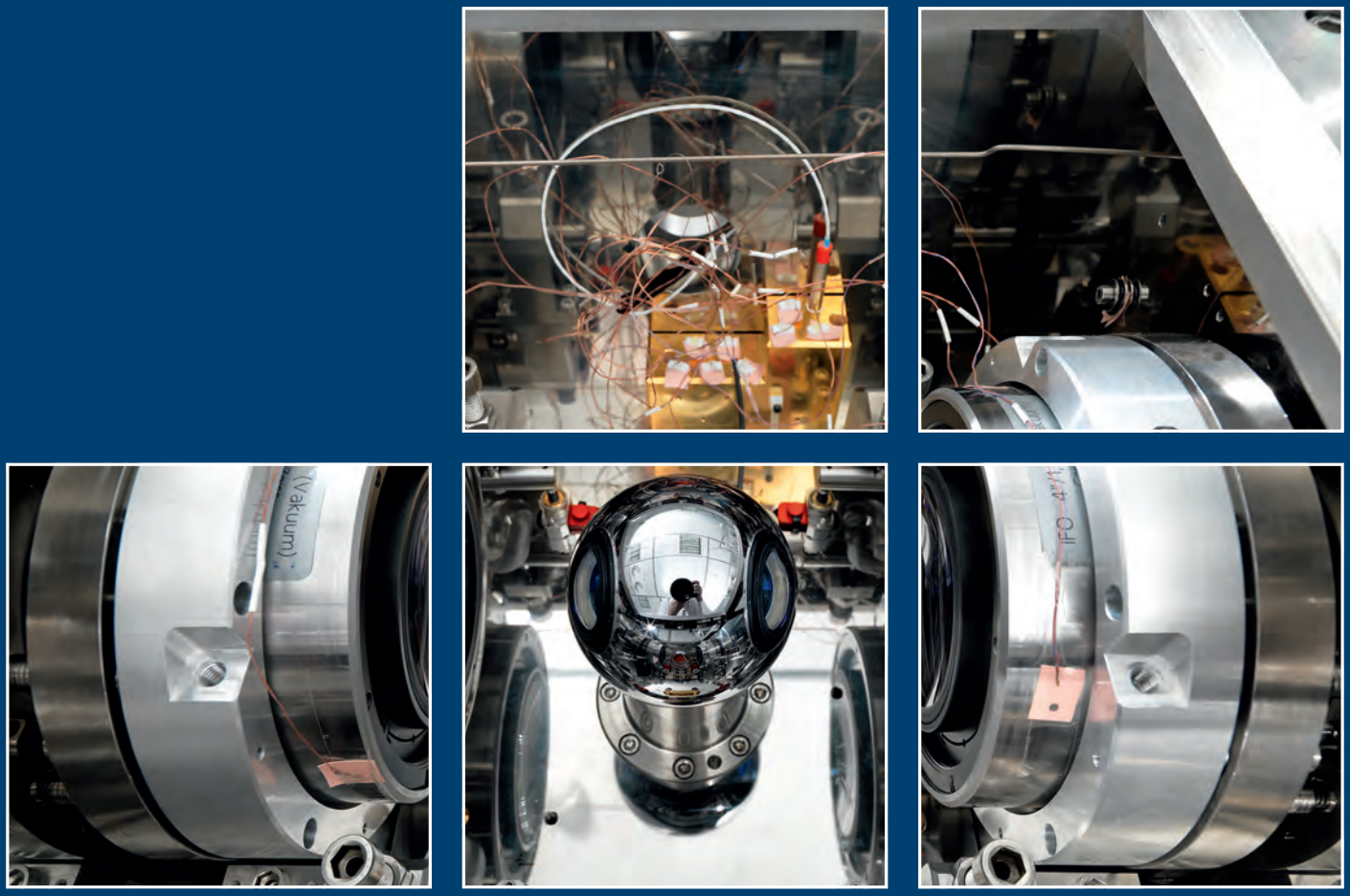
PTB mitteilungen E 2016

Edición Especial

Experimentos para el nuevo SI, el Sistema Internacional de Unidades

Segunda edición 04/2019



Physikalisch-Technische Bundesanstalt ■ Braunschweig y Berlin

Instituto Nacional de Metrología

PTB mitteilungen

Experimentos para el nuevo SI, el Sistema Internacional de Unidades

Imagen de la portada:
En el camino a una nueva definición del kilogramo. El diámetro de la esfera de silicio colocada en el centro se mide con extrema exactitud usando el interferómetro esférico.
Fuente: PTB

PTB mitteilungen

Órgano especializado en economía y ciencia, boletín oficial y de comunicación del Physikalisch-Technische Bundesanstalt Braunschweig y Berlín.

126. año, número 2, junio 2016

Contenido

Experimentos para el nuevo SI

- **Prefacio** 3
  Jens Simon
- Constantes naturales como fundamento
  Cambio de paradigma en el Sistema Internacional de Unidades (SI) **5**
  Rainer Scharf, Thomas Middelmann
- Frecuencia de una transición atómica
  ¿Cómo hace tic tac un reloj atómico? – Realización del segundo desde 1955 hasta hoy 17
  Andreas Bauch, Stefan Weyers, Ekkehard Peik
- Velocidad de la luz
  Interferometría – ¿cómo le extraigo una longitud a la luz? 35
  René Schödel
- Carga elemental
  Contar electrones para medir corriente 53
  Hansjörg Scherer, Uwe Siegner
- El cuanto de acción de Planck y la constante de Avogadro
  Contando átomos para masa y cantidad de sustancia 63
  Peter Becker, Horst Bettin
  Equilibrio electromecánico – la balanza de Watt 79
  Michael Gläser
- Constante de Boltzmann
  ¿Cuánta energía hay en la temperatura? 89
  Joachim Fischer, Bernd Fellmuth, Christof Gaiser
- Equivalente fotométrico de radiación
  Una medida para la luz visible – desarrollo e importancia en el Sistema Internacional de Unidades 99
  Armin Sperling, Stefan Kück

Prefacio

Jens Simon*

En el otoño de 2018 se producirá, hasta lo que hoy se sabe con seguridad, un acontecimiento que quedará registrado en los libros de historia de la ciencia. Incluso podría ocurrir que no sólo la historia de la ciencia tome nota de este acontecimiento, sino mucho más aun la historia de la civilización. Ya que en ese otoño de 2018 se va a firmar y sellar algo en lo cual los institutos nacionales de metrología están trabajando desde hace años e incluso décadas con la máxima capacidad de medición: una revisión a fondo del Sistema Internacional de Unidades (Système international d'unités, abreviado: SI).

Las unidades (básicas) se van a redefinir de una forma tan fundamental que es necesario hablar de un cambio de paradigma. Ya no va a ser más una pequeña cantidad elegida de unidades básicas, con todas sus tramas históricas, arbitrariedades e idealizaciones, la que le va a decir al mundo cuales son las medidas, sino más bien una serie de constantes naturales. O sea "objetos", que a diferencia de cada materialización de una medida, son realmente invariables.

Actualmente se dispone de un sistema de unidades con el cual se determinan los valores de las constantes naturales, lo que conduce a una situación notable, que los valores de las constantes naturales cambian permanentemente porque en estos valores se reflejan nuestras posibilidades de medición. En el futuro, a partir del otoño de 2018, se va a invertir esta relación: las unidades se obtendrán como deducción a partir de los valores establecidos para las constantes naturales. Si las constantes naturales son realmente constantes, nuestro sistema de unidades tendrá entonces la base más firme y confiable que se pueda pensar. Estas unidades serán universales en el sentido más estricto de la palabra: se podrán aplicar en principio en todo el universo. Dicho en forma laxa: incluso un marciano podría entender que es un kilogramo. (Lo que hoy sería imposible, salvo que le enviáramos el patrón primario del kilogramo, o sea, a esa pieza de metal "metrológicamente santa" que está en una caja fuerte de la Oficina Internacional de Pesas y Medidas en Sèvres, Francia.)

La idea de definir las unidades de una forma tan universal no es nueva, sino que proviene del siglo 19. Ya James Clerk Maxwell tenía en mente en 1870 magnitudes atómicas para la definición de las unidades:

"If, then, we wish to obtain standards of length, time, and mass which shall be absolutely permanent, we must seek them NOT in the dimensions, or the motion, or the mass of our planet, but in the wave-length, the period of vibration, and the absolute mass of these imperishable and unalterable and perfectly similar molecules." (Por consiguiente, si queremos obtener patrones de longitud, tiempo y masa que sean absolutamente permanentes, debemos buscarlos NO en las dimensiones, el movimiento o la masa de nuestro planeta, sino en la longitud de onda, el período de vibración y la masa absoluta de estas imperecederas e inalterables y perfectamente similares moléculas.)

Address to the Mathematical and Physical Sections of the British Association (Enviado a la secciones de Matemática y Física de la Asociación Británica)

James Clerk Maxwell, 1870

* Dr. Dr. Jens Simon, Prensa y Relaciones Públicas del PTB, E-Mail: jens.simon@ptb.de

Y luego fue el gran Max Planck el que puso en juego las “Constantes” al formular su ley de radiación:

„Al respecto, debería ser interesante remarcar que con la ayuda de ambas [...] constantes a y b es posible dar unidades de longitud, masa, tiempo y temperatura que, independientemente de cuerpos y sustancias especiales, retengan su significado para todos los tiempos y todas las culturas, incluyendo aquellas extraterrestres y extrahumanas y que por eso pueden ser llamadas ‘unidades naturales de medición“

Ann. Physik 1, 69 (1900)

Max Planck, 1901

En algunos campos de la ciencia, especialmente en la física teórica, se utilizaron realmente las unidades naturales de Planck, pero más bien como un juego intelectual y no como unidades prácticas.

En cambio, la revisión del sistema de unidades que se está discutiendo actualmente quiere ser absolutamente útil para el uso diario, y va a cumplir con esta aspiración, sobre todo porque sobre la base de las nuevas definiciones se puede ir mejorando cada vez más la realización y la diseminación de las unidades. En el nuevo sistema de unidades ya no hay más ningún tipo de barrera tecnológica.

Por tanto, el nuevo sistema de unidades planificado es un hito sobresaliente en la historia de la ciencia, y en un tiempo previsible después de la redefinición, también lo será en la historia de la técnica. Pero es notablemente más que eso debido a su carácter universal: es un hito sobresaliente en la historia de la civilización. Desde la edad media hasta bien entrado en los siglos 18/19, las unidades eran “definidas por los reyes”, fundamentalmente en forma regional. Luego llegaron los revolucionarios en Francia a fines del siglo 18. Se reemplazaron pies, anas y millas, líneas, brazas y varas por una medida que se derivó del planeta Tierra. El mundo vivió el nacimiento del metro y con él, del kilogramo. Las unidades se volvieron globales con la Convención del Metro y los países que se adhirieron. Actualmente vivimos en nuestro plantea con un sistema uniforme de unidades (con unas pocas excepciones). Y en el 2018 se dará un paso que irá más allá de nuestro pequeño planeta. Las unidades van a abandonar su manto antropomorfo. Estoy seguro: no se van a congelar, sino que disfrutarán de su nueva libertad.

Unidades de Planck

Si las constantes naturales se multiplican y dividen entre sí, de forma que al analizar las dimensiones se obtengan longitud, tiempo y masa, quedan definidas las unidades de Planck:

Masa de Planck	$m_P = \sqrt{\frac{\hbar c}{G}}$	$= 2{,}176 \cdot 10^{-8}$ kg
Longitud de Planck	$l_P = \sqrt{\frac{\hbar G}{c^3}}$	$= 1{,}616 \cdot 10^{-35}$ m
Tiempo de Planck	$t_P = \frac{l_P}{c}$	$= 5{,}391 \cdot 10^{-44}$ s
Temperatura de Planck	$T_P = \frac{m_P \cdot c^2}{k}$	$= 1{,}417 \cdot 10^{32}$ K

$\hbar$ = cuanto de acción de Planck

c = velocidad de la luz

G = constante de gravitación universal

k = constante de Boltzmann

Si las constantes naturales se expresan a su vez en estas unidades de Planck, toman el valor numérico 1.

Cambio de paradigma en el Sistema Internacional de Unidades (SI)

Rainer Scharf*, Thomas Middelmann**

La importancia de la medición

La medición es uno de los fundamentos de nuestra civilización actual. Es una condición previa indispensable para el comercio, la técnica y las ciencias, quienes exigen métodos de medición cada vez más precisos y confiables. Al medir se compara el estado existente de una magnitud a medir con un estado de referencia, dado por un método primario o un "patrón" como el "patrón primario del kilogramo". Para que sean comparables entre sí las distintas mediciones se requiere un acuerdo vinculante sobre una magnitud de referencia adecuada. Estas magnitudes de referencia son las unidades con las cuales se mide. Con el "acuerdo vinculante" queda en claro el carácter legal de las unidades, ya que sólo pueden cumplir con su cometido si se las utiliza siempre de la misma manera.

El resultado de la medición de un mensurando Q es el producto de un valor numérico {Q} y una unidad de medida [Q]. Debido a leyes geométricas y físicas existen muchas relaciones entre las distintas magnitudes físicas, por lo que no podemos elegir las unidades de medida en forma totalmente arbitraria. Es más, muchas unidades se derivan de otras. Así, la unidad de volumen litro no es independiente de la unidad de longitud metro, y la unidad de fuerza newton (1 N = 1 kg m s–2) no se puede establecer en forma independiente del kilogramo, del metro y del segundo.

En el Sistema Internacional de Unidades SI (en francés "Système international d'unités") las unidades para medir todas las magnitudes físicas conocidas pueden derivarse a partir de las siete unidades básicas, metro, segundo, kilogramo, ampere, kelvin, mol y candela. Estas unidades, sobre las cuales se apoya el SI, no conforman una base en el sentido matemático de un sistema ortonormal. Mejor dicho, las unidades fundamentales metro, segundo, kilogramo y ampere se encuentran junto a las unidades basadas en la práctica kelvin, mol y candela, que en principio también se podrían expresar usando las unidades fundamentales. La elección de estas unidades básicas tiene sobre todo motivos prácticos, dado que el SI sirve para que se entiendan entre sí diferentes grupos como comerciantes, consumidores, ingenieros e investigadores. Así, la elección de una determinada unidad básica podría ser útil para un grupo pero parecer extraña para otro grupo. Pero el sistema SI se esfuerza en compensar los diferentes intereses.

Actualmente se definen las unidades básicas de diferente manera. Como magnitudes de referencia se usan en parte artefactos (kilogramo), especificaciones de medición idealizadas (ampere), propiedades de los materiales (kelvin, mol), factores establecidos (candela) o constantes naturales (segundo, metro). Si se modificara una de esas magnitudes (como parece ser el caso del "patrón primario del kilogramo", el prototipo internacional del kilogramo), aparentemente también deberían modificarse las relaciones establecidas por las constantes naturales, con absurdas consecuencias.

Por eso es más razonable utilizar relaciones fijas entre diferentes constantes (naturales) para definir las magnitudes de referencia. Actualmente falta poco para finalizar una revisión a fondo del sistema SI, que sigue este concepto. Después de que el metro, el segundo y también la candela ya se definieron usando constantes (naturales) establecidas, en el nuevo sistema SI también se quiere definir de la misma forma el kilogramo, el ampere, el kelvin y el mol, vinculándolos utilizando tales constantes.

Las unidades en el curso del tiempo

La historia de la medición se remonta a muchos años atrás. Ya muy temprano en la antigüedad se realizaban mediciones de peso, longitud y tiempo, para lo cual se utilizaban unidades de medición evidentes. Así, se medían los pesos usando granos de cereales, longitudes en pulgadas o en varas, y el tiempo referido al curso diario del sol. En diferentes territorios por lo general eran válidas diferentes unidades. Así, en los diferentes lugares de Alemania había varas de diferente longitud, que iban desde 40,38 cm en Erfurt a 79,90 cm en Múnich. Los comerciantes que estaban familiarizados con ello y que sabían hacer las conversio-

* Dr. Rainer Scharf, periodista científico, E-Mail: r.scharf@rz-online.de

** Dr. Thomas Middelmann, Departamento Técnico "Física de los semiconductores y magnetismo", E-Mail: thomas.middelmann@ptb.de

Figura 1:
Símbolo de la Convención del Metro y de la Oficina Internacional de Pesas y Medidas (BIPM)

nes, lo podían aprovechar en su propio beneficio.

Esta situación se modificó muy poco hasta el siglo 18. Pero en el marco de la industrialización, con la aparición de manufacturas y la extensión del comercio, la multiplicidad de diferentes medidas de longitud condujo cada vez más a restricciones comerciales.

Una solución a estos problemas se produjo en 1789 con la Revolución Francesa, cuando aparte de utilizar el sistema decimal también se requirió la introducción de unidades de medida uniformes. Esto condujo al nacimiento del metro y del kilogramo, que si bien estaban ambos referidos a artefactos, aspiraban a lograr una validez universal objetiva dentro de un marco terrestre. El patrón primario del metro materializa la diez millonésima parte de la distancia entre el polo Norte y el Ecuador, medida sobre el meridiano que pasa por París, mientras que el patrón primario del kilogramo se corresponde con la masa de un litro o un decímetro cúbico de agua a una temperatura de 4 °C. [1]

Ambos artefactos "revolucionarios", el patrón primario del metro y el patrón primario del kilogramo, se utilizaron desde 1799 en Francia como las "unidades de medida de las cosas", y finalmente se transformaron en 1875 en la base de un acuerdo internacional en el marco de la Convención del Metro. En ella, se reunieron 17 países con el objetivo de establecer unidades de medida uniformes y asegurar la continuidad de su desarrollo. Entre los 17 países fundadores, aparte de Francia, estaban también el Imperio Alemán, Rusia, el Imperio Otomano y los Estados Unidos de América. En los años siguientes se agregaron otros países, como Gran Bretaña en 1884 y Japón en 1885. [2]

Desde el 27 de abril de 2015, la Convención del Metro tiene 57 países miembros así como otros 40 países y organizaciones internacionales como miembros asociados. Pero todavía no se impuso la utilización de las unidades métricas en todos los países miembros. Así, en EE.UU. se siguen midiendo las longitudes, las masas y las temperaturas en millas, onzas y grados Fahrenheit.

La Convención del Metro condujo a la creación de los tres órganos siguientes:

1. La Oficina Internacional de Pesas y Medidas BIPM (en francés *Bureau international des poids et mesures*) es el centro internacional de las unidades de medida y se encuentra en Sèvres, cerca de Paris.

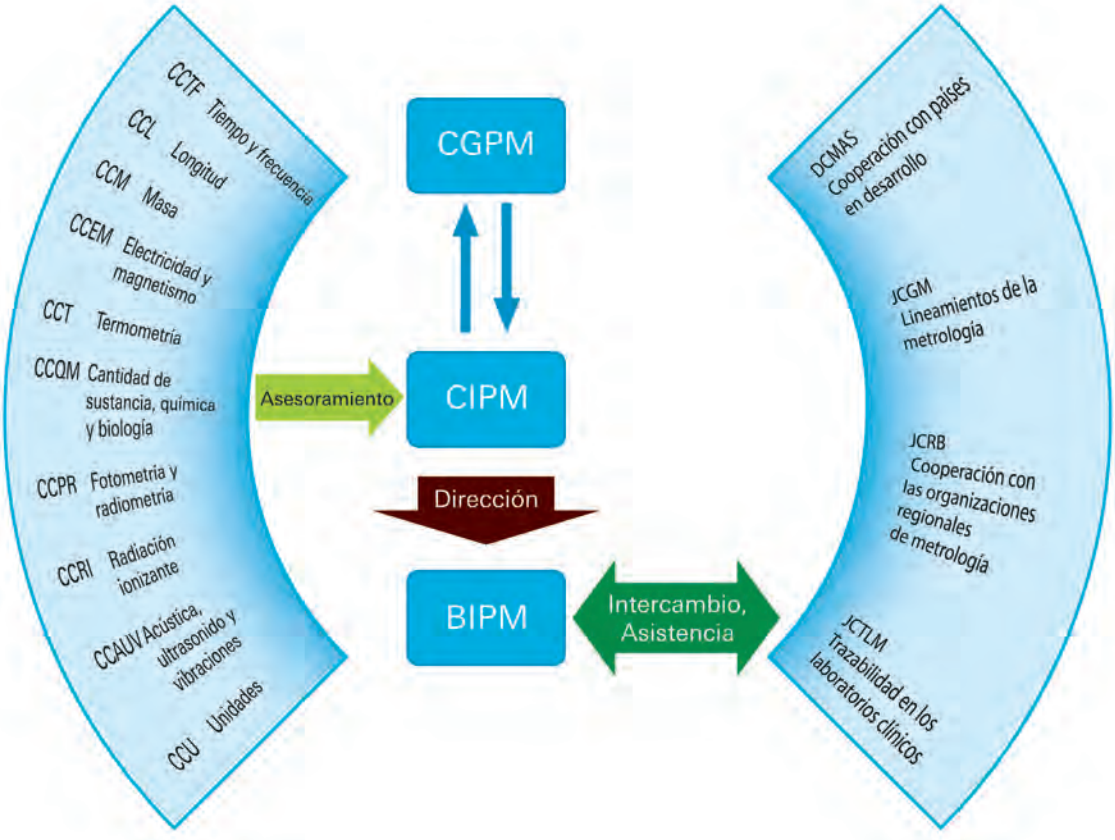
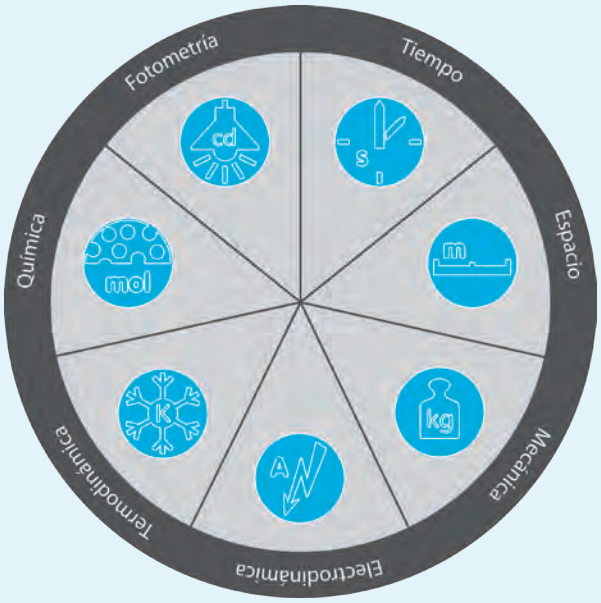


Figura 2:
Diagrama con la estructura de las instituciones / órganos creados con la Convención del Metro

La idea del sistema SI viejo y nuevo

El sistema internacional de unidades SI se estableció en el período entre 1948 y 1960, siendo bautizado en 1960 como *Système international d´unités*, abreviado SI. Desarrollado e implementado por los órganos de la Convención del Metro, el sistema SI se basa en el sistema métrico. La idea básica es que todas las unidades del sistema SI se obtengan por multiplicación o división de unas pocas unidades básicas (primero eran seis, hoy siete). Además, se deben utilizar solamente factores decimales, que son identificados mediante los prefijos correspondientes como "k" para "kilo", o sea 1000. Las siete unidades básicas son: el segundo (s), el metro (m), el kilogramo (kg), el ampere (A) el kelvin (K), la candela (cd) y el mol (mol). Cada una de las unidades básicas aporta al sistema de unidades una "dimensión", o sea otro campo físico/técnico de medición.

En el nuevo sistema SI se definen las siete unidades básicas a través de siete "constantes definidoras", que contienen a esas unidades. En vez de utilizar artefactos, como ocurre todavía actualmente para definir el kilogramo, estas constantes "anclan" el sistema SI, siendo su nueva base. Se mantienen las relaciones dimensionales de las unidades SI entre sí y todas las unidades se forman utilizando un pre-factor por multiplicación o división con las "constantes de base". El correspondiente pre-factor se obtiene a partir de los valores numéricos establecidos para las constantes de base participantes. Naturalmente se pueden seguir obteniendo todas las unidades a partir de las unidades básicas pero las constantes de base que las respaldan son los verdaderos puntos de referencia.



Explicación de la Figura 2

CGPM:	Conferencia General de Pesas y Medidas (Conférence Générale des Poids et Mesures)
CIPM:	Comité Internacional de Pesas y Medidas (Comité International des Poids et Mesures)
BIPM:	Oficina Internacional de Pesas y Medidas (Bureau International des Poids et Mesures)
CCs:	Comités Consultivos del CIPM
DCMAS:	Red de Metrología, Acreditación y Normalización para Países en Desarrollo
JCGM:	Comité Conjunto para las Guías de Metrología
JCRB:	Comité Conjunto de Organizaciones Metrológicas Regionales y el BIPM
JCTLM:	Comité Conjunto para la Trazabilidad en el Laboratorio Clínico

2. La Conferencia General de Pesas y Medidas CGPM (en francés *Conférence générale des poids et mesures*), en la que se reúnen en el BIPM delegados de todos los países firmantes cada cuatro a seis años, es el organismo superior de la Convención del Metro.
3. El Comité Internacional de Pesas y Medidas CIPM (en francés *Comité international des poids et mesures*) responsable de la uniformidad mundial de las unidades de medida y prepara proyectos de resolución para la Conferencia General. Los 18 miembros el CIPM se reúnen una vez por año.

Medir con constantes naturales

El lema de la Convención del Metro es: *"A tous les temps, à tous les peuples"*, o sea: "para todos los tiempos, para todos los pueblos". Originalmente el sistema métrico no satisfacía este lema, dado que para la definición de las unidades básicas de medida metro, kilogramo y segundo se utilizaban como base el tamaño y el período de rotación de la Tierra, que varían permanentemente. Ya en 1870, el físico escocés James Clerk Maxwell (1831–1879) [3] sugería utilizar las propiedades invariables de los átomos para definir las unidades de medida de longitud, tiempo y masa. Entre ellas están la longitud de onda y la frecuencia de una determinada línea de emisión de un átomo así como su masa.

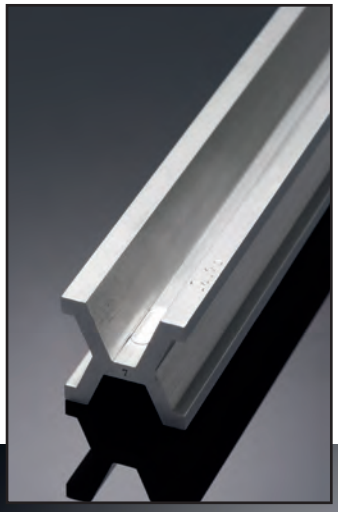


Figura 4:
Una de las copias nacionales del patrón primario del metro; el prototipo del metro nro. 23 se guarda como pieza de museo en una caja fuerte del PTB.

Esta idea se aprovechó cuando en 1960 se retiró al "patrón primario del metro", una varilla de platino-iridio con una sección transversal especial, definiendo al metro como 1 650 763,73 veces la longitud de onda en el vacío de una transición atómica del isótopo kriptón-86. En forma similar se definió en 1967 el segundo como 9 192 631 770 veces la duración del período de la radiación correspondiente a la transición entre los niveles hiperfinos del estado fundamental de átomos del isótopo cesio-133.

Dado que el producto de la frecuencia y de la longitud de onda de una onda electromagnética monocromática en el vacío es igual a la velocidad de la luz c, estas definiciones del metro y del segundo no son independientes entre sí, sino que están vinculadas por la constante natural c. La velocidad de la luz c se definió midiendo el período que necesita la luz para recorrer una distancia de referencia. Pero la limitada exactitud con la que se podía medir la distancia de referencia definía con que exactitud se podía determinar c. Por eso, en 1983 se invirtió el procedimiento: Se estableció que la velocidad de la luz es igual a 299 792 458 m/s, el mejor valor medido, y se determina la longitud de un trayecto a partir del período de tiempo requerido por la luz para recorrer ese trayecto.

¿Es posible trazar directamente las unidades de medida a las constantes naturales? Este tema fue tratado por el físico irlandés George Johnstone Stoney (1826–1911) [4], un contemporáneo de Maxwell. Él diseñó en 1824 un sistema de unidades basado en tres constantes naturales: la velocidad de la luz c, la constante gravitatoria G y la carga elemental e. A partir de ellas obtuvo la unidad de longitud $G^{1/2}e/c^2 \approx 10^{-37}$ m, la unidad de tiempo $G^{1/2}e/c^3 \approx 10^{-46}$ s y la unidad de masa $e/G^{1/2} \approx 10^{-7}$ g. Es evidente que las unidades de longitud y tiempo de Stoney son demasiado pequeñas como para utilizarlas en la práctica.

Max Planck [5] tuvo una idea similar después que descubrió en 1900 la ley de radiación que lleva su nombre, en la cual aparecían dos constantes naturales nuevas: la constante de Planck h y la

constante de Boltzmann k_B. Planck creó un sistema de unidades sobre la base de cuatro constantes: *c, G, h* y k_B. A partir de ellas obtuvo entre otras, la unidad de longitud $(Gh/c^3)^{1/2} \approx 10^{-35}$ m, la unidad de tiempo $(Gh/c^5)^{1/2} \approx 10^{-43}$ s y la unidad de masa $(hc/G)^{1/2} \approx 10^{-5}$ g. La longitud y el tiempo de Planck son también demasiado pequeñas para su utilización práctica.

Pero las unidades "naturales" tanto de Planck como de Stoney tienen dos ventajas fundamentales. Por un lado son invariables, siempre que las constantes naturales sean realmente constantes. Además, tienen una validez universal, o sea también las podría definir así una posible civilización extraterrestre con suficientes conocimientos físicos.

El efecto Hall cuántico y el efecto Josephson muestran que es posible establecer directamente una trazabilidad de patrones de muy buena reproducibilidad y una gran importancia práctica con constantes naturales fundamentales. Ambos son efectos cuánticos electrónicos por lo que en ello juegan un rol la carga elemental *e* y la constante de Planck *h*.

Con el efecto Hall cuántico, descubierto por el físico alemán Klaus von Klitzing y por el cual recibió en 1985 el premio Nobel de física, es posible medir resistencias eléctricas con una elevadísima exactitud. Este efecto se lo observa en películas semiconductoras sometidas a un campo magnético intenso por las cuales circula una corriente. En forma perpendicular a la dirección de la corriente se genera una tensión cuya relación con la intensidad de la corriente recibe el nombre de resistencia Hall R_H. Esta resistencia sólo puede asumir determinados valores, cuantificados: $R_H = R_K/m$, siendo *m* un número entero, y la constante de von Klitzing $R_K = h/e^2$, que se estableció en 1990 con el mejor valor medido hasta ese entonces $R_{K-90} = 25\,812{,}807\ \Omega$. Es posible medir resistencias eléctricas comparándolas con este patrón. De esta forma es posible obtener la trazabilidad de la unidad ohm (Ω) a constantes naturales.

Con la ayuda del efecto de Josephson, que fue predicho por el físico británico Brian Josephson y por el cual recibió el Premio Nobel de física en 1973, es posible generar con exactitud tensiones eléctricas de una magnitud definida. Las uniones Josephson utilizadas para ello son arreglos formados por dos superconductores separados por una película delgada de un conductor normal. Si se irradia una microonda de frecuencia *f* sobre una unión de este tipo, a través de ella circula una corriente continua que genera una tensión eléctrica *U* entre ambos extremos de la unión. Aquí se cumple que: $U = nf/K_J$, donde *n* es un número entero y $K_J = 2e/h$ es la constante de Josephson. Se estableció en 1990 que esta constante tome el mejor valor medido hasta esa fecha $K_{J-90} = 483\,597{,}9$ GHz V^{-1}. De esta manera es posible obtener trazabilidad de la unidad volt (V) a la frecuencia del cesio a través de una medición de la frecuencia.

La definición exacta de las constantes de von Klitzing y de Josephson con los valores R_{K-90} o K_{J-90} medidos en 1990 tiene como consecuencia que también se establecen las constantes naturales *h* y *e*. Pero en el sistema SI actualmente válido, estas constantes naturales son solamente magnitudes de medición cuyos mejores valores de medición cambiaron desde 1990. Por eso hay que diferenciar por un lado entre las constantes R_{K-90} y K_{J-90}, que están fuera del SI actual, y las magnitudes R_K y K_J que dependen de *h* y *e*.

Fortalezas y debilidades del viejo sistema SI

El viejo sistema SI, que sigue siendo válido en la actualidad, está actualizado en lo que respecta al segundo y el metro, por lo que en principio estas unidades básicas no requieren revisión. De acuerdo con éste, el segundo es igual a la duración de 9 162 631 770 oscilaciones de la radiación correspondiente a la transición entre los dos niveles hiperfinos del estado fundamental de un átomo de cesio-133 en reposo, mientras que el metro es la longitud del recorrido que hace la luz en el vacío en un intervalo de tiempo de 1/299 792 458 de segundo. Aparte del metro y del segundo, el nuevo sistema SI también va a mantener la definición actual de la candela, la unidad de intensidad de la luz. Salvo adaptaciones en las fórmulas, estas tres unidades básicas serán incorporadas sin cambios.

Pero para las unidades kilogramo, mol, kelvin y ampere existe la necesidad de volver a definir-

Figura 5:
Guardados en forma segura:
El PTB posee varios prototipos del kilogramo, como las dos piezas entregadas a principios de la década de 1950 a la República Federal de Alemania (nro. 52, estante superior de la caja fuerte) y a la República Democrática Alemana (nro. 55, estante del medio, izquierda) y el otro prototipo (nro. 70, estante del medio, derecha) comprado por la República Federal de Alemania. El patrón de kilogramo con el número 22 (estante inferior de la caja fuerte) es del año 1889, se dañó durante la guerra y ya no es un prototipo oficial.

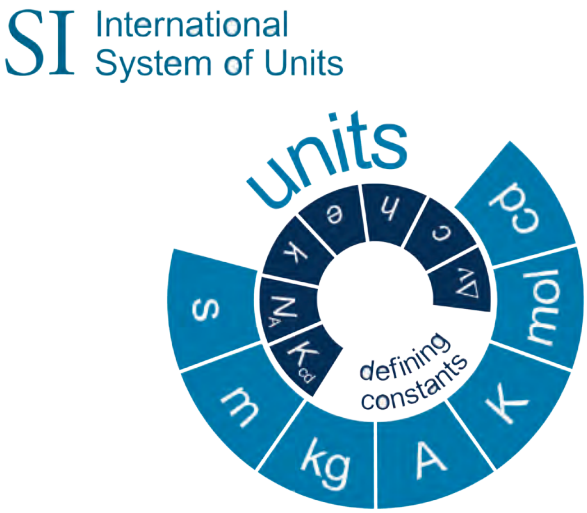


Figura 6:
En el nuevo sistema de unidades, los valores de determinadas constantes van a definir a todas las unidades, tanto a las unidades básicas actuales como también a las unidades derivadas.

las, dado que las definiciones en el sistema SI actual presentan deficiencias notables. Así, el kilogramo, la unidad de masa, es igual a la masa del prototipo internacional del kilogramo, un cilindro de una aleación de platino-iridio. Este patrón primario del kilogramo se conserva desde 1889 en una caja fuerte en el Buró Internacional de Pesas y Medidas (BIPM) en Sèvres, cerca de París. Pero el patrón primario del kilogramo es cada vez más liviano si se lo compara con la mayoría de las copias y los patrones de masa oficiales. Las mediciones mostraron que entre 1950 y 1990 perdió aproximadamente 50 µg. Se sospecha que el motivo son procesos de alteración o pérdidas de masa al limpiar el cilindro.

La unidad de la corriente eléctrica, el ampere, se define mediante una especificación de medición idealizada, que está lejos de la realidad. Según ella, el ampere es la intensidad de una corriente eléctrica constante que, fluyendo por dos conductores paralelos, rectilíneos, de longitud infinita, de sección circular despreciable y situados a una distancia de un metro uno de otro en el vacío, produciría una fuerza igual a $2 \cdot 10^{-7}$ newton por metro de longitud. Independientemente del hecho de que en la realidad sólo se puede lograr una disposición de medición aproximada, la definición tiene la desventaja decisiva de que a través de la fuerza vincula el ampere con el kilogramo.

La unidad de temperatura, el kelvin, está definida como 1/273,16 de la temperatura absoluta del punto triple del agua, en el cual están en equilibrio el vapor, el líquido y el hielo. Pero este punto triple está influenciado por las impurezas y por la composición isotópica del agua. Dado que la temperatura no es una magnitud aditiva, se hacen necesarias definiciones adicionales para ampliar la escala de temperatura más allá del punto triple del agua. El nuevo SI elimina esas debilidades del viejo SI, asociadas principalmente con las definiciones problemáticas de kilogramo, ampere y kelvin.

Las siete constantes del nuevo SI

De acuerdo con las decisiones de la Conferencia General de Pesas y Medidas, el sistema SI va a ser modificado sustancialmente en el año 2018. Para ello se requiere definir con exactitud los valores numéricos de siete constantes relacionadas con las unidades, las "constantes definidoras". De esta manera, las siete unidades básicas (s, m, kg, A, K cd, mol) estarán definidas ya no en forma directa sino indirecta. Esto puede verse en el ejemplo de la velocidad de la luz c y el metro. Una vez que se definió el segundo a través de la frecuencia de la transición de la estructura hiperfina del cesio-133, se establece ahora que la velocidad de la luz es exactamente: c = 299 792 458 m/s. Por lo tanto, un metro es la longitud del trayecto que recorre la luz en 1/299 792 458 s. Para ello se utilizó el mejor valor medido de la velocidad de la luz de forma que quede garantizada la comparabilidad con la definición anterior del metro.

El nuevo sistema SI quedará definido a través del establecimiento vinculante de las siguientes siete constantes:

(Ajustes de CODATA del 2017)

- La frecuencia $\Delta\nu(^{133}\mathrm{Cs})_{\mathrm{hfs}}$ de transición de la estructura hiperfina del estado fundamental del átomo de cesio es exactamente igual a 9 192 631 770 hertz (Hz).
- La velocidad de la luz en el vacío c es exactamente igual a 299 792 458 m s–1.
- La constante de Planck h es exactamente igual a $6{,}626\,070\,15 \cdot 10^{-34}$ joule segundo (Js).
- La carga elemental e es exactamente igual a $1{,}602\,176\,634 \cdot 10^{-19}$ coulomb (C).
- La constante de Boltzmann k_B es exactamente igual a $1{,}380\,649 \cdot 10^{-23}$ joule por kelvin (J K^{-1}).
- La constante de Avogadro N_A es exactamente igual a $6{,}022\,140\,76 \cdot 10^{23}$ por mol (mol^{-1}).
- El equivalente fotométrico de radiación K_{cd} de una radiación monocromática de frecuencia $540 \cdot 10^{12}$ Hz es exactamente igual a 683 lúmen por watt (lm W^{-1}).

Los valores numéricos indicados todavía pueden modificarse si hasta el momento de su implantación surgen mejores resultados experimentales que lo hagan necesario. De esta manera se quiere lograr que en la transición entre el sistema SI viejo y el nuevo no hayan en lo posible saltos artificiales en los valores de medición. Al establecer exactamente las siete "constantes definidoras" citando las unidades Hz = s^{-1}, m, J, C, K, mol, lm y W = J s^{-1}, también se van a definir estas unidades y con ellas las otras unidades del sistema SI, como el kilogramo (kg = J m^{-2} s^2) o el ampere (A = C s^{-1}).

Como constantes definidoras se eligieron magnitudes que se podían medir con mucha exactitud en el sistema SI actual, teniendo en lo posible una baja incertidumbre relativa de medición, que debería estar en el rango de 10^{-8}. Por eso no está entre ellas la constante gravitacional, ya que se la conoce con una incertidumbre relativa de medición de 10^{-4}. Esto es lo que diferencia básicamente el nuevo sistema SI de los sistemas de unidades de Stoney y Planck.

Las frecuencias son las que se pueden medir con mayor exactitud, por lo que se mantuvo la definición del segundo a través de la frecuencia del cesio. Esta frecuencia no es una constante natural fundamental sino un parámetro atómico, influenciado por perturbaciones externas como campos eléctricos y magnéticos. Pero dado que se pueden controlar muy bien estas perturbaciones, es posible reproducir la frecuencia del cesio con gran exactitud, por lo que la incertidumbre sistemática de los relojes actuales de cesio es del orden de 10^{-16}. Los relojes atómicos ópticos demuestran tener estabilidades incluso de 10^{-18}. Pero hasta ahora ninguno de los estándares ópticos de frecuencia desarrollados demostró ser unívocamente superior a los otros, por lo que no se planificó una redefinición del segundo para el 2018.

Las siguientes tres "constantes definidoras" son realmente constantes naturales fundamentales, que no tienen trazabilidad a otras magnitudes: la velocidad de la luz c, la constante de Planck h y la carga elemental e. Después de medir la velocidad de la luz con una incertidumbre relativa de medición de 10^{-9}, ya se estableció su valor en 1983, utilizándolo también como base para el nuevo sistema SI. Dado que la constante de von Klitzing $R_K = h/e^2$ y la constante de Josephson $K_J = 2e/h$ se conocen con una incertidumbre relativa de 10^{-10} y 10^{-8} respectivamente, la incertidumbre correspondientemente de h y e es pequeña, por lo que también se las incluyó entre las constantes definidoras.

Las tres constantes restantes son en realidad factores de conversión. La constante de Boltzmann k_B permite la conversión entre la unidad de temperatura kelvin y la unidad de energía joule, donde el valor numérico de k_B está dado por la elección históricamente condicionada de la escala de temperatura. La constante de Avogadro N_A establece la cantidad de partículas que debe contener una cantidad de sustancia de 1 mol. El equivalente fotométrico de radiación K_{cd} permite convertir la potencia, dada en watt, de una fuente de radiación monocromática verde de una longitud de onda de 555 nm, en un flujo luminoso medido en lúmen (lm), que es una medida de toda la luz irradiada en todas las direcciones del espacio. La conexión con la unidad básica candela (cd) se debe a que una fuente de radiación que genera un flujo luminoso de 4π lm, tiene por unidad de ángulo espacial (estereorradián) una intensidad luminosa de 1 cd = 1 lm/estereorradián.

Está claro que estas tres unidades básicas definidas por factores de conversión son una concesión del nuevo sistema SI a las necesidades prácticas de la industria, la técnica y la investigación. Así, la candela se emplea como la unidad de referencia para la industria de la iluminación. De la misma manera se podría también expresar la temperatura a través de la energía media de las partículas en joule, la cantidad de sustancia a través de la cantidad de partículas y la intensidad luminosa a través de la potencia radiante por unidad angular espacial. Pero esto significaría despedirse de las unidades de medición habituales.

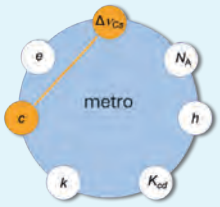
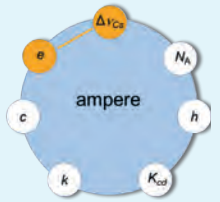
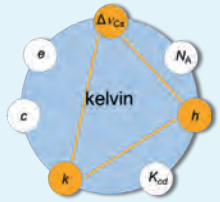
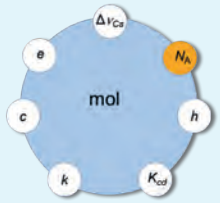
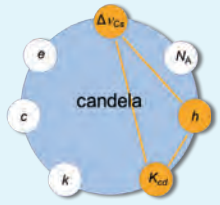
Las siete unidades básicas en el nuevo sistema SI

Estableciendo las siete "constantes definidoras" se realiza la definición de las siete unidades básicas. La tabla siguiente brinda un panorama de cómo están definidas las unidades básicas y como se las puede calcular a partir de las constantes [6, 7]. Los diagramas muestran de cuales constantes dependen cada una de las unidades básicas.

Una vez definidas las siete unidades básicas por establecimiento de las constantes, pueden representarse también todas las demás unidades "derivadas" referidas a estas constantes. En algunas unidades ni siquiera hace falta hacer un "rodeo" vía la unidad básica, es más, se las puede referir directamente a una o varias de las constantes definidas.

Esto vale, por ejemplo, para el volt, la unidad de la tensión eléctrica. Se lo puede derivar del efecto Josephson a la frecuencia del cesio $\Delta\nu_{Cs}$ y la constante de Josephson $K_J = 2e/h$, que a su vez es una combinación de carga elemental e y la constante de Planck h. Algo similar vale para el ohm, la unidad de la resistencia eléctrica, que a través del efecto Hall cuántico se la puede referir a la constante de von Klitzing $R_K = h/e^2$, que también es una combinación de e y h. De la misma forma puede establecerse una referencia directa entre la unidad de energía, el joule, y h y $\Delta\nu_{Cs}$, sin tener que hacer un "rodeo" a través de la definición de la unidad de masa kg.

Solamente las unidades básicas segundo y mol tienen una relación directa con una única constante definidora. Todas las unidades básicas restantes son definidas por dos (m, A), tres (kg, K) o incluso cuatro (cd) constantes. De esta forma desaparece en el sistema SI nuevo la diferencia entre unidades básicas y unidades derivadas que existía en el sistema SI viejo. Así, la unidad coulomb, que hasta ahora se derivaba (C = A s), será definida en el futuro directamente por una

Unidad	Definición	Conversión	Diagrama
segundo (s)	**El segundo es la unidad SI del tiempo.** Se define a través de la fijación del valor numérico de la frecuencia de transición $\Delta\nu_{Cs}$ (la transición no perturbada entre los dos niveles hiperfinos del estado fundamental de átomos del isótopo ^{133}Cs) en 9 192 631 770, expresado en la unidad Hz o s^{-1}.	$1\ s = 9\,192\,631\,770/\Delta\nu_{Cs}$	
metro (m)	**El metro es la unidad SI de longitud**. Se define a través de la fijación del valor numérico de la velocidad de la luz c en el vacío en 299 792 458, expresado en la unidad m s^{-1}, donde el segundo está definido por la frecuencia del cesio $\Delta\nu_{Cs}$.	$1\ m = (c/299\,792\,458)\ s$ $= 30{,}663\,318\ldots\ c/\Delta\nu_{Cs}$	
kilogramo (kg)	**El kilogramo es la unidad SI de la masa**. Se define a través de la fijación del valor numérico de la constante de Planck h en 6,626 070 15 · 10^{-34}, expresado en la unidad J s o kg m^2 s^{-1}, donde el metro y el segundo están definidos por las constantes c y $\Delta\nu_{Cs}$.	$1\ kg = (h/6{,}626\,070\,15\cdot10^{-34})\ m^{-2}\ s$ $= 1{,}475\,521\ldots\cdot10^{40}\ h\ \Delta\nu_{Cs}/c^2$	
ampere (A)	**El ampere es la unidad SI de la intensidad de la corriente eléctrica**. Se define a través de la fijación del valor numérico de la carga elemental e en 1,602 176 634 · 10^{-19}, expresada en C o A s y donde el segundo está definido por $\Delta\nu_{Cs}$.	$1\ A = e/(1{,}602\,176\,620\,8\cdot10^{-19})\ s^{-1}$ $= 6{,}789\,687\ldots\cdot10^{8}\ \Delta\nu_{Cs}\ e$	
kelvin (K)	**El kelvin es la unidad SI de la temperatura termodinámica**. Se define a través de la fijación del valor numérico de la constante de Boltzmann en 1,380 649 · 10^{-23} en la unidad J K^{-1} o kg m^2 s^{-2} K^{-1}, donde el kilogramo, el metro y el segundo están definidos por las constantes h, c y $\Delta\nu_{Cs}$.	$1\ K = (1{,}380\,649\cdot10^{-23}/k_B)\ kg\ m^2\ s^{-2}$ $= 2{,}266\,665\ \Delta\nu_{Cs}\ h/k_B$	
mol (mol)	**El mol es la unidad SI de la cantidad de sustancia de un sistema**, que está formado por partículas individuales específicas como átomos, moléculas, iones, electrones, otras partículas o grupos especificados de tales partículas. Se define a través de la fijación del valor numérico de la constante de Avogadro N_A en 6,022 140 76 · 10^{23}, expresada en la unidad mol^{-1}.	$1\ mol = 6{,}022\,140\,857\cdot10^{23}/N_A$	
candela (cd)	**La candela es la intensidad luminosa en una determinada dirección**. Se define a través de la fijación del valor numérico de la intensidad de radiación K_{cd} de una radiación monocromática de frecuencia 540 · 10^{12} Hz en 683, expresado en la unidad lm W^{-1} o cd sr W^{-1} o cd sr kg m^{-2} s^3, donde el kilogramo, el metro y el segundo están definidos por las constantes h, c y $\Delta\nu_{Cs}$.	$cd = (K_{cd}/683)\ kg\ m^2\ s^{-3}\ sr^{-1}$ $= 2{,}614\,830\cdot10^{10}\ \Delta\nu_{Cs}\ h\cdot K_{cd}$ con $K_{cd} = 683\ lm\ W^{-1}$	

constante natural: C = 1/(1,602 176 565 · 10^{-19}) *e* y con ello está definida en forma más directa que la unidad básica ampere:

A = *e*/(1,602 176 565 · 10^{-19}) · $\Delta\nu_{Cs}$/9 192 631 770
= 6,789 687 11... · 10^{8} $\Delta\nu_{Cs}$ *e*.

Realización de las unidades kg, mol, A y K

Las unidades básicas del nuevo sistema SI quedan "ancladas" con la ayuda de las "constantes definidoras" de forma que quedan establecidas de manera vinculante. Pero con ello todavía no está aclarado cómo se van a "realizar" estas unidades, o sea como se las "disemina" para poder hacer calibraciones y para medir realmente con estas unidades las magnitudes físicas correspondientes. Para las unidades básicas segundo y metro, así como para las unidades derivadas ohm y volt, existen procedimientos de medición de la máxima precisión, usando el reloj atómico de cesio, la propagación de la luz, el efecto Hall cuántico o el efecto Josephson, que tienen trazabilidad directa con las constantes (naturales) $\Delta\nu_{Cs}$, *c*, *h* y *e*. Pero para el kilogramo, el mol, el ampere y el kelvin hubo que desarrollar primero procedimientos de medición de una precisión comparable.

Para la realización del kilogramo hay básicamente dos métodos diferentes, lo que permite un control mutuo: la "esfera de silicio" y la "balanza de Watt". La esfera de silicio fabricada en el PTB en Braunschweig, la forma moderna del patrón primario del kilogramo, es un monocristal de silicio de forma esférica casi perfecta de aproximadamente 9,4 cm de diámetro y de alrededor de 1 kg de masa. El cristal de ^{28}Si altamente enriquecido prácticamente no tiene fallas y no contiene átomos extraños. El elemento silicio se eligió sobre todo porque la industria de los semiconductores tiene una experiencia de décadas con la fabricación de cristales de silicio casi sin fallas. Una vez que se midió con gran exactitud el parámetro de red del monocristal y con ello la distancia entre los átomos usando la difracción de los rayos X, y también de determinar con una exactitud suficiente el volumen de la esfera usando un interferómetro para esferas, se pudo también determinar con gran exactitud la cantidad de átomos que contiene la esfera.

De esta forma es posible establecer una trazabilidad entre la masa macroscópica de la esfera de silicio, que se puede medir por comparación con el patrón primario del kilogramo, y la masa atómica y las constantes naturales como la constante de Planck *h*. De esta forma fue posible por un lado determinar la constante de Avogadro N_A, o sea el número de átomos contenidos en un mol, con lo cual pudo realizarse el mol. Por otro lado, usando la esfera de silicio se pudo determinar la constante de Planck con una incertidumbre relativa de medición de 2 · 10^{-8}.

Dado que el nuevo sistema SI establece en forma vinculante el valor numérico de *h* en la unidad joule segundo, se podría fabricar una esfera de silicio de masa definida en todos los lugares que satisfagan las condiciones técnicas de fabricación. De hecho, este patrón de masa se va a diseminar de otra forma, ya que PTB entregará a sus contrapartes internacionales copias de la esfera de silicio fabricadas por él.

La relación entre el kilogramo y la constante de Planck también puede establecerse con la "Balanza de Watt", que se construye, entre otros, en el *National Institute of Standards and Technology* en EE.UU. En ella el peso de una masa es compensado por la fuerza magnética generada en una bobina por la cual circula una corriente eléctrica y sobre la cual actúa un campo magnético. La fuerza magnética se calcula a partir de la intensidad de la corriente y de la intensidad del campo magnético. La intensidad de la corriente se determina a su vez a partir de la resistencia eléctrica de la bobina y la tensión aplicada, que se pueden medir con gran exactitud con la ayuda del efecto Hall cuántico y el efecto Josephson.

La intensidad del campo magnético de la balanza de Watt se determina desplazando la bobina por el campo magnético a una velocidad constante. La tensión inducida en la bobina, que es una medida de la intensidad del campo magnético, se mide a su vez usando el efecto Josephson. Finalmente hay que medir todavía la aceleración de la gravedad. Dado que las tensiones y la resistencia medidas son proporcionales a la constante de Josephson o de von Klitzing, que contienen a la carga elemental *e* y la constate de Planck *h*, existe una relación entre *h* y la masa en la balanza de Watt. Si como masa se usa una copia del patrón primario de masa, se puede determinar directamente la constante de Planck *h*. En cambio, si se establece el valor de *h*, con la balanza de Watt puede realizarse el kilogramo.

Las mediciones de la constante de Planck con la esfera de silicio y con la balanza de Watt alcanzan, por el momento, una incertidumbre relativa de medición de aproximadamente 2 · 10^{-8}. Ambos valores medidos de *h* concuerdan en el marco de esta incertidumbre. Pero se apartan notablemente del valor $h_{90} = 4/(R_{K-90}\, K_{J-90}^2)$, que se obtuvo a partir de los valores establecidos en 1990 para la constante de von Klitzing R_{K-90} y la constante de Josephson K_{J-90}. Por tanto, ambas constantes R_{K-90} y K_{J-90} están fuera del nuevo sistema SI. Dado que la construcción y los experimentos con la balanza de Watt son muy complicados, en la realización práctica del kilogramo seguramente tendrá preferencia el uso de la esfera de silicio, que si bien es de una construcción muy costosa, no presenta problemas para ser usada como patrón de masa. Mientras tanto, la esfera de silicio está lista para

ser usada como nuevo patrón de masa y podrá reemplazar al patrón primario del kilogramo en el otoño de 2018 [7–10].

En el sistema SI antiguo se define el ampere, la unidad de la corriente eléctrica, usando una especificación de medición idealizada, que sólo se puede realizar en forma aproximada y que por eso es insatisfactoria. En cambio, en el sistema SI nuevo hay dos procedimientos compatibles entre sí que representan al ampere con gran exactitud. Uno de los procedimientos se basa en la ley de Ohm $U = R \cdot I$, que establece una relación entre la tensión U aplicada sobre la resistencia R y la corriente circulante I. Esto permite determinar la corriente I al medir la resistencia R con el efecto Hall cuántico y la tensión U con el efecto Josephson.

El segundo procedimiento es más directo y se basa en el hecho que en el nuevo sistema SI el ampere se relaciona con las "constantes definidoras" carga elemental e y la frecuencia del cesio $\Delta\nu_{Cs}$. El ampere se realiza aquí usando un circuito electrónico que mide la corriente eléctrica contando los electrones que pasan por el circuito en un intervalo de tiempo. Un circuito de este tipo está compuesto por varias "bombas de electrones individuales" a nanoescala, colocadas una detrás de la otra, que transportan los electrones en forma individual según un ciclo dado con una frecuencia en GHz. De esta forma se logran intensidades de corriente del orden de los nanoampere. Entre estas bombas de electrones hay transistores especiales de electrones individuales, con los que se verifica si realmente en cada ciclo pasa sólo un electrón. Con cuatro bombas de electrones y tres detectores de electrones individuales en serie se pudo lograr reconocer en forma segura los errores inevitables, de forma que se logró un flujo de electrones con una incertidumbre relativa de unos pocos 10^{-8}.

Ambos procedimientos juntos permiten verificar la consistencia de las definiciones del volt, el ohm y el ampere. Mientras que en el primer procedimiento el volt y el ohm se realizan mediante la constante de Josephson o la constante de von Klitzing, el segundo procedimiento permite realizar el ampere a través del recuento de cargas individuales $Q = e$. De allí se desprende la ley de Ohm sobre una base cuántica: $K_J\, R_K\, Q = (2e/h)(h/e^2)e = 2$. Este "triángulo metrológico cuántico" fue confirmado experimentalmente con una incertidumbre de $9 \cdot 10^{-7}$.

Para la realización de kelvin, la unidad de temperatura, se determina la constante de Boltzmann con dos métodos de medición básicamente distintos, obteniéndose una incertidumbre relativa de medición de aproximadamente 10^{-6}. En la termometría acústica de gases se mide la velocidad del sonido en el gas, dependiente de la temperatura, que es proporcional a $(k_B\, T)^{1/2}$. La incertidumbre de medición relativa alcanzada para k_B es de aprox. 10^{-6}.

Como alternativa, en el PTB se trabaja con la termometría de gases usando las constantes dieléctricas, determinando a temperatura constante la densidad del helio, dependiente de la presión, midiendo sus constantes dieléctricas. Para ello se mide cómo el gas modifica la capacidad de un condensador especial. A partir de la presión y de la densidad del gas se pudo determinar $k_B\, T$ usando la ecuación térmica de estado [11]. De esta forma, se determinó k_B en el punto triple del agua con una incertidumbre relativa de actualmente $4 \cdot 10^{-6}$. Los investigadores en el PTB están seguros que hasta el momento de la nueva definición de las unidades lograrán la incertidumbre requerida de aproximadamente $2 \cdot 10^{-6}$.

Tabla 1: Incertidumbres relativas de constantes elegidas en el sistema actual y el nuevo SI sobre la base de los datos publicados en CODATA 2014 [12]

Incertidumbres de las constantes /10^{-8}					
Constante	hasta ahora	nuevo	Constante	hasta ahora	nuevo
m(K)	0	1,2	R	57	0
T_{TPW}	0	57	F	0,62	0
$M(^{12}C)$	0	0,045	σ	230	0
μ_0	0	0,023	K_J	0,62	0
ε_0	0	0,023	R_K	0,023	0
Z_0	0	0,023	$N_A h$	0,045	0
$\Delta\nu(^{133}Cs)_{hfs}$	0	0	m_e	1,2	0,033
c	0	0	m_u	1,2	0,045
K_{cd}	0	0	$m(^{12}C)$	1,2	0,045
h	1,2	0	α	0,023	0,023
e	0,61	0	J ↔ m^{-1}	1,2	0
k_B	57	0	J ↔ Hz	1,2	0
N_A	1,2	0	J ↔ K	57	0

Futuro

En el sistema SI actualmente todavía válido ya hay unas pocas constantes con valores establecidos (como la velocidad de la luz así como las constantes del campo eléctrico y magnético). Pero recién en el sistema SI nuevo, una serie de constantes naturales (es más exacto decir: sus valores establecidos) crearán un marco coherente para todas las unidades. Como preparación para el nuevo sistema SI se miden con la mayor exactitud posible las "constantes definidoras" (naturales). Para ello se requiere una incertidumbre relativa de medición de unos pocos 10^{-8}, que se puede alcanzar si para las mediciones se utilizan efectos cuánticos. Dado

que se utilizan básicamente varios procedimientos distintos de medición y se los compara entre ellos (por ejemplo, "esfera de silicio" y "balanza de Watt"), se reduce el peligro de que no se descubran errores sistemáticos.

El nuevo sistema SI va a establecer en el 2018 una vez y para siempre los mejores valores de medición para las "constantes definidoras" h, e, k_B y N_A, de forma que ya no tengan incertidumbre de medición. En cambio, otros valores numéricos establecidos hasta ahora en forma exacta serán en el nuevo sistema SI magnitudes de medición que tendrán una incertidumbre de medición. Así, la masa del prototipo del kilogramo será un mensurando al igual que la masa molar del carbono M(^{12}C) y la temperatura del punto triple del agua. También serán mensurandos la constante de campo magnético μ_0 y, debido a que $c = (\mu_0\varepsilon_0)^{-1/2}$, la constante campo eléctrico ε_0. Por eso, la constante de estructura fina $\alpha = e^2/(2\,\varepsilon_0\,c\,h)$ será también un mensurando en el nuevo sistema SI, con una incertidumbre relativa de medición de $3{,}2 \cdot 10^{-10}$.

A través de los avances en la técnica de medición y nuevos métodos de medición, en el futuro se van a poder medir las magnitudes físicas cada vez con mayor exactitud. Pero dado que las constantes definidoras se van a establecer en forma vinculante, las mediciones más exactas van a hacer que se puedan realizar con mayor exactitud las unidades básicas, sin que uno tenga que modificar las definiciones básicas del nuevo sistema SI. Así, a través de la introducción de relojes atómicos ópticos en vez del reloj de cesio se va a poder realizar con mayor precisión el segundo, lo que permitirá medir con mayor exactitud los intervalos de tiempo.

El nuevo sistema SI se basa en constantes universales y válidas en forma atemporal, y aun así está abierto a mejoras futuras. De esta forma se cumple con la promesa de la Convención del Metro: "para todos los tiempos, para todos los pueblos".

Bibliografía

[1] Bureau international des poids et mesures: "Le Système international d'unités. El Sistema Internacional de Unidades." 8va edición (2006). (9na edición en preparación. Borrador de fecha 11 de diciembre de 2015: http://www.bipm.org/en/measurement-units/new-si/#communication)

[2] *J. Hoppe-Blank*; Vom metrischen System zum Internationalen Einheitensystem: 100 Jahre Meterkonvention, PTB-Bericht PTB-ATWD-5 (1975)

[3] *J. C. Maxwell*; The scientific papers. Teil 2 (Hrsg. W. D. Niven), University Press, Cambridge (1890) pág. 225

[4] *J. D. Barrow*; Das 1×1 des Universums. Neue Erkenntnisse über die Naturkonstanten. Campus Verlag, Frankfurt 2004

[5] *M. Planck*; Ann. Physik **1** (1900) 69

[6] *R. Wynands u. E. O. Göbel*; Die Zukunft von Kilogramm und Co, Spektrum der Wissenschaft (marzo de 2010) pág. 34

[7] *J. Stenger u. J. H. Ullrich*; Für alle Zeiten ... und Culturen. Physik Journal **13** (2014) Nro. 11, pág. 27

[8] PTB-Rezept für das neue Kilogramm, Comunicado de prensa del PTB (26.03. 2015)*

[9] Ein neues Fundament für alle Maße; Comunicado de prensa del PTB (26.03. 2015)*

[10] Massenormale der PTB für das neue Kilogramm sind einsatzbereit, Comunicado de prensa del PTB (23.06. 2016)*

[11] Präzisionsmessung der Boltzmann-Konstante, PTB_News 1.2016, http://www.ptb.de/cms/presse-aktuelles/zeitschriften-magazine/ptb-news.html (Último acceso el 14.07.2016)

[12] *Peter J. Mohr, David B. Newell, Barry N. Taylor*; CODATA Recommended Values of the Fundamental Physical Constants: 2014, Preprint at http:// http://arxiv.org/abs/1507.07956 (Último acceso el 14.07.2016)

* Informaciones de prensa del PTB en la Web: www.ptb.de > Presse & Aktuelles > Journalisten > Presseinformationen > Archiv Presseinformationen

¿Cómo hace tic tac un reloj atómico? – Realización del segundo desde 1955 hasta hoy

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

Introducción

La unidad SI básica "segundo" tiene una posición especial entre las unidades: desde 1967 está definida en relación con una constante atómica, la frecuencia de transición de la estructura hiperfina del átomo de cesio (^{133}Cs). Todavía hoy la unidad de tiempo es lejos la unidad SI realizada con mayor exactitud; por eso las otras unidades básicas se definen o realizan usando al segundo como referencia. Por ejemplo, se hace referencia al segundo en la definición de la unidad básica "metro": el metro se define como el trayecto que recorre la luz en 1/299 792 458 segundos. La realización del volt, la unidad de la tensión eléctrica, aprovecha el efecto de Josephson, que vincula el volt con una frecuencia a través de la relación de dos constantes naturales $h/(2e)$ (h: constante de Planck, e: carga elemental). Las relaciones mutuas entre las unidades son objeto del artículo de Scherer y Siegner (ver el artículo *Contar electrones para medir la corriente*, en esta revista).

La decisión tomada en 1967 fue evidentemente muy clarividente. El texto original de la definición *"el segundo es la duración de 9 192 631 770 oscilaciones de la radiación emitida en la transición entre los dos niveles hiperfinos del estado fundamental del isótopo ^{133}Cs"* fue formulado de una forma tan general, que no fue cuestionado a pesar de la evolución de los relojes atómicos, a lo largo de los años, desde 1955. Durante esos años se redujo la incertidumbre relativa con la que se puede realizar la unidad SI de aprox. 10^{-10} a casi 10^{-16}.

En este artículo intentamos contestar cinco preguntas:

- ¿Cuáles fueron las condiciones para la construcción de los primeros relojes atómicos de cesio y para la posterior definición de la unidad de tiempo en 1967?
- ¿Cuáles fueron las condiciones para la evolución desde los relojes atómicos de cesio "clásicos" hasta los relojes actuales más exactos, los relojes de fuente atómica de cesio?
- ¿Cuáles son actualmente los límites de exactitud de estos relojes?
- ¿Cómo superan estos límites los llamados relojes ópticos?
- ¿Necesitamos una nueva definición del segundo?

A cada pregunta le dedicamos un capítulo, mientras que los temas especiales los tratamos en los recuadros de información.

El camino hacia el reloj atómico de cesio "clásico"

Hubo tres avances que fueron indispensables para la creación del reloj atómico de cesio: la generación de haces de átomos libres en el vacío, la comprensión de la cuantización de la dirección (o sea la orientación de los momentos magnéticos de los átomos en el espacio y la posibilidad de su manipulación) y la generación de señales con frecuencias en el rango de los GHz, o sea microondas, mediante la multiplicación de frecuencia de señales de radiofrecuencia en el rango de los kHz. Esto último estaba disponible desde la década de 1930 con el desarrollo de los relojes de cuarzo de gran exactitud en frecuencia [1]. Los distintos pasos están detallados en [2, 3] y aquí simplemente los vamos a describir.

Los dos primeros logros están inseparablemente vinculados al nombre Otto Stern, al principio profesor en la Universidad de Frankfurt y desde 1923 en la Universidad de Hamburgo [4]. En sus primeros experimentos con haces de átomos pudo determinar la velocidad media de los átomos y la distribución de sus velocidades. Esto, junto con el "experimento Stern-Gerlach" efectuado con Walter Gerlach, es un tema que ve prácticamente cada físico en un curso de "Introducción a la física atómica" o en los libros de texto. El experimento permitió comprobar que la orientación de los espines atómicos puede tomar sólo valores discretos (cuantización de la dirección) en relación a un campo magnético

* Dr. Andreas Bauch, Grupo de trabajo "Transmisión del tiempo", E-Mail: andreas.bauch@ptb.de

** Dr. Stefan Weyers, Grupo de trabajo "Patrones de tiempo", E-Mail: stefan.weyers@ptb.de

** Dr. Ekkehard Peik, Departamento Técnico "Tiempo y Frecuencia", E-Mail: ekkehard.peik@ptb.de

externo. Dado que los espines están vinculados con momentos magnéticos, las fuerzas sobre un átomo toman también valores discretos dentro de un campo magnético inhomogéneo, y por ejemplo, un haz de átomos de plata, después de pasar por un campo magnético inhomogéneo, va a ser dividido en dos haces parciales de átomos con distintas orientaciones del espín (signo del campo magnético). Dos colaboradores de Stern en Hamburgo, Otto Frisch y Emilio Segrè, bloquearon en su experimento a uno de los haces parciales detrás del imán "A" (polarizador). Con un segundo imán "B" (analizador) los restantes átomos del haz, con el mismo espín, se enviaban a un detector. Luego se indujeron transiciones entre los estados de la cuantización de la dirección en la región intermedia "C" usando un campo magnético estático que cambiaba rápidamente de dirección, por lo que disminuyó la cantidad de átomos desviados a través del analizador y que llegaban al detector. Isaac I. Rabi, que también fue colaborador de Stern y que luego estuvo en la Universidad de Columbia en Nueva York, logró en 1938 que en un campo C estático se produjera la transición entre los estados de energía E_1 y E_2 de la cuantización de la dirección a través de la irradiación con una radiofrecuencia de frecuencia $f_0 = (E_2 - E_1)/h$. El croquis del llamado "aparato de Rabi" (Figura 1) se extrajo de uno de los primeros trabajos de Rabi. Su funcionamiento se explica en la parte inferior de la Figura 1: sin transiciones en la zona "C", los átomos siguen las rutas marcadas con líneas continuas y llegan al detector D. Si se inducen transiciones con otros espines, los átomos se desvían del detector (rutas marcas con líneas de trazos). Actualmente todavía se utiliza la expresión "campo C" para la zona de campo estático débil en la que se induce la transición hiperfina (entre estados de distintos espines) en átomos de cesio debido a la interacción con una radiación de microondas, incluso cuando en un reloj de fuente atómica de cesio, como se explica más adelante, ya no existen los imanes "A" y "B".

En 1940 Rabi propuso utilizar su método de *molecular beam magnetic resonance* no solo para el estudio de las propiedades atómicas, sino a la inversa, aprovechar la frecuencia de transición entre dos estados elegidos como referencia para un patrón de frecuencia. Él identificó que eran especialmente adecuados para ello los estados de la estructura hiperfina del átomo ^{133}Cs [5]. Aquí se adecua especialmente la transición entre los estados con el número cuántico $m_F = 0$, recibiendo por eso el nombre de "transición del reloj". Premiado con el premio Nobel en 1944, la propuesta de Rabi llegó a la portada del New York Times con el título *"radio frequencies in hearts of atoms would be used in most accurate of timepieces"*. Pero hasta ese entonces nadie había conseguido sintetizar y controlar la frecuencia necesaria $f_0 \approx 9{,}2$ GHz. Esto se logró en la década posterior a la segunda guerra mundial, en cuya época se hicieron notables avances en la técnica de los radares [3].

De esta época es también otro desarrollo fundamental, el método *separated oscillatory fields* [6, 7] de Norman Ramsey, con el cual recién se pudieron aprovechar plenamente las ventajas de la espectrometría de resonancia en el haz de átomos. En forma similar a lo bosquejado en la Figura 1, en un reloj atómico de cesio también se registra el cambio de ocupación de los estados después de la irradiación con la frecuencia de resonancia atómica (para mayores detalles, ver el recuadro de información 1). Si se varía la frecuencia de excitación alrededor de la transición del reloj, se registra una línea de resonancia cuyo ancho espectral, debido a la falta de transiciones espontáneas, depende sólo de la duración de la interacción con el campo de alta frecuencia. Adicionalmente, deben satisfacerse las condiciones técnicas para que el campo estático "C" sea suficientemente homogéneo en toda su extensión y que la fase del campo excitador sea suficientemente constante.

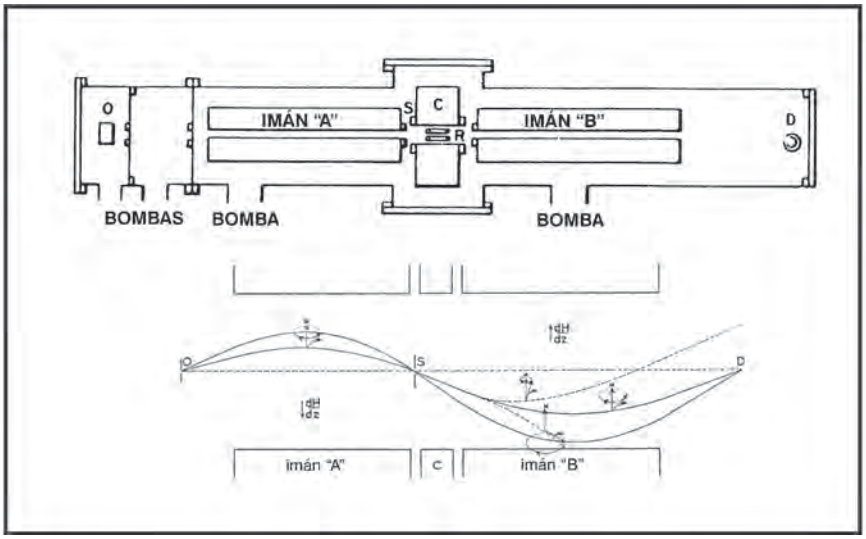


Figura 1: Croquis del aparato de Rabi de la década de 1930 (de [2]), mostrando abajo las rutas atómicas (de [4]), explicaciones en el texto.

Principio del reloj atómico

1

En los relojes atómicos se utiliza la propiedad de los átomos de poder irradiar o absorber ondas electromagnéticas con una frecuencia de oscilación característica. En la transición entre dos estados de energía E_1, E_2 de un átomo se emite o absorbe un fotón de la frecuencia f_0, con $(E_2 - E_1)/h$; h es la constante de Planck. En los relojes atómicos se utilizan las transiciones atómicas entre niveles de energía que tienen una vida útil natural prolongada y que son poco influenciables por campos eléctricos y magnéticos, que por motivos técnicos y prácticos tenían en principio en las primeras décadas después de 1950 frecuencias de resonancia en el rango de las microondas. Los átomos adecuados son entonces los álcalis con su división de la estructura fina del estado fundamental, pero también iones con una configuración de electrones similar a la de los álcalis.

La transición es inducida por una radiación electromagnética que actúa sobre el átomo desde el exterior. Para ello los átomos se preparan en *un* estado y luego de la irradiación se registra la ocupación del *otro* estado. La modificación del estado muestra un comportamiento de resonancia con un "ancho de línea" espectral de aproximadamente $W \approx 1/T$, donde T es el tiempo de interacción de los átomos con la irradiación. La Figura K1.1 explica el principio de funcionamiento de los relojes atómicos primarios del PTB. Partiendo de un oscilador de cuarzo, mediante un generador de frecuencia se genera una señal de la frecuencia f_p con $f_p \approx f_0$, que se modula periódicamente alrededor de la frecuencia media y se acopla al equipo de resonancia. La señal I_D contiene la información buscada, si la frecuencia f_p concuerda con la frecuencia de transición de los

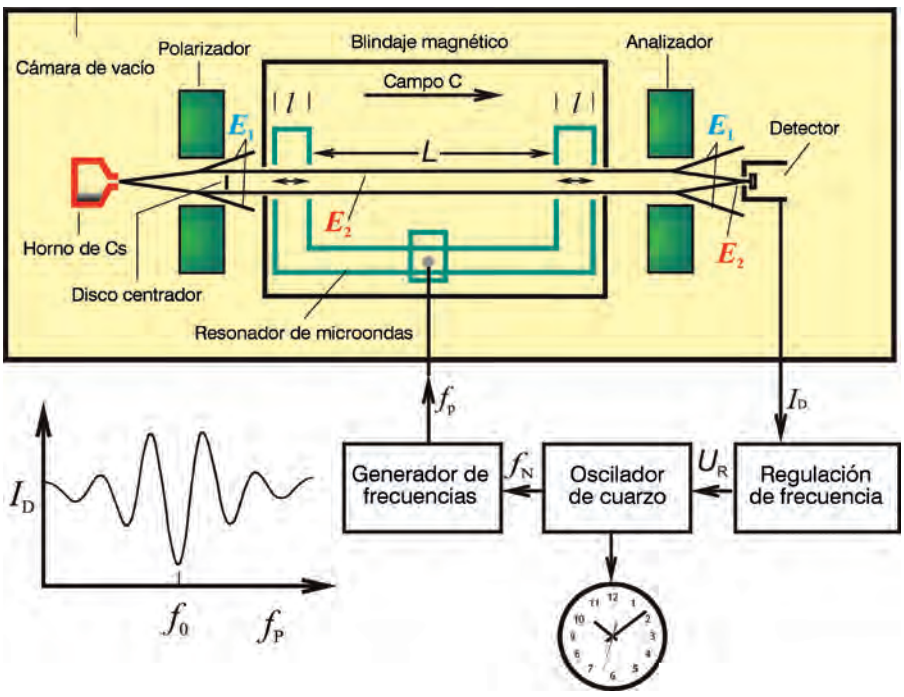


Figura K1.1: Principio de los relojes atómicos de haz de cesio CS1 y CS2 del PTB. Abajo a la izquierda está representada esquemáticamente la señal del detector I_D como una función de la frecuencia irradiada f_P, de acuerdo con la Figura 4 del texto.

átomos f_0. Una evidencia de la señal I_D en el ciclo del período de modulación entrega una señal U_R para regular el oscilador de cuarzo. Sus variaciones naturales de frecuencia y su deriva de la frecuencia (envejecimiento) se van compensando utilizando las constantes de regulación configuradas, mientras que la estabilidad propia de la resonancia atómica determina la calidad de la señal de salida. El oscilador de cuarzo genera la frecuencia de referencia f_N, y a través de un divisor de señales, señales de 1 pulso por segundo.

Las especificaciones más importantes de un reloj, la inestabilidad sistemática de la frecuencia y la incertidumbre sistemática, se indican por lo general como magnitudes relativas. Con y se identifica a la diferencia relativa de frecuencia entre el reloj y un patrón de referencia. Un valor de $y = 10^{-14}$ corresponde a una modificación de la diferencia entre el reloj y la referencia de 0,864 ns por día. La modificación en el tiempo de la frecuencia de salida del reloj, su *inestabilidad de la frecuencia*, se describe usualmente a través de la desviación estándar de Allan $\sigma_y(\tau)$, que se calcula con la ecuación

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

en el caso que se tengan n diferencias relativas de frecuencia y_i a lo largo del tiempo de integración τ. En la Figura K1.2 se muestra la relación entre $\sigma_y(\tau)$ y el tiempo de integración τ (el llamado diagrama de σ-τ) para los patrones de frecuencia atómica tratados o citados en este artículo.

En el texto también se utiliza la expresión *incertidumbre sistemática*: describe la concordancia estimada entre la duración del segundo realizada con el reloj y la establecida en la definición (ver en el texto), y tomándolo en una forma estricta, es sólo aplicable a relojes atómicos de cesio. Para los mejores relojes atómicos de cesio que se consiguen comercialmente, el fabricante especifica una incertidumbre de $5 \cdot 10^{-13}$.

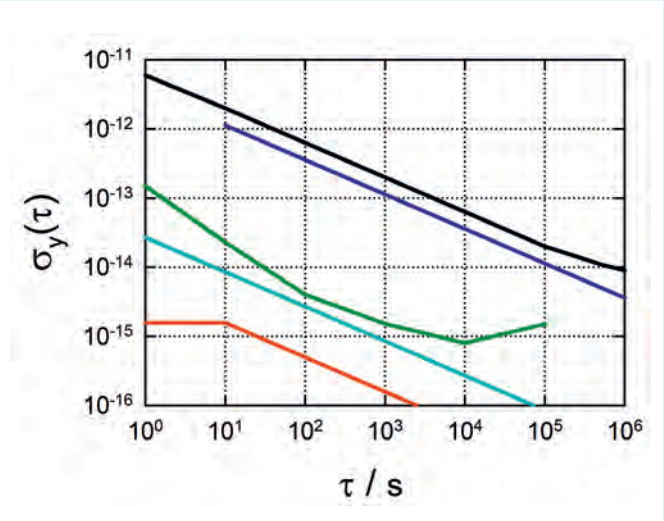


Figura K1.2:
Inestabilidad relativa de la frecuencia $\sigma_y(\tau)$ en función del tiempo de integración τ para diferentes patrones de frecuencia atómica que aparecen en el texto (en forma esquemática): reloj atómico comercial de cesio (negro), reloj primario de haz atómico PTB-CS2 (azul), máser de hidrógeno (verde), reloj de fuente atómica PTB-CSF2 (cian) y el reloj óptico de Yb del PTB (rojo)

Info 1: Principio del reloj atómico

Esto último se puede conseguir sólo en un rango muy pequeño para una longitud de onda de aprox. 3 cm. De ahí la idea de Ramsey: el campo de alta frecuencia se introduce en un resonador de microondas de 2 brazos. Los átomos (velocidad v) son colocados en un estado coherente de superposición mediante una irradiación a lo largo de unos 2 cm en el primer brazo del resonador, y luego del tramo de libre deriva de longitud L se irradian nuevamente con el campo de alta frecuencia en el segundo brazo del resonador. La resonancia observada de la probabilidad de transición tiene entonces el ancho espectral $W \approx v/(2L)$. Se requiere una relación de fase fija entre ambos campos de irradiación y la coincidencia del valor medio del campo C en el tramo de deriva con los campos magnéticos en ambos tramos de irradiación. El método de Ramsey permite realizar tramos de interacción de aproximadamente un metro de longitud. Condicionado por la velocidad de los átomos en un haz térmico (≈ 200 m/s), se obtienen así anchos de línea en el rango de ≈ 100 Hz. En el próximo capítulo se explica cómo se pueden lograr anchos de línea muchísimo menores, de $W < 1$ Hz, sin una prolongación significativa del tramo de deriva, a través de la reducción de la velocidad v.

El desarrollo del primer reloj atómico de cesio (ver el recuadro de información 1) se hizo simultáneamente en el *National Bureau of Standards* (NBS) norteamericano y el *National Physical Laboratory* (NPL) británico. Las circunstancias de este desarrollo pueden leerse en [2], y condimentadas con muchos detalles

anecdóticos, en las memorias de Louis Essen [8]. El NPL ganó por la mínima diferencia, el primer reloj atómico operativo fue presentado en 1955 [9]. Con una subestimación británica, Essen escribió: *"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"* (El reloj atómico fue hecho posible gracias al brillante trabajo teórico y experimental de una serie de científicos, varios de los cuales recibieron el Premio Nobel, pero el reloj propiamente dicho es muy simple, tal como puede verse en el croquis de abajo) (página 66 en [8]). De 1955 a 1958, trabajando conjuntamente con el *United States Naval Observatory*, Washington, se determina la duración de la unidad de tiempo válida en ese entonces, el segundo de efemérides: 9 192 631 770 períodos de la frecuencia de transición del Cs [10]. Se indicó que este valor numérico tenía una incertidumbre de 20, a pesar que en realidad nadie conocía el segundo de efemérides con un valor relativo de $2 \cdot 10^{-9}$. A pesar de ello, este resultado de medición fue la base de la definición de la unidad de tiempo del Sistema Internacional de Unidades (SI) decidida en 1967 en la 13ra Conferencia General de Pesas y Medidas (CGPM) y que sigue siendo válida actualmente.

La frecuencia de la transición del reloj, f_0, fue establecida en 9 192 631 770 Hz.

Se reconoció muy rápido la importancia del reloj atómico para la ciencia, la técnica y también para las aplicaciones militares. Ya en 1958 se presentó el primer reloj atómico de cesio, llamado "Atomichron" [3]. A principios de los años 60, el PTB compró un Atomichron y lo utilizó para controlar el andar de los relojes de cuarzo de Braunschweig y de la emisora DCF77 de Mainflingen [11].

A mediados de los años 60 comenzaron los esfuerzos en el PTB para desarrollar un reloj atómico de cesio propio, que fueron coronados por el éxito. En el reloj CS1 (ver la Figura 2) se implementaron las nuevas ideas de Holloway y Lacey [12]. Las ventajas consideradas esenciales fueron [13]:

- una inestabilidad de frecuencia reducida a través del enfoque bidimensional de los átomos usando lentes magnéticos (en vez de los imanes bipolares utilizados hasta el momento)
- la geometría simétrica axial del haz de átomos con una pequeña expansión radial

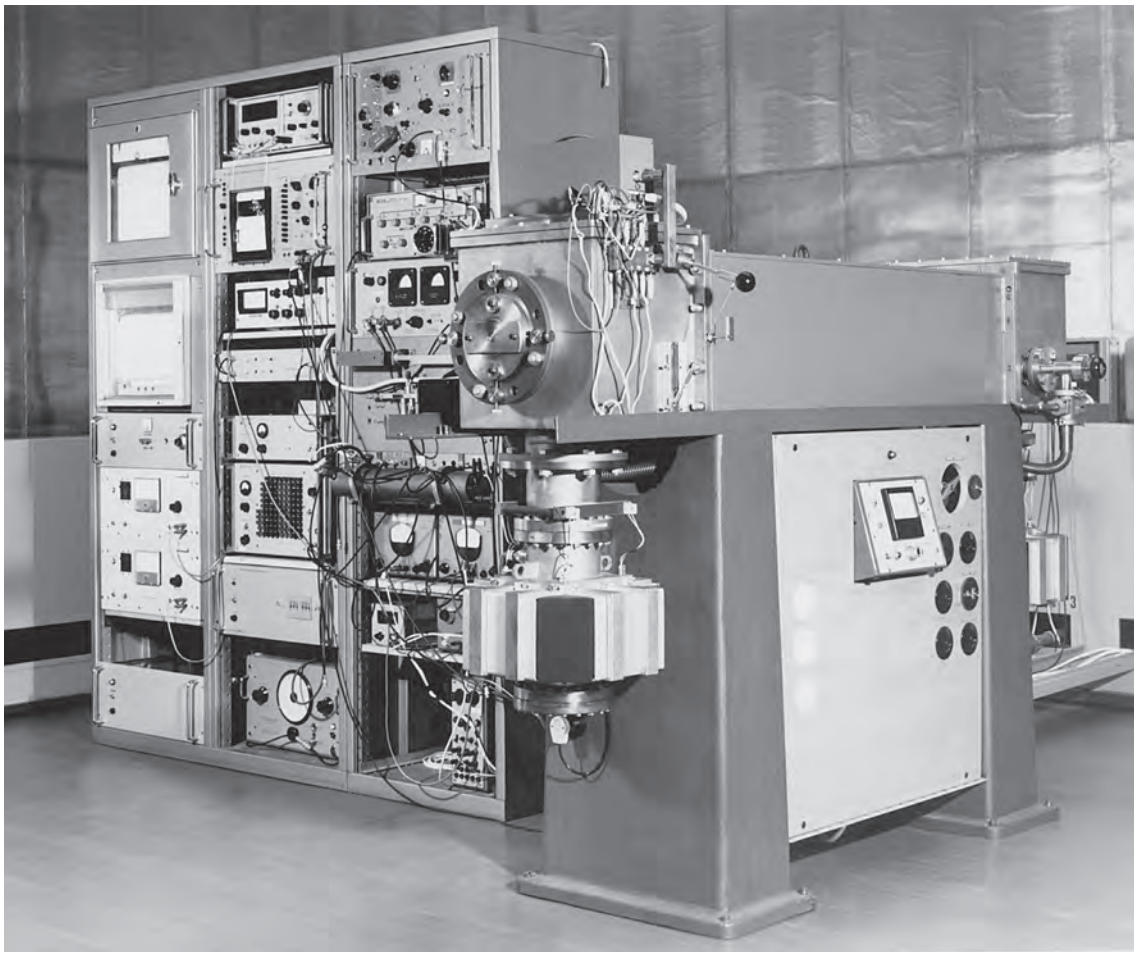


Figura 2:
El reloj atómico primario de haz CS1 en la sala de relojes atómicos del PTB (1969).

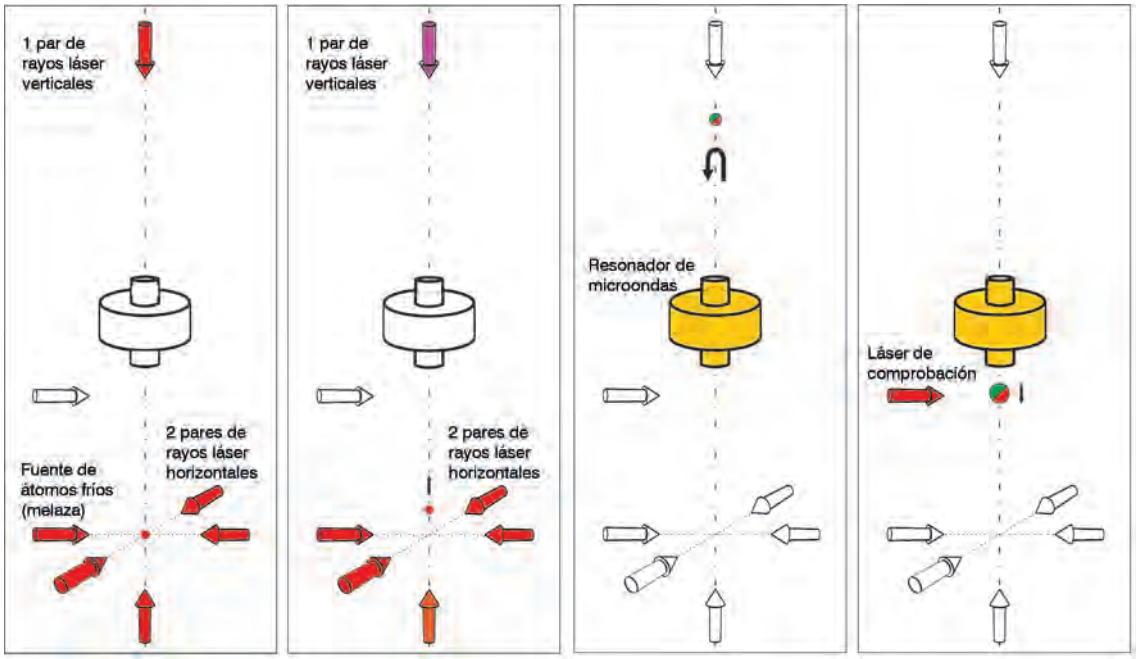
- la reducción de la falta de homogeneidad del campo C mediante la utilización de una bobina cilíndrica larga y blindajes cilíndricos, en vez de un campo magnético perpendicular a la dirección del haz.

El CS1 se utilizó por primera vez en 1969 [14] y sigue funcionando hasta ahora. En todo el mundo quedan actualmente funcionando sólo dos relojes primarios con haz térmico de átomos, el CS1 y el CS2 del PTB. El CS2 se terminó en 1985 y su principio constructivo es muy similar al de CS1. La incertidumbre estimada para el reloj CS2 es del orden de $1{,}2 \cdot 10^{-14}$ [15]. Durante los últimos 24 meses (hasta septiembre del 2015) la desviación relativa media de la frecuencia del CS2 respecto de la unidad SI, tal como se la disemina aproximadamente con TAI (ver el recuadro de información 3), es de $3{,}3 \cdot 10^{-15}$ con una desviación estándar de los valores medios mensuales de $3{,}1 \cdot 10^{-15}$. Por lo tanto, es muy grande la probabilidad de que la estimación de la incertidumbre de fines de la década de 1980 sea correcta.

El camino hacia el reloj de fuente atómica

En paralelo con el desarrollo de los relojes atómicos, que se basan en la forma constructiva desarrollada por Rabi y Ramsey, Jêrome Zacharias del *Massachusetts Institute of Technology* ya trabaplanteaba esta forma constructiva. Fuentes secundarias [3, 7] informan sobre experimentos ambiciosos, pero poco exitosos con un haz térmico de átomos dirigido hacia arriba. Bajo la influencia de la gravedad, los átomos que se encuentran en un haz de este tipo primero se van lentificando hasta llegar al punto de inflexión y luego se aceleran hacia abajo. Zacharias quería detectar los pocos átomos especialmente lentos en el haz térmico, después que durante su movimiento hacia arriba y abajo estuvieran en interacción con el campo de microondas. Así, con un aparato de un metro de alto hubiera podido obtener un ancho de línea menor a 1 Hz, o sea notablemente menor que los 100 Hz que se lograban en ese entonces, y el centro de la línea se hubiera podido reducir con mucha mayor facilidad a 0,1 Hz, en forma relativa a 10^{-11} de la frecuencia de resonancia de 9,2 GHz. Pero los investigadores no lograron detectar que los átomos, en su vuelo balístico, pasaran por segunda vez a través del resonador de microondas. Por choques de los átomos en la zona de la tobera del horno se reducía aún más la minúscula fracción útil para el experimento de átomos extremadamente lentos de la distribución térmica de velocidades [16]. Zacharias nombró a su proyecto "Fallotron" o "Fountain"

Un grupo de la *École Normale Supérieure*, París, adoptó este último nombre cuando presentó en 1990 su "Zacharias fountain" con átomos de cesio



Carga de una nube de átomos fríos de cesio; los átomos son preparados en el estado de estructura hiperfina (1).

Arranque de la nube en el estado (1) desintonizando las frecuencias de los rayos láser verticales.

Vuelo de los átomos después de la primera interacción con el campo de microondas en el resonador; la ocupación del estado de estructura hiperfina (2) se indica con una línea verde.

Evidencia de la ocupación de los estados atómicos (1) y (2) en la nube; si estuviera exactamente en resonancia, todos los átomos estarían en el estado (2) y la nube sería totalmente "verde".

Figura 3: Secuencia de los pasos del funcionamiento de un reloj de fuente atómica.

enfriados por láser [17]. Mediante el enfriamiento por láser (tratado en el recuadro de información 2 debido a su importancia) es posible generar nubes de átomos fríos en una celda con un poco de vapor de cesio, en las que el movimiento térmico de los átomos está ampliamente "congelado". La temperatura de los átomos fríos es de aprox. 1 µK y la distribución de las velocidades relativas presentes es unas 10 000 veces más angosta que la distribución de velocidades térmicas de un gas del mismo tipo de átomo a temperatura ambiente. Gracias a ello, con una nube fría de átomos es

i 2 Enfriamiento por laser

Para una explicación simplificada del enfriamiento por láser consideremos a un átomo que se mueve a lo largo de la dirección de dos rayos láser opuestos de la misma frecuencia νL y de la misma intensidad. La frecuencia de la luz del láser es ajustada un poco más baja (o sea en dirección al rojo) que la correspondiente frecuencia óptica de excitación ν_R a la cual en el átomo en reposo resuena un fotón, o sea que existe la máxima probabilidad de que lo absorba. Debido al movimiento del átomo, este percibe que la frecuencia de la luz que viene de frente es mayor debido al efecto Doppler, o sea que está desplazada en dirección de la frecuencia de resonancia. Simultáneamente, la frecuencia de la luz que se está propagando en la misma dirección que el átomo se aleja más de la frecuencia de resonancia (hacia el rojo). Por eso la probabilidad es mayor que absorba un fotón que viene de frente. Durante la absorción, el impulso del fotón del rayo láser se transmite al átomo, en cambio la reemisión del fotón ocurre en cualquier dirección aleatoria del espacio. Por eso, con la dispersión de muchos fotones, la transmisión del impulso está dirigida en promedio contra la dirección original de movimiento. Debido al citado desplazamiento al rojo (ν_L-ν_R < 0), la energía de los fotones emitidos tiene un valor h (ν_R-ν_L) más alto que los fotones absorbidos; h es la constante de Planck. El balance de energía muestra que en la dispersión los átomos pierden energía cinética. Dado que los átomos de cesio después de 30 ns vuelven del estado excitado ópticamente al estado fundamental, el proceso de absorción-emisión se repite muy rápidamente, por lo que el átomo en fracciones de segundo puede llevarse de la temperatura ambiente a cerca del cero absoluto. El desarrollo de la comprensión de los detalles y de la teoría completa del enfriamiento por láser puede leerse muy bien en las presentaciones para el premio Nobel de los premiados en 1997 o también en libros de texto más nuevos.

Para crear una fuente de átomos fríos para un reloj de fuente de átomos se procede de la siguiente manera: Se hace que se intersecten tres pares de rayos láser enfrentados, ortogonales entre sí, de la frecuencia, polarización e intensidad adecuadas dentro de una cámara de vacío que contiene el gas atómico a temperatura ambiente. En el volumen en la intersección se produce la llamada melaza óptica, compuesta por átomos enfriados por láser con velocidades en el rango de pocos centímetros por segundo. Los átomos se mueven en la melaza como en un jarabe espeso, ya que la fuerza que actúa sobre los átomos tiene el carácter de un rozamiento: la fuerza es proporcional a la velocidad instantánea y tiene la dirección opuesta. Pero una melaza óptica no es una verdadera trampa de átomos, ya que no existe una fuerza de rechazo de los átomos dirigida al punto de intersección de los rayos láser. Para lograr más rápido una cantidad de átomos más elevada, es posible no cargar la melaza a partir del gas de fondo sino a través de un haz de átomos ya pre-enfriados, puestos a disposición por un mecanismo adicional. Sólo con las reducidas temperaturas de 1 µK a 2 µK obtenidas en la melaza es posible realizar el reloj de fuente de átomos de la manera descrita en el texto.

posible realizar una fuente con una altura predeterminada de vuelo de los átomos, manteniéndose reducido el ensanchamiento de la nube en el tiempo debido a la angosta distribución de las velocidades. A diferencia del haz térmico continuo, para ello es necesario recolectar, enfriar y acelerar hacia arriba periódicamente átomos de cesio. Para poder excitar la transición atómica en resonancia con, en lo posible, reducidas perturbaciones hay que observar los átomos libres y para ello hay que desconectar el campo de luz colector y refrigerante. En la figura 3 se ilustra la secuencia de los diferentes pasos de funcionamiento. Los átomos se preparan primero en uno de los dos estados de la estructura hiperfina (rojo). Luego, dentro de 1 ms se los acelera hacia arriba a una velocidad de unos metros por segundo, de forma que puedan volar justo un metro antes de que vuelvan a caer por efectos de la fuerza de gravedad. La aceleración a la velocidad inicial v se logra desintonizando la frecuencia de los láseres verticales opuestos: $\delta\nu_L$ el rayo ascendente y $-\delta\nu_L$ el descendente. Entonces vale $v = \lambda\, \delta\nu_L$, donde λ es la longitud de onda del rayo láser.

En detalle se requiere una secuencia bien complicada de desintonizaciones de la frecuencia y de modificaciones de la intensidad de los láseres a fin de lograr un enfriamiento y una aceleración perfectos de los átomos [18]. En la trayectoria balística, los átomos cruzan dos veces, al subir y al bajar, el campo de microondas de una frecuencia próxima a la de transición del reloj $f_p \approx f_0$. Mientras tanto están bloqueados los rayos láser. En la zona de detección se registra la ocupación de ambos niveles de la estructura hiperfina en función de la frecuencia de microondas f_p. En la Figura 3, la probabilidad de transición es justo 1/2, dado que se aumentó la frecuencia de microondas en la mitad del ancho de la línea ($f_p = f_0 + W/2$). En el próximo ciclo se desintoniza la frecuencia con el otro signo ($f_p = f_0 - W/2$). La diferencia de las probabilidades de transición de registros consecutivos infiere la posición de f_p en relación con f_0. El tiempo entre dos irradiaciones con microondas, el tiempo efectivo de interacción, es de unos 0,6 s en prácticamente todos los relojes de fuente atómica realizados, y el ancho de la línea de transición está en unos 0,8 Hz. La Figura 4 muestra la ganancia obtenida con el reloj de fuente atómica CSF1 del PTB en comparación con un reloj con un haz térmico de átomos. Los valores correspondientes de los relojes de haz atómico del PTB son 8,5 ms o bien 60 Hz.

Desafíos y limitaciones en el año 2016

Actualmente, hay en operación o en desarrollo más de una docena de relojes de fuente atómica de cesio en los institutos nacionales de metrología de todo el mundo. El precursor fue SYRTE (*Systèmes de Référence Temps-Espace*) del *Observatoire de Paris*, donde la fuente atómica FO1 ya funcionó en 1994 [19], y actualmente operan tres relojes de fuente atómica. Los relojes de fuente atómica del PTB pueden verse en la Figura 5. Con el reloj de fuente atómica CSF1 [20] se registró en 1998 la primera línea de resonancia y desde mediados de 1999 se realizan regularmente mediciones de frecuencia. Sobre la base de los conocimientos adquiridos durante el desarrollo y los primeros años de operación del CSF1, a comienzos del nuevo milenio se desarrolló una versión mejorada, el reloj de fuente atómica CSF2 [21, 22]. El CSF2 está disponible para mediciones de frecuencia desde hace 6 años y junto con otros cinco relojes de fuente atómica está en el grupo de punta de los relojes actualmente más exactos del mundo, con incertidumbres relativas del orden de unos pocos 10^{-16} [23]. Además, CSF1 y CSF2 se utilizan como referencia entre sí, por un lado como control y por el otro para estudiar efectos sistemáticos.

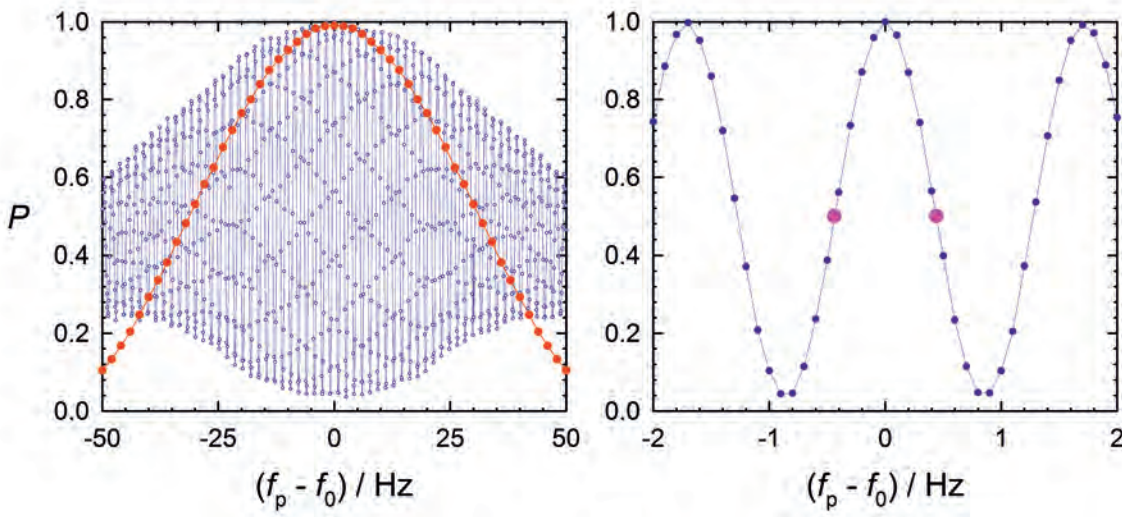


Figura 4: Probabilidades de transición P entre los estados 1 y 2 de la transición del reloj en el ^{133}Cs como una función de la frecuencia de microondas f_p (curvas de resonancia de Ramsey), registradas con el reloj de fuente atómica CSF1 (azul) y el reloj de haz CS2 (rojo) del PTB.

¿Cuáles de las ventajas predichas se pudieron confirmar hasta ahora, qué problemas surgieron? Consideremos primero la inestabilidad de frecuencia. Para una medición de la frecuencia con una incertidumbre estadística de $1 \cdot 10^{-14}$, con el reloj de haz primario CS2 se requieren 36 h, con el reloj de fuente atómica unos 7 segundos. Si se regula un oscilador de cuarzo en el valor de la línea de resonancia atómica, su inestabilidad de frecuencia es proporcional a $(Q\ S/R)^{-1}$. Donde Q es la calidad de la línea, frecuencia de resonancia dividido por el ancho de la línea, y S/R es la relación señal/ruido. Dado que para la misma S/R se reduce la inestabilidad de frecuencia con un menor ancho de la línea, el CSF2 presenta una notable ventaja frente al CS2 debido a una calidad de línea unas 65 veces mejor. Pero como la duración del tiempo responsable del ancho de la línea entre ambas irradiaciones en el resonador de Ramsey en un reloj de fuente atómica sólo aumenta con la raíz de la altura que vuelan los átomos, con ello se habría alcanzado una especie de límite práctico dentro del campo gravitacional de la Tierra, salvo que se quiera construir una fuente de diez metros de altura. Pero una fuente de esa altura con la misma temperatura de los átomos tendría la desventaja de que se podrían detectar menos átomos, porque una mayor fracción de átomos no llegaría a la zona de detección debido a la gran extensión de la nube atómica.

En segundo lugar, a eso se agregaría el factor determinante de la inestabilidad de frecuencia, la relación señal/ruido S/R. Después de la segunda irradiación con microondas, en la zona de detección se obtienen dos señales por excitación de los átomos con la radiación láser y el registro de la fluorescencia emitida, a partir de las cuales se deja derivar la probabilidad de excitación de la transición del estado 1 al estado 2 usando microondas. Ambas señales de detección, N_1 y N_2, son cada una proporcional a la cantidad de átomos detectados en los estados 1 y 2 y a la cantidad de fotones detectados por átomo. Una fuente se opera usualmente de forma que N_1 y N_2 sean iguales (ver la Figura 3 y los puntos magenta en la Figura 4, derecha), ya que entonces la señal S, correspondiente a la probabilidad de transición $P = S = N_2/(N_1 + N_2) \approx 1/2$, es la más sensible en función de los cambios de frecuencia del campo alternado irradiado. El ruido R de la señal S, debido a las variaciones estadísticas de la distribución de los átomos en ambos estados (ruido de proyección cuántica) es $R = (N_1 + N_2)^{-1/2}(P(1\text{-}P))^{1/2}$. De esta forma se obtiene para la operación usual de la fuente con $P = 1/2$ la sencilla relación $S/R = (N_1 + N_2)^{1/2}$, o sea una relación señal/ruido que es proporcional a la raíz de la cantidad total de átomos detectados.

Para lograr este ruido sumamente reducido, en cierto sentido fundamental, en un reloj de fuente atómica se requiere que se reduzcan cuidadosamente todos los otros aportes de ruidos técnicos que están usualmente en la señal de detección. Existe un problema y es que la fuente funciona en modo pulsante: Al intervalo de tiempo entre los dos pasajes de los átomos a través del resonador de microondas sigue un intervalo para la detección de los átomos y la posterior carga nueva y el arranque de los átomos. Durante el tiempo muerto no actúa la regulación del oscilador de cuarzo, dado que no se dispone de información sobre el comportamiento en el tiempo de la fase del oscilador. Una parte de las variaciones de las fases del oscilador de cuarzo se convierte en variaciones de frecuencia también en tiempos de integración, que son grandes en comparación con la duración del ciclo de la fuente (típicamente de 1 a 1,5 s). John Dick, del Grupo de trampa de iones del *Jet Propulsion Laboratory*, Pasadena, es el que describió por primera vez este comportamiento, por eso se habla del "Efecto Dick" [24]. Debido a este efecto, con un reloj de fuente atómica con una señal de 9,2 GHz de frecuencia generada por un oscilador construido con un cristal de cuarzo que genere el ruido más bajo entre los que se obtienen en el mercado, en el mejor de los casos se logra una inestabilidad de frecuencia un poco menor de $10^{-13}\ (\tau/1\text{s})^{-1/2}$, donde τ es el tiempo de integración.

Figura 5:
Los relojes de fuente atómica de cesio CSF1 (en el fondo) y CSF2 (en primer plano) del PTB, año 2005.

En cambio, para lograr una inestabilidad de frecuencia en un rango inferior a $10^{-14}\ (\tau/1\mathrm{s})^{-1/2}$, es necesario utilizar una señal de 9,2 GHz derivada de un oscilador a temperatura criogénica o de un oscilador de microondas que esté estabilizado con la ayuda de un peine de frecuencias, obteniendo un láser de banda angosta [25]. Es interesante remarcar que en el último caso, las tecnologías desarrolladas en relación con los relojes ópticos (ver el penúltimo capítulo) (láser de banda angosta, peine de frecuencias o de luz) favorecen la eficacia de los relojes de fuente atómica, donde este juego cambiante, este aumento de la eficacia, brinda a su vez grandes ventajas durante la medición de potenciales transiciones ópticas usando como referencia los relojes de fuente atómica.

La línea $\sigma_y(\tau) = 2{,}7 \cdot 10^{-14}\ (\tau/1\mathrm{s})^{-1/2}$ graficada en la Figura K1.2 para el reloj de fuente atómica CSF2 se obtiene prácticamente sólo del ruido de proyección cuántica de aproximadamente $2{,}8 \cdot 10^6$ átomos detectados en un ciclo de la fuente. Para lograr esta inestabilidad de frecuencia se requiere además que la carga de la fuente de átomos de CSF2 sea un haz de átomos pre-enfriados, a fin de enviar a la fuente una cantidad de átomos tan grande que la relación *S/R* sea aproximadamente dos veces mayor que en el reloj CS2. Junto con la reducción del ancho de la línea en 65 veces, se logra una mejora en la inestabilidad de la frecuencia en un factor 130. Una reducción adicional a través del uso de mayores cantidades de átomos, a fin de lograr un ruido de proyección cuántica todavía menor, se ve obstaculizada en primer lugar por el mayor efecto de desplazamiento de la frecuencia debido a los choques entre los átomos fríos, que discutiremos a continuación en relación con la incertidumbre sistemática alcanzable para los relojes de fuente atómica.

¿Cuáles son entonces las ventajas del reloj de fuente atómica en relación con su exactitud? En la Tabla 1 se presentan los principales desplazamientos de la frecuencia y los aportes de incertidumbre resultantes del reloj primario CS2 [15] y del de fuente atómica CSF2 [21, 22]. La ventaja del reloj de fuente atómica se ve especialmente en los casos en que las desviaciones son proporcionales a Q o aumentan directamente con la velocidad v o v^2 [26] (marcados en la Tabla 1 con (*)).

Algunos de los aportes de incertidumbre del CSF2 (incertidumbre total $2 \cdot 10^{-16}$) son menores en más de un orden de magnitud que los del CS2 (incertidumbre total $120 \cdot 10^{-16}$). Así en el CS2 se requiere un campo magnético estático de aprox. 8 µT para que la separación de frecuencias de transiciones vecinas dependientes del campo magnético sea grande frente a su ancho de línea. Ya que entonces es posible excitar selectivamente la transición entre los subniveles de Zeeman con el número cuántico magnético $m_F = 0$, la transición del reloj, como la transición entre dos niveles atómicos aislados. Debido al ancho reducido de la línea, en el reloj de fuente atómica es suficiente una intensidad de campo de aprox. 0,15 µT. El desplazamiento de la frecuencia de resonancia de la transición del reloj es en el primer caso 2,9 Hz, en el segundo sólo 0,0009 Hz, siendo correspondientemente más fácil determinar este desplazamiento y corregirlo para un campo cero. Además, en un reloj atómico convencional, la selección magnética de los estados conduce a una ocupación asimétrica de subniveles vecinos de Zeeman con $m_F = \pm 1$ en relación con la ocupación de los estados con $m_F = 0$. De esta forma en el multiplete de la estructura hiperfina (EHF) se excitan con diferente intensidad las transiciones indeseadas cercanas a la transición del reloj. Por lo general conduce a un desplazamiento de frecuencia de la transición del reloj [12]. En cambio, en una fuente atómica, después del enfriamiento con láser, la ocupación de subniveles vecinos está ampliamente reprimida [18], y encima en forma simétrica. A causa de ello, el aporte correspondiente a la incertidumbre es despreciable.

Dado que en el CSF2 no se requiere calentar la provisión de cesio como en el CS2 a fin de generar un haz de átomos suficientemente intenso, la distribución de la temperatura es aquí mucho más homogénea. Esto conduce a que la incertidumbre del desplazamiento de frecuencia por radiación térmica (efecto Stark) sea menor en un orden de magnitud. Igualmente, la incertidumbre debido al efecto Doppler cuadrático es prácticamente despreciable [18], porque en el CSF2 la velocidad atómica media entre ambos cruces de los átomos por el resonador es sólo de 1,5 m/s, mientras que la velocidad media en el haz de átomos del CS2 es de aproximadamente 100 m/s.

Para comprender la distinta influencia de la diferencia de fases del resonador en el CS2 y el CSF2 debe prestarse atención al siguiente estado de las cosas: La excitación sucesiva en el tiempo de los átomos en *un* resonador de microondas de una fuente atómica es equivalente a la interacción sucesiva de los átomos que se produce en *ambos* tramos de irradiación separados espacialmente en el resonador de un reloj de haz atómico. Por su naturaleza, los campos de irradiación en el *único* resonador de la fuente atómica están en el mismo lugar y siempre en fase, mientras que en el resonador de dos brazos de un reloj de haz atómico hay pérdidas de conducción en las paredes junto con asimetrías mecánicas, que conducen a una diferencia de fases. Su determinación experimental es difícil y limita la exactitud alcanzable, por ejemplo también de CS2. En el CSF2, así como en otras fuentes atómicas, queda todavía igualmente el desafío de controlar la influencia de los gradientes espaciales de fase, transversal a la dirección de movimiento de los átomos [22, 27]. Tales gradientes de fase conducen a desplazamientos de frecuencia también en un

reloj de fuente atómica. Sacando el promedio a lo largo de la diferente extensión y la posible levemente diferente posición horizontal del conjunto atómico, tanto durante la subida como la bajada de los átomos de cesio, existen en general diferencias de fase del campo de microondas que actúan sobre los átomos. Estos también se deben a pérdidas por conducción en las paredes del resonador o por asimetrías de acople del campo en el resonador [27]. Para la evaluación de tales efectos se requieren cálculos y experimentos exigentes inclinando el eje de la fuente respecto al vector $\boldsymbol{g}$ de la aceleración de la gravedad [22].

En los relojes de fuente atómica se prestó desde el principio una atención especial al efecto de los choques entre los átomos de cesio fríos. Con las temperaturas existentes (≈1 µK), los desplazamientos de los niveles de energía participantes en la transición del reloj que se deben a los choques son comparablemente grandes y por eso fueron objeto de amplios estudios teóricos y experimentales (por ejemplo, [28, 29]). Estos últimos condujeron a diversas medidas a fin de poder controlar el desplazamiento de frecuencia resultante y su incertidumbre. Básicamente para ello se requiere variar la densidad atómica durante la operación del reloj de fuente atómica, donde, a partir de las frecuencias de transición medidas con diferentes densidades se determinan por extrapolación lineal las frecuencias de transición no perturbadas con una densidad que tiende a cero. Para variar la densidad, por ejemplo, se puede modificar el tiempo de carga de la nube atómica. Un método sencillo de mantener pequeño el error sistemático debido al desplazamiento por los choques es la utilización de cantidades reducidas de átomos en una nube de átomos relativamente extendida. La desventaja es naturalmente entonces la reducida relación *S/R* resultante.

En cambio, con un número de átomos detectados en el rango de varios 10^6, como el requerido para inestabilidades de frecuencia en el rango inferior de $10^{-14}\ (\tau/1\mathrm{s})^{-1/2}$, el valor relativo de los desplazamientos por choques es 10^{-14}, por lo que se tiene que utilizar un método muy preciso para la variación de la densidad atómica a fin de mantener los errores de extrapolación a un nivel de 10^{-16} o menos. Con el método llamado "*Rapid Adiabatic Passage*" [18], colocando un resonador de microondas adicional debajo del resonador de Ramsey, es posible variar exactamente en un factor dos la densidad de los átomos utilizados para la transición del reloj en toda la nube atómica, por lo que la diferencia de frecuencia resultante, medida operando con densidad plena o media densidad, se pueda utilizar para la corrección de los desplazamientos por choque. Cuando sigue aumentando la cantidad de átomos

Tabla 1: Principales aportes a la incertidumbre del reloj primario CS2 [15], del reloj de fuente atómica CSF2 [21, 22] y del reloj óptico de Yb (ver más abajo) del PTB

Causa del desplazamiento de frecuencia	**Desplazamiento relativo de la frecuencia δF e incertidumbre relativa $\delta\delta F$ en múltiplos de 10^{-15}**					
	Reloj de Cs CS2		Reloj de fuente CSF2		Reloj óptico (Yb^+ E3)	
	δF(CS2)	$\delta\delta F$(CS2)	δF(CSF2)	$\delta\delta F$(CSF2)	δF(Yb^+ E3)	$\delta\delta F$(Yb^+ E3)
Campo magnético* (efecto Zeeman cuadrático.)	317 500	1	99,85	0,01	–0,0404	0,0006
Efecto Stark (radiación térmica)	–17	0,5	–16,51	0,06	–0,0705	0,0018
Efecto Doppler cuadrático* (dilatación rel. del tiempo)	–50	0,5	–0,01	<0,01	–0,0037	0,0021
Estimulación de transiciones indeseadas en el multiplete de la estructura hiperfina del ^{133}Cs	0	4	0	0,0013		
Diferencia de fase del resonador *	255	10	0,03	0,15		
Choques atómicos	0	<0,5	–10	0,05	0	0,0005

Sistema de tiempo

3

Bajo la coordinación de la Oficina Internacional de Pesas y Medidas, BIPM (*Bureau International des Poids et Mesures*), actualmente hay 72 institutos que participan de la realización de las escalas internacionales de tiempo atómico. A partir del promedio de unos 400 relojes atómicos, aprox. 300 relojes atómicos de cesio comerciales y 100 máseres de hidrógeno de todos los institutos, el BIPM obtiene una llamada escala atómica libre. Este valor de la escala se compara con los relojes primarios de fuente atómica de cesio (y los CS1y CS2), cuando están disponibles sus valores de medición. En los últimos 24 meses (hasta septiembre de 2015) se pusieron a disposición datos de 11 relojes de fuente atómica distintos (de China, Alemania, Francia, Gran Bretaña, India, Italia, Rusia y EE.UU.). De ello se deriva en cuánto se debe modificar el valor del escalón de la escala de tiempo atómico libre para que concuerde con el segundo SI realizado por los relojes primarios. La corrección correspondiente se aplica por cálculo, obteniendo el llamado Tiempo Atómico Internacional (*Temps Atomique International*) TAI. Actualmente, se logra ajustar en promedio el segundo TAI hasta a un 10^{-15} s para que concuerde con el segundo SI. Esta medida de concordancia era prácticamente impensable hace diez años y se la debe agradecer exclusivamente a la calidad y disponibilidad de los relojes de fuente atómica. Mediante la introducción en el TAI del segundo intercalar se obtiene finalmente el Tiempo Universal Coordinado UTC (*Coordinated Universal Time*).

Cada uno de los 72 institutos realiza una réplica del UTC, llamado UTC(k), que dependiendo del esfuerzo de realización y de la calidad de los relojes disponibles localmente, concuerda más o menos bien con el UTC. El PTB fue el primer instituto de tiempo que derivó su realización UTC(k) a partir de sus relojes de fuente atómica de cesio. Desde entonces la desviación entre el UTC y el UTC(PTB) nunca fue superior a 10 ns. Otros institutos entretanto siguieron el ejemplo. Así, el SYRTE (*Observatoire de Paris*) utiliza desde fines de 2012 relojes de fuente atómica para el control del UTC(OP). En la Figura K3 puede verse el UTC(PTB) y el UTC(OP), ambos pertenecen actualmente a las escalas de tiempo realizadas más estables, en relación con el UTC. Se reconoce como se fueron reduciendo notablemente las desviaciones UTC – UTC(k), primero en la curva azul, luego en la naranja, gracias al uso de relojes de fuente atómica.

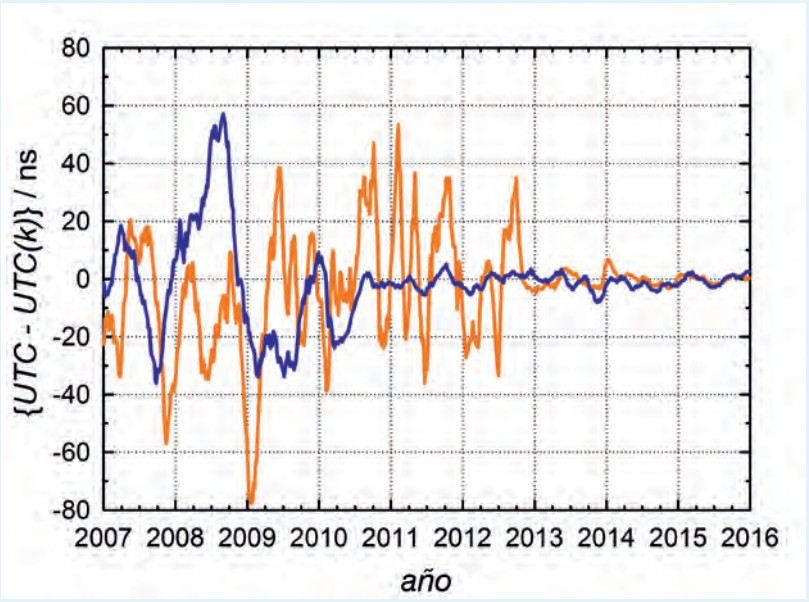


Figura K3:
Curso de las escalas de tiempo realizadas más estables actualmente, UTC(PTB) (azul) y UTC(OP) (naranja), que son del PTB y de SYRTE (Observatoire de Paris) en relación con el UTC durante el período de 2007 hasta fines del 2015.

detectados, en un rango que vaya más allá de 10^6, este método también conduciría a incertidumbres sistemáticas inaceptables de varios 10^{-16}. Por lo tanto, aquí hay límites que requieren de un compromiso entre la inestabilidad de frecuencia lograble y la incertidumbre sistemática.

Como conclusión podemos decir que desde los tiempos de los pioneros Rabi, Ramsey, Zacharias y Essen, la incertidumbre relativa de los relojes de cesio con haz térmico de átomos se redujo de aprox. $1 \cdot 10^{-10}$ a aprox. $1 \cdot 10^{-14}$. Con átomos enfriados con láser en relojes de fuente atómica se pudo alcanzar el rango de $1 \cdot 10^{-16}$, pero parece difícil poder bajar notablemente este valor.

Más exacto todavía: los relojes ópticos

En paralelo con el desarrollo de los relojes de fuente atómica de cesio, desde hace más de 20 años se está investigando intensivamente un nuevo tipo de relojes atómicos: los relojes ópticos [30]. Aquí también se utiliza una transición atómica como generador de pulsos, pero no en el rango de las microondas, sino del espectro visible. Como oscilador del reloj se utiliza en consecuencia un láser estabilizado en frecuencia.

i 4 Aplicaciones

La exactitud de los relojes atómicos de cesio se mejoró aproximadamente en un factor 10 por cada década desde que se puso en operación el primer reloj de este tipo en el año 1955. Es fascinante ver como en muchos campos de la ciencia se utilizan y se siguen requiriendo mejores relojes, a fin de, por ejemplo, estudiar la validez de la teoría de la relatividad, la constancia de las constantes naturales o las propiedades de los pulsares de milisegundos. Para ello se necesita una cantidad relativamente reducida de relojes en lugares seleccionados, a diferencia de las aplicaciones en la vida diaria, como la operación de redes de comunicaciones o de provisión de energía eléctrica. Para ello se requieren redes de osciladores confiables, sincronizados entre sí, y frecuentemente se los mantiene sincronizados con el UTC (o un UTC(k)) utilizando las señales de los sistemas de navegación satelital. Tales sistemas (GNSS, *Global Navigation Satellite System* – sistema global de navegación por satélite) ayudan en la vida diaria a contestar la pregunta "¿dónde estoy?", el interés en ello va a continuar con la natural integración de las funciones de navegación en los teléfonos celulares y los automóviles. El aprovechamiento del GNSS va notablemente más allá, también para la propagación de información de tiempo de gran exactitud.

El funcionamiento de un GNSS se basa en la medición de los tiempos que recorren las señales entre varios satélites equipados con relojes atómicos y el receptor en el suelo. Los relojes atómicos se requieren tanto en los satélites como en el suelo: la calidad de las señales enviadas por el satélite depende directamente de la estabilidad, en forma precisa de la predictibilidad, de los relojes a bordo del satélite. La predictibilidad se refiere a la hora de sistema generada en el GNSS, que se realiza con relojes estacionarios en el suelo y que a su vez se mantienen en una muy buena concordancia comparándolos con las mejores escalas de tiempo con UTC. Así se intenta mantener sincronizada la hora del sistema GPS con el UTC(USNO) del U.S. Naval Observatory. La hora del GNSS ruso GLONASS se aproxima a la escala de tiempo UTC(SU) realizada por el instituto metrológico ruso VNIIFTRI, que tiene dos relojes de fuente atómica de cesio. Por último pero no menos importante, actualmente se sincroniza el tiempo del sistema europeo Galileo con el promedio de cinco escalas de tiempo UTC(k), entre las que están UTC(PTB) y UTC(OP), cuyas extraordinarias propiedades se describieron en el recuadro de información 3.

Subiendo la frecuencia en un factor 10^5 (de aprox. 10^{10} Hz en el reloj de cesio a aprox. 10^{15} Hz en el reloj óptico) se obtienen notables ganancias de estabilidad y exactitud. Así, es posible mejorar la estabilidad a corto plazo gracias a un número notablemente mayor de ciclos de oscilación por unidad de tiempo. Se obtienen mejoras en la exactitud, ya que aunque algunos de los efectos exteriores perturbadores sobre el átomo (por ejemplo, choques con otros átomos o el efecto de campos magnéticos) generan una magnitud característica de desplazamiento ΔE del nivel de energía, que provoca un desplazamiento relativo de frecuencia $\Delta f/f=\Delta E/(hf)$ a la frecuencia más alta del reloj óptico, su efecto es menor que en un reloj en el rango de las microondas. Pero el reloj óptico presentaba tres desafíos que fueron difíciles de resolver debidos a la frecuencia más alta:

(1) la construcción de un oscilador explorador estable,

(2) el conteo de la frecuencia y

(3) totalmente fundamental, la localización de los átomos.

(1) El ancho de línea y la estabilidad de la frecuencia del láser explorador es de gran importancia para la estabilidad a corto plazo del reloj óptico. Por lo general se utilizan láseres de diodos, que cuando no están estabilizados tienen un ancho de línea de algunos MHz. Para reducir el ancho de línea, el láser se estabiliza usando un resonador óptico externo. Este está compuesto por dos espejos de elevadísima reflexión montados sobre un separador estable, muy bien protegidos en el vacío contra variaciones de temperatura y vibraciones mecánicas. Con grados de reflexión de los mejores que se pueden conseguir con los espejos del 99,9997 % y un separador de unos 10 cm de longitud, se obtienen resonancias con un ancho de unos pocos kHz. Dado que estas resonancias se pueden detectar muy rápido y con un ruido reducido, usando un circuito de control electrónico es posible reducir las variaciones de frecuencia del láser a un ancho de línea menor a un Hz. La estabilidad relativa alcanzable está entonces en aproximadamente 10^{-16} para tiempos entre 0,1 s hasta 100 s. Para tiempos más largos, en los cristales surge un desplazamiento de frecuencia debido al envejecimiento del material. Por eso, como una nueva mejora, actualmente se están estudiando utilizar resonadores de silicio monocristalino con enfriamiento criogénico.

(2) El problema del conteo de la frecuencia óptica fue resuelto en el año 2000 con la invención del peine de frecuencias o de luz. Aquí se utiliza un láser que emite una secuencia extremadamente uniforme de pulsos ópticos muy cortos (en el orden de los femtosegundos). El espectro de este láser se asemeja a un peine con una elevada cantidad ($>10^6$) de frecuencias ópticas eslabonadas uniformemente, que puede utilizarse para dividir en un paso la frecuencia de un láser de referencia,

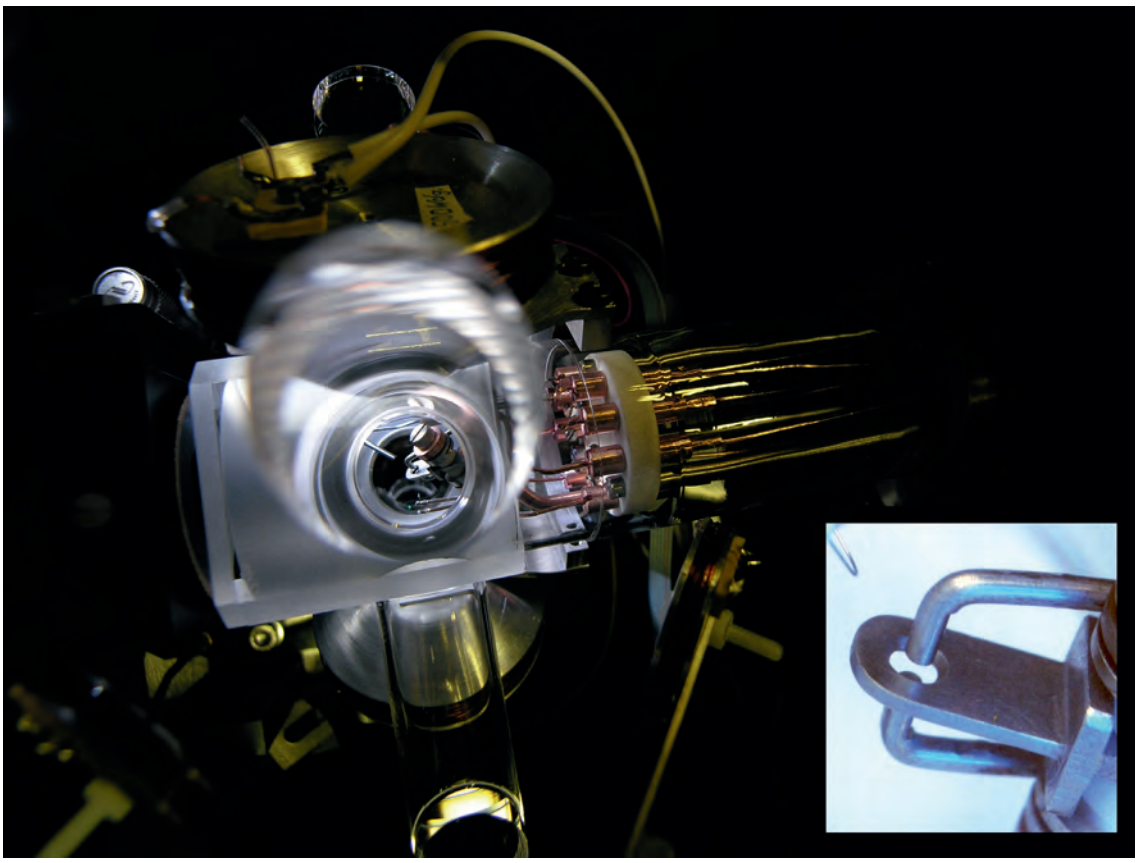


Figura 6:
La trampa de iones del reloj óptico de Yb del PTB. En la cámara de vacío de vidrio pueden verse los electrodos de la trampa de Paul, en la que se almacena un ion Yb^+. Abajo a la derecha: Vista en detalle de la trampa. El electrodo anular tiene un diámetro interno de 1,4 mm.

como el oscilador de un reloj óptico, bajándola al rango de las microondas, permitiendo que así pueda ser contada electrónicamente. El procedimiento fue ensayado extensivamente y demostró realmente ser tan confiable que permitía seguir sin errores, o sea sin perder ni un ciclo, oscilaciones ópticas de valores tan altos como de 10^{18}. Por esta invención y sus primeras aplicaciones pioneras, Theodor Hänsch y John Hall recibieron en el 2005 el premio Nobel de física [31].

(3) Para evitar desplazamientos de frecuencia debido al clásico efecto Doppler lineal, debe limitarse el movimiento del átomo dentro del campo de irradiación de excitación a un área cuya extensión sea menor a una longitud de onda. En la fuente atómica de cesio, esta longitud de onda es de unos 3 cm y el criterio se cumple por sí mismo con los átomos en caída libre. En el reloj óptico con una longitud de onda en el rango de algunos cientos de nm, esto sólo se puede lograr si se mantienen los átomos dentro de una trampa. La localización de los átomos en un reloj óptico se basa en la combinación de un potencial confinante (una trampa atómica) y el enfriamiento por láser, con lo cual se le quita la energía cinética al átomo. La trampa se puede construir especialmente muy bien para átomos cargados (iones), utilizando campos eléctricos (Figura 6). La carga cumple la función de una manija que puede sujetar el átomo sin que ello perturbe notablemente su estructura interna y con ello la frecuencia de resonancia decisiva para el reloj. Las primeras propuestas de un reloj óptico fueron presentadas por Hans Dehmelt (Premio Nobel de física de 1989, junto con Norman Ramsey y Wolfgang Paul. Cuyo apellido dio nombre a la "trampa de Paul" para el almacenamiento de iones) en la década de 1970 y se basan en un único ion almacenado y enfriado en una trampa de iones [32]. En los átomos neutros falta un asidero de este tipo y sólo se pueden aplicar fuerzas atacando la distribución de cargas en el átomo, influenciando con ello obligatoriamente su estructura electrónica. Recién en el 2001, sobre la base de una propuesta de Hidetoshi Katori, quedó claro que a pesar de ello se puede construir un reloj óptico muy exacto utilizando átomos neutros, construyendo una trampa que desplace exactamente igual ambos niveles de energía de la transición que determina la frecuencia de referencia del reloj [33]. La trampa se forma en el campo eléctrico dentro del modelo de interferencia de varios rayos láser, cuya longitud de onda "mágica" se elige de tal forma que se cumpla la condición citada. Esta disposición se conoce con el nombre de malla óptica, dado que en el espacio se forman periódicamente potenciales mínimos que encierran los átomos (Figura 7). Aquí surge una ventaja importante para un reloj con átomos neutros: incluso con densidades reducidas de un ultra alto vacío es fácil enfriar y almacenar conjuntos de algunos miles de átomos. Dado que iones iguales se repelen electrostáticamente, el reloj de iones se basa en cambio en un único ion, y la señal lograble para controlar el reloj es correspondientemente más débil. Por contrapartida, la trampa de iones es notablemente más cerrada que la malla óptica para átomos, y por lo tanto el almacenamiento es más estable: en numerosos experimentos se observó el mismo ion durante meses.

Los métodos de almacenamiento y el enfriamiento por láser se pueden aplicar a una multiplicidad de átomos e iones en diferentes estados de carga. Por eso, al elegir los átomos para el reloj óptico, juegan un rol fundamental las propiedades de la transición de referencia. En los trabajos de Dehmelt [32] se hace referencia al ion Tl^+ (talio), y esta elección se basa en las propiedades ventajosas de su envoltura de electrones: en su estado fundamental y también en el primer estado excitado, los dos electrones de valencia se acoplan, formando un par con un impulso giratorio que desaparece. A causa de ello, los desplazamientos de niveles de energía producidos por campos magnéticos o eléctricos externos son notablemente menores que en los estados con un sólo electrón de valencia. La transición entre ambos niveles viola las reglas de selección para la radiación de dipolos eléctricos y por eso posee el reducido ancho de línea natural requerido para un reloj atómico. Debido a diversas desventajas prácticas, hasta ahora no se hicieron experimentos para obtener un reloj de Tl^+, pero la mayoría de los sistemas estudiados en la actualidad poseen la misma estructura con dos electrones de valencia: en los átomos de Sr, Hg, Yb y en los iones de In^+ y Al^+. Una excepción es el reloj óptico de Yb^+ [34], un ion de las tierras raras, desarrollado por el PTB, que presenta una línea extremadamente angosta y también muy poco influenciable por los campos externos, generada entre dos niveles con electrones con momento angular orbital 0 y 3. La Figura 8 muestra el espectro de excitación de esta línea. El ancho de la línea está determinado por la elección de la duración del impulso del láser, y al ser de 2,4 Hz, es un poco más grande que en el reloj de fuente atómica. Pero dado que la frecuencia explorada es unas 70 000 veces mayor (se trata de una luz azul con una longitud de onda de 467 nm), se puede utilizar esta señal para un reloj con una estabilidad notablemente mejorada.

Sobre la base de estos conceptos básicos, en los últimos 15 años se hicieron avances espectaculares en el desarrollo de los relojes ópticos, empezando por la resolución espectroscópica del ancho de línea en el rango de algunos Hz para transiciones ópticas, pasando por mediciones de frecuencias ópticas de transición relacionadas con los relojes

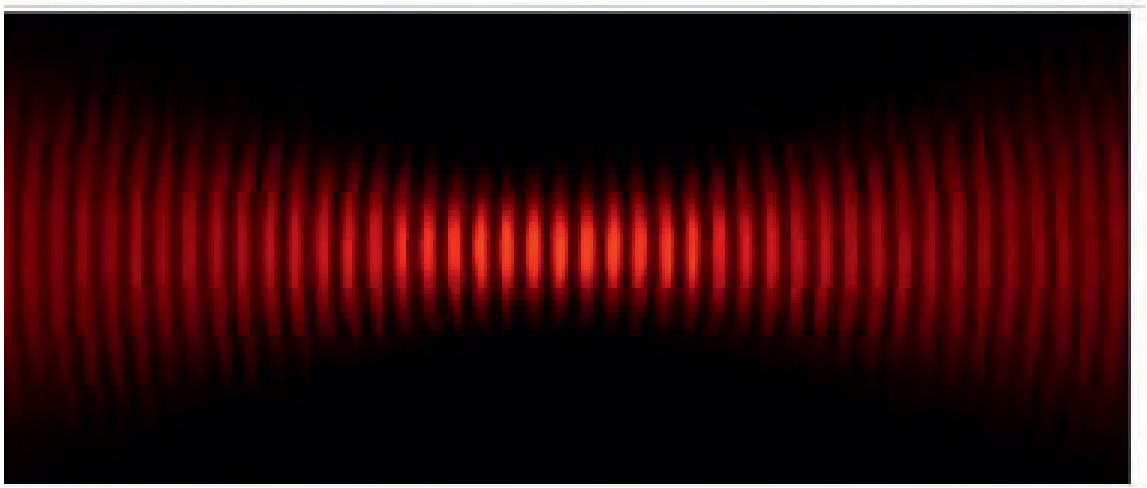
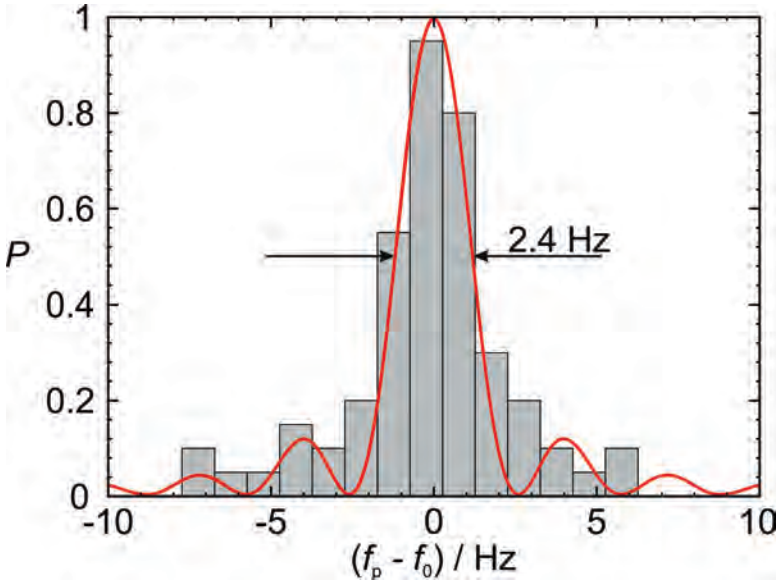


Figura 7:
La trampa de iones más sencilla para un reloj óptico de malla se obtiene por la reflexión hacia atrás de un rayo láser. Aquí puede verse esquemáticamente la distribución de intensidades de una onda estacionaria de este tipo: en la dirección del rayo, los máximos de intensidad que almacenan los átomos son de 400 nm de ancho y 150 µm de ancho lateral.

de fuente atómica de cesio con un rango de incertidumbre de 10^{-16}, hasta llegar a incertidumbres sistemáticas en el rango de 10^{-18}. Con ello, los relojes ópticos con escalas cortas de tiempo son más estables en un factor prácticamente de 100 y también son más exactos en un factor de 100 en la reproducibilidad de su frecuencia de referencia que los relojes de fuente atómica de cesio. El objetivo de una exactitud de 10^{-18} fue nombrado concretamente por primera vez por Dehmelt en 1981 [32]. Para alcanzar un factor de mejora de 106 en relación con los mejores relojes atómicos de entonces, a lo que se agregaban métodos totalmente nuevos como el enfriamiento por láser y la observación de saltos cuánticos, la visión en ese momento parecía pertenecer a un futuro lejano, pero motivó a los grupos que trabajaban en este campo. Hoy, a mediados de 2016, hay realmente cuatro grupos que con diferentes experimentos, dos con iones de Al^+ e Yb^+ y los otros dos con átomos de Sr, que llegaron a este rango. Como ejemplo se muestran en la Tabla 1 los aportes de incertidumbre más importantes del reloj óptico de Yb^+ en comparación con los relojes de cesio. La incertidumbre total de este reloj es actualmente de $3{,}2 \cdot 10^{-18}$.

Figura 8:
Probabilidad de transición *P* del reloj óptico de Yb del PTB en función de la frecuencia del láser. Con pulsos láser de 0,335 s de duración se logra un ancho de línea de 2,4 Hz para una frecuencia óptica de 642 THz. En 20 experimentos se contó la cantidad de excitaciones producidas en cada frecuencia (columnas grises). La línea roja muestra el espectro esperado teóricamente en ausencia de todo ruido del oscilador.



En vías de una nueva definición del segundo

Dado que ahora son posibles las comparaciones de frecuencia y la medición de las relaciones de frecuencia de relojes ópticos con una incertidumbre más reducida que lo que permite la realización actual del segundo, está ganando importancia la discusión de una nueva definición del segundo. Si se mira hacia atrás, se puede decir que el principio básico de la definición SI del segundo, del año 1967, es un modelo exitoso: se realiza una frecuencia de transición atómica adecuada bajo condiciones ideales y se establece como unidad de tiempo una cantidad definida de oscilaciones.

Por eso parece comprensible que a su debido tiempo se continúe con este modelo usando una transición óptica elegida en forma adecuada. El nuevo número de oscilaciones por unidad de tiempo se determinaría experimentalmente a partir de mediciones de la relación de frecuencias entre el reloj óptico y el de cesio. En preparación para tal procedimiento, un grupo de trabajo del Comité Asesor de Tiempo y Frecuencia está recolectando y evalúa desde el 2001 los resultados de mediciones de frecuencia de transiciones adecuadas y deriva de ellas las frecuencias recomendadas para las llamadas realizaciones secundarias del segundo. Actualmente se recomiendan ocho transiciones distintas: la frecuencia de la estructura hiperfina del ^{87}Rb en una fuente atómica de rubidio, los sistemas ^{87}Sr y ^{171}Yb estudiados en mallas ópticas y cinco transiciones de iones de $^{27}Al^+$, $^{88}Sr^+$, $^{171}Yb^+$ (con dos transiciones) y $^{199}Hg^+$. En los próximos años se van a medir más y más relaciones de frecuencia que pueden utilizarse para los ensayos de consistencia del rango de incertidumbre de 10^{-18}. La multiplicidad de candidatos prometedores y el rápido progreso en el desarrollo

de nuevas técnicas y métodos no permiten todavía distinguir un claro favorito para el sucesor del cesio. Seguramente, como ocurre actualmente en el rango de las microondas con los relojes de cesio, los máseres de hidrógeno y los pequeños relojes comerciales que se consiguen de rubidio, se utilizarán diferentes relojes ópticos en función de sus aplicaciones. Dado que la abrumadora mayoría de las aplicaciones prácticas de los relojes atómicos y de los patrones atómicos de frecuencia está actualmente en el rango de las microondas y que con ello se cumplen bien los requisitos exigidos actualmente, los relojes de cesio no perderán importancia en un tiempo previsible, incluso con el nuevo sistema SI.

Como una señal de la dinámica que existe en este campo puede verse que año a año cambia el orden de los "mejores" relojes existentes. Las aplicaciones más interesantes de los relojes nuevos están actualmente en la ciencia, especialmente en la búsqueda de la "nueva física" en los límites de las teorías fundamentales, como la teoría de la relatividad y la física cuántica. Debido a la diferente estructura (como las dimensiones y la carga del núcleo) de los sistemas atómicos de referencia utilizados, se comprobarían efectos hasta ahora sólo sospechados, como modificaciones en las constantes de acople de las interacciones fundamentales o un acople adicional a la materia oscura, que se traducirían en desplazamientos de frecuencia entre los distintos relojes atómicos. La elevada precisión en la medición de frecuencias podría abrir así una ventana hacia nuevas miradas en los fundamentos de la física. Para esta investigación de los fundamentos no se requiere una nueva definición del segundo. A la inversa, la definición prematura de un candidato para la nueva definición pretendida presumiblemente recortará la dinámica y la multiplicidad de esta área de actividades.

Bibliografía

[1] *A. Scheibe*; Genaue Zeitmessung, Ergeb. Ex. Naturw. **15** (1936) pág. 262–309 (con muchas citas originales)

[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) pág. 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, Tedddington , 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 y posteriores, PTB-Mitt. **119** (2009) pág. 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) pág. 317–331

[13] *G. Becker*; Stand der Atomuhrentechnik, Jahrbuch der Deutschen Gesellschaft für Chronometrie **18** (1967) pág. 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) pág. 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] Las noticias actuales sobre los relojes patrones primarios de TAI se encuentran en http://www.bipm.org/jsp/en/TimeFtp.jsp zu finden (último acceso el 28.06.2016)

[24] ver por ej. IEEE Trans. UFFC **45**, Julio de 1998, Revista especial sobre el "Efecto Dick"

[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. Tomescu*; 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}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 $^{171}Yb^{+}$, Phys. Rev. Lett. **108** (2012) 090801

Interferometría – ¿cómo le extraigo una longitud a la luz?

René Schödel*

1. Historia e introducción

Desde hace muchos siglos existe el deseo de una medida universal para la longitud. En la edad media se había establecido un gran número de diferentes medidas regionales de longitud, de las cuales algunas todavía son habituales. Esta diversidad fue un impedimento para el comercio que cada vez se expandía más allá de las regiones. Una de las primeras ideas para una medida universal de longitud fue el péndulo de segundos, propuesto por Abbé Jean Picard en 1668. Aquí se consideró la relación física entre la longitud de un péndulo y la duración de su oscilación. Pero se pudo comprobar que debido a las diferencias regionales del campo gravitacional de la tierra, había notables diferencias en la duración de la oscilación de este péndulo. Por lo tanto, esta definición no podía satisfacer la pretensión de universalizar una longitud. Después de la Revolución Francesa se impuso la idea de un sistema métrico de unidades. En 1799 se creó el "patrón primario del metro" materializado como medida de longitud, dicha medida debía corresponder a la 10 millonésima parte de la distancia del Ecuador al polo Norte (cuadrante de meridiano terrestre).

Recién más tarde se reconoció que esta afirmación no era correcta, porque la Tierra no es una esfera perfecta. Por lo tanto demostró ser inadecuada para definir el metro, siendo el resultado que el patrón primario del metro era 0,2 mm más corto. En 1889, la Oficina Internacional de Pesas y Medidas (BIPM) introdujo el prototipo internacional para la unidad metro, una barra de aleación de platino-iridio de una sección transversal en "X", estableciendo la longitud del metro como la distancia entre los trazos centrales de dos grupos de trazos a una temperatura de 0 °C.

Recién desde 1960 la definición del metro ya no se sustenta en una materialización de la medida o sus copias. En la décimo primera Conferencia General de Pesas y Medidas (CGPM) se definió al metro como 1 650 763,73 veces la longitud de onda en el vacío de la luz emitida por el átomo ^{86}Kr durante la transición entre los estados 5d5 y 2p10. Esta definición se sustenta sin duda en la lámpara espectral de Kriptón 86 desarrollada en el PTB por Johann Georg Ernst Engelhard, con una longitud de onda de aprox. de 606 nm.

Con la definición de un valor numérico para la velocidad de la luz en el vacío c_0, en 1983 se decidió la definición del metro válida internacionalmente:

"*El metro es la longitud del trayecto recorrido por la luz en el vacío en un intervalo de tiempo de 1/299 792 458 segundos.*"

Esta definición requiere un método de medición que permita representar la longitud a través de una dimensión espacial o de medidas materializadas de longitud. Estas últimas no perdieron su importancia porque sirven para diseminar la unidad de medida, metro, en la industria y en la sociedad. La exactitud de realización de longitudes mediante procedimientos de medición adecuados se encuentra en un proceso continuo de evolución, desencadenado por nuevos requisitos más exigentes de exactitud. En el siguiente capítulo de este artículo se describen los fundamentos de estos métodos.

2. La medición directa de una diferencia de tiempo para realizar la unidad de base del SI metro

El enunciado de la definición "el metro es la longitud del trayecto recorrido por la luz en el vacío en un intervalo de tiempo de 1/299 792 458 segundos" sugiere en principio la idea de una medición directa del tiempo en relación a una medición de longitud (1 m corresponde a 3,335 640 952 ns). En realidad, por ejemplo, la distancia entre la Tierra y la Luna se mide justamente tomando el tiempo que un pulso láser tarda de ir a la Luna y volver (aproximadamente 2,6 segundos). Para ello, las misiones norteamericanas y rusas a la Luna colocaron en ella en total cinco retrorreflectores. De esta forma se pudo comprobar, entre otras cosas, que la distancia media entre la Luna y la Tierra aumenta anualmente en aproximadamente 3,8 cm

Las mediciones de distancias basadas en el tiempo de recorrido de la luz no se utilizan

* Dr. René Schödel, Departamento Técnico "Interferometría sobre medidas materializadas", E-Mail: rene.schoedel@ ptb.de

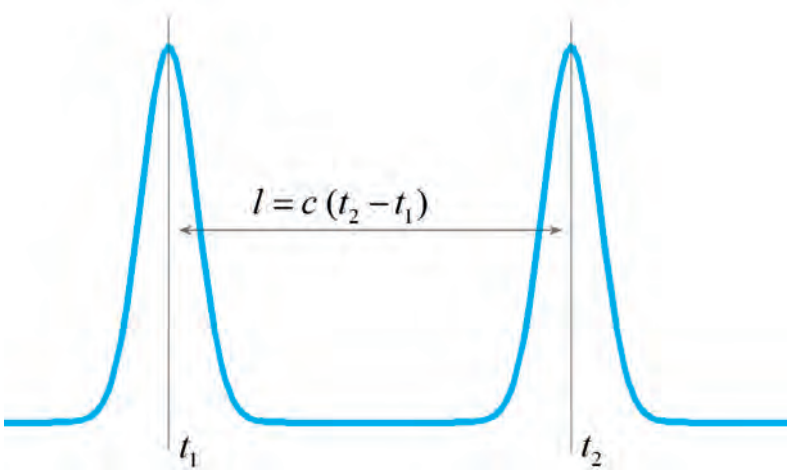


Figura 1: Relación entre una longitud y la diferencia de tiempo en que la luz la recorre

solamente en el espacio, sino se aplican en una multiplicidad de aparatos de medición, por ejemplo en geodesia (taquímetros y sistemas globales de navegación satelital), pero también en medidores comerciales de longitud. Dependiendo de los requisitos de exactitud, se utilizan diferentes técnicas de modulación y de reconocimiento de patrones. En cada caso debe tenerse en cuenta la influencia del aire sobre la velocidad la luz, dado que disminuye debido al índice de refracción n del aire ($c = c_0/n$). Si se lo desprecia, bajo condiciones atmosféricas, se mide aproximadamente 0,3 mm demás por cada metro de longitud. Por eso, para mediciones exactas es indispensable registrar los parámetros del aire (presión, temperatura y humedad) a lo largo del trayecto de medición, para poder corregir la influencia del índice de refracción del aire. Dado que el índice de refracción del aire depende de la longitud de onda (dispersión), en las mediciones en el aire basadas en el tiempo que recorre la luz es además importante considerar la velocidad de la señal realmente detectable (velocidad de grupo), que está relacionada con el llamado índice de refracción grupal y que se calcula a partir del índice de refracción "de referencia".

Es relativamente fácil demostrar también, con distancias más cortas, que una prolongación del trayecto que recorre la luz conduce a un retardo en el tiempo, por ejemplo de un impulso luminoso. Para mediciones exactas de longitud en el rango de unos pocos metros y menos, este método choca rápidamente con límites de exactitud, por ejemplo, para una medición de longitud exacta al mm de una distancia de 1 metro debería medirse con exactitud una diferencia de tiempo de aproximadamente 3,3 ps.

3. Interferometría para la realización de la unidad fundamental de base del SI metro

Los métodos de medición interferométricos son adecuados para medir longitudes en el rango de unos pocos metros o menos, pero también para la realización más exacta de una longitud de general. Con dichos métodos se pueden hacer mediciones de longitud con una exactitud por debajo de los nm. A continuación se explicará la idea básica de la medición interferométrica de longitud y su relación con la definición citada del metro.

La interferometría es un método de medición que se basa en la superposición de ondas. El campo eléctrico de una onda luminosa única que se propaga en la dirección z se describe matemáticamente como $E(z,t) = A\cos\left[\varphi\right] = A\cos\left[\omega t - k z + \delta\right]$, donde, A : amplitud, φ : fase, ω : frecuencia angular, k : número de ondas, δ : fase inicial. La relación de las magnitudes ω y k con los parámetros longitud de onda λ y frecuencia ν se da a través de $k = 2\pi/\lambda$ o bien $\omega = 2\pi\nu$. La velocidad de la luz c se corresponde con la velocidad de propagación de los frentes de onda, la llamada velocidad de fase. Durante la duración del período $T = 1/\nu$, el frente de onda se mueve una longitud de onda en la dirección de propagación, lo que se obtiene a través de la consideración φ = constante se obtiene ($\omega t = k z$). De esto surge la importante relación $c = \lambda\nu$.

Dado que la frecuencia de las ondas luminosas está entre los 300 THz hasta casi los 600 THz, no existe detector que permita registrar directamente su periodicidad en el tiempo. Solamente se puede medir la intensidad media I de una onda luminosa, la que cual es fundamentalmente[1] proporcional al cuadrado de un valor medio del campo eléctrico en el tiempo. Matemáticamente se da la siguiente relación entre intensidad y amplitud:

$$I = \left\langle E^2 \right\rangle_t = \lim_{t\to\infty} \frac{\int_0^t \left(E(t,z)\right)^2 dt}{t} = \frac{A^2}{2} \qquad (1)$$

Aparte de la propiedad "color", debido a su frecuencia extremadamente alta, una onda luminosa única no revela sus propiedades. Sólo con la superposición (interferencia) de varias ondas se abre un acceso, entre otros a la longitud de onda. Para aclarar esto se considerarán a continuación la intensidad de dos ondas luminosas que se superponen:

$$\left.\begin{aligned} E_1 &= A_1\cos\left[\varphi_1\right] \\ E_2 &= A_2\cos\left[\varphi_2\right] \end{aligned}\right\} \rightarrow I = \left\langle \left(E_1 + E_2\right)^2 \right\rangle = \frac{A_1^{\,2}}{2} + \frac{A_2^{\,2}}{2} + A_1 A_2 \cos\left[\varphi_1 - \varphi_2\right] \qquad (2)$$

$$= I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2}\cos\left[\varphi_1 - \varphi_2\right]$$

$$= I_0\left(1 + \gamma\cos\left[\varphi_1 - \varphi_2\right]\right),$$

donde γ describe el llamado contraste por interferencia

$$\gamma = \frac{2\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2} = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}}$$

eligiéndose $I_0 = I_1 + I_2$. Las fases individuales φ_1 y φ_2 contienen cada una los parámetros frecuencia y longitud de onda ($\varphi_{1/2} = \omega_{1/2}\, t - k_{1/2}\, z + \delta_{1/2}$). Si se superponen dos ondas luminosas de la misma frecuencia (y con ello de la misma longitud de onda), que se propagan a lo largo del mismo eje (en dirección z), la onda resultante tiene las mismas propiedades en relación con estos parámetros. Esto es muy fácil de mostrar[2] para dos ondas de la misma amplitud obteniendo:

$$E_1 + E_2 = A\cos\left[\omega t - kz + \delta_1\right] + A\cos\left[\omega t - kz + \delta_2\right] = 2A\cos\left[\omega t - kz + \left(\delta_1 + \delta_2\right)/2\right] \cdot \cos\left[\left(\delta_1 - \delta_2\right)/2\right]$$

Por consiguiente, la onda superpuesta no es una llamada "onda estacionaria", sino que se propaga con un determinado desplazamiento de fase en la misma dirección que las ondas individuales. La intensidad de esta onda está determinada fundamentalmente por el desplazamiento de las ondas entre sí,

$$I = I_0\left(1 + \gamma\cos\left[\delta_1 - \delta_2\right]\right) \quad \text{o bien}$$

$$I = I_0\left(1 + \cos\left[\delta_1 - \delta_2\right]\right) \quad \text{para}$$

$$A_1 = A_2 = A \Rightarrow \gamma = 1 \quad .$$

La Figura 2 muestra la superposición espacial de dos ondas idénticas para tres desplazamientos de fase $\Delta\varphi = \delta_1 - \delta_2$ distintos. A la derecha de cada una de las representaciones en escalas de grises se indican las intensidades de las ondas individuales así como la de la superposición resultante. Este ejemplo contiene el ejemplo de la anulación mutua completa (interferencia destructiva) para diferencias de fase que se corresponden a múltiplos impares de π, así como el caso de la interferencia constructiva para múltiplos pares de π.

Es interesante ver aquí claramente que dependiendo del desplazamiento de las ondas entre sí, la intensidad de la superposición en la interferencia constructiva ($\Delta\varphi$ = *0,2 π, ...*) es el doble de la suma de las intensidades de las ondas individuales. Pero esta "contradicción" es fácil de resolver si se presta atención a la creación de las ondas individuales aptas para la interferencia. La Figura 3 muestra una disposición, llamada interferómetro, en la cual una onda luminosa de intensidad I incide sobre un divisor de haz. Para simplificar, el divisor de haz aquí colocado tiene una relación de exactamente 50% de transmisión y 50% de reflexión, y los espejos sobre los cuales se reflejan las ondas luminosas son idénticos y están "ajustados" de forma tal que estén exactamente perpendiculares a

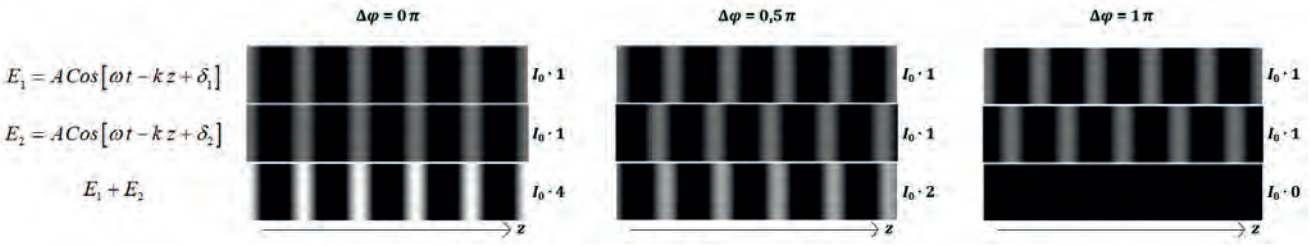


Figura 2: Superposición espacial de dos ondas en un momento dado.

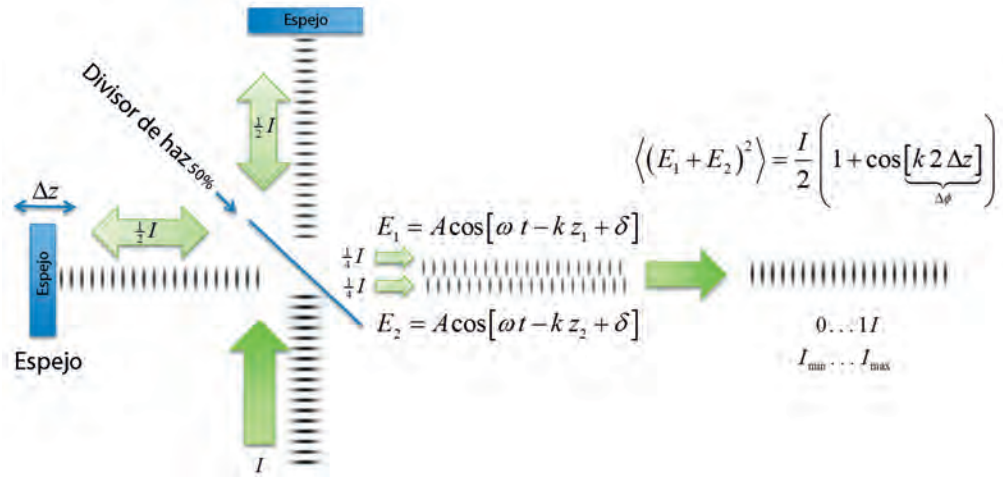


Figura 3: Generación de dos ondas luminosas aptas para una interferencia usando un interferómetro, observadas en un momento fijo determinado.

[1] Si se la ve en forma estricta, la intensidad de una onda electromagnética, o sea su densidad de energía, se define como el valor medio en el tiempo del llamado vector de Poynting $\vec{S} = \frac{c}{4\pi}\vec{E} \times \vec{H}$. La densidad del campo eléctrico $\vec{E}$ es en general proporcional al campo magnético $\vec{H}$. Para simplificar hemos puesto aquí que todos los factores de proporcionalidad sean igual a 1.

[2] $\cos x + \cos y = 2\cos\frac{x+y}{2}\cos\frac{x-y}{2}$

la dirección del haz. El divisor de haz está ajustado de tal manera que las ondas luminosas reflejadas en ambos espejos se superponen exactamente a la salida del interferómetro. El doble paso por el divisor de haz reduce a un cuarto la intensidad de cada uno de los haces individuales. Las diferencias en el tramo óptico recorrido de ambas ondas conducen a un desplazamiento de fase $\Delta\varphi = k\,2\,\Delta z$, que a su vez define la intensidad de la luz a la salida del interferómetro. Pero la intensidad máxima nunca es mayor que la intensidad de la onda que ingresa al interferómetro, tal como lo explica la Figura 3[3].

Para explicar el porqué se puede realizar la definición SI citada para el metro usando un interferómetro, ahora se muestra otra vez un interferómetro, pero sin las limitaciones idealizadas utilizadas en la Figura 3. La Figura 4, izquierda, muestra el caso general del llamado interferómetro de doble haz para cualquier relación de intensidad entre el haz de referencia y el llamado haz de medición. Mientras se considera que el espejo de referencia no sufre cambios (es estable), si se puede modificar la posición del espejo de medición. Dado que la diferencia de fase en la ecuación (2) se debe aquí a la diferencia de longitud $2\,\Delta z$, ($\Delta\varphi = k\,2\,\Delta z = 2\pi\,\Delta z\,/\,½\,\lambda$), se modifica periódicamente la intensidad medida mediante un detector (ver la Figura 4, derecha). Que tan marcada es la diferencia entre el máximo y el mínimo depende de la relación $a = I_1/I_2$, que determina el contraste de interferencia $\gamma = 2\sqrt{a}\,/\,(a+1)$. Lo notable es que la interferencia propiamente dicha, aún con una relación de intensidad extremadamente desfavorable de 1/1000, todavía muestra variaciones visibles, que se pueden registrar usando técnicas de medición. En el caso más sencillo es suficiente que durante el desplazamiento del espejo de medición se cuente el número de períodos, llamados órdenes de interferencia ($\Delta\varphi\,/\,2\pi = 1, 2, ...$).

En cualquier caso, un desplazamiento o una longitud pueden expresarse como un múltiplo de media longitud de onda multiplicada por la cantidad de órdenes de interferencia y por lo tanto también como un producto de la velocidad de la luz y una diferencia de tiempo Δt:

$$\Delta z = \frac{\lambda}{2}\frac{\Delta\varphi}{2\pi} = \underbrace{\tfrac{1}{2}\,c}_{\text{Velocidad de la luz}} \cdot \overbrace{\Delta t}^{\text{(Diferencia de) tiempo de reco}} \quad , \qquad (3)$$

Donde Δt es la diferencia de tiempo de incidencia de los frentes de onda (también de los pulsos de luz, generados en el mismo interferómetro) sobre el detector.

Resultado de la medición por interferometría

$$\Delta t = \frac{1}{\underbrace{\nu}_{\text{Frecuencia de la luz}}}\,\overbrace{\frac{\Delta\varphi}{2\pi}} \qquad (4)$$

La ecuación (3) establece claramente la relación entre el tiempo de recorrido de la luz y la longitud relacionada con ella, justo como está formulado en la definición del metro según el SI. La ecuación (5) indica que es lo que debe conocerse o bien medirse para determinar la diferencia de tiempo:

1.) frecuencia de la luz ν,

2.) diferencia de fase de la interferencia resultante debido a la modificación de una distancia en el interferómetro o bien por diferentes longitudes.

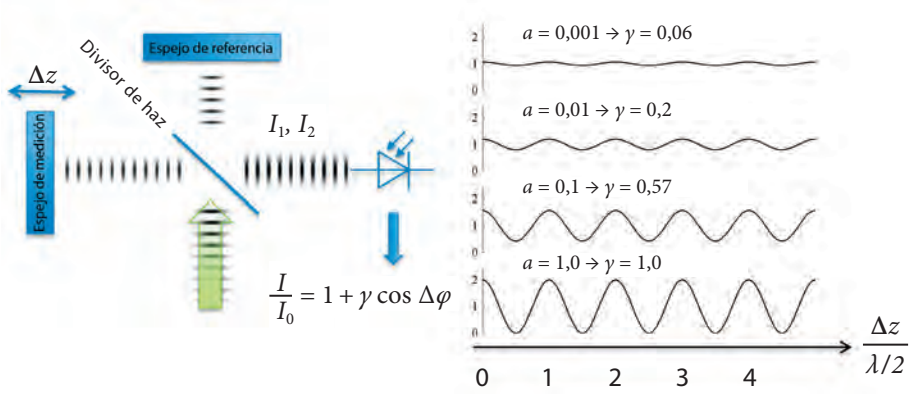


Figura 4:
Generación de dos ondas luminosas aptas para una interferencia usando un interferómetro (izquierda). A la derecha se representa la intensidad en función del desplazamiento del espejo de medición para distintas relaciones de intensidad ($a = I_1/I_2$).

Los interferómetros de medición de longitudes se utilizan fundamentalmente en el aire. Al igual que en la medición directa de las diferencias de tiempo de recorrido (ver el capítulo 2), el medio aire produce una reducción de la velocidad de la luz, o sea en la ecuación (3) debe reemplazarse λ por λ/n o bien c por c_0/n. La reducción de la velocidad de la luz se compensa por un aumento de la diferencia de fase o diferencia de tiempo a medir, por lo que es posible realizar una longitud en forma independiente del hecho que la medición se haga en el aire o en el vacío.

[3] La pregunta dónde queda la energía en el caso de la extinción completa a la salida del interferómetro pone de manifiesto que en la Figura 3 no se muestran los haces reflejados hacia la entrada del interferómetro.

Para ser exhaustivos, a continuación se muestra en forma completa la ecuación fundamental para la representación de la longitud por interferometría:

$$\Delta z = \frac{\lambda_0}{2n}\frac{\Delta\varphi}{2\pi} = \frac{\lambda_0}{2n}(i+q), \qquad (5)$$

en la cual λ_0 es el valor de la llamada longitud de onda en el vacío, i el valor entero de los órdenes de interferencia y q la llamada fracción de interferencia.

3.1. Patrones ópticos de frecuencia

El conocer la frecuencia ν de la luz es una condición necesaria para realizar la longitud usando interferometría (ver la ecuación (4)). Pero el valor de la longitud de onda en el vacío ($\lambda_0 = c_0/\nu$) derivado de ella es sólo ficticio, ya que no describe una longitud geométrica relevante sino la separación entre frentes de onda bajo condiciones idealizadas y en el vacío.

Para realizar la frecuencia de una fuente adecuada de luz es necesario comparar dicha frecuencia con los patrones primarios de tiempo (por ej., la frecuencia de los relojes atómicos de Cs del PTB). Para ello se utilizan actualmente los llamados generadores de peine de frecuencias. Con ellos es posible realizar frecuencias de patrones ópticos con incertidumbres relativas de 10^{-15} y menores [1]. Para vincular la frecuencia de un patrón secundario, por ejemplo un láser para mediciones interferométricas de longitud, con las de una línea adecuada del peine de frecuencias sincronizado, las diferentes fuentes de luz se superponen en un detector, es decir, se las hace interferir. La Figura 5 muestra el resultado de la interferencia de dos ondas en un lugar fijo, cuyas frecuencias difieren ligeramente, como una función del tiempo (de acuerdo con la ecuación (2)). En la zona inferior del gráfico se muestra la intensidad. La curva verde muestra la intensidad media dentro de un período. Esta se corresponde con la llamada señal de batido, la cual se puede detectar debido a su frecuencia notablemente menor ($\nu_{\text{Batido}} = |\nu_1 - \nu_2|$) en comparación con las frecuencias de las fuentes de luz individuales. Para poder representar la relación en forma clara, en la Figura 5 se hicieron suposiciones no realistas para las ondas individuales ($\lambda_1 = 630$ nm, $\lambda_2 = 670$ nm, $\nu_{½} = c/\lambda_{½}$). En las comparaciones reales de frecuencias, las frecuencias de base están notablemente más juntas, de forma que las frecuencias de batido observables están en el rango de los Hz, kHz o MHz. La frecuencia de una fuente de luz a calibrar (ν_{Muestra}) se obtiene a partir de la frecuencia de un patrón ($\nu_{\text{Patrón}}$) como $\nu_{\text{Muestra}} = \nu_{\text{Patrón}} \pm \nu_{\text{Batido}}$. La ambigüedad de esta relación se debe al hecho que la frecuencia de batido brinda solamente el valor de la diferencia de frecuencias ($\nu_{\text{Batido}} = |\nu_{\text{Patrón}} - \nu_{\text{Muestra}}|$). Por consiguiente, para poder establecer la singularidad se debe disponer de varias frecuencias patrón.

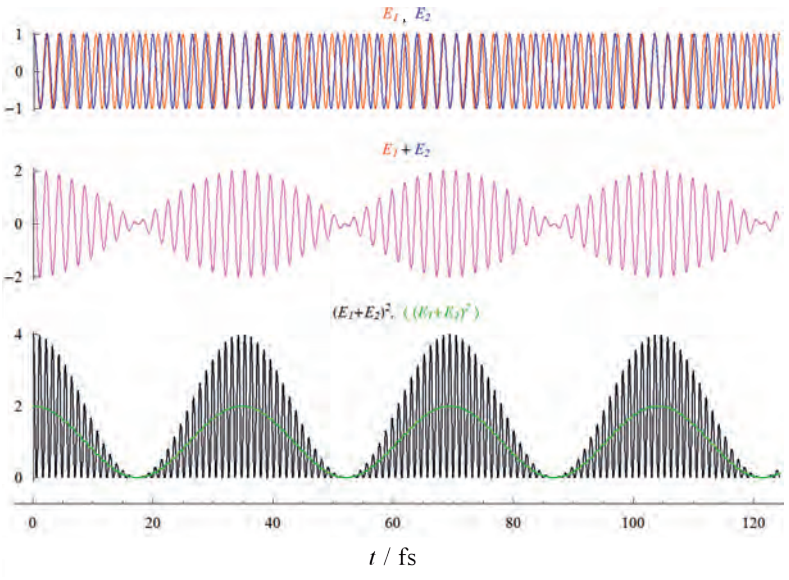


Figura 5: Superposición de dos ondas luminosas de dos frecuencias diferentes entre sí, observadas en un lugar fijo. Se utilizaron los siguientes parámetros para distinguir tanto la oscilación base (fracción de alta frecuencia) como también el batido (fracción de baja frecuencia) de una onda luminosa:
$\lambda_1 = 630$ nm,
$\lambda_2 = 670$ nm,
$\nu_{½} = c_0/\lambda_{½}$

Las fuentes de luz factibles para medir longitudes por interferencias son las recomendadas por el *Comité International des Poids et Mesures* (CIPM), cuya frecuencia está dada en cada caso por la estabilización de láseres usando transiciones moleculares de la estructura hiperfina [2]. De esta forma se logran incertidumbres relativas de la frecuencia típicas del orden de $< 10^{-11}$.

Actualmente se siguen desarrollando patrones de frecuencia ópticos, sobre todo con el objetivo de hacerse cargo de la realización del tiempo con los llamados relojes ópticos, que son más exactos que los actuales relojes atómicos de cesio. En la actualidad se alcanzan para la frecuencia incertidumbres relativas $< 10^{-16}$ [4], dependiendo del tiempo de integración considerado. A diferencia de la situación que existía hace unos 30 años, con estas mejoras ya no puede beneficiarse la realización de la longitud usando interferometría, ya que la frecuencia de las fuentes de luz adecuadas sólo aportan una fracción despreciable a la incertidumbre de medición de la longitud.

3.2. Interferómetro de medición por desplazamiento

En el capítulo anterior (ver la Figura 4 y el texto correspondiente) ya se explicó el principio básico del interferómetro por desplazamiento: la observación de la señal de la intensidad de interferencia en el detector que varía periódicamente durante la modificación continua de la distancia de un espejo de medición, considerando que el espejo de referencia se mantiene estable. Cada período corresponde a un orden de interferencia, o sea una modificación de la distancia igual a la mitad

de la longitud de onda de la luz utilizada (ecuación (5)). Esto significa que, por ejemplo, si se usa una luz roja de láser de 633 nm de longitud de onda, para un metro habrá que contar unos 3 millones de órdenes de interferencia. Durante este tiempo deben excluirse tanto las vibraciones como también corrientes de aire. Con las fuentes de luz láser actualmente disponibles (longitudes de coherencia en el rango del km) también pueden medirse distancias muy grandes. Para que el interferómetro sea insensible a las variaciones de inclinación de los espejos, se los fabrica como retro-reflectores.

Pero dado que la interferencia se determina en forma significativa por la función coseno (ver la ecuación (2)), a partir de la señal periódica suministrada por el detector no se puede determinar la dirección en la cual se movió el espejo de medición. En un caso extremo, un movimiento adelante-atrás puede ser interpretado como un movimiento uniforme a lo largo de un eje. A continuación se describen diferentes posibilidades para establecer una relación unívoca entre la intensidad en el detector y la posición del espejo de medición.

3.2.1. El método de cuadratura

En el llamado método de cuadratura (ver la Figura 6), un rayo láser cuyo eje de polarización tiene una inclinación de 45° respecto del plano, incide sobre un divisor de haz polarizador, que divide la luz incidente en dos direcciones de polarización perpendiculares entre sí, o sea en una componente polarizada paralela al plano incidente (haz p), que atraviesa completamente al divisor de haz, y una componente con polarización transversal (haz s), que es reflejada totalmente. Ambos haces son reflejados en retro-reflectores y se reúnen nuevamente en el divisor de haz polarizador. A la salida del interferómetro hay así dos haces con polarización perpendicular entre sí[4]. Detrás de un segundo divisor de haz se ubica en cada salida un polarizador delante de cada detector, cuyo eje está inclinado 45°, produciendo así la proyección de ambas componentes de la polarización (s y p) sobre el eje de polarización del polarizador correspondiente. Sólo así es posible que los haces en principio polarizados en forma perpendicular entre sí produzcan una señal de interferencia observable. El haz reflejado en el segundo divisor de haz, antes de pasar por el polarizador, cruza además una placa de retardo de $\lambda/4$ y por eso genera una señal en el detector superior que está desplazada en $\pi/2$ respecto de la señal en el otro detector. Por eso, este método entrega dos señales de interferencia desplazadas $\pi/2$ entre sí, que reciben el nombre de señal seno y señal coseno. Preparadas electrónicamente, o sea liberadas de la fracción constante y en la escala adecuada, estas señales $\tilde{I}_{sen}$ e $\tilde{I}_{cos}$ pueden representarse como indica la Figura 6, derecha, por ejemplo con un oscilloscopio en modo xy. Un desplazamiento del espejo de medición produce en la pantalla una figura circular o elíptica. Dependiendo de la dirección de evaluación, el vector correspondiente gira en una u otra dirección. Una vuelta completa corresponde a un orden de interferencia ($\Delta\varphi = 2\pi$) y con ello a un desplazamiento del espejo de medición $\Delta z = \lambda/2$, que se puede registrar de modo inequívoco con este método. El método de cuadratura es ideal para la calibración de equipos de medición de distancias y de reglas graduadas, por ejemplo

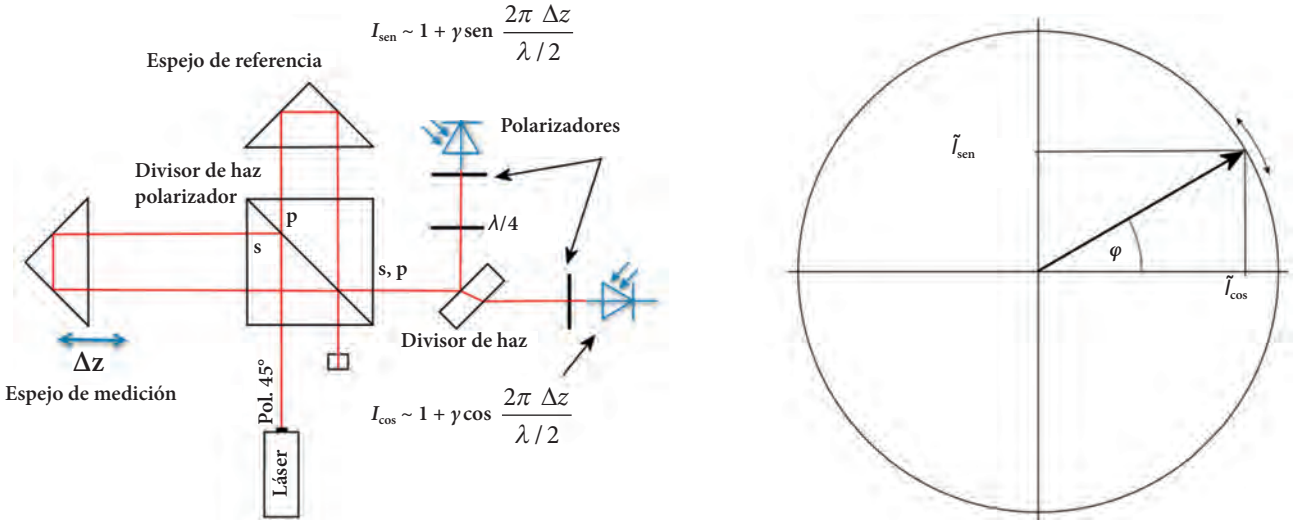


Figura 6:
Ampliación de un interferómetro con componentes ópticos de polarización para generar dos señales de interferencia con un desplazamiento de fase de $\pi/2$ entre si (izquierda). A la derecha se grafica el vector resultante a partir de las señales $\tilde{I}_{sen}$ e $\tilde{I}_{cos}$.

[4] La superposición de ondas luminosas polarizadas perpendicularmente entre sí no conduce a una interferencia observable.

mediante el banco de medición de 50 m del PTB [5]. Está equipada con un carro de medición desplazable, cuyos rieles están colocados sobre zócalos de hormigón, los que están fijados al piso de una sala de medición de 50 m de longitud.

3.2.2. El método heterodino

Algunos láseres emiten dos ondas luminosas polarizadas perpendicularmente entre sí, de diferente frecuencia, o sea dos modos láser distintos. Además, existe la posibilidad de desplazar en un valor definido la frecuencia de una onda luminosa usando moduladores acústico-ópticos (AOM). La disponibilidad de ondas luminosas cuyas frecuencias se diferencien en un valor conocido se aprovecha en los llamados interferómetros heterodinos[5]. La Figura 7 muestra una forma constructiva típica de un interferómetro heterodino. Como fuente de luz se usa un láser con dos frecuencias diferentes. La onda luminosa, cuyo campo eléctrico está polarizado en forma perpendicular al plano de la imagen se identifica con s, la onda polarizada paralela con p. Primero se dividen ambas ondas luminosas con un divisor de haz. Ambas ondas reflejadas inciden en un polarizador cuyo eje está inclinado 45° respecto de ambas direcciones de polarización. Esto genera una interferencia de batido sobre el detector que está detrás (ver el capítulo 3.1), que es la llamada señal de referencia, formada por ondas de la misma polarización pero de distintas frecuencias (ν_1 y ν_2). Las dos ondas luminosas transmitidas desde el divisor de haz se encuentran posteriormente con el divisor de haz polarizador, que refleja la onda con polarización s y transmite la onda con polarización p. Después de la reflexión en los retro-reflectores, ambas ondas son reunidas en el divisor de haz polarizador y pasan por un polarizador cuyo eje está nuevamente desplazado 45° respecto de ambas direcciones de polarización, de forma que en el detector que se encuentra detrás se forma una segunda interferencia de batido, la llamada señal de medición.

La fase de la señal de referencia, Φ_{Ref}, se obtiene a partir de la diferencia de fase de las fases individuales de las distintas frecuencias, $\varphi_{1/2}^{\mathrm{Ref}} = k_{1/2} z^{\mathrm{Ref\text{–}Detector}} - \omega_{1/2} t + \delta_{1/2}$, donde $z^{\mathrm{Ref\text{–}Detector}}$ describe el trayecto común que recorren las ondas individuales hasta el detector de referencia. La fase de la señal de medición, Φ_{med}, en cambio se obtiene de la superposición de las ondas individuales que recorrieron trayectorias distintas. Si se define a Δz como la diferencia de longitud entre la longitud de medición y la distancia al espejo de referencia, $z^{\mathrm{Ref\text{–}Espejo}}$, la señal de medición se obtiene a partir de la diferencia de

$$\varphi_2^{\mathrm{Mess}} = k_2 \left(z^{\mathrm{Ref\text{-}Spiegel}} + \Delta z \right) - \omega_2 t + \delta_2 \quad \text{y}$$

$\varphi_1^{\mathrm{Mess}} = k_1 \; z^{\mathrm{Ref\text{-}Spiegel}} - \omega_1 t + \delta_1$. Si se considera que

$z^{\mathrm{Ref\text{-}Detector}}$ und $z^{\mathrm{Ref\text{-}Espejo}}$ son constantes e iguales sin limitar la generalidad, las fases de ambos detectores y su diferencia se pueden describir de la siguiente manera:

$$\begin{aligned} \Phi_{\mathrm{Ref}} &= \left(k_2 - k_1\right) z^{\mathrm{Ref}} - \left(\omega_2 - \omega_1\right) t + \delta_2 - \delta_1 \\ \Phi_{\mathrm{Mess}} &= \left(k_2 - k_1\right) z^{\mathrm{Ref}} + k_2 \Delta z - \left(\omega_2 - \omega_1\right) t + \delta_2 - \delta_1 \\ \Phi_{\mathrm{Mess}} - \Phi_{\mathrm{Ref}} &= k_2 \Delta z \end{aligned} \qquad (6)$$

Esto significa que a partir de la comparación de la posición de la fase entre las señales de batido en el detector de referencia y el detector de medición es posible determinar el desplazamiento Δz del espejo de medición. Ambas señales pueden separarse de su componente continua a través de un acoplamiento capacitivo, lo que hace que el método sea insensible a las variaciones de la intensidad de la luz, incluyendo las influencias de la luz ambiente. También se suprime la interpolación de una señal de interferencia, usual en los interferómetros homodinos, al igual que el problema con la inversión de la dirección, dado que la posición de la fase del batido aumenta en cada caso, con lo cual es perfectamente determinable la diferencia de fase entre la señal de medición y la de referencia. En el PTB se construyó hace unos años uno de los interferómetros heterodinos más exactos de la actualidad [6].

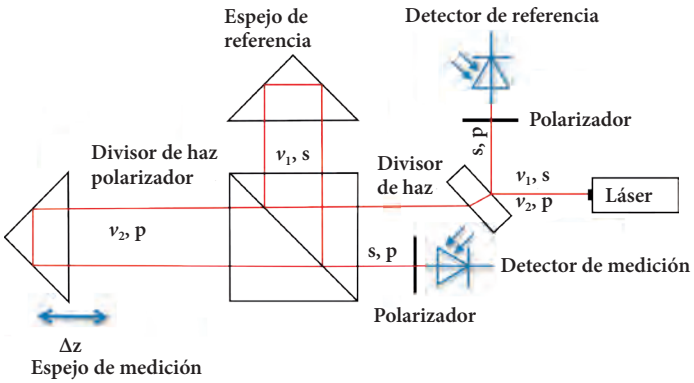


Figura 7:
Representación esquemática de un interferómetro heterodino, que se opera con una luz láser de dos ondas polarizadas perpendicularmente entre sí (s y p) y de distintas frecuencias (ν_1 y ν_2)

[5] Como contrapartida, los interferómetros que usan una fuente luminosa de una única frecuencia se llaman también interferómetros homodinos.

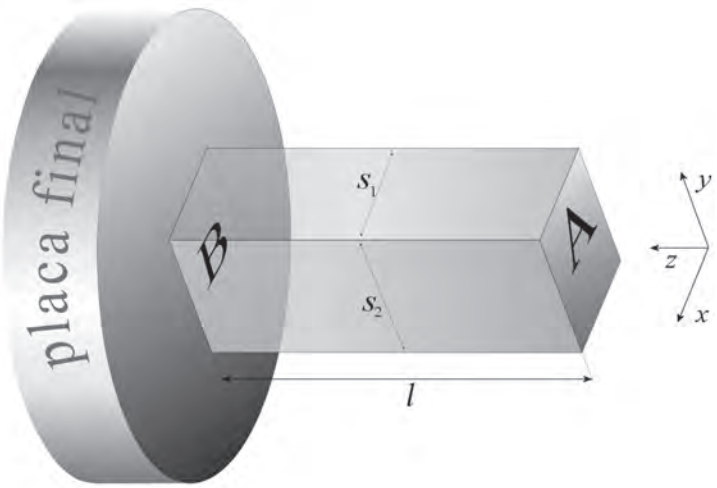
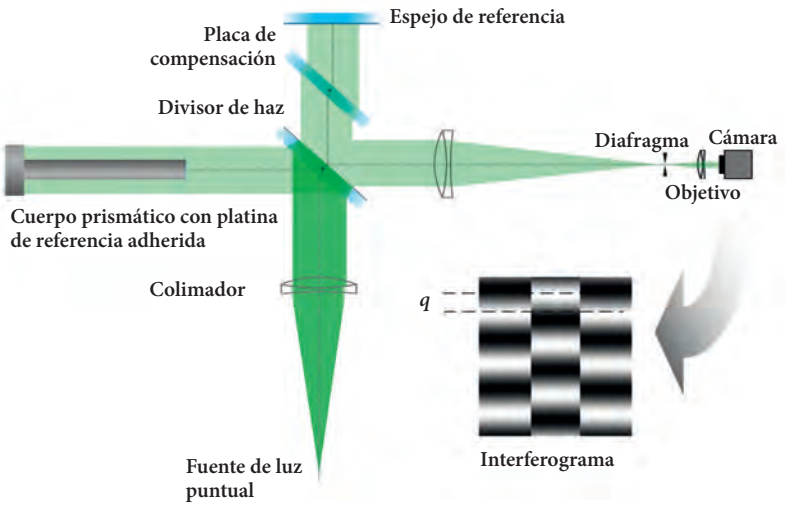


Figura 8:
Cuerpo prismático con superficies extremas A y B paralelas entre sí, unido a la placa final por deslizamiento

3.3. Interferómetro de imágenes para la medición de la longitud de cuerpos

Hasta ahora se consideró la longitud como la distancia a lo largo de un eje. A través del desplazamiento de un espejo del interferómetro a lo largo de la dirección de propagación de la luz es posible determinar interferométricamente esta longitud, contando los órdenes de interferencia de la manera arriba descrita, siendo así trazable a la definición SI. Este capítulo describe otra forma de medición: la determinación de la longitud de cuerpos. Aquí son de especial interés aquellos cuerpos que se adecuan como materialización para la diseminación de una longitud: 1) cuerpos con las superficies de sus extremos paralelas entre sí (cuerpos prismáticos), frecuentemente con la forma de los llamados bloques patrón, y 2) cuerpos esféricos, o sea esferas. Es posible determinar interferométricamente la longitud o el diámetro de estas materializaciones, en la mayoría de los casos se realiza la longitud como la altura de un escalón. La Figura 8 muestra un cuerpo prismático cuyas superficies extremas reflectantes A y B son paralelas entre sí y cuya superficie B coincide con el plano de una platina de referencia. El cuerpo y la platina de referencia se mantienen unidos por adhesión (o cohesión). Este estado se logra en la práctica deslizando entre si las partes (o bien presionando y rotando, también denominado "contacto óptico"). La altura del escalón es de esta forma en principio idéntica con la longitud del cuerpo.

Figura 9:
Interferómetro de Twyman-Green para realizar la longitud de cuerpos prismáticos. El interferograma mostrado en la parte inferior derecha de la figura muestra la fracción de interferencia que se puede determinar, debida al desplazamiento de las franjas centrales, con el espejo de referencia levemente inclinado.



La disposición mostrada en la Figura 8 puede utilizarse en un interferómetro (por ejemplo, el de la Figura 4), reemplazando un espejo de medición. Dependiendo si el rayo luminoso es reflejado por la cara frontal del cuerpo o por la placa final se obtiene una señal de interferencia diferente en el detector. Se podría intentar considerar comparativamente la interferencia de varios haces separados espacialmente que se reflejen por un lado en la superficie frontal del cuerpo y por el otro en la placa final, utilizando diferentes detectores, y extrayendo a partir de ello la longitud requerida. En efecto, parecen ser notablemente más adecuados los métodos por imagen que utilizan un gran haz de rayos como el abajo descrito. En todo caso, aquí no hay un acceso directo a un número en general muy grande de órdenes de interferencia enteras entre la superficie frontal y la platina de referencia, o sea en principio sólo se puede determinar la diferencia fraccionaria de órdenes de interferencia, la fracción de interferencia q.

3.3.1. Interferómetro de imágenes de Twyman-Green

La Figura 9 muestra un interferómetro de imágenes de Twyman-Green para representar la longitud de cuerpos prismáticos. Una fuente de luz puntual en la distancia focal de un colimador genera un gran haz de rayos paralelos que cubre tanto al cuerpo prismático como su platina de referencia. Luego de la reflexión y el retorno al plano del divisor de haz, la luz recorre un camino "cuasi común" hasta una cámara, que captura el llamado interferograma. De esta forma se revelan las intensidades de interferencia para cada rayo parcial del haz de rayos. Dado que el rayo de referencia es reflejado sobre un medio óptico más denso (superficie exterior del divisor de haz) que el rayo de medición, se invierte el signo del término de interferencia de la siguiente forma (comparando con la ecuación (2)):

$$I = I_0 \left\{1 - \gamma \cos\left[\frac{2\pi}{\lambda/2}\left(z_1(x,y) - z_2(x,y)\right)\right]\right\}, \quad (7)$$

Donde $z_{1/2}$ (x, y) representa la distribución de las trayectorias geométricas (Med: 1, Referencia: 2) en forma perpendicular al eje óptico. Si las superficies reflectantes son perfectamente planas, la diferencia de recorrido $z_1(x, y) - z_2(x, y)$ describe un plano cuya inclinación depende de la alineación de las superficies. La función coseno permite luego obtener la muestra típica de franjas con máximos para diferen-

3.3.1.1. Interferometría por desplazamiento de fase

En la interferometría por desplazamiento de fase se va modificando por pasos la longitud del brazo de referencia del interferómetro en el valor equidistante α. A partir de las intensidades obtenidas en cada posición se puede determinar la fase φ de la interferencia. Para ello existen muchos algoritmos diferentes. Por ejemplo, en el algoritmo de Tang [7] se consideran cinco posiciones. La figura de la derecha pone en claro la relación entre las intensidades $I_1 \ldots I_5$ y la fase de la interferencia φ:

La relación teórica de base

$$I_k = I_0\left\{1-\gamma\cos\left[\varphi+\left(k-3\right)\alpha\right]\right\}$$

corresponde según Tang a la fase de la interferencia:

$$\tan\varphi = \frac{\sqrt{\left[\left(I_2-I_3\right)+\left(I_1-I_4\right)\right]\left[3\left(I_2-I_3\right)-\left(I_1-I_4\right)\right]}}{I_2+I_3-I_1-I_4}$$

Esto se usa experimentalmente a fin de determinar la fase de la interferencia a partir de una serie de intensidades medidas. En la interferometría mostrada se toman con una cámara interferogramas para cada posición. Con el algoritmo de Tang se puede calcular la fase de la interferencia para cada coordenada de un pixel.

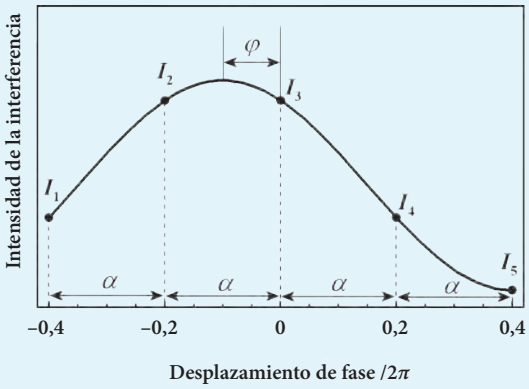


Figura 10

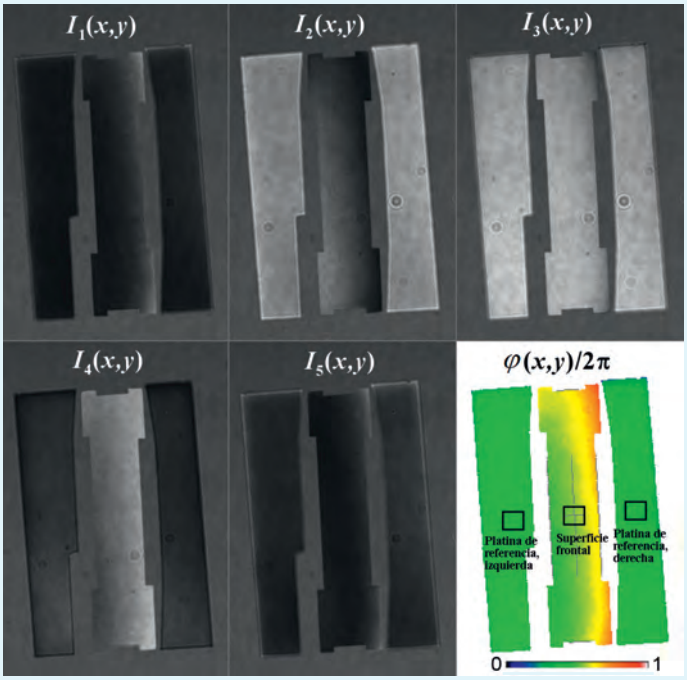


Figura 11

La topografía de fases $\varphi(x, y)$ resultante es la base para la determinación de la fracción de interferencia. Esta se corresponde a la diferencia de fase superficie frontal - placa final y se calcula promediando zonas bien definidas (ver los cuadrados en la topografía de fases)

$$q = \frac{1}{2\pi}\left[\frac{1}{2}\left(\varphi^{\text{Platina de referencia, izquierda}} + \varphi^{\text{Platina de referencia, derecha}}\right) - \varphi^{\text{Superficie frontal}}\right]$$

Para mediciones exactas de longitud subnanométricas, la posición de estas zonas sub pixel deben estar exactamente en el centro de la superficie frontal, ya que sino mínimas desviaciones de paralelismo conducen a errores.

3.3.1.2. ¿Con qué nitidez se puede o debe mostrar el bloque?

Para obtener una realización nítida de un objeto, entre ellos las aristas de un cuerpo prismático es necesario que la luz reflejada pueda alcanzar el plano de la imagen sobre el sensor (CCD). La estructura mostrada en la Figura 9 contiene un sistema de reconocimiento de imágenes dimensionado de tal forma que muestra "nítidamente" la superficie frontal del cuerpo a medir. La nitidez de esta realización depende del tamaño del diafragma de apertura en el foco del colimador de salida. Este diafragma tiene por función suprimir las reflexiones perturbadoras. Cuánto más pequeño el diafragma, a la cámara llega tanto menos luz difractada en las aristas contribuyendo a la nitidez. Este fundamento generalmente conocido de las realizaciones ópticas se muestra en la Figura 12. Para simplificar se utilizó aquí un sistema óptico con sólo un objetivo (de distancia focal efectiva *f*). Se puede ver que el diafragma de apertura bloquea órdenes de difracción que están fuera de los rangos de ángulos representados con el color verde.

La realización óptica de la superficie frontal del cuerpo mediante un objetivo sirve por un lado para que la luz difractada en las aristas aporte a la nitidez de la imagen. Por otro lado, el rango eficaz de ángulos de la luz difractada influye sobre la topografía medida de la fase de la interferencia. Cuánto mayor el diafragma de apertura, tanto menos está adulterada la topografía de las fases en proximidad de las aristas. En el caso de un diafragma de apertura muy pequeño, o también en caso de carencia de una imagen óptica real, o sea midiendo la interferencia en la sección del haz de rayos en un lugar que parezca adecuado, se obtienen claramente "anillos de difracción" a lo largo de las aristas, que aparecen tanto como falta de nitidez así como de error de fase.

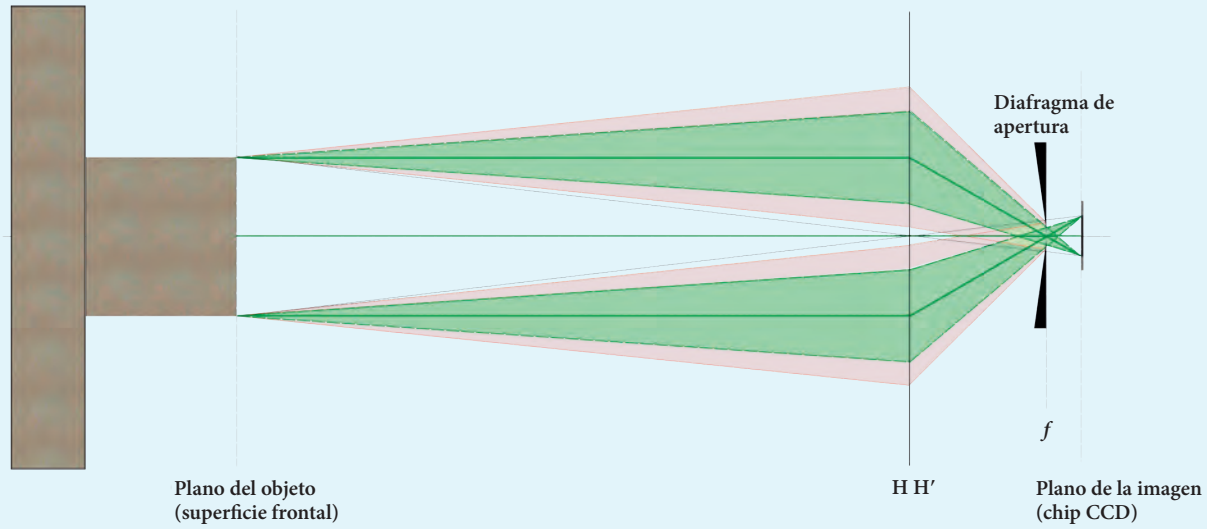


Bild 12

cias de trayectoria de $m\lambda/2$ y mínimos de $(m+\frac{1}{2})\lambda/2$.

El cuerpo prismático en el brazo de medición del interferómetro mostrado en la Figura 9 genera dos sistemas de franjas desplazados entre sí. El valor de este desplazamiento se corresponde con la fracción de interferencia q y representa el resultado directo de la medición por interferometría para el cálculo de la longitud $l=(i+q)\lambda/2$ (ecuación (5))

Pero es posible determinar el orden de interferencia entero i utilizando informaciones adicionales. Si se dispone sólo de una longitud de onda, debe existir un valor previo conocido con exactitud de la longitud nominal l_{nom}. Estableciendo $q = 0$ e invirtiendo la ecuación (5) puede determinarse un valor estimado para los órdenes enteros a partir del valor redondeado de $l_{nom}/\frac{1}{2}\lambda$. Pero aquí es relativamente grande el riesgo de "equivocarse al contar", ya que las mínimas desviaciones de la temperatura de referencia (usualmente 20 °C), a la cual se refiere l_{nom}, conduce a variaciones en la longitud cuando no se conoce el coeficiente térmico de dilatación del cuerpo medido, lo que no permite hacer correcciones de una exactitud suficiente. Por eso, para la determinación de los órdenes de interferencia enteros es en realidad indispensable utilizar al menos dos longitudes de onda separadas. Esto tiene la ventaja de que se obtienen longitudes independientes entre sí que se pueden comparar, ofreciendo así también la posibilidad de verificar toda la medición de longitud y descubrir errores en la determinación de q al igual que una longitud de onda λ mal ajustada de la fuente de luz.

Si se dispone de N longitudes de onda diferentes $\{\lambda_1, ..., \lambda_N\}$, se puede exigir que para cada longitud de onda se obtenga la misma longitud $l = l_k$. Bajo esa condición, los órdenes de interferencia enteros $\{i_1, ..., i_N\}$ se pueden determinar de la siguiente manera: i_k se varía en valores enteros δ_k y se verifica la concordancia de las longitudes $l_k = (i_k + \delta_k + q_k)\,\lambda_k/2$ obtenidas.

Aquí es conveniente considerar la desviación media de las longitudes lk respecto de su valor medio $\overline{l} = \frac{1}{N}\sum_{k=1}^{N} l_k$:

$$\Delta = \frac{1}{N}\sum_{k=1}^{N}\left|\overline{l} - l_k\right| \qquad (8)$$

Si se asigna a cada longitud media $\overline{l}$ una desviación media Δ, para una cantidad de variaciones $\{\delta_1, ..., \delta_N\}$ se obtiene un juego de datos de forma {l, Δ}, que representado como una nube de puntos, nos muestra el llamado modelo de coincidencia. La Figura 13 muestra un ejemplo típico para $N = 2$ y puntos de datos con $\Delta < 20$ nm.

En la Figura 13 se tomaron como base ambas longitudes de onda ficticias $\lambda_1 = 532{,}3$ nm y $\lambda_2 = 548{,}6$ nm, una longitud nominal $l_{nom} = 10$ mm y una longitud l, que se aparta de l_{nom} en el valor $\delta l = 2{,}5$ µm. Se calcularon exactamente las fracciones de interferencia q_1 y q_2. Las magnitudes detalladas se reflejan de la siguiente manera en el juego de datos {l, Δ}:

- Con $\overline{l} - l_{nom} = \delta l$ se obtiene un mínimo con $\Delta = 0$ (marcado con línea de trazos roja).
- Existen otros mínimos a una distancia de media longitud de onda sintética λ_{sint}, o sea para $\overline{l} - l_{nom} = \delta l + m \cdot \lambda_{sint}/2$. Aquí m es un número entero y $\lambda_{sint} = \lambda_1\lambda_2/|\lambda_2 - \lambda_1|$.
- Los *próximos* mínimos con $\Delta = 0$ están a una distancia de determinados múltiplos de la media longitud de onda sintética del mínimo que se encuentra a $\overline{l} - l_{nom} = \delta l$. En el ejemplo de la Figura 13, estos múltiplos están localizados para $m = \pm 3$. Pero no se puede hacer una definición general, ya que la cifra m depende intensamente de las longitudes de onda λ_1 y λ_2 elegidas.
- Las longitudes más próximas al mínimo en $\overline{l} - l_{nom} = \delta l$ se encuentran a un orden de interferencia, o sea en $\overline{l} - l_{nom} = \delta l = \pm(\lambda_1 + \lambda_2)/2$. ¡El valor correspondiente para Δ es $|\lambda_1 - \lambda_2|/4$!

Este último punto pone en claro que el método de búsqueda de coincidencia requiere de una separación suficientemente grande entre las longitudes de onda. Por ejemplo, si las longitudes de onda

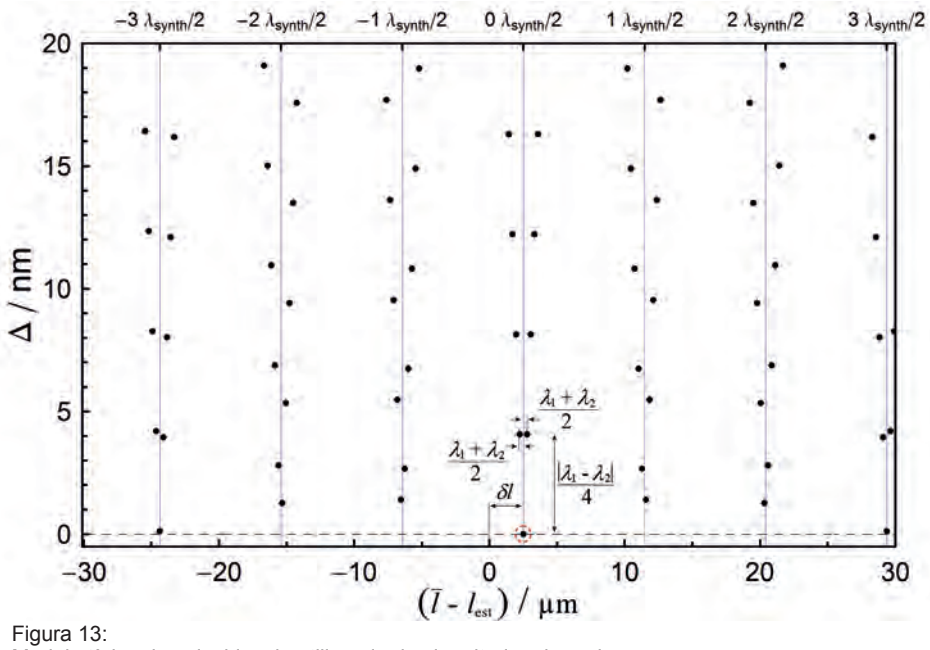


Figura 13:
Modelo típico de coincidencia utilizando dos longitudes de onda

λ_1 y λ_2 están separadas sólo por 2 nm, entonces $\{\delta_1, \delta_2\} = \{\delta_1^{\text{opt}} + 1, \delta_2^{\text{opt}} + 1\}$ brinda una coincidencia vecina $|l_1 - l_2|$ a sólo 1 nm (o sea Δ = 0,5 nm). Esta es difícil de diferenciar de la coincidencia "propiamente dicha" en las mediciones reales de longitud usando interferencias con las cifras óptimas de variación $\{\delta_1, \delta_2\}=\{\delta_1^{\text{opt}}, \delta_2^{\text{opt}}\}$ (Δ = 0 nm). El rango inequívoco realmente alcanzable que cubra el método de variación arriba descrito depende por lo tanto críticamente de la incertidumbre alcanzable

3.3.1.3. Error de coseno y corrección de diafragma

El llamado error de coseno se genera en las mediciones de longitud por interferencia a causa de la incidencia no perpendicular de la luz sobre las superficies del cuerpo a medir. Se expresa en forma de una longitud medida reducida por el factor cos α. Para ángulos α pequeños se obtiene la relación:

$$\tilde{l} = l \times \cos\alpha \overset{\alpha \ll 1}{\cong} l \times \left(1 - \tfrac{1}{2}\alpha^2\right)$$

entre la longitud medida $\tilde{l}$ y la longitud real l de un cuerpo. El error que se produce depende por lo tanto de la longitud y es aproximadamente proporcional al cuadrado negativo del ángulo α. Para minimizar el error de coseno es necesario ajustar el interferómetro de tal forma que la luz esté lo más perpendicular posible respecto de las superficies ópticas.

Para ello es adecuado el método de autocolimación desarrollado por el PTB [10]. La idea básica aquí es la observación de la luz que retorna hacia la entrada del interferómetro, especialmente la fracción de la luz realimentada en la fibra óptica. Esto se mide en función de la posición de la fibra. Si la fibra se encuentra en el plano focal del colimador, la intensidad de esta señal de retorno representa la zona de solapamiento de dos discos cuyo diámetro es igual al diámetro de la fibra. La distribución de intensidades se mide como función de la posición lateral de la fibra (x, y). Luego se dirige a la posición del máximo.

El hecho que la fuente de luz representada como puntual en realidad tiene un tamaño dado conduce a la llamada corrección de diafragma B. Esta se obtiene a partir del error de coseno promediado sobre la fuente de luz. Para una fuente luminosa homogénea circular (por ejemplo, una fibra multimodo) se obtiene por integración: $B = d^2/(16f^2)$, donde d es el diámetro de la fuente de luz y f la distancia focal del colimador. Para la corrección de la longitud medida hay que multiplicarla por 1 + B. Para d = 0,25 mm y f = 600 mm se obtiene por ejemplo una corrección de diafragma de unos 10 nm por metro (10^{-8}).

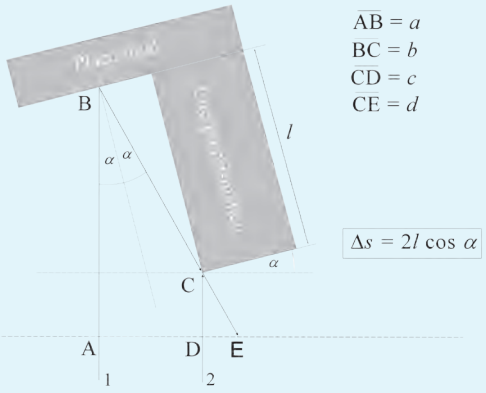


Figura 14

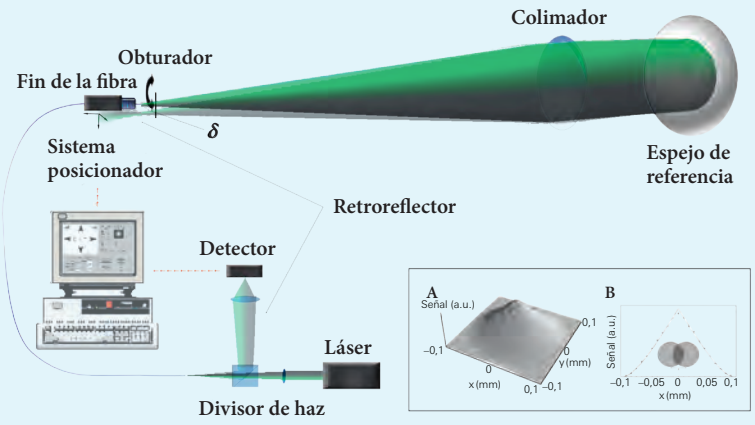


Figura 15

de Δ y con ello de la incertidumbre de la determinación de las fracciones de interferencia [8]. El rango inequívoco alcanzable se puede agrandar principalmente usando más de dos longitudes de onda, especialmente en las mediciones en vacío, como por ejemplo es el caso del interferómetro ultra preciso del PTB [9].

3.3.2. Interferómetro de haces múltiples

La interferencia de haces múltiples se produce cuando la luz se refleja reiteradas veces hasta llegar finalmente a la superposición. Un ejemplo de ello conocido por todos son las franjas de colores que la luz blanca genera en una película de aceite sobre el agua. Este fenómeno se aplica en su forma más sencilla en la verificación de superficies. Para ello se coloca sobre la pieza a medir una placa de vidrio de una planitud casi perfecta. Aquí también pueden visualizarse franjas de color, cuya cantidad y dirección dependen de la inclinación de las superficies entre sí. La rectitud de estas franjas es una medida de la planitud de la pieza a medir.

Un interferómetro de haces múltiples recibe el nombre de interferómetro de Fizeau cuando la distancia entre ambas superficies planas sobre las cuales se produce la reflexión es grande en comparación con la longitud de onda utilizada. La Figura 16 muestra un caso especial del interferómetro de Fizeau, donde la interferencia de la luz se observa en la reflexión. La luz pasa por una placa óptica con una superficie semitransparente. Una parte de la luz reflejada por la superficie reflectante se vuelve a reflejar en la superficie semitransparente y recorre nuevamente el camino hacia la superficie reflectante. Esto se repite tanto más cuanto mayor sea la reflectividad R de la superficie semitransparente.

A diferencia de la interferencia de dos haces, la intensidad de la interferencia de haces múltiples observada a la salida del interferómetro no tiene el formato coseno, sino que cumple con la fórmula de Airy. Esta característica de la interferencia se muestra en la parte inferior de la Figura 16 para diferentes grados de reflexión. A medida que aumenta la reflectividad se logra una estructura que es cada vez más nítida. Como en el interferómetro de dos haces, la periodicidad de esta estructura está dada por la media longitud de onda de la luz utilizada. Los interferómetros de Fizeau se utilizan frecuentemente para la medición de planitud. El interferómetro de Fizeau se puede utilizar básicamente para la medición de longitudes de cuerpos prismáticos como el interferómetro correspondiente de Twyman-Green (por ejemplo, colocando un bloque patrón en vez de la superficie reflejante y determinando el desplazamiento de las franjas como en la Figura 9). El interferómetro de Fizeau brinda especialmente ventajas en la medición interferométrica de longitudes con la disposición de medición bilateral, tal como lo muestra la Figura 17.

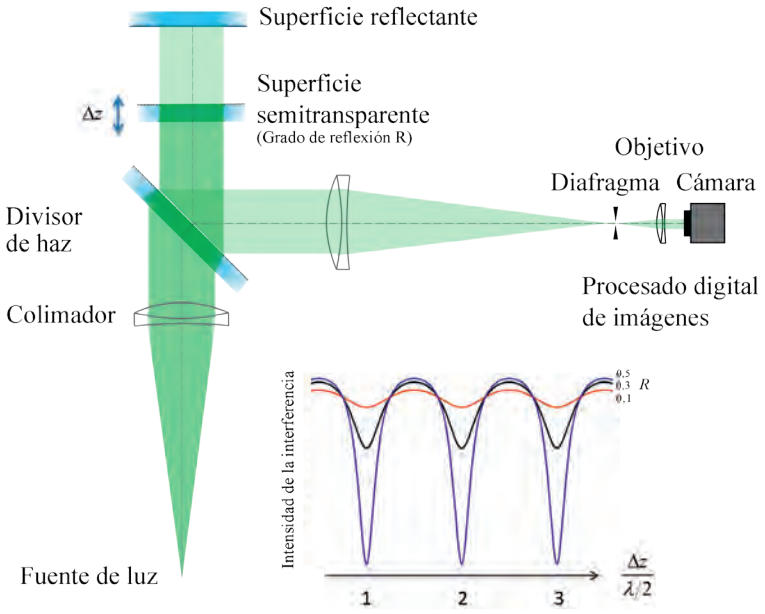


Figura 16: Ejemplo de un interferómetro de Fizeau con observación de la reflexión. La característica de la intensidad de la interferencia en función de la variación del recorrido de la luz Δz está marcada por el grado de reflexión de la placa semitransparente (cuanto mayor R, aparecen tanto más intensamente las franjas oscuras cada vez más angostas)

Aquí se determinan interferométricamente las distancias Δz_1, Δz_2 y ΔZ graficadas en la figura mediante la medición secuencial desde ambos lados. De esta forma se podría determinar la longitud de una materialización prismática $l = \Delta Z - \Delta z_1 - \Delta z_2$. La interferometría bilateral de Fizeau se aplica en el PTB en los únicos interferómetros esféricos del mundo, donde en vez de las placas semitransparentes se emplean superficies de referencia esféricas a fin de determinar el diámetro de las esferas con una exactitud mejor que el nm [11].

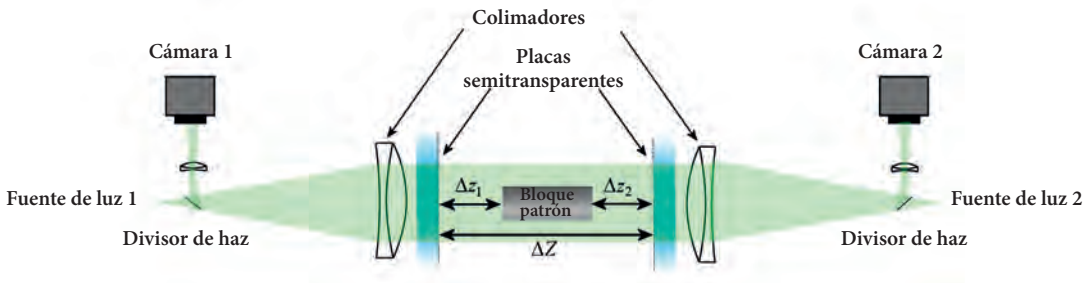


Figura 17: Interferómetro bilateral de Fizeau para medir la longitud de un bloque patrón

El interferómetro de Fabry-Pérot no es básicamente otra cosa que un interferómetro de Fizeau que se opera con dos espejos semitransparentes, observando la luz transmitida. Pero en general el grado de reflexión de los espejos semitransparentes es mayor. Por ejemplo, un interferómetro de este tipo es una placa de vidrio paralela cuyas caras son espejos metalizados al vacío. El resonador así creado puede utilizarse como la materialización de una trayectoria óptica, el producto del índice de refracción de la placa de vidrio y su espesor, y recibe también el nombre Fabry-Pérot-Etalon. Dado que en el interferómetro de Fabry-Pérot se filtra un espectro angosto a partir de una radiación de banda ancha, se los utiliza frecuentemente como filtros ópticos. La finura sirve para caracterizar el resonador, se la define como la relación entre el rango espectral libre $\Delta\lambda$ y el ancho a media altura $\delta\lambda$ de un único máximo de la intensidad de la interferencia: $\mathcal{F} = \Delta\lambda/\delta\lambda = \pi\sqrt{R}/(1-R)$. Cuanto mayor sea la finura, o sea con reflectividades R elevadas,

3.3.2.1. La importancia de los bloques patrones en la "cadena de trazabilidad"

Desde el siglo XIX, los bloques patrón se establecieron como las materializaciones con las cuales se calibran hasta la actualidad una multiplicidad de elementos de medición de longitud. Con un juego de bloques patrón de acero de 103 piezas, combinándolos adecuadamente, se pueden realizar más de 20 000 medidas entre 1 mm y 201 mm, con un escalonamiento de 0,005 mm.

La longitud de los bloques patrón se pueden trazar a la unidad SI del metro mediante la interferometría óptica, tal como se describiera más arriba. Los bloques patrón más exactos se utilizan como patrones de referencia en mediciones mecánicas diferenciales, ofrecidas para la medición de longitudes como un servicio por los laboratorios de calibración acreditados.

Figura 18:
Juego de bloques patrón de acero, de 103 piezas

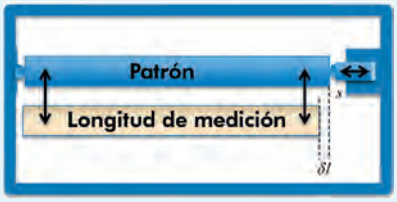


Figura 19:
Principio de las mediciones mecánicas diferenciales de bloques patrón

Figura 20:
Cadena de trazabilidad a la unidad SI metro usando el ejemplo de los bloques patrones, DakkS: Organismo Alemán de Acreditación, NMI Instituto Nacional de Metrología (en Alemania el PTB)

tanto más angosta es la banda de la luz filtrada. Hace poco el PTB desarrolló un resonador de Fabry-Pérot extremadamente estable con una finura especialmente elevada. Este resonador de silicio monocristalino permite estabilizar la luz de sistemas láser comerciales a una inimaginable pequeña frecuencia exacta de 0,04 Hz, o sea mejor que 10^{-16} [12].

3.4. Determinación del índice de refracción de la luz

La realización de la longitud de cuerpos utilizando la interferometría, por ejemplo en calibraciones primarias de bloques patrones, se efectúa casi siempre en aire, entre otras razones porque las materializaciones se utilizan también como patrones de longitud bajo condiciones atmosféricas. La presencia del aire reduce significativamente la longitud de onda de la luz (λ) en comparación con la longitud de onda en el vacío (λ_0), siendo así también determinante para la longitud medida interferométricamente:

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{n\left(\lambda_0, p, t, f, x\right)} \quad . \qquad (9)$$

El índice de refracción del aire n depende por un lado de la longitud de onda propiamente dicha, por el otro de las condiciones ambientales, presión del aire p, temperatura del aire t, humedad del aire f y el contenido de CO_2 x. Dado que n está muy próximo a la unidad, la influencia relativa del índice de refracción del aire sobre la longitud depende de la llamada refractividad $n-1$ (valor aproximado: $1/n\,|_{n\approx 1} \simeq 1-(n-1)$).

La determinación exacta del índice de refracción del aire es una limitación importante para la exactitud de una medición de longitud y se puede realizar de dos formas distintas:

A) Una medición sumamente exacta de los parámetros del aire arriba citados y la determinación del índice de refracción del aire mediante una fórmula empírica, $n(\lambda, p, t, f, x)$ [13]

B) Interferométricamente utilizando un refractómetro de aire. El principio básico de la determinación interferométrica más exacta del índice de refracción se muestra en la Figura 21.

Una celda evacuada, con ventanas de gran superficie en ambos extremos, se coloca en el brazo de medición de un interferómetro de Twyman-Green (por ejemplo, como en la Figura 9).
El haz colimado de rayos de luz pasa por un lado por el interior evacuado de la celda, por otro lado hay rayos luminosos que pasan fuera de la celda (y las ventanas), siguiendo la misma trayectoria geométrica. Por eso, el largo de la celda de vacío, expresado como el producto de los órdenes de interferencia $i + q$ (órdenes enteras + fracción de la interferencia) y la (mitad de la) longitud de onda, puede expresarse en dos formas distintas:

$$l_{\mathrm{cell}} = \left(i_{\mathrm{vac}} + q_{\mathrm{vac}}\right)\frac{\lambda_0}{2} = \left(i_{\mathrm{air}} + q_{\mathrm{air}}\right)\frac{\lambda_0}{2n} \quad , \qquad (10)$$

donde el subíndice "vac" identifica la trayectoria de la luz en el vacío y el subíndice "air" la trayectoria en el aire. La ecuación (10) nos da el índice de refracción del aire:

$$n = 1 + \frac{1}{l_{\mathrm{cell}}}\left(\overbrace{\tilde{i}}^{i_{\mathrm{air}} - i_{\mathrm{vac}}} + \overbrace{\tilde{q}}^{q_{\mathrm{air}} - q_{\mathrm{vac}}}\right) \Big/ \lambda_0/2 \qquad (11)$$

Donde l_{cell} es la longitud de la celda de vacío, que se tiene que conocer con una exactitud de unos pocos micrómetros. Los números enteros $\tilde{i}$ se estiman a partir de $\tilde{i}^{\,\mathrm{est}} = \left(n^{\mathrm{est}} - 1\right) l_{\mathrm{cell}} \big/ \frac{1}{2}\lambda_0$ donde n^{est} identifica el valor previo del índice de refracción según el método A) arriba citado. $\tilde{q}$ identifica la fracción de la interferencia que se determina a partir de la topografía de las fases de la interferencia (ver a la derecha en la Figura 21):

$$\tilde{q} = \tfrac{1}{2\pi}\left[\tfrac{1}{2}\left(\phi_{\mathrm{air}}^{1} + \phi_{\mathrm{air}}^{2}\right) - \phi_{\mathrm{vac}}\right] ,$$

donde ϕ_{air}^{1}, ϕ_{air}^{2} y ϕ_{vac} identifican valores medios de fase dentro de las áreas circulares en la trayectoria de la luz en el vacío "vac" y en el aire "air".

Si se utilizan varias longitudes de onda para la

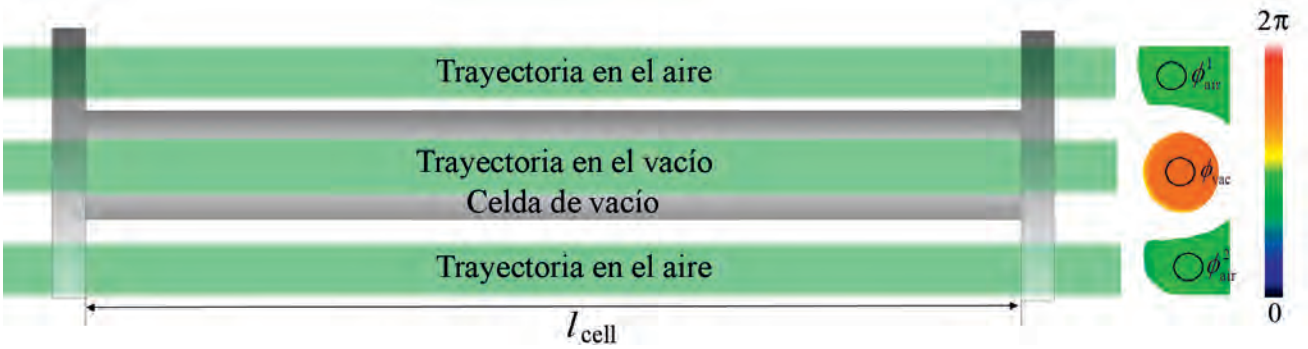


Figura 21:
Representación esquemática de la determinación interferométrica del índice de refracción del aire usando una celda de vacío

medición interferométrica de longitudes, debe determinarse naturalmente el índice de refracción del aire para cada una de esas longitudes de onda. En forma similar a la medición de longitudes, los métodos de coincidencia se aplican también en la determinación interferométrica del índice de refracción (mayores detalles al respecto en [8]).

Para la medición de grandes longitudes se aplica un tercer método, la llamada compensación del índice de refracción:

C) El método de compensación del índice de refracción utiliza dos longitudes de onda distintas, por ejemplo 532 nm y 1064 nm, que puede ser provista simultáneamente por un sistema láser Nd:YAG.

La idea básica de la compensación del índice de refracción se apoya en la consideración de la diferencia entre dos mediciones, tomando como condición una relación conocida entre la longitud de onda (dispersión) y el índice de refracción del aire (de acuerdo con una fórmula empírica, ver A)). En el aire seco, la refractividad está vinculada con el llamado término de dispersión: $n - 1 \sim K(\lambda)$ y por eso está dada la siguiente relación para dos longitudes de onda:

$$\frac{n_1 - 1}{n_2 - n_1} = \frac{K(\lambda_1)}{K(\lambda_2) - K(\lambda_1)} = A(\lambda_1, \lambda_2), \qquad (12)$$

donde el parámetro A depende solamente de las dos longitudes de onda utilizadas, o sea no depende de los parámetros del aire. Si se consideran dos mediciones interferométricas de longitud a lo largo de la misma longitud l, realizadas con dos longitudes de onda diferentes, l se puede expresar en cada caso como un múltiplo de la media longitud de onda en el aire y la fase de interferencia medida ($\varphi = 2\pi(i + q)$), o sea como $l = \varphi_1 ½\lambda_1/n_1$ o como $l = \varphi_2 ½\lambda_2/n_2$. Pero de acuerdo con la ecuación (12), la misma longitud se puede expresar también así:

$$l = \varphi_1 ½\lambda_1 - A(\lambda_1, \lambda_2)(½\lambda_2\varphi_2 - ½\lambda_1\varphi_1). \qquad (13)$$

Por consiguiente, la ecuación (13) permite en principio determinar la longitud de un tramo usando dos longitudes de onda, sin conocer el índice de refracción del aire. Pero la desventaja de este método es que los errores en la medición de las fases, debido a su multiplicación por el gran factor A, conducen a una mayor incertidumbre de medición de la longitud. Además, la ecuación (13) vale exactamente sólo para el aire seco. Bajo [14] se describe una ampliación para aire húmedo.

3.5. Observación final

La representación de una longitud mediante la definición del metro en el sistema internacional de unidades requiere de un principio de medición que establezca una relación entre el tiempo de recorrido de la luz en el vacío y la longitud a medir. Para ello existen básicamente dos métodos: a) la medición directa de una diferencia de tiempo de recorrido, como se describe en el capítulo 2. y b) la interferometría con luz (capítulo 3.), que básicamente no es otra cosa que una medición de diferencias de tiempo de recorrido. En este artículo se describen algunos de los principios básicos más importantes de los métodos interferométricos para la representación de la longitud. En todos se aprovechan las propiedades ondulatorias de la luz. El principio de la medición interferométrica de la longitud se puede realizar en forma relativamente sencilla en la práctica. Pero se alcanzan muy rápidamente los límites de la exactitud posible. Para una realización relevante en la práctica de longitudes usando la interferometría se requiere, dependiendo de la aplicación, una incertidumbre relativa de medición en el rango de 10^{-7}, 10^{-8} o incluso de 10^{-9} (1 nm en 1 m). Partiendo de la disparidad de las fuentes de luz láser existentes en la actualidad, cuya frecuencia presenta una incertidumbre de medición usualmente mejor de 10^{-10}, en principio se puede comprobar que la frecuencia de la luz es actualmente el desafío menor para reducir la incertidumbre de medición de una longitud. En los intentos de hacer más exacta la realización de una longitud aparecen en primer plano otras limitaciones, aquellas que tienen una influencia directa sobre el resultado de la medición mediante la interferometría. Entre ellas están, entre otras, la exactitud de la medición de la fase de la interferencia, la influencia del índice de refracción del aire, citados en este artículo, pero también los límites dados por la calidad y el ajuste de los componentes ópticos, que no se pueden fabricar con cualquier exactitud. Es frecuente que las evaluaciones se basen en suposiciones que no se pueden mantener frente a los nuevos requisitos requeridos. Esto hace que los grandes esfuerzos por conseguir mejoras sean una lucha dura, que le requiere a los actores un gran potencial de frustración pero también una mente abierta frente a los propios errores. Seguramente los precursores de los métodos interferométricos hubieran considerado imposibles las incertidumbres de medición alcanzables actualmente.

Bibliografía

[1] N. Huntemann, M. Okhapkin, B. Lipphardt, S. Weyers, C. Tamm and E. Peik; 2012, High-accuracy optical clock based on the octupole transition in 171Yb+, Phys. Rev. Lett. **108** (2012) 090801

[2] Recommended values of standard frequencies: http://www.bipm.org/en/publications/mises-en-pratique/standard-frequencies.html (último acceso el 15.9.2015)

[3] *P. Cordiale, G. Galzerano and H. Schnatz*; International comparison of two iodine-stabilized frequency-doubled Nd:YAG lasers at 532 nm, Metrologia **37** (2000) 177–182

[4] *C.W. Chou, D.B. Hume, T. Rosenband, D.J. Wineland*; Optical Clocks and Relativity, Science **329** (2010) 1630–1633

[5] *M. Wedde, K. Meiners-Hagen, A. Abou-Zeid*; Interferometrische Kalibrierung von Strichmaßen, Laserinterferometern und Entfernungsmessgeräten: Die Geodätische Basis der PTB, PTB-Mitteilungen **2/2010** (2010) 120–123, http://www.ptb.de/cms/?id=2744 (último acceso el 16.12.2015)

[6] *C. Weichert, P. Köchert, R. Köning, J. Flügge, B. Andreas, U. Kuetgens and A. Yacoot*; A heterodyne interferometer with periodic nonlinearities smaller than ±10 pm, Meas. Sci. Technol. **23** (2012) 094005

[7] *S. Tang*; Self-calibrating five frame algorithm for phase shifting interferometry Proc. SPIE **2860** (1996) 91–7, http://dx.doi.org/10.1117/12.276293

[8] *R. Schödel*; Utilisation of coincidence criteria in absolute length measurements by optical interferometry in a vacuum and in air, Meas. Sci. Technol. **26** (2015) 084007, http://dx.doi.org/10.1088/0957-0233/26/8/084007

[9] *R. Schödel, A. Walkov, M. Zenker, G. Bartl, R. Meeß, D. Hagedorn, D. Gaiser, G. Thummes and S. Heltzel*; A new Ultra Precision Interferometer for absolute length measurements down to cryogenic temperatures; Meas. Sci. Technol. **23** (2012) 094004 (19pág), http://dx.doi.org/10.1088/0957-0233/23/9/094004

[10] *R. Schödel, G. Bönsch*; Highest accuracy interferometer alignment by retroreflection scanning, Appl. Opt. **43** (2004) 5738–5743

[11] *R. A. Nicolaus, G. Bönsch*; A novel interferometer for dimensional measurement of a silicon sphere, IEEE Trans. Instrum. Meas. **46** (1997) 563–565

[12] *T. Kessler, C. Hagemann, C. Grebing, T. Legero, U. Sterr, F. Riehle, M.J. Martin, L. Chen, J. Ye*; A sub-40-mHz linewidth laser based on a silicon single-crystal optical cavity, Nature Photonics **6** (2012) 687–692

[13] *G. Bönsch and E. Potulski*; Measurement of the refractive index of air and comparison with modified Edlen's formulae, Metrologia **35** (1998) 133–9

[14] *K. Meiners-Hagen and A. Abou-Zeid*; Refractive index determination in length measurement by two-colour interferometry, Meas. Sci. Technol. **19** (2008) 084004, http://dx.doi.org/10.1088/0957-0233/19/8/084004

Contar electrones para medir corriente

Hansjörg Scherer*, Uwe Siegner**

1. Introducción

La electricidad está omnipresente en la vida diaria – cada hogar recibe regularmente la factura por el consumo de electricidad. Pero la "mercancía" facturada no es la *corriente* eléctrica, sino la *energía* eléctrica entregada, utilizada para iluminar, calefaccionar, refrigerar o para efectuar trabajos mecánicos. Cuando se habla de *corriente* eléctrica, por lo general se refiere a la *intensidad* de la corriente, o sea la magnitud física *intensidad de corriente eléctrica*. Está definida como la cantidad de cargas eléctricas que fluye a través de la sección transversal del conductor eléctrico en un intervalo de tiempo dado, dividido por la amplitud del intervalo. Para la medición de la intensidad de la corriente y para definir la unidad física correspondiente, el ampere, es posible valerse de diferentes efectos del flujo de la corriente eléctrica tal como lo muestra una mirada en la historia: por ejemplo, si se hace pasar una corriente a través de una solución con una sal metálica, se descargan los iones del metal y éstos se depositan sobre el cátodo. Hasta mediados del siglo 20 se definía la unidad de la intensidad de la corriente sobre la base de un proceso electrolítico de este tipo. Este llamado *ampere internacional* también se definió en 1898 en una ley del imperio alemán, cuyo enunciado era:

"El ampere es la unidad de la intensidad de corriente eléctrica. Se lo representa a través de la corriente eléctrica constante que al circular por una solución acuosa de nitrato de plata produce en un segundo una deposición electrolítica de 0,001118 gramos de plata."

IEn el año 1948, en la novena *Conferencia General de la Convención del Metro* (el acuerdo internacional sobre el desarrollo y la utilización de un sistema métrico de unidades) se decidió una nueva definición para el ampere como una de las unidades básicas del Sistema Internacional de Unidades (SI). En esta definición se aprovecha el hecho que la corriente eléctrica genera un campo magnético y que otro conductor por el que circula una corriente, colocado en este campo magnético, queda expuesto a una fuerza (*la fuerza de Lorentz*): dos conductores por los que circula corriente se atraen o rechazan, dependiendo de la dirección de las corrientes. Esta definición del ampere, establecida en aquel entonces y que sigue siendo válida en el sistema SI actual, ilustrada en la Figura 1, dice:

"La unidad de base ampere es la intensidad de una corriente constante que, mantenida en dos conductores rectos paralelos de longitud infinita, de sección circular despreciable y colocados a un metro de distancia en el vacío, produciría entre estos conductores una fuerza igual a $2 \cdot 10^{-7}$ newton por metro de longitud."

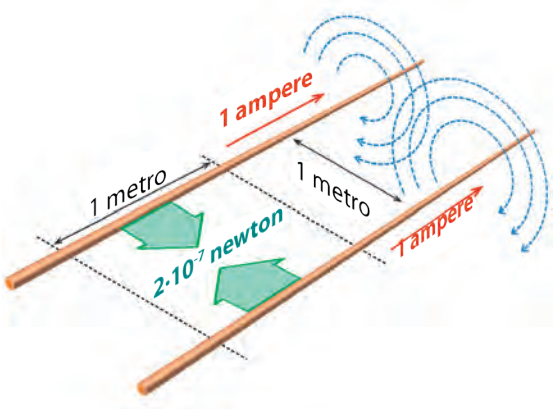


Figura 1: Representación de la definición SI del ampere. Las fuerzas dibujadas en verde, producidas por los campos magnéticos de los conductores (las líneas del campo se muestran con las flechas azules) tienen cada una $2 \cdot 10^{-7}$ N por metro de longitud del conductor, cuando por ellos fluye una corriente de 1 ampere.

Esta definición se representa o se realiza en la implementación práctica mediante aparatos electromecánicos, como por ejemplo la *balanza de corriente*. Este aparato fue desarrollado a principios del siglo 19 por *André-Marie Ampère*, del cual recibe el nombre la unidad de intensidad de la corriente. La fuerza de Lorentz entre dos bobinas conductoras (aproximándose al requisito de conductores de *longitud infinita*) es compensada o "pesada" por la fuerza del peso de una masa dentro del campo gravitatorio de la Tierra, usando para ello un dispositivo de pesaje, tal como lo muestra esquemáticamente la Figura 2.

Hasta mediados del siglo 20 se utilizaron diferentes variantes de la balanza de corriente para la realización *directa* (o sea implementada según la definición) del ampere. De esta forma se lograron incertidumbres relativas del orden de unas pocas

* Dr. Hansjörg Scherer, Grupo de Trabajo "SET, Intensidad de corriente y carga", E-Mail: hansjoerg.scherer@ptb.de

** Dr. Uwe Siegner, Departamento "Electricidad", E-Mail: uwe. siegner@ptb.de

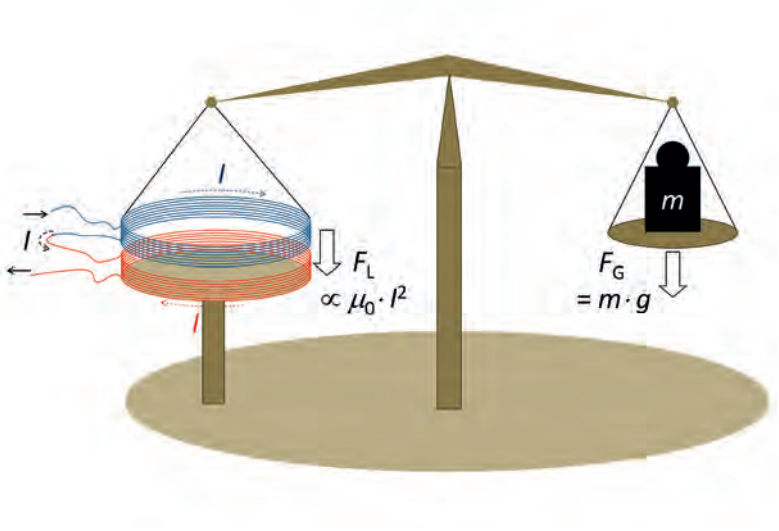


Figura 2:
Principio de la balanza de corriente. La fuerza de Lorentz F_L actúa entre la bobina fija (roja) y la móvil (azul), producida por la corriente *I* a través de las bobinas. Esta fuerza es compensada por la fuerza de la pesa F_G, cuya masa *m* actúa sobre el otro lado del brazo de la balanza.

partes por millón. La exactitud estaba limitada por la incertidumbre en la determinación de la distancia entre los conductores por los que circula la corriente que hay que incluir de acuerdo con la definición arriba citada. Se lograron mejores resultados con las realizaciones indirectas, con las cuales se realizaba el ampere dando "ciertos rodeos". Para ello se utiliza la ley de Ohm $I = U/R$, realizando el ampere a través de la tensión eléctrica *U* y la resistencia eléctrica *R*. Para la realización de estas magnitudes se utilizaba, por ejemplo, *una balanza de tensión eléctrica* y *un capacitor en cruz calculable* (también llamado de *Thompson-Lampard*). Estos arreglos experimentales, al igual que la balanza de corriente, se basan en instalaciones electromecánicas, pero logran menores incertidumbres, del orden de unas pocas partes en 10 millones.

Las dos definiciones arriba citadas tienen en común que acoplan la unidad *eléctrica* ampere a una magnitud *mecánica*, la masa, El anterior "ampere internacional" se apoyaba directamente en una determinación de masa mediante el pesaje de la plata precipitada electrolíticamente. En la definición SI del ampere, válida todavía en la actualidad, la masa participa a través de la fuerza. Por eso, en relación con las exactitudes alcanzables, ambas definiciones del ampere están acopladas con la exactitud de la realización del kilogramo, una situación que, vista la inestabilidad asumida del patrón primario del kilogramo (explicada más detalladamente en el artículo *Cantidad de sustancia y masa contando átomos* en esta revista), puede considerarse en general como problemática. Además, en ninguna de las dos definiciones se tomó la definición de la magnitud física intensidad de corriente y se consideró el flujo de cargas eléctricas por unidad de tiempo. En el nuevo SI se utiliza este camino más directo para definir el ampere. Por lo tanto, esta nueva definición es ventajosa, y en el próximo capítulo se explica cuál es el camino recorrido para llegar a las unidades eléctricas. En el capítulo que le sigue se explica con mayor detalle el "ampere futuro" y su posible realización.

2. Efectos cuánticos eléctricos y las "modernas" unidades eléctricas

Con el descubrimiento de dos efectos cuánticos eléctricos en la segunda mitad del siglo 20 comenzó un nuevo capítulo en la metrología eléctrica:

Por un lado, *Brian D. Josephson* predijo en 1962 un efecto, que ahora lleva su nombre, entre superconductores débilmente acoplados. Cuando se irradia con microondas, el efecto túnel de la mecánica cuántica conduce a la formación de escalones constantes de tensión en la curva característica tensión-corriente de una unión túnel. Estos escalones de tensión se observaron poco tiempo después en forma experimental y permiten la generación de valores de tensión eléctrica que se pueden determinar en forma fundamental con exactitud.

Por el otro, durante el estudio del efecto Hall en capas conductoras bidimensionales, o sea extremadamente delgadas, *Klaus v. Klitzing* encontró en 1980 que con campos magnéticos intensos B aparecían niveles de resistencia constante y con ello un método para la realización de valores de resistencia cuantizados (o sea discretos). Este efecto recibió posteriormente su nombre y se conoce también como el "efecto Hall cuántico". Ambos efectos demuestran en forma más detallada en la Figura 3. Se puede encontrar una explicación más específica de sus fundamentos físicos, por ejemplo, en la referencia [1].

El efecto de Josephson y el efecto Hall cuántico fueron aprovechados por el PTB y otros institutos de metrología poco después de su descubrimiento, ya que se adecuaban en forma extraordinaria para generar valores bien definidos para las magnitudes eléctricas tensión y resistencia. En el caso del efecto de Josephson, los valores de tensión son igual a

$$U_n = n \cdot K_J^{-1} \cdot f_J \qquad \text{para } n = (1, 2, ...),$$

donde f_J es la frecuencia de la radiación de microondas y K_J es la *constante de Josephson*. De acuerdo con la teoría subyacente, $K_J = 2e/h$, o sea la tensión está dada por la carga elemental *e* y la constante de Planck *h*, dos de las llamadas *constantes fundamentales*. La constante de Josephson es igual al valor inverso del cuanto de flujo magnético, y su valor es aproximadamente $5 \cdot 10^{14}$ Hz/V. En el caso del efecto Hall cuántico, los valores cuantizados de la resistencia son

$$R_i = 1/i \cdot R_K \qquad \text{para } i = (1, 2, ...),$$

donde R_K es la *constante de von-Klitzing*. Siendo según la teoría $R_K = h/e^2$, también está vinculada con *e* y *h*.

Pronto se pudo comprobar que la reproducibilidad de los valores U_n y R_i generados por los

efectos cuánticos era notablemente mejor que los resultados logrables con los otros métodos convencionales de la metrología eléctrica. Una elevada reproducibilidad significa que los valores de las magnitudes eléctricas obtenidos en distintos experimentos apenas varían entre sí inclusive, por ejemplo, si se utilizan elementos de distinto material. Con ello se disponía de una nueva base para la realización en todo el mundo de las unidades volt y ohm. Debido a ello, los descubridores de ambos efectos recibieron cada uno, años después, el premio Nobel de física. La reproducibilidad de los valores cuantizados de tensión y resistencia era mejor que la exactitud con la cual se podía realizar en el SI la unidad ampere, situación que hasta el día de hoy no ha sufrido cambios. Por eso, el Comité Internacional de Pesas y Medidas decidió en 1988 definir valores exactos para las constantes de Josephson y de von-Klitzing y recomendarlos para la conservación y la diseminación de las unidades eléctricas. Los valores exactos establecidos en aquel entonces y utilizados desde 1990 son $K_{J\text{-}90} = 483\,597{,}9 \cdot 10^9$ Hz/V para la constante de Josephson y $R_{K\text{-}90} = 25\,812{,}807\ \Omega$ para la constante de von-Klitzing.

En las décadas siguientes este desarrollo demostró ser sumamente ventajoso para aumentar la exactitud y la comparabilidad de las medidas eléctricas en metrología, pero conllevaba un cierto dilema: El hecho que las unidades volt y ohm se apoyan sobre sendos efectos cuánticos, con los valores $K_{J\text{-}90}$ y $R_{K\text{-}90}$ definidos, significa también dejar de lado el SI. Si lo tomamos en forma estricta, las unidades eléctricas así derivadas se mueven desde ese entonces y hasta ahora en un sistema de unidades "paralelo", el que para diferenciarlo del SI recibe también el nombre de sistema eléctrico *convencional*. Para las unidades que desde la década de 1990 tienen trazabilidad en todo el mundo a $K_{J\text{-}90}$ y $R_{K\text{-}90}$, esto significa que no se habla de la *realización* (o sea la implementación práctica de la unidad que por definición debe hacerse dentro del marco del SI) sino más bien de su *reproducción*. Por ella se entiende a la realización de una unidad sobre la base de un efecto físico reproducible en forma extraordinariamente buena, en este caso el efecto Josephson para el volt y el efecto Hall cuántico para el ohm.

Desde ese entonces la intensidad de la corriente tiene una trazabilidad con una precisión inigualable a los efectos eléctricos cuánticos para la resistencia y la tensión, aprovechando nuevamente el hecho que la intensidad de corriente está vinculada con ambas magnitudes a través de la ley de Ohm. Pero, según el sentido explicado arriba, de esta forma sólo se *reproduce* el ampere. Una salida elegante para esta situación insatisfactoria es la planificada redefinición del SI.

3. La futura definición del ampere

En el SI futuro se establecerá el valor numérico de la carga elemental *e* en la unidad "coulomb igual a ampere por segundo" (1 C = 1 As).
La correspondiente definición dice:

"El Sistema Internacional de Unidades, el SI, será el sistema de unidades en el cual la carga elemental e será exactamente 1,602 176 620 8 · 10^{-19} coulomb."

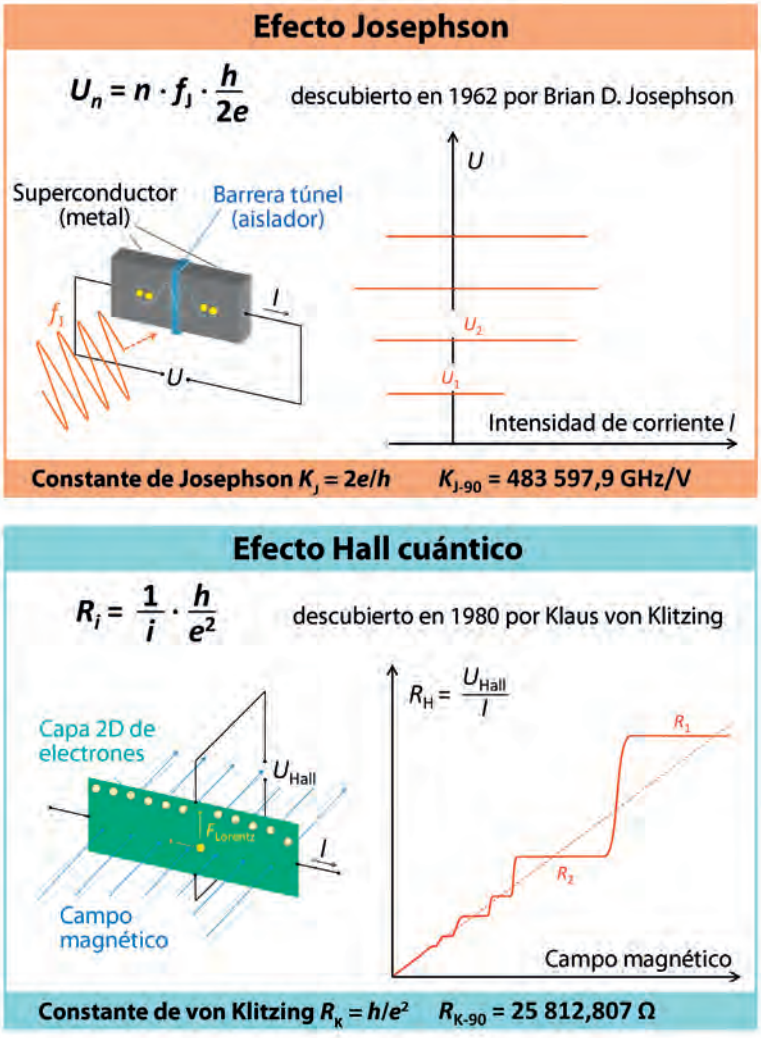


Figura 3:
"Recuadros" con la explicación del efecto de Josephson y el efecto Hall cuántico. El efecto que lleva el nombre de B. D. Josephson (arriba) produce escalones de tensión constante en las curvas características de tensión-corriente de uniones túnel superconductoras irradiadas con microondas de frecuencia f_J. En la metrología moderna se usan circuitos en serie con miles de uniones túnel microestructuradas a fin de realizar tensiones continuas de hasta 10 volt y reproducir de esa manera la unidad eléctrica volt. El efecto Hall cuántico (abajo) descubierto por K. von Klitzing aparece en estructuras semiconductoras bidimensionales en las que el movimiento de los electrones se ve limitado a un solo plano. Con campos magnéticos elevados, de algunos teslas, se producen mesetas en los valores de resistencia Hall en función del campo magnético. El efecto Hall cuántico se usa en metrología para la reproducción de la unidad ohm. Ambos efectos requieren del empleo de la tecnología criogénica. Típicamente, los circuitos eléctricos deben operarse a temperaturas muy bajas, en proximidad de la temperatura de ebullición del helio líquido, o sea a 4 kelvin (-269 °C) o menos.

De esta forma, la carga elemental, siendo una de las siete constantes definidoras del nuevo SI, será el punto de referencia para el ampere. Dado que el ampere se eligió en el sistema SI como la unidad eléctrica base, se hizo para él adicionalmente una definición *explícita*. Ella dice:

"El ampere, símbolo A, es la unidad SI de la intensidad de corriente eléctrica. Está definida a través del valor numérico establecido para la carga elemental e de 1,602 176 620 8 · 10^{-19}, expresado en la unidad C, que es igual a As, donde el segundo está definido en relación con $\Delta\nu_{Cs}$."

$\Delta\nu_{Cs}$ es la frecuencia correspondiente a la transición entre ambos niveles de la estructura hiperfina del estado fundamental en reposo de átomos del isótopo cesio-133. Esto por los tanto se corresponde con la definición del segundo basada en los relojes atómicos. Por lo tanto, como ya se discutiera en la introducción, la nueva definición de la unidad de intensidad de corriente se basa directamente en la definición física de la corriente eléctrica como flujo de cargas eléctricas: de esta forma se puede determinar la intensidad de corriente a través del conteo de electrones (cuantos de carga con una carga *-e*) que fluyen a través de un conductor por unidad de tiempo. Por eso, para la realización de este "ampere cuántico" se requiere un circuito eléctrico que permita el transporte individual y controlado de electrones, tal como lo muestra esquemáticamente la Figura 4. Si este transporte ocurre cíclicamente, con el ritmo de la frecuencia *f*, en cada ciclo se transportarán *n* electrones, por lo que la intensidad de la corriente puede expresarse como $I = n \cdot e \cdot f$.

La posible realización del ampere futuro mediante circuitos de transporte individual de electrones, así se llaman estos circuitos especiales, es un ejemplo clásico de la *metrología cuántica*. Esta disciplina busca realizar las unidades físicas a través del recuento de cuantos, o sea cantidades de magnitudes determinadas con exactitud por la naturaleza, que a su vez tienen trazabilidad a las constantes fundamentales. De acuerdo con los conocimientos actuales, ellas son invariables temporal y espacialmente. De esta forma es posible crear un sistema universal de unidades, como ya lo formulara visionariamente Max Planck, el fundador de la física cuántica, en 1899 [2]:

Figura 4:
Ilustración del principio de la fuente de corriente de electrones individuales, representada en forma de engranaje para el transporte sincronizado de electrones individuales (cuantos de carga, representados en amarillo). Se transporta un electrón en cada cavidad entre dos "dientes" vecinos

"...establecer unidades que, independientemente de cuerpos y sustancias especiales, mantengan su significado para todos los tiempos y para todas las culturas, incluso las extraterrestres y no humanas, y que por ello puedan identificarse como 'unidades de medida naturales'."

A pesar que la generación de intensidades de corriente cuantizadas mediante el transporte individual de electrones (ingl. *Single-Electron-Transport*, SET) es tanto comprensible como elegante, no es sorprendente que este enfoque no se haya hecho realidad anteriormente: al fin y al cabo se debe poder manipular específicamente electrones de forma individual en estructuras de conductores. Esto es posible mediante circuitos electrónicos especiales, que se explican en el capítulo siguiente. La fabricación de tales circuitos requiere el empleo de métodos tecnológicos que recién salieron a la luz a fines de la década del 80 del siglo pasado.

4. Circuitos de transporte individual de electrones

En los circuitos electrónicos muy pequeños se producen efectos que se basan en la interacción repulsiva entre electrones, llamada de Coulomb: La repulsión entre partículas de la misma carga eléctrica aumenta cuanto más cerca se las pone unas de otras. Si los electrones se "encierran" demasiado estrechamente en un circuito (ver la Figura 5), esto se expresa en sus propiedades electrónicas: los electrones pueden tomar sólo estados de energía discretos, separados entre sí. Esta es la base del llamado efecto de bloqueo de Coulomb, que se aprovecha en los circuitos de transporte individual de electrones a fin de controlar el flujo de cada uno. Aparte de temperaturas extremadamente bajas también se requieren estructuras de tamaños extremadamente pequeños, típicamente de 1 µm o menos. Por eso, para la fabricación de tales circuitos se utilizan los modernos métodos de la nanotecnología, que se utilizan también, por ejemplo, para la producción de circuitos electrónicos altamente integrados.

Para poder aplicar el efecto citado específicamente en los circuitos de transporte individual de electrones, es necesario por lo tanto "encerrar", o en forma más precisa *localizar* en forma controlable, los electrones en zonas espacialmente muy pequeñas del conductor (llamadas "islas de carga", o más breve "islas"). Esto se logra con barreras de potencial que con la ayuda de la nanotecnología se pueden poner perpendiculares al sentido de circulación de la corriente. Se diferencian dos categorías de circuitos de transporte individual de electrones que requieren distintas tecnologías de fabricación y se basan en principios físicos diferentes.

La primera categoría de circuitos de transporte individual de electrones se basa en las llamadas *uniones túnel*, o sea capas aislantes muy delgadas que representan las barreras de potencial en un conductor metálico [3]. La "altura" de estas barreras están dadas por los parámetros del material y por lo tanto son inmodificables. Pero si estas capas aisladoras tienen un espesor de unos pocos nanómetros, los electrones las pueden cruzar gracias al *efecto túnel* de la mecánica cuántica (Figura 6 arriba). Es posible controlar el flujo de electrones a través de una isla metálica entre dos uniones túnel usando una tensión eléctrica aplicada a un electrodo de control (Gate): El potencial de la isla puede desplazarse electrostáticamente por la tensión, levantando el *bloqueo de Coulomb*. Este "tuneleo" de las barreras se produce con una cierta probabilidad por unidad de tiempo siguiendo las leyes de la física cuántica, o coloquialmente: hay que darle al electrón un cierto tiempo para que pueda ocurrir el efecto túnel. Por lo tanto, el transporte de la carga a través de una unión túnel cumple naturalmente con las leyes de la estadística.

La segunda categoría de circuitos de transporte individual de electrones se basa en el uso de barreras de potencial *controlables* en materiales semiconductores [4]. Estas barreras de potencial se generan electrostáticamente mediante dos electrodos de control cargados negativamente que cruzan ese delgado tramo conductor. Las alturas de las barreras son variables, dependiendo de la modificación de las tensiones de los electrodos (Figura 6 abajo). La isla, que se comporta como la "cavidad" en el mapa de potenciales entre las dos barreras, recibe también el nombre de "punto cuántico". Mediante las tensiones de los electrodos se puede controlar la ocupación del punto cuántico con electrones. Para fabricar tales circuitos se utilizan métodos similares a los usados para la fabricación de modernos transistores de efecto de campo.

Ambos tipos de circuitos de transporte individual de electrones no se diferencian solamente en función de su tecnología de fabricación, sino fundamentalmente también por su forma de operación y sus propiedades. Esto se va a explicar usando un tipo especial de circuito, la llamada bomba SET o de transporte individual de electrones. Las bombas SET permiten el transporte individual y controlado de electrones y con ello la generación cuantizada de corriente según $I = n \cdot e \cdot f$, tal como se muestra esquemáticamente en la Figura 4. Ellas tendrán un rol especialmente importante en la futura realización del "ampere cuántico".

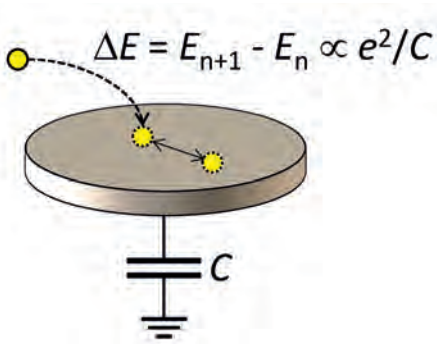


Figura 5:
Explicación de la interacción de Coulomb entre electrones en un conductor, representado aquí como un disco. Esta "isla de carga" tiene una capacidad total C respecto del entorno. El agregado de un electrón ($n \rightarrow n+1$) requiere la aplicación de energía que se corresponde con la modificación de la energía electrostática $\Delta E \sim e^2/C$. Si la isla de carga se hace más pequeña, disminuye la capacidad C y aumenta la "energía a agregar" ΔE. O sea, con dimensiones más pequeñas de la isla de carga hay que usar más energía para cargarla con electrones adicionales. Cuando la temperatura del sistema es tan baja que esta energía a agregar no puede aplicarse por excitación térmica, esto se expresa mediante el efecto llamado "bloqueo de Coulomb". En estructuras del tamaño de 1 µm se requieren para ello temperaturas típicas debajo de 0,1 kelvin (lo que corresponde a 0,1 grados por encima del cero absoluto).

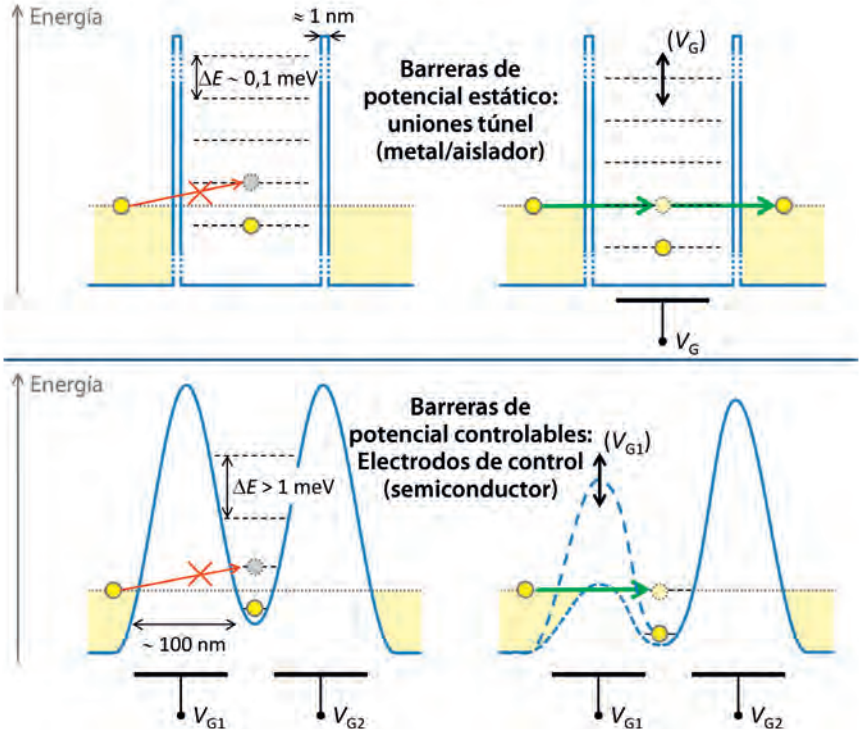
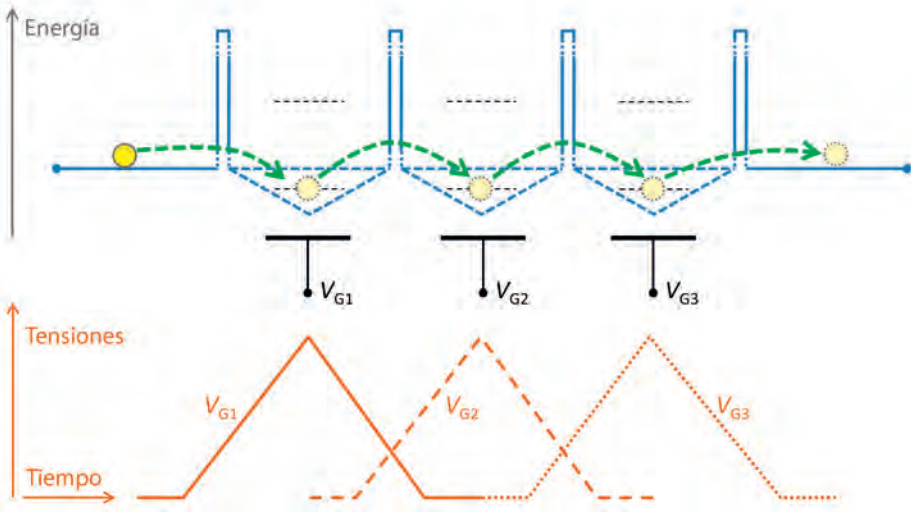


Figura 6:
Representación esquemática de diferentes circuitos de transporte individual de electrones.
El tipo mostrado arriba se basa en una "isla de carga" pequeña, formada por barreras aislantes de dos uniones túnel. La interacción de Coulomb en la pequeña isla hace que los "electrones de la isla" puedan tomar sólo estados de energía discretos (representados por las líneas de trazos). A temperaturas muy reducidas (típicamente mucho menos de 1 kelvin), esto bloquea el flujo de electrones a través de la isla, tal como se muestra arriba a la izquierda. Este "bloqueo de Coulomb" se puede levantar si el potencial de la isla se ajusta con la tensión de compuerta V_G de tal forma que los electrones, sin modificar su energía, puedan "escabullirse" por las uniones túnel (dicho en forma más precisa, efecto túnel de la mecánica cuántica), tal como se muestra arriba a la derecha. El tipo de circuito mostrado abajo se basa en dos barreras de potencial controlables. Estas se generan mediante potenciales electrostáticos que se producen cuando se aplican tensiones negativas V_{G1} y V_{G1} a los dos electrodos de control del circuito. Aquí también, como se muestra abajo a la izquierda, no es posible en principio que circulen otros electrones en la isla. Mediante la reducción de la barrera (o sea aumentando la tensión V_{G1}, mostrado abajo a la derecha) se permite el transporte de electrones a la isla. De esta forma se puede modificar controladamente la ocupación de electrones en la isla. Si la isla es muy pequeña, aquí también se forman niveles discretos de energía: Sólo determinados valores de energía en la "cavidad" de potencial pueden ser ocupados en cada caso por un electrón, y se habla de un "punto cuántico" (inglés, *Quantum Dot*). O sea que aquí también se produce el efecto de bloqueo de Coulomb.



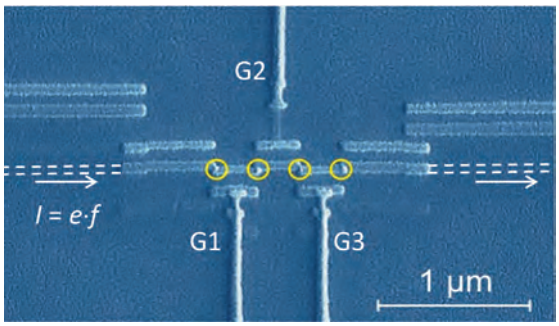
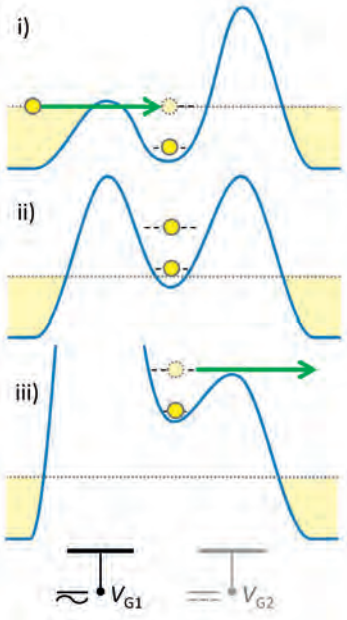


Figura 7:
Arriba: Funcionamiento de una bomba SET con cuatro uniones túnel (tres "islas de carga" entre cada dos uniones túnel), representado esquemáticamente. Se muestra el ciclo de transporte de un electrón a través del circuito. Abajo: Toma realizada con un microscopio electrónico de una bomba SET de este tipo, con cuatro uniones túnel conectados en serie (marcados con círculos amarillos) y tres electrodos de compuerta G1 – G3, que controlan los potenciales de las islas.

Bombas SET con barreras de potencial estáticas y regulables

En la Figura 7 se muestra la estructura y el funcionamiento de una bomba SET con uniones túnel, o sea barreras de potencial estático. Esta bomba SET se conforma de un circuito en serie de al menos tres uniones túnel, donde las islas entre cada dos uniones túnel vecinos tienen cada una un electrodo de compuerta.
De esta forma se pueden controlar electrostáticamente los potenciales de las islas. Cuando todas las tensiones de compuerta son cero, debido al bloqueo de Coulomb, no es posible el flujo de electrones a través del circuito. Si ahora se envía un tren de pulsos de tensión a través de los electrodos de las compuertas, se va ir levantando sucesivamente el bloqueo de Coulomb en las islas ubicadas consecutivamente y un electrón va pasando de isla en isla siguiendo esta "onda de polarización" eléctrica de las tensiones de las compuertas. El bloqueo de Coulomb impide que una isla pueda estar ocupada por dos (o más) electrones. Si este ciclo de transporte se repite con la frecuencia *f*, esta bomba SET entrega una corriente $I = e \cdot f$. Pero como ya se citara anteriormente, el transporte a través de las barreras túnel sigue las leyes de la estadística. Esto tiene como consecuencia que para frecuencias por encima de unos 100 MHz aparecen en una medida cada vez más intensa errores debido a eventos "perdidos". En la práctica significa una limitación en las intensidades de corriente logrables a aproximadamente 10 pA hasta 20 pA ($1\ \text{pA} = 10^{-12}\ \text{A}$).

La Figura 8 muestra el funcionamiento de una bomba SET con barreras de potencial controlables. La altura de la barrera izquierda se modula periódicamente con una tensión alterna V_{G1} de forma tal que alternativamente venga un electrón por vez del lado izquierdo del conductor y quede retenido en el "punto cuántico dinámico" entre las barreras, siendo luego expulsado por el otro lado. Este mecanismo de transporte no involucra procesos túnel "lentos" debidos a las barreras de potencial elevado, que limitarían la frecuencia de repetición *f*. Por eso, la bomba SET con barreras de potencial controlables puede entregar intensidades de corriente notablemente mayores que la bomba de uniones túnel descrita anteriormente: Son posibles frecuencias hasta el rango de los Ghz, que de acuerdo con la fórmula $I = e \cdot f$ permite obtener intensidades de corriente máximas de más de 160 pA. Otra ventaja es este tipo de bomba es que uno sólo tiene que operar con la tensión alternada *un* electrodo de compuerta. Esto facilita tanto la disposición del circuito como también la operación de la bomba.



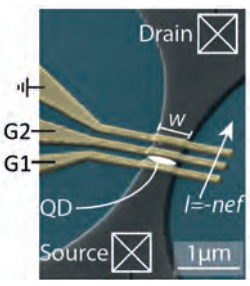


Figura 8:
Derecha: Funcionamiento de una bomba SET con barreras de potencial controlables. Se muestra un ciclo de transporte a cargo de un "punto cuántico dinámico", en el que un electrón que viene de la izquierda primero es capturado (i) y aislado en el punto cuántico (ii), antes de que sea expulsado nuevamente hacia la derecha (iii). Se modula solamente la altura de la barrera izquierda. Izquierda abajo: Toma realizada con un microscopio electrónico de una bomba SET con un "punto cuántico" (QD) entre los electrodos de compuerta G1 y G2.

Desafíos y estado de la investigación

Hay dos puntos entre los desafíos importantes para el uso metrológico de las bombas SET:

1. La intensidad de la corriente generada: Hasta ahora, las bombas SET entregan **intensidades de corriente muy pequeñas**, típicamente menores de 1 nA (10–9 A).
2. La exactitud de la corriente generada: El transporte individual de electrones en las bombas SET adolece en general de **eventos de error** (estadísticos).

Actualmente se trabaja en investigación y desarrollo para solucionar los problemas vinculados con ello, con resultados hasta ahora muy prometedores:

Respecto del punto 1: como ya se citara anteriormente, las intensidades de corriente alcanzables con las bombas SET de uniones túnel están limitadas en su magnitud a unos diez picoampere. Las bombas basadas en los "puntos cuánticos dinámicos", con frecuencia de la bomba en el rango de los gigahertz, pueden entregar intensidades de corriente unas diez veces mayores. Esto se demostró con diferentes bombas SET de semiconductores. De paso se confirmó que se pueden generar corrientes cuantizadas según $I = e \cdot f$ con una intensidad en el orden de los cien picoampere y con una exactitud suficiente para las aplicaciones metrológicas como futuros patrones de corriente. A pesar de ello se están haciendo esfuerzos para investigar y desarrollar nuevos conceptos para las bombas SET que abren el rango de los nanoamperes. Los trabajos de investigación correspondientes requieren métodos para la medición con suma exactitud de intensidades de corriente tan bajas. Para el empleo pretendido de las bombas SET como futuros patrones de corriente y para el empleo práctico en metrología basado en ellos se requiere además *métodos extremadamente exactos para la amplificación de la corriente*. En relación con ambos puntos, gracias a innovaciones, en los últimos tiempos se hicieron notables avances en el instrumental de medición en el PTB: hace poco, investigadores del PTB desarrollaron y verificaron un amplificador novedoso para corrientes pequeñas [6, 7]. Este novedoso instrumento con propiedades extremadamente estables en el tiempo permite una amplificación de corriente (factor 1000 o más) con una elevadísima exactitud. Además, es posible convertir las corrientes de entrada en el rango de los sub fA ($< 10^{-15}$ A) hasta 5 µA ($5 \cdot 10^{-6}$ A) a señales de tensión usando una red de resistencias extremadamente exacta. Con ello es posible medir ahora intensidades de corriente pequeñas con una exactitud inigualada y con trazabilidad a la resistencia Hall cuántica y el patrón de tensión de Josephson: se demostraron incertidumbres relativas de 10^{-7} para 100 pA.

Respecto del punto 2: el empleo pretendido de las bombas SET como futuros patrones de intensidad de corriente requiere lograr para la generación de la corriente incertidumbres relativas de 10^{-7} o mejores. A modo de recordatorio: la realización "clásica" indirecta del ampere SI citada en la introducción, hecha con aparatos electromecánicos, ya logra una incertidumbre relativa de unas pocas partes en 10^7. Pero en el transporte de electrones individuales en las bombas SET se producen eventos de error que causan desviaciones en la intensidad de corriente del valor cuantizado $e \cdot f$, pudiendo afectar con ello la exactitud de la corriente generada.

En las bombas SET basadas en uniones túnel metálicas, los eventos de error pueden deberse, por ejemplo, a la naturaleza estadística de los procesos túnel o por excitaciones térmicas o electromagnéticas de electrones. Las bombas son susceptibles de sufrir estos últimos errores citados dado que el bloqueo de Coulomb es en ellas relativamente débil: Las diferencias correspondientes de energía ΔE en las islas de carga están debajo del orden de aproximadamente 0,1 meV (ver la Figura 6, arriba). En las bombas de semiconductores basadas en "puntos cuánticos dinámicos" pueden producirse errores en la "fase de carga" de electrones en el punto cuántico (fase i en la Figura 8), por ejemplo, que un electrón vuelva a caerse del lado de salida antes que se lo pueda aislar en forma estable en la cavidad de potencial (fase ii en la Figura 8). Todos los eventos de error se producen típicamente en forma estadística y deben tenerse en cuenta cuantitativamente durante la generación de la corriente a fin de evaluar la exactitud lograda. Esto a su vez requiere "contar" los distintos eventos de error en los circuitos SET. Para ello se emplean detectores de carga ultrasensibles que pueden medir la carga con una resolución menor de e y con ello pueden detectar electrones individuales. Los llamados detectores SET se realizan también con circuitos especiales de transporte individual de electrones (los llamados electrómetros o transistores SET), pero no se va a entrar aquí en detalle sobre ellos.

El estado de la técnica en el campo de la detección de errores en circuitos de bombas SET avanzó notablemente en los últimos tiempos gracias al desarrollo en el PTB de nuevos "procedimientos de conteo" [9, 10]. El truco consiste en no contar cada electrón transferido por las bombas SET, con elevadas frecuencias de las bombas esto no lo permitiría el ancho de banda limitado de los detectores; el método se basa más bien en contar los eventos de error, que se producen con mucha menor frecuencia. Para ello se utiliza una disposición de varias bombas SET conectadas en serie en combinación con detectores SET, tal como lo

muestra esquemáticamente la Figura 9. De esta forma se pueden registrar los errores de la bomba en cierta medida "*in situ*" durante la generación de la corriente y tenerse en cuenta para una corrección de la intensidad de corriente generada. Para ello se realiza un análisis de correlación de las señales de detectores leídas simultáneamente, mediante lo cual se pueden detectar claramente determinados tipos de errores. Esto permite sacar conclusiones sobre cuál de las bombas cometió el error y si se trataba de un electrón "perdido" o "adicional". En el PTB ya se logró mostrar que con este procedimiento se puede aumentar notablemente la exactitud de la corriente generada con la fuente de corriente SET [10]. En la Figura 10 se muestra un prototipo de esta fuente de corriente de electrones individuales "autorreferenciada" (o sea *que se verifica a sí misma*).

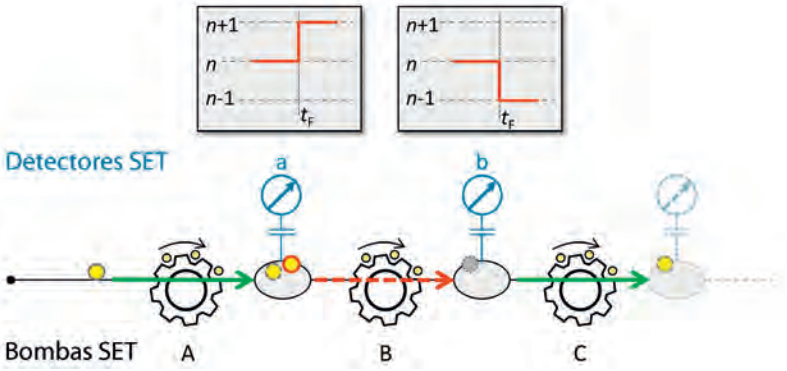


Figura 9:
Detección o conteo de los errores en las bombas SET, en un circuito en serie de bombas SET usando detectores SET, que detectan los estados de carga de las islas entre dos bombas. Durante la operación continua de las bombas en el instante t_F se produce un error producido por la bomba B, un electrón se "queda" en la isla entre las bombas 'A' y 'B'. Esto puede verse en las señales de ambos detectores 'a' y 'b', que controlan los estados de carga de las islas correspondientes. La señal del detector 'a' (arriba a la izquierda) muestra después del evento de error un electrón demás (remarcado en rojo) en la primera isla ($n \rightarrow n$+1). Al mismo tiempo, el detector 'b' registra que en la isla siguiente falta un electrón ($n \rightarrow n$-1), dado que la bomba 'C', que funcionó correctamente, transportó un electrón a la etapa siguiente.

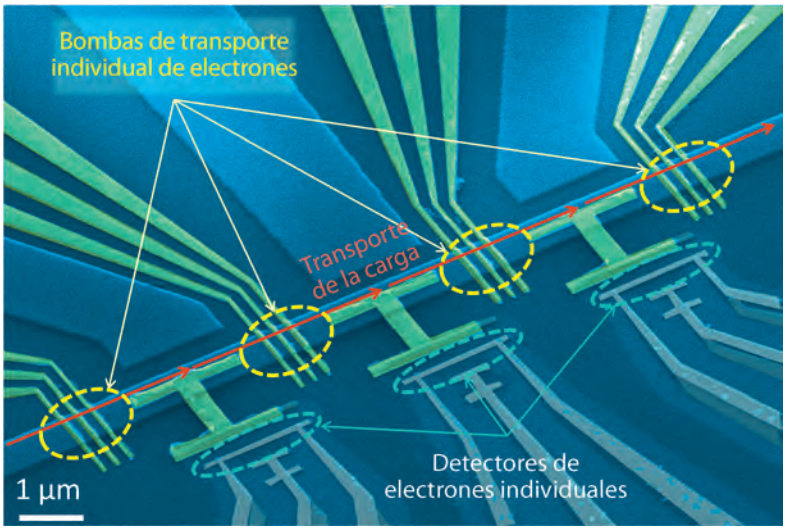


Figura 10:
Prototipo de una fuente de corriente de electrones individuales "autorreferenciada" (que funciona de acuerdo al esquema de la Figura 9) desarrollado en el PTB, con cuatro bombas SET conectadas en serie (estructura de semiconductor con barreras de potencial controlables) y detectores SET, que controlan los estados de carga de las islas entre las bombas SET.

Con vista a los desarrollos futuros, es de esperar que los avances en la técnica de medición de pequeñas corrientes como también en la continuidad del desarrollo de fuentes de corriente SET autorreferenciadas brinden un aporte importante para la futura realización del "ampere cuántico". El PTB ocupa una posición líder en ambos campos.

5. Futuro

Es previsible que en un futuro cercano los nuevos desarrollos de las bombas SET con barreras de potencial controlables brinden intensidades de corriente incluso en el rango de los nA con incertidumbres relativas mejores de 10^{-7}. El PTB se fijó como un objetivo realizar el nuevo ampere definido con una fuente de corriente de electrones individuales de aproximadamente 100 pA con una incertidumbre relativa menor de $1 \cdot 10^{-7}$. De esta forma, juntamente con los nuevos instrumentos amplificadores de corriente desarrollados en el PTB, se podrán con ellas disponer del rango de intensidad de corriente entre 1 fA y 1 µA con una exactitud extraordinaria. Con ello será previsible también que la exactitud de las calibraciones de instrumentos mejorará en hasta dos órdenes de magnitud en el rango de las bajas intensidades de corriente. Esto no es sólo relevante para la investigación de los circuitos de transporte individual de electrones, sino también para aplicaciones en la industria y la instrumentación ambiental y médica: tanto la industria moderna de los semiconductores (micro y nanoelectrónica) como también la técnica de medición ambiental y en la medicina (por ejemplo, la dosimetría y las mediciones de protección contra la inmisión) requieren cada vez en mayor medida métodos para la medición exacta de pequeñas intensidades de corriente.

Las realizaciones del ampere con la ayuda del efecto Hall cuántico y el efecto de Josephson (a través de la ley de ohm) van a ser más adecuadas en el futuro para intensidades de corriente más elevadas. Estos dos efectos cuánticos establecidos ya hace mucho en la metrología eléctrica toman incluso una importancia mayor a través de la redefinición del SI: Dado que además del valor de e en el nuevo SI se establece también el valor de h, los patrones de tensión de Josephson realizarán el volt SI (sobre la base de $K_J = 2e/h$) y las resistencias Hall cuánticas el ohm SI (sobre la base de $R_K = h/e^2$). Además de la realización directa del ampere mediante los circuitos con bombas SET (a través de $I = n \cdot e \cdot f$), también conformará al SI la realización indirecta con un patrón de tensión de

Josephson y una resistencia Hall cuántica.

Con vista a la metrología eléctrica en general debe hacerse notar además que se va a seguir desarrollando la utilización de los efectos de Josephson y Hall cuántico, partiendo del elevado nivel alcanzado, sobre todo para aplicaciones con corriente alterna. El perfeccionamiento de la metrología eléctrica no mejora solamente la medición eléctrica práctica, sino que permite también nuevos experimentos básicos que apuntan a una mejor comprensión del transporte de cargas cuantizadas en cuerpos sólidos. Entre ellos se encuentran experimentos como el "triángulo metrológico cuántico". Se pueden encontrar informaciones detalladas sobre este aspecto por ejemplo en las referencias [1], [5] y [11].

La vinculación entre unidades eléctricas y mecánicas será establecida en el nuevo SI a través de otro experimento importante que fue desarrollado y optimizado en la metrología durante las últimas décadas: Con la llamada *balanza de Watt*, nuevamente un aparato electromecánico, se establece la relación entre la masa (como magnitud mecánica) y las magnitudes eléctricas, a través de la comparación de las potencias (o energías) mecánica y eléctrica [1].

6. Conclusión

La definición de los valores numéricos de las constantes fundamentales *carga elemental* y *constante de Planck* en el nuevo SI va a seguir reforzando la importancia de los efectos cuánticos eléctricos tanto para las aplicaciones metrológicas fundamentales como para la medición práctica. La realización más directa del ampere puede realizarse con circuitos electrónicos que utilizan el "recuento" individual de electrones. Los efectos cuánticos establecidos metrológicamente hace ya bastante tiempo para el volt y el ohm (efectos de Josephson y Hall cuántico) cumplirán con el SI gracias a la redefinición y con ello también se pueden utilizar para la realización del ampere SI futuro. Esto último en realidad va a ser una realización más bien indirecta, dado que se basa en una combinación de tensión y resistencia.

Durante la definición de los valores numéricos de las constantes definidoras se presta atención a que las diferencias de magnitud entre las unidades SI "nuevas" y "viejas" sean en lo posible pequeñas. En el caso de las unidades eléctricas, en todos los casos la redefinición del SI generará modificaciones muy pequeñas en el orden de magnitud de una parte en 10 millones; o sea no va a haber grandes saltos en relación con las unidades "viejas". De esta forma se asegura que la factura de corriente de la empresa proveedora de electricidad no se modifique por la redefinición del ampere.

Bibliografía

[1] *E. O. Göbel und U. Siegner*; Quantum Metrology: Foundation of Units and Measurements, Wiley-VCH, Weinheim (2015), ISBN 978-3-527-41265-5

[2] *M. Planck*; Über irreversible Strahlungsvorgänge, in Sitzungsbericht der Königlich Preußischen Akademie der Wissenschaften, erster Halbband, (1899) 479–480

[3] Single Charge Tunneling – Coulomb blockade phenomena in nanostructures, in NATO ASI Series B, Vol. 294, Editoren *H. Grabert und M. H. Devoret*, Plenum Press, New York (1992), ISBN 0-306-44229-9

[4] *B. Kästner und V. Kashcheyevs*; Non-adiabatic quantized charge pumping with tunable-barrier quantum dots: a review of current progress, Reports on Progress in Physics **78** (2015) 103901

[5] *J. P. Pekola, O.-P. Saira, V. F. Maisi, A. Kemppinen, M. Möttönen, Y. Pashkin, D. V. Averin*; Single-electron current sources: toward a refined definition of the ampere, Review of Modern Physics **85** (2013) 1421

[6] *D. Drung, C. Krause, U. Becker, H. Scherer, F. J. Ahlers*; Ultrastable low-noise current amplifier: a novel device for measuring small electric currents with high accuracy, Review of Scientific Instruments **86** (2015) 024703

[7] *D. Drung, M. Götz, E. Pesel, H. Scherer*; Improving the traceable measurement and generation of small direct currents, IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement **64** (2015) 3021

[8] *L. Fricke, R. Dolata, B. Kästner, F. Hohls, H.-W. Schumacher*; Die Kunst des Elektronenzählens, Physik in unserer Zeit **46** (2015) pág. 70–76

[9] *L. Fricke, M. Wulf, B. Kästner, V. Kashcheyevs, J. Timoshenko, P. Nazarov, F. Hohls, P. Mirovsky, B. Mackrodt, R. Dolata, T. Weimann, K. Pierz, H.-W. Schumacher*; Counting statistics for electron capture in a dynamic quantum dot, Physical Review Letters **110** (2013) 126803

[10] *L. Fricke, M. Wulf, B. Kaestner, F. Hohls, P. Mirovsky, B. Mackrodt, R. Dolata, T. Weimann, K. Pierz, U. Siegner, H.-W. Schumacher*; Self-referenced single-electron quantized current source, Physical Review Letters **112** (2014) 226803

[11] *H. Scherer und B. Camarota*; Quantum metrology triangle experiments: a status review, Measurement Science and Technology **23** (2012) 124010

Contando átomos para masa y cantidad de sustancia

Peter Becker*, Horst Bettin**

Resumen

La constante de Avogadro es, además de la constante de Planck, una importante magnitud de entrada para los esfuerzos internacionales que buscan redefinir la unidad de masa, el kilogramo, con la ayuda de constantes fundamentales. Actualmente se propone relacionar directamente la unidad de cantidad de sustancia, el mol, con la constante de Avogadro N_A y utilizar la constante de Planck h para la redefinición de la unidad de masa (aparte de otras dos constantes, la velocidad de la luz c y la frecuencia de transición de la estructura hiperfina del átomo de cesio $\Delta\nu$). Para la definición del kilogramo todavía se está empleando un prototipo de más de 100 años, el "patrón originario del kilogramo", que se encuentra en Paris. Pero las relaciones entre este patrón del kilogramo y todos los otros prototipos nacionales varían. Las masas de estos artefactos cambian (tal como es de esperar en principio de objetos macroscópicos que interaccionan con su entorno), lo que a largo plazo resulta en una situación insostenible para definir la unidad de masa. Pero antes que sea posible redefinirla, los investigadores deben resolver un gran desafío: deben determinar las constantes en cuestión con una incertidumbre de medición suficientemente pequeña.

Hasta el 2003 se intentó determinar la constante de Avogadro utilizando el silicio natural (compuesto por tres isótopos). Pero la tarea de determinar la proporción de isotopos con una incertidumbre de medición relativa menor a 10^{-7} resultó imposible. En cambio, con silicio altamente enriquecido, los isótopos más pesados, ^{29}Si y ^{30}Si, son prácticamente sólo una impureza que se puede determinar con mayor exactitud usando espectrometría de masas. Por esta razón, un consorcio internacional (I*nternational Avogadro Coordination*, IAC), en cooperación con institutos de investigación en Rusia, empezó en el 2003 a fabricar un monocristal con aproximadamente 5 kg de silicio altamente enriquecido (99,99 % ^{28}Si), con la finalidad de determinar para el 2010 la constante de Avogadro con una incertidumbre de medición relativa de aprox. $2 \cdot 10^{-8}$.

En el 2011, a pesar de los desafíos experimentales extremadamente exigentes, el consorcio internacional formado por institutos de metrología y el *Bureau International des Poids et Mesures* (BIPM), bajo la conducción del PTB, logró "contar" por primera vez, con gran exactitud, los átomos de silicio contenidos en una esfera de silicio enriquecido de ^{28}Si de 1 kg. Como resultado de este experimento se obtuvo un valor para la constante de Avogadro, y sin pérdida de exactitud, un valor para la constante de Planck, ya que ambas están vinculadas entre sí por una relación conocida con gran exactitud [1]. En el 2015, con condiciones mejoradas, se logró una incertidumbre de medición de $2 \cdot 10^{-8}$ [2], siendo el factor limitante una forma esférica no suficientemente perfecta. Todo el experimento fue descrito detalladamente en una edición especial de la revista *Metrologia* [3].

De acuerdo con los requisitos de los comités consultivos de la Convención del Metro, para la redefinición planeada se requieren al menos tres resultados de medición independientes, incluyendo también valores de la constante de Planck obtenidos con la balanza de Watt. El valor publicado en el año 2014 por el *National Research Council of Canada* (NRC) concuerda muy bien con el valor de Avogadro, por lo que los metrólogos decidieron iniciar la cuenta regresiva para la redefinición de la unidad de masa en el año 2018.

Introducción

Desde la primera Conferencia General de Pesas y Medidas en 1889, el prototipo internacional del kilogramo materializa la unidad de masa.

Desde hace años, el BIPM en París se preocupa de la estabilidad a largo plazo del "patrón originario del kilogramo" como materialización de la unidad de masa. Aparentemente perdió unos 50 µg de masa, a lo largo de las décadas respecto de los patrones de masa de los institutos nacionales de metrología. No se conocen los motivos que pudieron ocasionar dicha diferencia. Tampoco se sabe si la modificación de la masa se produjo en el patrón originario del kilogramo propiamente dicho o si esas diferencias de masa se deben más bien a modi-

* Dr. Peter Becker, antiguo jefe del proyecto internacional Avogadro, E-Mail: peter.becker@ptb.de

** Dr. Horst Bettin, Departamento técnico "Masa – Realización de la unidad" E-Mail: horst.bettin@ptb.de

ficaciones en los patrones nacionales de masa.

En el marco del Sistema Internacional de Unidades (SI), el kilogramo está vinculado con las definiciones de las unidades del SI ampere, candela y mol. Por eso, hasta ahora es imposible dentro del SI realizar con mayor exactitud las unidades eléctricas a partir de las constantes de Josephson y de von Klitzing. Una solución para estos problemas sería una definición de la unidad de masa a partir de una magnitud fundamental de la física [4, 5].

La constante de Planck fue introducida por Max Planck en 1900, cuando describió los fundamentos de la radiación del cuerpo negro y con ello la energía del oscilador armónico, cuantizándola en unidades de $E = h \cdot \nu$. La unidad de h es la de una acción, o sea kg m^2 s^{-1}, por lo tanto, está vinculada con la masa. Tanto h como la velocidad de la luz c, relacionada con la unidad de longitud metro, son constantes fundamentales de la física. Hay dos experimentos que se prestan para relacionar el kilogramo con constantes naturales: el llamado experimento de la balanza de Watt, que vincula la unidad de masa con la constante de Planck h, y el experimento de Avogadro, que establece una relación con la constante de masa molar m_u. Ambas constantes fundamentales están vinculadas entre sí por una relación conocida con gran exactitud, la llamada constante molar de Planck ($N_A h$ = 3,990 312 7110(18) · 10^{-10} Js/mol, con una incertidumbre de medición relativa de 4,5 · 10^{-10}, (para mayores detalles ver el recuadro de información), por lo que ambos experimentos pueden "colaborar conjuntamente" en la redefinición de la unidad. Pero la condición para ello es que se pueda lograr una incertidumbre de medición relativa de 2 · 10^{-8}. Esta condición se deriva de los requisitos mínimos de propagación de las incertidumbres de medición en la diseminación del patrón de masa. Por tanto, de acuerdo con la propuesta de un comité consultivo de la Convención del Metro (CCM: *Comité Consultivo de Masa y Magnitudes Relacionadas*), la constante de Avogadro jugaría un rol fundamental tanto en la redefinición del kilogramo como en la redefinición del mol.

En la definición del mol puede verse claramente el vínculo con la constante de Avogadro: en una cantidad de sustancia de un mol hay exactamente N_A unidades elementales. La definición actual dice que la masa molar del ^{12}C es exactamente igual a 12 g/mol. Pero dado que es evidente que existe un vínculo con la unidad de masa, la redefinición de la masa molar del ^{12}C tendrá una incertidumbre de medición.

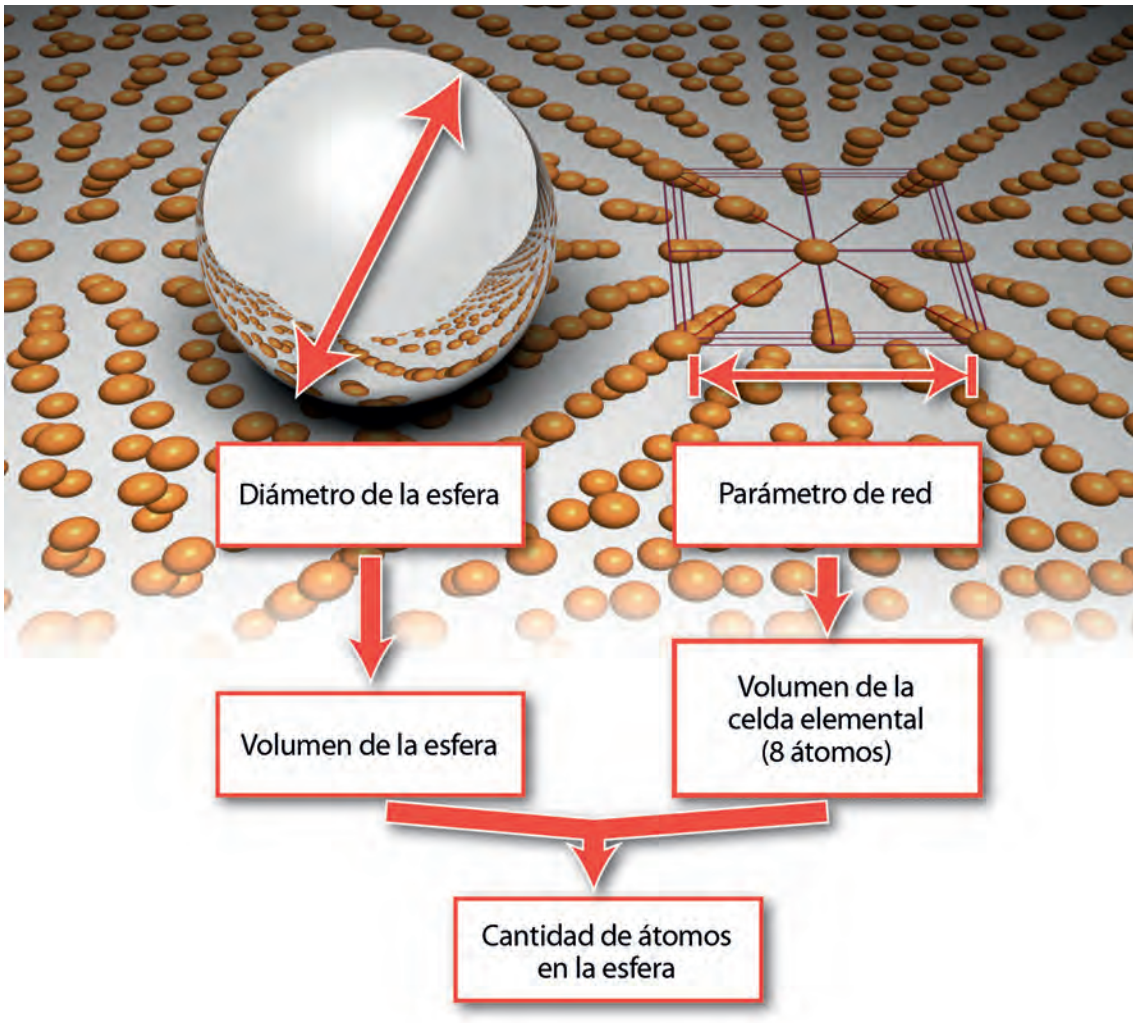


Figura:
El principio de medición con el experimento de Avogadro es muy simple. Para determinar la cantidad de átomos en la esfera de silicio, sólo debe determinarse el diámetro de la esfera y la distancia elemental entre los átomos en el cristal, el parámetro de red. A partir del volumen de la esfera y el volumen de la celda elemental (en el caso de la red del silicio con estructura tipo diamante, son ocho átomos), es posible determinar directamente la cantidad de átomos en el cristal completo. Luego se pesa la esfera una vez (o sea se la compara con el patrón primario del kilogramo), con lo cual se determina la masa de un átomo de silicio. De esta forma el experimento contesta también la pregunta de cuántos átomos de silicio hay en un kilogramo. La relación del experimento con la constante de Avogadro es muy directa: adicionalmente a la masa de un átomo de silicio, en el experimento de Avogadro los químicos determinan también la masa molar del silicio utilizado. Y el cociente de ambos es la constante de Avogadro. La relación del experimento con la constante de Planck es indirecta (ver el recuadro de información): esta conexión se establece a través de la relación entre la masa del átomo y la masa de los electrones, que por ejemplo se puede medir con gran exactitud usando la trampa de Penning. Así pues, el resultado del experimento de Avogadro son dos constantes naturales; la constante de Avogadro y (calculada indirectamente de ella) la constante de Planck.

La constante molar de Plank $N_A h$

La constante molar de Planck denota al producto de la constante de Avogadro $\boldsymbol{N_A}$ por la constante de Planck $\boldsymbol{h}$. Lo notable de ello es que el valor de dicho producto se conoce con mayor exactitud que ambas constantes en forma individual. El motivo es que entre ambas constantes existe una relación básica, que se conoce con gran exactitud. La **constante de Avogadro** se define como la cantidad de unidades elementales contenida en 1 mol de sustancia. A su vez, un mol está compuesto por la misma cantidad de unidades elementales que átomos de ^{12}C hay en 12 g de ^{12}C, por lo que para la constante de Avogadro vale:

$$N_A \equiv \frac{12\ \mathrm{g}}{m_{12C}}\mathrm{mol}^{-1} \qquad (1)$$

La **constante de masa atómica** también está definida a través de la masa m_{12C} del isótopo de carbono ^{12}C:

$$m_u \equiv \frac{m_{12C}}{12} \qquad (2)$$

De esta forma es posible establecer una relación entre la constante de masa atómica y el número de Avogadro:

$$N_A = \frac{1}{m_u}\frac{1}{1000}\mathrm{kg\ mol}^{-1} \qquad (3)$$

Se denomina constante **de masa molar** a

$$M_u \equiv \frac{1}{1000}\mathrm{kg\ mol}^{-1} \qquad (4)$$

Es necesaria porque en la definición de la constante de Avogadro se utiliza la unidad gramo, mientras que en la definición de la unidad de masa atómica se utiliza la unidad kilogramo. Con ello se simplifica la ecuación (3):

$$N_A = \frac{M_u}{m_u} \qquad (5)$$

Sin embargo, la relación entre las constantes de Avogadro y de Planck queda establecida por **la masa en reposo del electrón** m_e, ya que en la física cuántica se le puede calcular a partir de otras constantes:

$$m_e = \frac{2R_\infty h}{c\alpha^2} \qquad (6)$$

Una de estas constantes es la constante de Planck. Las otras constantes son la constante de Rydberg R_∞, la velocidad de la luz c y la constante de estructura fina α. Las tres constantes se conocen con una exactitud notablemente mayor que la constante de Planck. Mientras éste sea el caso, los valores numéricos de la constante de Planck y de la masa del electrón pueden ser calculados entre ellos con una exactitud mayor que aquella con la que ellos mismos son conocidos. La masa del electrón puede compararse muy bien con la constante de masa atómica. El círculo se cierra con la llamada **masa atómica relativa del electrón**

$$A_r^e = \frac{m_e}{m_u} \qquad (7)$$

Ahora es posible calcular la constante de Planck no sólo a partir de la masa del electrón sino también con la unidad de masa atómica. Según la ecuación (3) o (5) también se puede calcular el valor numérico de la constante de Avogadro sin que haya una pérdida adicional de exactitud.

Esto puede resumirse en una ecuación:

$$N_A h = \frac{M_u\, c\alpha^2}{2R_\infty} A_r^e \qquad (8)$$

La constante de masa molar M_u y la velocidad de la luz c tienen valores numéricos fijos establecidos en el viejo sistema SI, o sea se los conoce con exactitud. Como ya se explicara más arriba, la constante de Rydberg R_∞ y la constante de estructura fina α se conocen con una exactitud notablemente mayor que las constantes de Planck o de Avogadro. Dado que las mediciones de la masa atómica relativa del electrón son también notablemente más exactas, el valor del producto tiene una exactitud notablemente mayor que ambos factores individuales.

Historia

La constante de Avogadro recibe su nombre del conde italiano Amedeo Avogadro, que a comienzos del siglo 19 trabajó sobre la teoría atómica presentada por Dalton. Dalton había demostrado que con el calentamiento, todos los gases se expanden de igual manera. Esto sólo se podía explicar, concluyó Avogadro, si participa siempre el mismo número de partículas de gas: los mismos volúmenes de todos los gases deben contener la misma cantidad de partículas elementales si las condiciones externas son iguales. Pero en aquel entonces Avogadro no sabía cómo se podía determinar ese número.

Recién en 1865, Josef Loschmidt calculó la cantidad de partículas por unidad de volumen usando la longitud del camino libre medio de las moléculas de gas. El valor de aquel entonces se apartaba muy poco del mejor valor conocido actualmente. Cuarenta años después, Albert Einstein intentó precisar la constante de Avogadro usando una nueva ecuación de difusión a partir de mediciones de una disolución azucarada, pero el resultado estuvo lejos debido a un error de cálculo. Robert Millikan redujo el "error de medición" a menos del uno por ciento al mejorar notablemente su famoso ensayo de la gota de aceite para la determinación de la carga elemental.

La difracción de los rayos X en los cristales abrió hace unos 100 años nuevos procedimientos experimentales para determinar la constante de Avogadro. Pero finalmente, fallaron todos los intentos de seguir aumentando la exactitud debido a la gran cantidad de defectos que presentan los cristales, tal como se los encuentra en la naturaleza. Recién con el comienzo de la "era del silicio" se disponía de monocristales casi perfectos, fabricados por la industria. Finalmente, en 1965, se logró un adelanto importante con el desarrollo de un interferómetro de rayos X por parte de Bonse y Hart [6], ya que se pudo medir el espaciado reticular en forma muy precisa usando el metro como unidad de medida. De esta forma, ya no se requería usar como patrón de medida las imprecisas longitudes de onda de los rayos X indicadas por lo general en la llamada X Unit. Sobre la base de este invento, el PTB inició en 1971 un proyecto para determinar la distancia entre planos cristalográficos de una red cristalina de un monocristal de silicio, que se pudo finalizar exitosamente en 1981 con una incertidumbre de medición relativa de $6 \cdot 10^{-8}$ [7]. Con ello se puso la piedra fundamental para la determinación precisa de la constante de Avogadro. Aparte del parámetro de red, hubo que determinar también la densidad de este material y su masa molar a partir del conocimiento de la proporción de isótopos. En 1992 el PTB logró por primera vez una incertidumbre de medición de $1{,}1 \cdot 10^{-6}$ para un cristal con una composición natural de isótopos [8].

Otros institutos metrológicos siguieron la propuesta de Bonses e iniciaron proyectos para determinar el parámetro de red del Si y la constante de Avogadro: se iniciaron proyectos similares en EE.UU., Gran Bretaña, Japón, Italia y Rusia, pero que se llevaron adelante con distinta duración. El *National Bureau of Standards*, luego el *National Institute of Standards and Technology* (NIST, EE.UU.) finalizaron sus experimentos a finales de los años 70, a pesar que los resultados que lograron fueron orientadores para otros institutos metrológicos. Sin haber logrado resultados considerables, también se retiraron de este campo de investigación el *National Physical Laboratory* (NPL) de Inglaterra y el instituto metrológico *Mendeleyev Institute for Metrology* (VNIIM) de Rusia. En cambio, hasta hoy participan en las mediciones de la constante de Avogadro los siguientes institutos:

- *Physikalisch-Technische Bundesanstalt* (PTB),
- *National Metrology Institute of Japan* (NMIJ),
- *Instituto Metrológico Nacional* (NIM, República Popular China)
- *Istituto Nazionale di Ricerca Metrologica* (INRIM, Italia),
- *National Institute of Standards and Technology* (NIST, EE.UU.),
- *National Research Council* (NRC, Canadá),
- *Bureau International des Poids et Mesures* (BIPM).

Las incertidumbres de medición logradas hasta ese entonces eran demasiado grandes para una eventual redefinición del kilogramo sobre la base de estas mediciones. Se encontró una posibilidad de mejora con el empleo de esferas de silicio para la medición de la densidad y en su medición óptica usando disposiciones especiales de interferómetros. Así mismo, los monocristales de Si fabricados especialmente por la industria (Wacker-Siltronic Burghausen) para el proyecto del PTB debían también reducir las influencias de los defectos de los cristales.

Para lograr una mejor coordinación de los esfuerzos nacionales, a partir de 1995 los institutos participantes trabajan en un grupo de trabajo común en el marco del CCM, bajo la conducción de PTB. Mientras que las magnitudes físicas más importantes disponían de al menos dos determinaciones independientes, para la determinación de la masa molar se disponía solamente de los resultados de un laboratorio (*Institute for Reference Materials and Measurements*, IRMM, de la Comisión Europea). En el 2003 se alcanzó una incertidumbre de medición relativa de $3 \cdot 10^{-7}$, que no se pudo reducir más: la determinación de la proporción de isótopos de Si había chocado contra sus límites

técnicos [9]. Eso hizo que se finalizaran los estudios usando silicio natural. En [10] se brinda una visión general de la determinación de la constante de Avogadro hasta el año 2000.

Desafortunadamente, las exactitudes insuficientes para una redefinición del kilogramo así como la desviación observada del valor de medición de aprox. $1 \cdot 10^{-6}$ en relación con los resultados obtenidos por otros métodos, significaron para los investigadores un gran quebradero de cabezas. ¿Uno se había "equivocado al contar" o había inconsistencias desconocidas en el sistema de las constantes físicas? El proyecto Avogadro recibió un nuevo empuje con la posibilidad de utilizar a gran escala el silicio-28 enriquecido para la fabricación de muestras, ya que las estimaciones indicaban que se reducirían notablemente los problemas de medición de la composición de los isótopos. Sin embargo, se debía repetir todos los otros estudios sobre este material. No era la primera vez que se discutia la posibilidad de utilizar silicio enriquecido. Pero hasta ahora siempre fracasaba debido a la perfección insuficiente del monocristal [11].

En el 2004 se reunieron científicos de institutos metrológicos de Estados Unidos de América, Gran Bretaña, Australia, Italia, Japón y de la Comisión Europea, nuevamente bajo la conducción del PTB, para determinar conjuntamente la constante de Avogrado con una exactitud hasta ahora nunca lograda, usando un monocristal casi perfecto de silicio monoisotópico. El primer hito se alcanzó en el 2011 con una incertidumbre de medición relativa de $3 \cdot 10^{-8}$: se instalaron, analizaron y probaron todos los métodos necesarios de medición. Sólo la perfección de las esferas de silicio enturbió el éxito. Cuatro años después se alcanzó el objetivo de $2 \cdot 10^{-8}$, después de haber realizado amplias mejoras en la superficie del silicio.

¿Cómo se "cuentan" los átomos con exactitud?

Dado que no es realista el recuento individual de 10^x átomos ($x \approx 23$), se utiliza la perfección de un monocristal. Tales monocristales se fabrican de silicio, con muy pocos defectos e imperfecciones en la red, dado que la industria de los semiconductores dispone de una tecnología de fabricación muy avanzada. Por lo tanto, el silicio demostró ser un candidato ideal para este experimento. Para la determinación de la constante de Avogadro, o sea la cantidad de átomos en un mol, primero se determina el volumen V_{esfera} de una esfera de silicio (ver la Figura 1) y el volumen $V_{\text{átomo}}$ de un átomo utilizando un interferómetro de rayos X. De esta forma se conoce el número de átomos en la esfera. Si además se determina la masa molar M_{mol} y la masa de la esfera m_{esfera} usando la ecuación (1), se tiene la cantidad de átomos por mol. Luego queda un pequeño paso de cálculo para determinar la cantidad de átomos que hay en exactamente un kilogramo de la misma sustancia.

$$N_A = \frac{V_{\text{sphere}}}{V_{\text{atom}}} \cdot \frac{M_{\text{mol}}}{m_{\text{sphere}}} = \frac{V_{\text{sphere}} \cdot M_{\text{mol}}}{m_{\text{sphere}} \cdot \sqrt{8} \cdot d^3} \qquad (1)$$

d en la ecuación 1 es la separación entre los planos cristalográficos (220) de un cristal de Si.

Todas las magnitudes medidas deben naturalmente ser trazables a las unidades básicas del sistema SI. Por eso se determina el volumen de la esfera de silicio mediante mediciones interferométricas del diámetro de la esfera, ver la Figura 3. De esta forma se logra una topografía completa de la superficie de la esfera. Las esferas se pulieron en una primera etapa en el *Australian Centre for Precision Optics* (ACPO) y en el mejor de los casos presentaban una desviación respecto de la forma perfecta de poco menos a 10 nanómetros.

La esfera de silicio está cubierta por una capa de óxido delgada que se produce durante la operación de pulido, de unos pocos nanómetros, pero no por ello menos "molesta". Esta capa está formada casi exclusivamente de óxido de silicio, SiO_2. No se la debe tener en cuenta durante el "recuento", y por eso es necesario caracterizar su geometría y su masa. La masa de la esfera de silicio se vincula por pesaje con el prototipo nacional del kilogramo. Este paso es necesario para la transición continua entre la definición vieja y la nueva. Dado que ambas masas (o materializaciones de la medida) tienen diferentes densidades y superficie, es necesario hacer importantes correcciones de sorción y empuje. Luego los valores de masa y volumen del Si deben corregirse teniendo en cuenta la capa de óxido.

El volumen de átomos se determina a partir de las distancias entre planos cristalográficos con la ayuda de un interferómetro combinado de luz y rayos X. Todas las determinaciones de masa y de longitud se realizan en vacío, a 20 °C, porque la red cristalina depende de la presión y de la temperatura. Debido al coeficiente de dilatación del Si de aprox. $2{,}6 \cdot 10^{-6}$ /K, se debe conocer la temperatura del cristal con una exactitud mejor que 0,001 K, y debe ser la misma en cualquier laboratorio participante del mundo.

La masa molar se calcula a partir de las masas atómicas relativas de los tres isótopos contenidos en el silicio natural, ^{28}Si, ^{29}Si y ^{30}Si, y su proporción relativa, que se determina previamente por espectrometría de masas. Las masas atómicas se comparan con la masa del isótopo de carbono ^{12}C, valor de referencia para todas las masas atómicas, usando la trampa de Penning.

El experimento

No todas las magnitudes de medición fueron determinadas por todas las partes participantes del

experimento. Más bien predominó una división del trabajo: el diámetro de la esfera fue medido en el NMIJ, el NMI-A (*National Measurement Institute, Australia*) y en el PTB utilizando un interferómetro óptico especialmente desarrollado para ello, que utiliza como patrón la longitud de onda provista por un láser de helio-neón estabilizado con celda de yodo. El parámetro de red fue determinado por el INRIM en la unidad metro, usando un interferómetro de rayos X. En un experimento comparativo[1] separado, realizado en el NIST, se compararon los parámetros de red del silicio natural y enriquecido y se los verificó por cálculo. Este experimento se realizó en vacío debido a la definición de la longitud de onda óptica y a una temperatura de 20 °C en virtud de la dilatación del Si, que depende de la temperatura. La masa de la esfera se comparó en el BIPM, el PTB y el NMIJ con los patrones nacionales o internacionales de masa usando comparadores de masa. La masa molar se determinó en el PTB usando un espectrómetro de masa con plasma de acoplamiento inductivo (ICP-MS), calibrándolo con mezclas de muestras fabricadas sintéticamente. Dado que la determinación de la masa molar representaba hasta ahora el mayor factor de incertidumbre, este experimento se repitió en otros laboratorios en el marco de un ensayo interlaboratorios. Además, se realizaron multiplicidad de estudios espectrométricos para determinar los defectos del cristal.

[1] En el experimento del NIST se compararon sólo los parámetros de red. Las diferencias dependen en gran medida de la temperatura. Las mediciones del NIST se realizaron a 21 °C, las mediciones del INRIM a 20 °C.

El material

El material altamente enriquecido utilizado para las mediciones se fabricó trabajando conjuntamente con un consorcio ruso bajo la conducción del Centro de Ciencia y Tecnología (CENTROTECH) del Ministerio para la Energía Atómica de San Petersburgo y del Instituto de Química de Sustancias de Ultra Alta Pureza (IChHPS) en Nishni Novgorod. El enriquecimiento de tetrafluoruro de silicio SiF_4 gaseoso se realizó en varias etapas por centrifugado. Luego el gas se convirtió a silano o hidruro de silicio, SiH_4, se lo purificó químicamente y a partir de él se obtuvo silicio policristalino. Finalmente en el 2007 se obtuvo un monocristal en el Leibniz-Institut für Kristallzüchtung (IKZ) de Berlín (Figura 1). Para poder determinar la masa molar con exactitud, el enriquecimiento del isótopo ^{28}Si debía alcanzar al menos el 99,985 %. Para ello se establecieron, en un llamado *Road Map*, todos los pasos tecnológicos necesarios y también los métodos de estudios analíticos que debían realizar obligatoriamente por todas las partes participantes. El grado de enriquecimiento del monocristal, superior al 99,995%, y su pureza química de aproximadamente 10^{15} cm^{-3} de átomos extraños superaron ampliamente las especificaciones requeridas [12]. Para la medición de los parámetros necesarios del cristal, que tenía

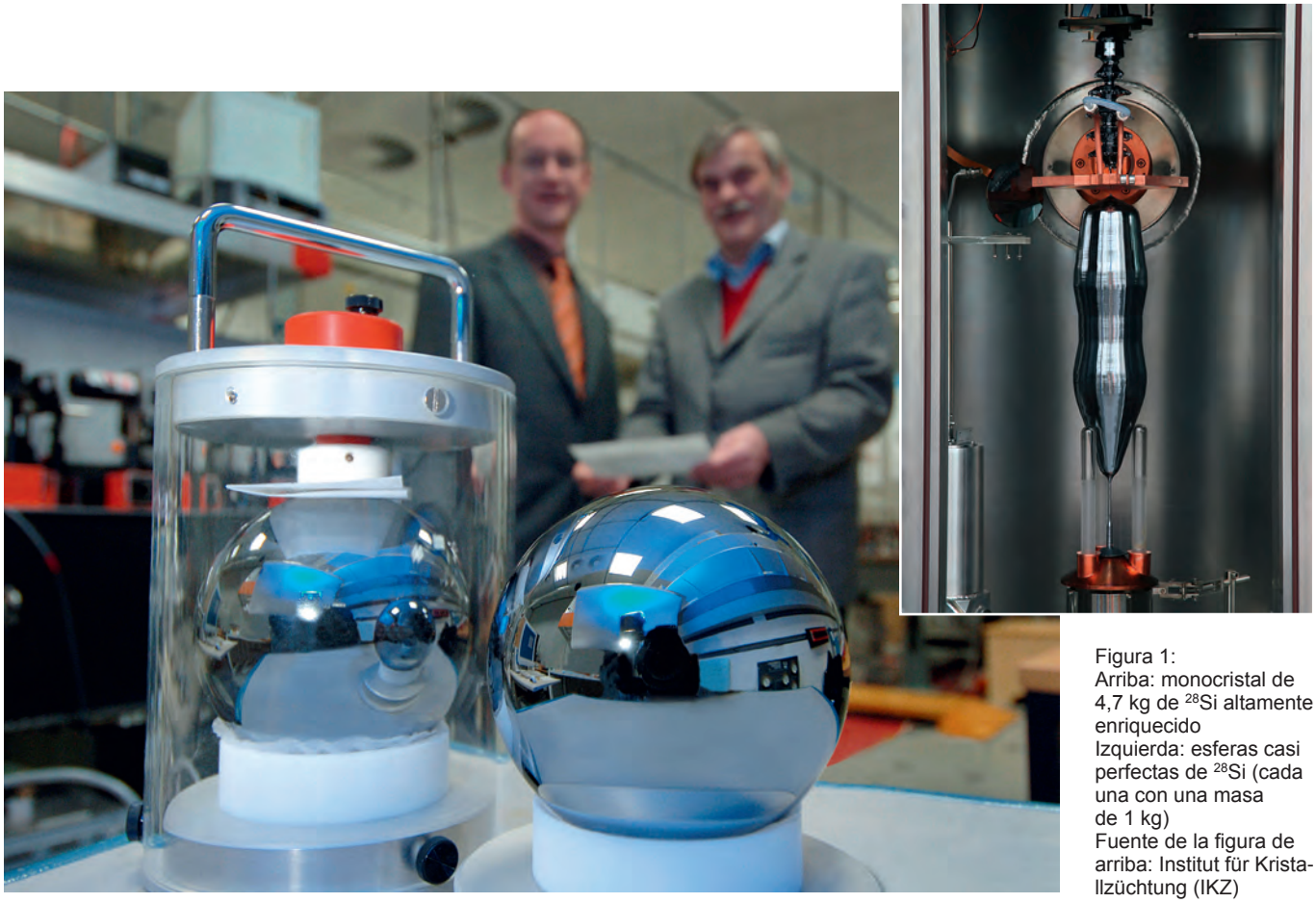


Figura 1:
Arriba: monocristal de 4,7 kg de ^{28}Si altamente enriquecido
Izquierda: esferas casi perfectas de ^{28}Si (cada una con una masa de 1 kg)
Fuente de la figura de arriba: Institut für Kristallzüchtung (IKZ)

una masa de 4,7 kg, se confeccionaron dos esferas de aproximadamente 1 kg cada una siguiendo un plan de corte detallado, un interferómetro de rayos X y una multiplicidad de muestras especiales de cristal. En el 2008, el Proyecto Avogadro recibió en Sydney dos esferas pulidas de 1 kg (con las denominaciones AVO28-S5 y AVO28-S8). Fueron confeccionadas en ACPO en Sydney prácticamente en forma artesanal por mecanizado fino.

Un primer ciclo de mediciones finalizó a mediados del 2010 y al determinar la constante de Avogadro se logró una incertidumbre de medición relativa de $3 \cdot 10^{-8}$, que después de una corrección de la calidad de la superficie de ambas esferas se pudo reducir en el 2015 a $2 \cdot 10^{-8}$. Las impurezas del cristal (ver la Tabla 1), como el carbono, el oxígeno y el boro, se midieron en el PTB con espectrómetros infrarrojos por transformada de Fourier. La espectrometría infrarroja es un método rápido y poco complicado para determinar átomos extraños en el cristal de silicio. Las impurezas del cuarto y sexto grupo principal, como el carbono y el oxígeno, se pueden medir conjuntamente a muy bajas temperaturas (7 K) [1-3]. Mientras que el oxígeno, que se ubica en los intersticios de la red, produce un ensanchamiento de la red cristalina, el carbono reemplaza a los átomos de silicio en la red cristalina, contrayendo la estructura de la red. Dado que no se dispone de muestras de calibración de contenido conocido en el caso del silicio enriquecido monoisotópico, se desarrolló un modelo para poder trasladar los factores de calibración del silicio con una composición natural de isótopos a una sustancia altamente enriquecida. Los espacios vacantes fueron analizados con la técnica de aniquilación de positrones en la Universidad de Halle, el hidrógeno con *Deep Level Transient Spectroscopy* (DLTS) en la TU Dresden y las eventuales deformaciones en la red con topografía de alta resolución en la *Photon-Factory* KEK en Japón. Las distorsiones en la red producidas por los defectos se tuvieron en cuenta durante las mediciones del parámetro de red, la masa y el volumen de la esfera. No se superó la concentración máxima de carbono de $2 \cdot 10^{15}$ cm^{-3} requerida para la incertidumbre de medición deseada de $2 \cdot 10^{-8}$.

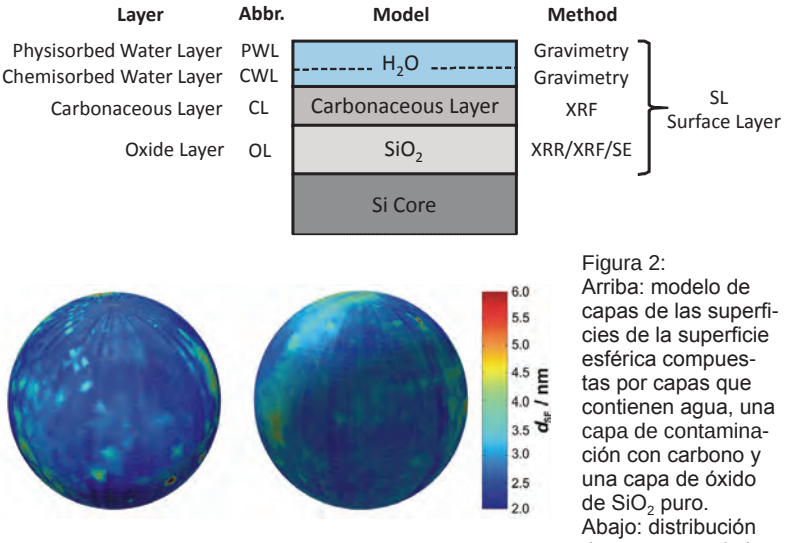


Figura 2:
Arriba: modelo de capas de las superficies de la superficie esférica compuestas por capas que contienen agua, una capa de contaminación con carbono y una capa de óxido de SiO_2 puro.
Abajo: distribución de espesores de las capas, medida por elipsometría espectroscópica en las esferas AVO28-S5 (izquierda) y AVO28S8 (derecha) [13], se muestran valores no corregidos

Superficie de la esfera*

Sobre las esferas de silicio se forma inevitablemente una capa de óxido, como sobre cualquier superficie de silicio, y también una capa de contaminación conteniendo carbono y capas con agua adsorbida (Figura 2). Todo el sistema de capas sobre la superficie puede tener un espesor de hasta 3 nm. Al realizarse estudios sobre otras esferas de silicio se creó por oxidación térmica una capa de óxido de silicio SiO_2 un poco más gruesa, para poder determinar su espesor con la ayuda de las oscilaciones que se producen con la reflectometría de rayos X (*X-ray reflectometry*, XRR). Pero el espesor de la capa térmica de óxido depende fuertemente de la orientación del cristal. Por eso, se renunció a la oxidación térmica para las esferas de silicio altamente enriquecido, y las mediciones de XRR se realizaron sobre capas de referencia de SiO_2 de obleas de silicio, determinando sus espesores con exactitud en un rango de alrededor de los 10 nm.

Para las mediciones con radiación monocromática de sincrotrón en el BESSY II se eligieron varias energías en la zona de los bordes de absorción del oxígeno, para que se diferencien notablemente las constantes ópticas del silicio y del óxido y se puedan separar los aportes de la capa de óxido y de la capa de contaminación. Simultáneamente se midió en estas capas la intensidad de la línea de fluorescencia del oxígeno utilizando el análisis por fluorescencia de rayos X (*X-ray fluorescence analysis*, XRF) a una energía de excitación de 680 eV.

* Coautor de este capítulo: Dr. Michael Krumrey, Grupo de Trabajo „Radiometría de Rayos X“, E-Mail: michael.krumrey@ptb.de

Defecto	Unidad	AVO28-S5	AVO28-S8	XINT
Carbono	10^{15} cm^{-3}	0,40(5)	1,93(19)	1,07(10)
Oxígeno	10^{15} cm^{-3}	0,283(63)	0,415(91)	0,369(33)
Boro	10^{15} cm^{-3}	0,011(4)	0,031(18)	0,004(1)
Espacios vacantes	10^{15} cm^{-3}	0,33(11)	0,33(11)	0,33(11)

Tabla 1:
Densidad de puntos defectuosos en ambas esferas (AVO28-S5, AVO28-S8) y en el cristal del interferómetro de rayos X (XINT)

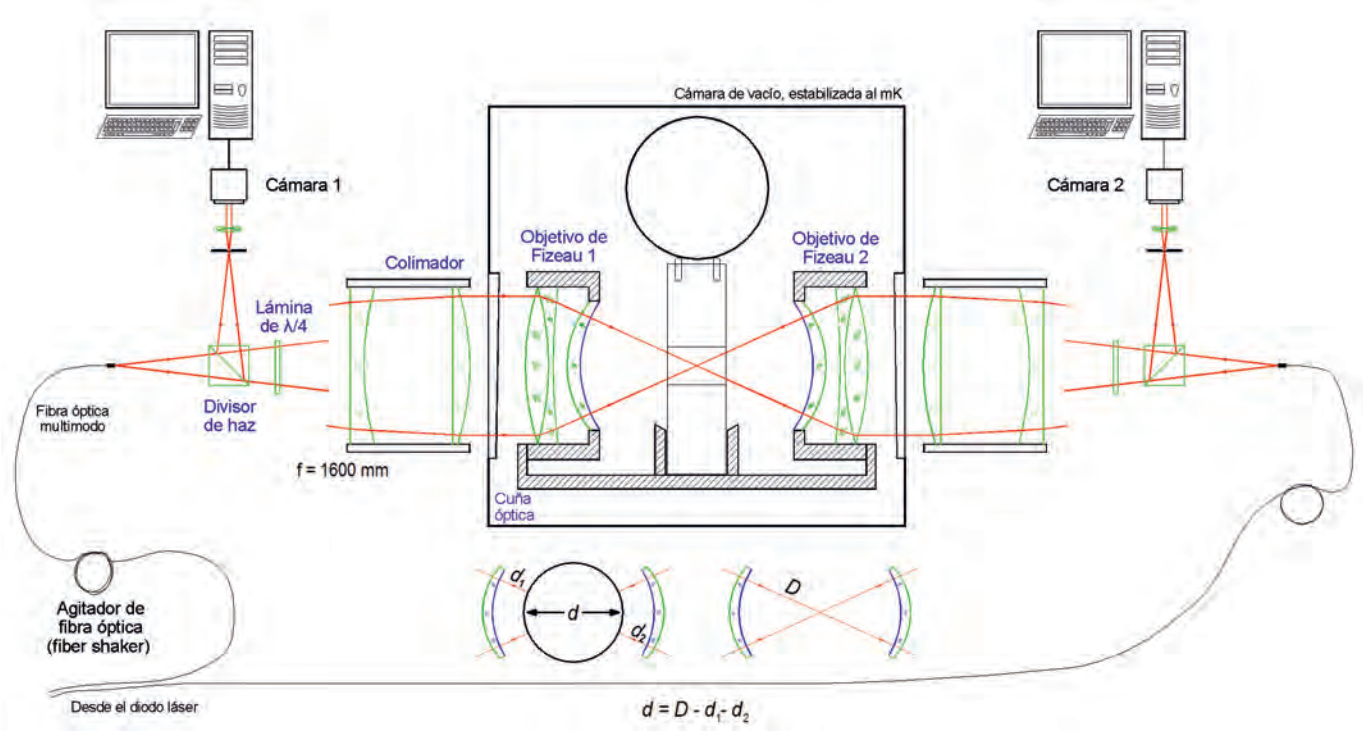


Figura 3:
Disposición esquemática del interferómetro de esfera del PTB.
La luz láser ingresa desde ambos lados en ambos objetivos, compuestos por un colimador y lentes Fizeau, a través de fibras ópticas. Un mecanismo elevador mueve y rota la esfera dentro del interferómetro. El diámetro de la esfera se determina mediante mediciones de distancia entre los objetivos con y sin esfera.

La intensidad de esta línea también fue medida por XRF sobre tres puntos caracterizados sobre las esferas, por lo que a través de la relación de intensidad y del espesor de la capa de referencia determinado por XRR se deriva el espesor del óxido en la esfera. Las mediciones correspondientes se realizaron con una capa de referencia de carbono con una energía de excitación de 480 eV, a fin de determinar también la densidad superficial de la capa de contaminación que contiene carbono. Sobre la base de los espesores de capa medidos en 3 puntos, con la ayuda de los elipsómetros espectroscópicos del PTB (Figura 2), y también del NMIJ, se registró toda la topografía de los espesores de las capas de las esferas.

Se realizaron mediciones adicionales por espectroscopía fotoelectrónica de rayos X (*X-ray photoelectron spectroscopy*, XPS) en el instituto metrológico suizo METAS de Berna para determinar la estequiometria y las posibles impurezas de la capa superficial. Se comprobó que durante la primera operación de pulido en ACPO los metales níquel y cobre de las herramientas de pulido se combinaron en forma de siliciuros, debido al pulido, en las zonas de silicio próximas a la superficie. En cambio no se encontraron indicaciones de deformaciones de la red en proximidad de la superficie.

Luego de finalizada la primera ronda de mediciones, se eliminaron las capas superficiales de ambas esferas mediante el llamado procedimiento de decapado Freckle y se volvieron a pulir, sin producir una contaminación adicional. Para ello, PTB fabricó máquinas especiales para pulir las esferas a fin de eliminar así la influencia del trabajo artesanal. Para las nuevas esferas pulidas AVO28-S5c y AVO28-S8c se obtuvieron espesores de capa de 1,76 nm o bien 1,83 nm y una masa de la capa de sólo 78 µg o bien de 86 µg frente a los más de 200 µg previos al nuevo pulido. No obstante, no se pudieron reducir todavía notablemente las incertidumbres de medición (ver la Tabla 2). Tal como puede verse en los datos publicados en el 2011 y

Tabla 2:
Espesor y masa de las capas en las superficies de las esferas

Esfera	Laboratorio	Espesor de capa / nm	Masa de la capa / µg
AVO28-S5c	PTB	1,79(24)	79,5(10.9)
	NMIJ	1,64(33)	70,4(17.7)
	Valor medio	1,76(23)	77,7(10.0)
AVO28-S8c	PTB	1,94(22)	92,2(10.2)
	NMIJ	1,41(31)	60,0(16.3)
	Valor medio	1,83(28)	85,5(14.8)

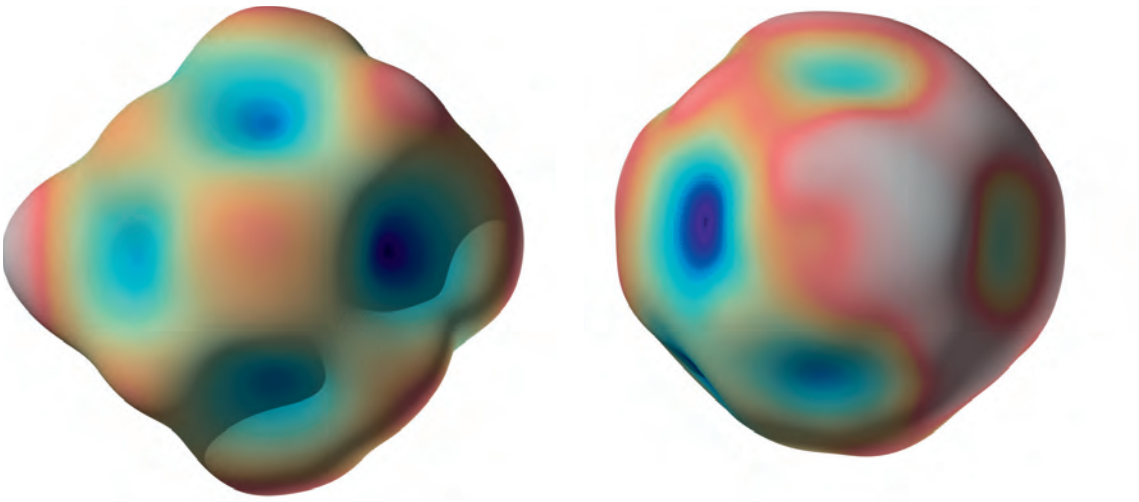


Figura 4: Topografía de la superficie de las esferas de ^{28}Si AVO28-S5c, izquierda, y AVO28-S8c, derecha. En cada caso se representan (en forma muy exagerada) las desviaciones respecto de una esfera ideal.

el 2015, la incertidumbre de medición resultante de estas consideraciones sigue siendo todavía el segundo aporte más grande a la incertidumbre total de la constante de Avogadro. La observación del espesor de la capa a lo largo de muchos meses no brindaron indicaciones de modificaciones significativas de la capa en el tiempo.

Actualmente se está poniendo en marcha en el PTB un nuevo equipo con el cual se puede estudiar con XRF y XPS cada punto de la superficie de la esfera.

Volumen de la esfera*

El volumen de las esferas de silicio se deriva de las mediciones de diámetro mediante interferometría óptica. Para ello, las esferas se colocan dentro de los espejos de un interferómetro. Se emplean dos tipos diferentes de interferómetros: en el caso de la construcción del PTB, las superficies son esféricas, mientras que en el caso del interferómetro del NMIJ y en el NMI-A fueron superficies planas. La Figura 3 muestra esquemáticamente la cons-

* Coautor de este capítulo: Dr. Arnold Nicolaus, Grupo de Trabajo „Interferometría sobre esferas“, E-Mail: arnold.nicolaus@ptb.de

Material	Capa	*n*	*k*
H_2O	CWL, PWL	1,332(10)	$1{,}54(1{,}00)\cdot 10^{-8}$
C_mH_n	CL	1,45(10)	0(0,1)
SiO_2	OL	1,457(10)	0
Si	Cuerpo sólido	3,881(1)	0,019(1)

Tabla 3: Las constantes ópticas *n* (índice de refracción) y *k* (índice de absorción) de las capas superficiales de la esfera (CWL, PWL, CL, OL, ver la Figura 2)

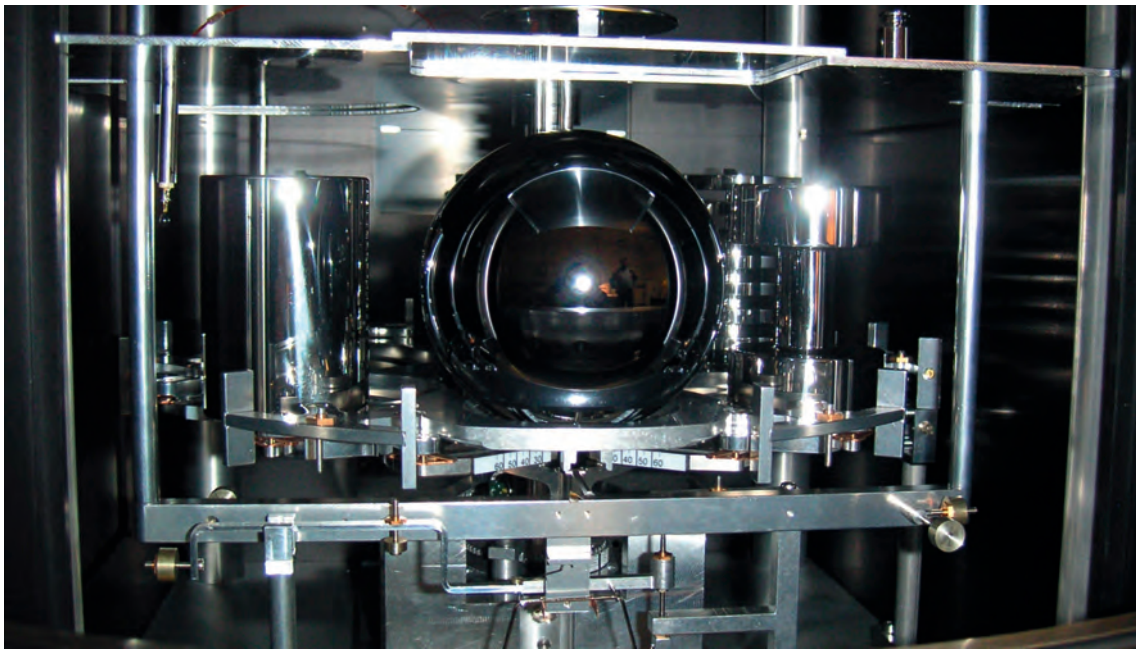


Figura 5:
Vista de la sala de pesaje de un comparador de masas con artefactos de empuje (izquierda y derecha), la esfera de Si (centro) y los artefactos de sorción (al fondo)

trucción del PTB y el método de medición. Este interferómetro utiliza ondas esféricas y por ello es el único en el mundo que determina la topografía de los diámetros en forma muy detallada. Si para obtener los resultados se aplica el llamado método de barrido punto por punto, se obtiene la forma "verdadera" de la esfera a partir de los diámetros medidos (Figura 4) [14].

La temperatura y la constancia de la temperatura, así como la forma de los frentes de ondas, son importantes magnitudes de influencia. Se logró una constancia de temperatura de unos pocos milikelvin y una incertidumbre de medición de la temperatura menor a 1 mK. Las esferas están cubiertas por una capa de óxido que influye en el salto óptico de fase de la onda luminosa sobre la superficie y en la medición del diámetro, por lo que sólo se miden diámetros aparentes. Para tener en cuenta este salto de fase deben conocerse las constantes ópticas, o sea el índice de refracción n y el índice de absorción k del modelo de capas (ver la Tabla 3).

Se pudo lograr una incertidumbre total de medición de 0,007 mm^3 para el volumen de la esfera AVO28-S8c. La Figura 4 muestra la topografía de la superficie de ambas esferas de ^{28}Si. Para un diámetro de 93,7 mm, la desviación en la esfericidad es de unos 70 nm en la AVO28-S5c, y de sólo 40 nm en la esfera S8c. La forma "cúbica" que se reconoce débilmente es causada por la forma cúbica de la red cristalina.

Se efectuaron muchas simulaciones de los frentes de onda y de sus fases en la salida de los interferómetros de esfera tanto para el interferómetro de ondas planas como para el interferómetro de Fizeau y se determinaron las correspondientes correcciones de fase así como la influencia sobre el resultado de la medición del desajuste de la trayectoria del rayo [15]. Las mediciones de diámetros elegidos de una esfera con todos los tipos de interferómetros concordaban muy bien dentro del margen de la incertidumbre de medición. También se estudió la cantidad mínima necesaria de diámetros elegidos para el cálculo del volumen. A partir de los 150 diámetros elegidos aleatoriamente no se obtenían diferencias significativas en el volumen. Si uno considera el presupuesto de incertidumbre, las desviaciones respecto de la forma de onda esférica ideal representan, con más del 80%, el contribuyente más importante.

Masa de la esfera*

Tanto para la actual determinación de las constantes de Avogadro y de Planck como para la futura realización y diseminación de la unidad se requieren comparaciones de la masa entre las esferas de silicio y los patrones de medición nacionales e internacionales con incertidumbres en el rango de unos pocos microgramos (relativa de 10^{-9}).

Debido a las grandes diferencias de densidad entre las esferas de silicio, los prototipos de platino-iridio del kilogramo y los patrones tradicionales de acero, las menores incertidumbres logradas hasta ahora se obtuvieron bajo condiciones de vacío, o sea sin las correcciones de empuje requeridas para las mediciones en el aire.

Para las determinaciones de la masa en el aire y bajo condiciones de vacío se usan comparadores de masa de 1 kg de alta resolución, colocados dentro de una cámara dentro de la cual se puede evacuar el aire. En comparación con su carga máxima, estos comparadores tienen sólo un rango de pesaje pequeño de 1 g a 2 g, pero tienen una resolución muy alta con 0,1 µg y desviaciones en la linealidad ≤ 2 µg. Para mantener lo más pequeñas posibles las diferencias de pesaje, se utilizan como suplementos patrones de masa más pequeños (derivados de un prototipo del kilogramo).

Las mediciones se realizan en vacío dentro de un intervalo de presiones de 10^{-4} Pa hasta 0,1 Pa y en el aire (10^5 Pa) bajo condiciones de presión estable y variaciones de temperatura de unos pocos milikelvin. Aquí pueden lograrse desviaciones estándar relativas ≤ $2 \cdot 10^{-10}$.

Se utilizaron artefactos especiales de sorción como patrones de transferencia entre los patrones de masa en el aire y las esferas de silicio en el vacío [16-18]. Los artefactos de sorción están formados por dos cuerpos de la misma masa, fabricados del mismo material y con las mismas propiedades de su superficie, pero que tienen una gran diferencia de superficie. A partir de la modificación de la diferencia de masa entre los cuerpos durante la transición del aire al vacío, conociendo la diferencia de superficie es posible determinar la modificación de los coeficientes de sorción y con ello hasta unos pocos microgramos de modificación de la masa.

En cambio, para las determinaciones más exactas de la masa en el aire se utilizan artefactos de empuje [19]. Los artefactos de empuje están formados por dos cuerpos de la misma masa, fabricados del mismo material y con las mismas propiedades de su superficie y que tienen una gran diferencia de volumen. A partir de la modificación de la diferencia de pesaje entre los cuerpos en el aire y el vacío, conociendo la diferencia de volumen (determinada por regla general mediante el pesaje hidrostático) es posible determinar la densidad del aire requerida para la corrección del empuje con las incertidumbres estándar relativas en el orden de $2 \cdot 10^{-5}$. Esta influencia limita actualmente la incertidumbre a alrededor de 10 µg (relativa $1 \cdot 10^{-8}$) con la cual pueden realizarse las comparaciones de masa entre las esferas de silicio y los prototipos del kilogramo en el aire.

Para la diseminación de la materialización de la futura definición del kilogramo con las esferas de silicio en el vacío, en principio no se requieren comparaciones de masa entre los patrones

* Coautor de este capítulo: Dr. Michael Borys, Grupo de Trabajo 72 „Realización de la unidad de masa", E-Mail: michael.borys@ptb.de

primarios de silicio y los patrones secundarios de platino-iridio o acero. Si se utilizan artefactos de sorción de acero y platino-iridio como patrones de transferencia entre las esferas de silicio en vacío y los patrones secundarios de platino-iridio o acero en aire, es despreciable la influencia de la corrección de empuje en el caso de comparaciones de masa en el aire entre los artefactos de sorción y los patrones de masa de la misma densidad y la influencia de la corrección de sorción está limitada a unos pocos microgramos. De esta forma es posible diseminar con casi la misma incertidumbre la unidad materializada con las esferas de silicio en el vacío a los prototipos de kilogramo de platino-iridio y los patrones tradicionales de acero.

La Figura 5 muestra la sala de pesaje de un comparador de masas con una esfera de silicio, artefactos de empuje y de sorción. Las comparaciones internacionales de masa en el aire y en vacío mostraron muy buena concordancia. A partir de mediciones realizadas en el BIPM, el NMIJ y el PTB se pudo determinar en el vacío la masa de las dos esferas de ^{28}Si con una incertidumbre estándar de alrededor de 4 µg (relativa $4 \cdot 10^{-9}$) [2, 20].

Previo a una determinación de la masa, las esferas se someten a un procedimiento específico de limpieza. Debido a las distintas capas de sorción, la diferencia entre la masa de la esfera en aire y en vacío es de aproximadamente 10 µg. Una vez sustraída la masa de las capas superficiales y hecha la corrección por las impurezas y los defectos medidos en el cristal, puede finalmente determinarse la masa buscada de la esfera de silicio puro con una incertidumbre estándar relativa $\leq 1{,}6 \cdot 10^{-8}$ (ver la Tabla 6).

Masa molar - composición de isótopos*

El método de espectrometría de masas en fase gaseosa utilizado hasta ahora para determinar la masa molar del silicio natural, requería una costosa preparación de las muestras para convertir el silicio cristalino en gas SiF_4. Además, se comprobó que, durante la preparación de las muestras de medición y calibración, una contaminación inesperadamente alta del silicio natural alteraba significativamente el resultado de medición.

Para la medición de la masa molar deben determinarse las fracciones relativas de los tres isótopos ^{28}Si, ^{29}Si y ^{30}Si. Dado que en el silicio utilizado hay aproximadamente un millón de veces más ^{28}Si que ^{30}Si, durante mucho tiempo no se pudieron superar los obstáculos técnicos para lograr la incertidumbre de medición requerida. Por eso, en el 2008, en el PTB se desarrolló el concepto de la espectrometría de masas con dilución isotópica con un "elemento virtual" (VE-IDMS) [21]. Se determina la suma del ^{29}Si y ^{30}Si como una impureza en el silicio total, sin medir el ^{28}Si. Para ello, la muestra de silicio propiamente dicha se mezcla con ^{30}Si prácticamente puro de tal forma que la proporción de isótopos ^{30}Si/^{29}Si esté ajustada en aproximadamente uno, lo que a su vez se puede determinar con una incertidumbre pequeña. La medición de las proporciones de isótopos se corrigió usando un esquema de calibración experimental y matemático nuevo [22], por lo que por primera vez se pudo hacer un cálculo cerrado de la incertidumbre utilizando una ecuación analítica completa del modelo. La utilización por primera vez de la espectrometría de masas ICP con colector múltiple en vez de la espectrometría de masas en fase gaseosa utilizada durante décadas, brindó notables ventajas técnicas de medición: aparte de la ventaja de la reducida incertidumbre de medición, por primera vez se puede medir el silicio natural omnipresente y perturbador en el espectrómetro de masas y en los productos químicos utilizados y hacer así las correcciones necesarias. En la elección del solvente se cambió de un medio hasta ahora usualmente ácido (ácido fluorhídrico) a medios alcalinos (primero soda cáustica, ahora hidróxido de tetrametilamonio, TMAH) [23]. Esto brindó un importante aporte en la reducción de la incertidumbre de medición.

En los años anteriores, muchos institutos metrológicos (NRC, NIST, NMIJ y NIM) verificaron teóricamente este procedimiento desarrollado por el PTB, lo comprobaron experimentalmente y lo aplicaron exitosamente para determinar la masa molar, lográndose resultados concordantes (ver la Tabla 4). En los últimos meses, en el PTB se confirmó con este método la homogeneidad isotópica del cristal completo, midiendo un total de 14 muestras individuales distribuidas sistemáticamente en todo el cristal. A partir de ello se determinó la masa molar actualmente más consistente $M = 27{,}976\,970\,12(12)$ g/mol (con una incertidumbre $u_{rel}(M) = 4{,}4 \cdot 10^{-9}$) [24]. Gracias al método del PTB, esto significa en los últimos 10 años una reducción de la incertidumbre de medición en un factor 100.

Las mediciones en distintos lugares del cristal demostraron que la homogeneidad en la composición de los isótopos del cristal es superlativamente buena (ver la Tabla 4).

* Coautores de este capítulo: Dr. Axel Pramann, Grupo de Trabajo "Análisis inorgánicos", E-Mail: axel.pramann@ptb.de, Dr.-Ing. Olaf Rienitz, Grupo de Trabajo "Análisis inorgánicos", E-Mail: olaf.rienitz@ptb.de

Tabla 4: Masa molar del material de Si enriquecido, medido con IDMS en diferentes laboratorios (PTB: Physikalisch-Technische Bundesanstalt, NIST: *National Institute of Standards and Technology* – EE.UU., NMIJ: *National Metrology Institute of Japan*)

Muestra	Año	*M*/(g/mol)
PTB-4-1 (S5)	2015	27,97697029(14)
NIST-5-1 (S5)	2014	27,976969842(93)
NMIJ-5-1 (S5)	2014	27,97697010(22)
PTB-8 (S8)	2014	27,97697020(17)
NIST-8-1 (S8)	2014	27,976969745(57)
NMIJ-8-1 (S8)	2014	27,97697014(21)
PTB-9-1 (S8)	2015	27,97697008(11)

* Coautor de este capítulo: Dr. Ulrich Kuetgens, Grupo de Trabajo "Óptica de Rayos X", E-Mail: ulrich.kuetgens@ptb.de

Parámetro de red*

La Figura 6 muestra el principio del interferómetro de desplazamiento de rayos X. Está compuesto por tres láminas de cristal S, M y A, de aprox. 1 mm de espesor. Debido a la reflexión de Bragg de los rayos X en las láminas S y M, en la lámina A se origina un campo de ondas estacionarias con un período igual a la distancia entre planos cristalográficos. Si uno desplaza la lámina A a través de este campo de ondas, es posible contar los planos de la red gracias al efecto Moiré entre el campo de ondas y la red.

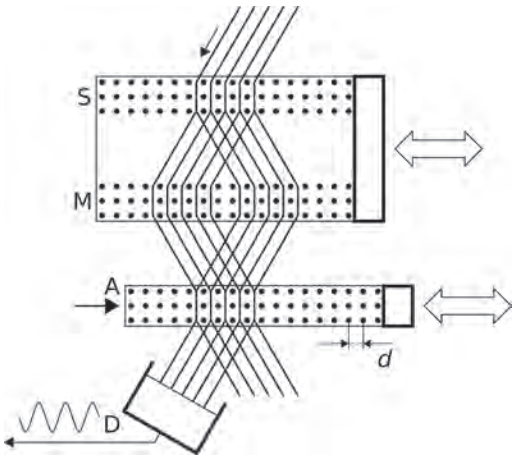


Figura 6:
Principio del interferómetro de desplazamiento de rayos X: la trayectoria de los rayos se corresponde con el de un interferómetro óptico de Mach-Zehnder

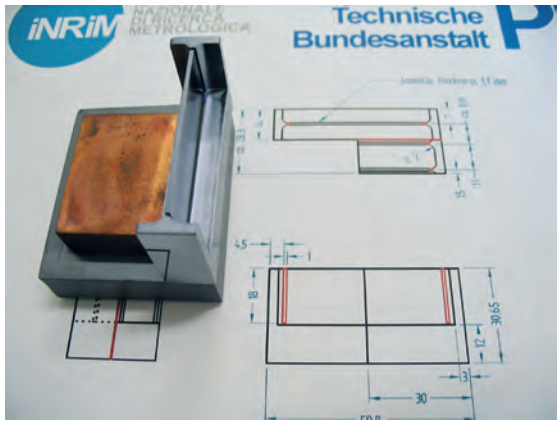


Figura 7:
Lámina A del interferómetro de rayos X con bloque de cobre para la determinación de la temperatura.
Dimensiones: Largo 50 mm, ancho 15 mm, alto 30 mm

Tabla 5:
Determinación de la constante de Avogadro con Si enriquecido: presupuesto simplificado de la incertidumbre para la esfera AVO28-S5c

Magnitud	Incertidumbre relativa/10^{-9}	Aporte/%
Masa molar	5	6
Parámetro de red	5	6
Capa superficial	10	23
Volumen de la esfera	16	59
Masa de la esfera	4	4
Defectos del cristal	3	2
Total	21	100

No hace falta conocer la longitud de onda de los rayos X. El desplazamiento se mide ópticamente con un interferómetro láser. El recorrido del desplazamiento de la lámina es de aprox. 1 mm, sin inclinaciones en el rango de los subnanoradianes. Interferómetros auxiliares y sensores capacitivos, con realimentación en línea, se ocupan de que exista una orientación perfecta. Para que haya un buen contraste de la interferencia, los espesores de las tres láminas deben concordar muy bien en el rango de los µm.

Para ello, en el marco del proyecto Avogadro, el PTB instaló un laboratorio ultrapreciso para el procesamiento del silicio. El cristal del interferómetro se fabricó con una fresadora de precisión de 3 coordenadas usando herramientas rotativas de diamante, las tolerancias de fabricación estaban en el orden de unos pocos µm. El parámetro de red se midió en forma absoluta en el INRIM. Las mediciones comparativas de distancias entre planos cristalográficos sobre diferentes muestras de ^{28}Si y un cristal natural de Si usando un difractómetro de rayos X de cristal único del NIST, brindaron los siguientes resultados: las diferentes zonas del cristal presentan un parámetro de red muy homogéneo y se diferencian sólo por la influencia de las distintas densidades de defectos. La diferencia entre las distancias entre planos cristalográficos de un cristal enriquecido y uno natural se corresponde muy bien con los valores calculados a partir de la proporción de isótopos [25].

Se mejoraron los siguientes puntos del equipo de medición en comparación con la primera ronda de medición del 2011: el diodo láser de 633 nm utilizado hasta ahora fue reemplazado por un láser Nd:YAG de 532 nm; se recalibró la medición de temperatura y se eliminaron las contaminaciones superficiales de los cristales del interferómetro. Si midió tanto el lado anterior como el posterior de la lámina A con la finalidad de reconocer posibles deformaciones del cristal debido a la fijación o la gravedad. También se corrigieron las influencias debido a la temperatura y las impurezas. Se logró una incertidumbre total de medición de $0{,}34 \cdot 10^{-18}$m.

El último "recuento"

Las incertidumbres de medición de todos los parámetros medidos y del resultado total se determinaron usando la *Guide to the expression of Uncertainty in Measurement* (GUM). Por motivos de redundancia, para las magnitudes más importantes se efectuaron al menos dos mediciones independientes. Se realizaron determinaciones independientes de la masa molar en el NIST norteamericano, el NRC canadiense y otros laboratorios, que soportan los resultados obtenidos por el PTB. En otro experimento, se verificaron las diferencias de densidad

relativas de $1 \cdot 10^{-8}$ derivadas de las mediciones de volumen y masa de ambas esferas. Si se sumergen las esferas de Si en un líquido de la misma densidad, ambas flotan. Los cambios mínimos en la densidad producen un movimiento de las esferas hacia arriba o abajo, que pueden compensarse mediante una modificación de la presión hidrostática sobre el líquido. Este aparato de flotación alcanza una incertidumbre de medición relativa de $1 \cdot 10^{-8}$ y sirve para verificar también la homogeneidad de la densidad del cristal ^{28}Si [26]. En la Tabla 5 se detallan los aportes al presupuesto de incertidumbre. Los mayores aportes provienen de la caracterización de la superficie y de la determinación del volumen de la esfera. La Tabla 6 muestra los resultados finales de la masa molar, la densidad y el parámetro de red, indicados en forma separada para ambas esferas. En el marco de la redefinición del kilogramo, el valor medio ponderado $N_A = 6{,}022\ 140\ 76(12) \cdot 10^{23}\ \mathrm{mol}^{-1}$ representa uno de los valores de entrada más exactos hasta el presente. La Figura 8 muestra la comparación de las mediciones más exactas disponibles actualmente de la constante de Avogadro, donde se convirtieron los resultados con la balanza de Watt usando la relación $N_A h = 3{,}990\ 312\ 7110(18) \cdot 10^{-10}$ Js/mol. El valor más preciso de la constante de Avogadro obtenido con las mediciones con la balanza de Watt concuerda muy bien con el valor aquí publicado.

Tabla 6:
Masa molar, parámetro de red, masa y volumen de ambas esferas AVO28-S5c y AVO28-S8c y constante de Avogadro calculada a partir de ellos

Magnitud	Unidad	AVO28-S5c	AVO28-S8c
M	g/mol	27,97697009(15)	27,97697009(15)
a	pm	543,0996219(10)	543,0996168(11)
V	cm^3	430,8912891(69)	430,7632225(65)
m	g	999,698359(11)	999,401250(16)
$\rho = m/V$	$\mathrm{kg/m}^3$	2320,070943(46)	2320,070976(51)
N_A	$10^{23}\ \mathrm{mol}^{-1}$	6,022 140 72(13)	6,022 140 80(14)

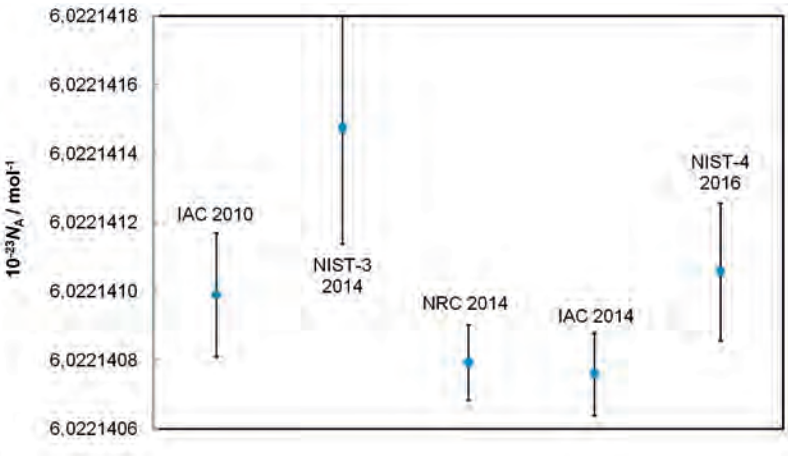


Figura 8:
Resumen de las determinaciones más exactas de la constante de Avogadro hasta el momento (IAC: *International Avogadro Coordination*, NIST: *National Institute of Standards and Technology* – EE.UU., NRC: *National Research Council of Canada*)

Futuro

Aparte de las aplicaciones metrológicas en la determinación de la constante de Avogadro para la realización y la diseminación de las unidades kg y mol, las esferas de silicio, siendo un material de un monocristal, se adecuan especialmente para estudios de estabilidad del patrón originario del kilogramo. Existe el plan de incorporar en el BIPM varias esferas de Si en el llamado *Ensemble of Reference Mass Standards*, vincularlas con patrones primarios de diferentes realizaciones (experimentos de Avogadro y de las balanzas de Watt) y utilizarlas para la diseminación de la unidad.

Otras posibilidades de aplicación del ^{28}Si enriquecido, se basan en la casi inexistencia del isótopo ^{29}Si con su espín y la falta de ampliación de las líneas espectrales debido a la pureza isotópica. Así, se pudieron describir totalmente de nuevo los estados de enlace del Cu en el Si en cristales de ^{28}Si dopados con Cu [27] y emplear el ^{28}Si como material base para el desarrollo de nuevos sistemas de información cuántica [28]. También se está considerando utilizar en este campo de aplicación el ^{28}Si como base para grafeno[29]. Otras posibles aplicaciones del material se basan en su reducida conductividad térmica, especialmente a bajas temperaturas [30].

A mediano plazo deben completarse los experimentos para reducir la incertidumbre de medición relativa a $1 \cdot 10^{-8}$ y menos, mediante la fabricación de superficies de esferas y objetivos esféricos de mejor calidad. Para ello, en los próximos años se fabricarán más esferas de silicio enriquecido con un grado de enriquecimiento del 99,998 %.

Sobre la base de la incertidumbre de medición de $2 \cdot 10^{-8}$ lograda en el experimento de Avogadro, en el caso de una redefinición del kilogramo, su diseminación se iniciará con una incertidumbre de medición de también 20 µg. Este valor se corresponde con los requisitos mínimos del *Comité Consultivo de Masa y Magnitudes Relacionadas* (CCM) [31]. Estos requisitos deben cumplirse previo a una redefinición, a fin de evitar efectos negativos sobre la realización y la diseminación de la unidad de masa [32].

Los resultados aquí descritos son una parte esencial de un proyecto muy importante para la metrología, que es la redefinición de las unidades, y son ya un hito para los estudios de estabilidad de los patrones de masa actuales: ya que se parte de una deriva de la escala de masa de al menos 0,5 µg

por año, con la ayuda de las esferas de Si, se podría observar por primera vez esta deriva en un período de 10 años. El CCM requiere tres determinaciones independientes de la constante de Planck para una redefinición de la unidad de masa en el 2018. Esta condición se cumple con los resultados del proyecto Avogadro, la balanza de Watt del RNC y la nueva balanza de Watt del NIST (NIST-4). Desde el punto de vista del PTB, ya no hay nada en el camino de la redefinición de la unidad kilogramo.

Agradecimientos

Los autores de este artículo, aparte de sus propias tareas científicas, tuvieron (P. B.) y tienen (H. B.) una función coordinadora como jefe del proyecto Avogadro. Los autores quieren agradecer por eso a todos sus colegas del proyecto Avogadro por todas las etapas técnicas de producción, servicios técnicos de medición, evaluaciones matemáticas y (¡esto también!) las decisiones político-científicas. Todas estas contribuciones individuales conforman la base del éxito del proyecto Avogadro. Algunos colegas contribuyeron especialmente en las tareas descritas, por lo cual le queremos agradecer especialmente: Birk Andreas, Guido Bartl, Michael Borys, Ingo Busch, Bernd Güttler, Michael Krumrey, Ulrich Kuetgens, Arnold Nicolaus, Axel Pramann, Olaf Rienitz y Detlef Schiel.

Bibliografía

[1] *B. Andreas, Y. Azuma, G. Bartl, P. Becker, H. Bettin, M. Borys, I. Busch, M. Gray, P. Fuchs, K. Fujii, H. Fujimoto, E. Kessler, M. Krumrey, U. Kuetgens, N. Kuramoto, G. Mana, P. Manson, E. Massa, S. Mizushima, A. Nicolaus, A. Picard, A. Pramann, O. Rienitz, D. Schiel, S. Valkiers, A. Waseda*; Determination of the Avogadro constant by counting the atoms in a ^{28}Si crystal, Phys. Rev. Lett. **106** (2011) 030801

[2] *Y. Azuma, P. Barat, G. Bartl, H. Bettin, M. Borys, I. Busch, L. Cibik, G. D'Agostino, K. Fujii, H. Fujimoto, A. Hioki, M. Krumrey, U. Kuetgens, N. Kuramoto, G. Mana, E. Massa, R. Meeß, S. Mizushima, T. Narukawa, A. Nicolaus, A. Pramann, S. A. Rabb, O. Rienitz, C. Sasso, M. Stock, R. D. Vocke Jr, A. Waseda, S. Wundrack, S. Zakel*; Improved measurement results for the Avogadro constant using a ^{28}Si-enriched crystal, Metrologia **52** (2015) 360–375

[3] International determination of the Avogadro constant, special issue, ed. by *E. Massa and A. Nicolaus*, Metrologia **48** (2011) 1–119

[4] *I. M. Mills, P. J. Mohr, T. J. Quinn, B. N. Taylor, E. R. Williams*; Redefinition of the kilogram, ampere, kelvin and mole: a proposed approach to implementing CIPM recommendation 1 (CI-2005) Metrologia **43** (2006) 227–246

[5] *P. Becker, P. De Bièvre, K. Fujii, M. Gläser, B. Inglis, H. Lübbig, G. Mana*; Consideration on future redefinitions of the kilogram, the mole and of other units, Metrologia **44** (2007) 1–14

[6] *U. Bonse, M. Hart*; An x-ray interferometer. Appl. Phys. Lett. **6** (1965) 155–156

[7] *P. Becker, K. Dorenwendt, G. Ebeling, R. Lauer, W. Lucas, R. Probst, H.-J. Rademacher, G. Reim, P. Seyfried, H. Siegert*; Absolute measurement of the (220) lattice plane spacing in a silicon crystal, Phys. Rev. Lett. **46** (1981) 1540–1543

[8] *P. Seyfried, P. Becker, A. Kozdon, F. Lüdicke, F. Spieweck, J. Stümpel, H. Wagenbreth, D. Windisch, P. De Bièvre, H. H. Ku, G. Lenaers, T. J. Murphy, H. J. Peiser, S. Valkiers*; A determination of the Avogadro Constant, Z. Phys. B Condensed Matter **87** (1992) 289–298

[9] *P. Becker, H. Bettin, H.-U. Danzebrink, M. Gläser, U. Kuetgens, A. Nicolaus, D. Schiel, P. De Bièvre, S. Valkiers, P. Taylor*; Determination of the Avogadro constant via the silicon route, Metrologia **40** (2003) 271–287

[10] *P. Becker*; History and progress in the accurate determination of the Avogadro constant, Rep. Prog. Phys. **64** (2001) 1945–2008

[11] *Yu. V. Tarbeyev, A. K. Kaliteyevsky, V. I. Sergeyev, R. D. Smirnov, O. N. Godisov*; Scientific, Engineering and Metrological Problems in Producing Pure ^{28}Si and Growing Single Crystals, Metrologia **31** (1994) 269–273

[12] *P. Becker, D. Schiel, H.-J. Pohl, A. K. Kaliteyevsky, O. N. Godisov, G. G. Devyatykh, A. V. Gusev, A. D. Bulanov, S. A. Adamchik, V. A. Gavva, I. D. Kovalev, N. V. Abrosimov, B. Hallmann-Seiffert, H. Riemann, S. Valkiers, P. Taylor, P. De Bièvre, E. M. Dianov*; Large-scale production of highly enriched ^{28}Si for the precise determination of the Avogadro constant, Meas. Sci. Technol. **17** (2006) 1854–1860

[13] *I. Busch, Y. Azuma, H. Bettin, L. Cibik, P. Fuchs, K. Fujii, M. Krumrey, U. Kuetgens, N. Kuramoto, S. Mizushima*; Surface layer determination for the Si spheres of the Avogadro project, Metrologia **48** (2011) 62–82

[14] *G. Bartl, M. Krystek, A. Nicolaus, W. Giardini*; Interferometric determination of the topographies of absolute sphere radii using the sphere interferometer of PTB. Meas. Sci. Technol. **21** (2010) 115101

[15] *B. Andreas, I. Ferroglio, K. Fujii, N. Kuramoto, G. Mana*; Phase corrections in the optical interferometer for Si sphere volume measurements at NMIJ, Metrologia **48** (2011) 104–111

[16] *R. Schwartz*; Precision determination of adsorption layers on stainless steel mass standards by mass comparison and ellipsometry: Part II. Sorption phenomena in vacuum, Metrologia **31** (1994) 129–136
[17] *A. Picard, H. Fang*; Methods to determine water vapour sorption on mass standards, Metrologia **41** (2004) 333–339
[18] *A. Picard, N. Bignell, M. Borys, S. Downes, S. Mizushima*; Mass comparison of the 1 kg silicon sphere AVO#3 traceable to the International Prototype K, Metrologia **46** (2009) 1–10
[19] *M. Gläser, R. Schwartz, M. Mecke*; Experimental Determination of Air Densitiy Using a 1 kg Mass Comparator in Vacuum, Metrologia **28** (1991) 45–50
[20] *A. Picard, P. Barat, M. Borys, M. Firlus, S. Mizushima*; State-of-the-art mass determination of ^{28}Si spheres for the Avogadro project, Metrologia **48** (2011) 112–119
[21] *O. Rienitz, A. Pramann, D. Schiel*; Novel concept for the mass spectrometric determination of absolute isotopic abundances with improved measurement uncertainty: Part 1 – theoretical derivation and feasibility study, Int. J. Mass Spectrom. **289** (2010) 47–53
[22] *G. Mana, O.Rienitz*; The calibration of Si isotope ratio measurements, Int. J. Mass Spectrom. **291** (2010) 55–60
[23] *A. Pramann, O. Rienitz, D. Schiel*; Silicon Isotope Ratios Affected by Sodium-Induced Broadband Interference in High Resolution Multicollector-ICPMS, Analytical Chemistry **84** (2012) 10175–10179
[24] *A. Pramann, K-S. Lee, J. Noordmann, O. Rienitz*; Probing the homogeneity of the isotopic composition and molar mass of the ‚Avogadro'-crystal, Metrologia **52** (2015) 800–810
[25] *S. W. Biernacki*; The Influence of Temperature, Isotope Composition and Impurities on the Lattice Parameter of Si, Metrologia **31** (1994) 251–254
[26] *H. Bettin, H. Toth*; Solid density determination by the pressure-of-flotation method, Meas. Sci. Technol. **17** (2006) 2567–2573
[27] *M.L.W. Thewalt, M. Steger, A. Yang, N. Stavrias, M. Cardona, H. Riemann, N. V. Abrosimov, M. F. Churbanov, A. V. Gusev, A. D. Bulanov, I. D. Kovalev, A. K. Kaliteevskii, O. N. Godisov, P. Becker, H.-J. Pohl, J. W. Ager III, E. E. Haller*; Can highly enriched ^{28}Si reveal new things about old defects? Physica B **401–402** (2007) 587–592
[28] *S. Simmons, R. M. Brown, H. Riemann, N. V. Abrosimov, P. Becker, H.-J. Pohl, M.L.W. Thewalt, K. M. Itoh, J. J. L. Morton*; Entanglement in a solid-state spin ensemble, Nature **470** (2011) 69–72
[29] *C. Williams*; Comunicación privada 2011
[30] *P. Becker, H.-J. Pohl, H. Riemann, N. Abrosimov*; Enrichment of silicon for a better kilogram, feature article, Phys. Stat. Sol. A **207** (2010) 49–66
[31] [CCM 2013] Consultative Committee for Mass and Related Quantities (CCM), Report of the 14th meeting (2013) to the International Committee for Weights and Measures, http://www.bipm.org/utils/common/pdf/CC/CCM/CCM14.pdf (último acceso el 13.06.2016)
[32] *M. Gläser, M. Borys, D. Ratschko, R. Schwartz*; Redefinition of the kilogram and the impact on its future dissemination, Metrologia **47** (2010) 419–428

Equilibrio electromecánico – la balanza de Watt

Michael Gläser*

Resumen

Como introducción se explica la historia de la creación de la balanza de Watt y su importancia para el nuevo sistema internacional de unidades (SI). Se detalla la motivación que llevó a la idea de la balanza de Watt como un método experimental para vincular las magnitudes eléctricas con el kilogramo, el metro y el segundo, prometiendo una mayor exactitud en comparación con pruebas anteriores. Se describe el principio de la balanza de Watt y la realización de la tensión y la corriente a través de los efectos cuánticos macroscópicos de Josephson y Hall cuántico a través de la constante de Planck y la carga elemental. Se presenta cómo funcionan las balanzas de Watt actualmente más importantes y se muestran en un gráfico sus resultados en comparación con el resultado del proyecto Avogadro y con el valor CODATA basado además en cálculos teóricos. Para finalizar se describe la diseminación de la unidad kilogramo a partir de los patrones de masa utilizados en la balanza de Watt hasta llegar a las pesas que se utilizan en la industria, en los mercados o para la verificación metrológica de las balanzas.

1. Introducción

Historia

André-Marie Ampère fue el primero en desarrollar una balanza de corriente después que descubrió las fuerzas magnéticas producidas sobre conductores por los que circula corriente. Uno puede imaginarse a esta balanza de corriente como dos conductores paralelos, de los cuales uno es móvil y está unido a un balancín, cuya posición de equilibrio se puede ajustar a través de una pesa deslizante (Figura 1). Si ahora circulan corrientes eléctricas por ambos conductores y en el mismo sentido, ellos se atraen y se restablece el equilibrio deslizando la pesa en el balancín del otro lado del conductor. Si las corrientes fluyen en sentido contrario, la pesa se coloca del lado del conductor. Lord Kelvin desarrolló posteriormente una balanza que con la ayuda de bobinas permitía correlacionar una corriente eléctrica conocida con una fuerza mecánica medible (Figura 2). En las unidades actuales esto significa que la unidad ampere se correlaciona con una fuerza establecida con las unidades metro, kilogramo y segundo. En el año 1948 se definió finalmente la unidad ampere utilizando una disposición idealizada de acuerdo con la balanza de corriente de Ampère.

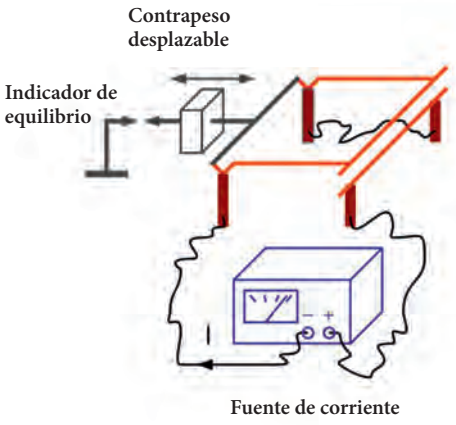


Figura 1: Esquema de una balanza de corriente de Ampère (según Wikipedia)

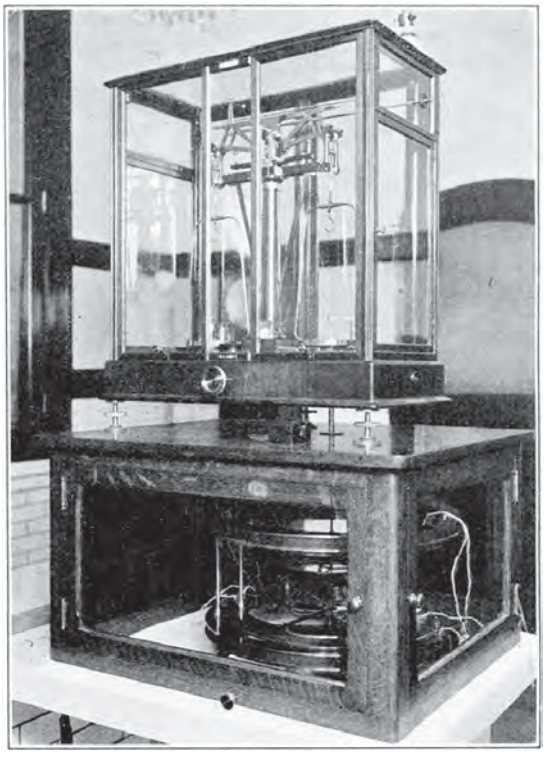


Figura 2: Balanza de corriente en el NIST 1912. En el compartimiento superior hay una balanza de brazos iguales, en el de abajo está la bobina magnética que cuelga del brazo derecho de la balanza [4].

* Dr. Michael Gläser, antiguo jefe de laboratorio del PTB "Unidad de masa" y luego del departamento técnico del PTB "Mecánica de los sólidos", E-Mail:glaeser-braunschweig@t-online.de

La disposición descrita en la definición, con conductores de longitud infinita, naturalmente no se puede realizar, por lo que se eligieron arreglos experimentales con bobinas para realizar la unidad ampere. La diferencia de ambas geometrías puede calcularse con exactitud. Pero la densidad de corriente en los conductores de la bobina no es constante en toda su sección, por lo que la separación geométrica de las bobinas no concuerda con la separación de las corrientes eléctricas [1]. Pero en esas mediciones [2] no se pudo reducir la incertidumbre relativa de unos pocos 10^{-6}, como se esperaba a principios de los años 70 del siglo XX. La magnitud crítica era la inducción magnética que requería un conocimiento exacto de la distribución de la corriente también en el interior de los conductores de la bobina y de la distribución del campo magnético en el espacio. Brian Kibble fue el primero que en 1975 propuso un método de medición con el cual ya no iban a hacer falta tales mediciones [3] (ver el cap. 4.). Así, en un primer experimento con la balanza de corriente tradicional se proponía comparar la fuerza ejercida sobre un conductor en un campo magnético y por el cual circula una corriente eléctrica con el peso de un patrón de masa. En un segundo experimento, con la misma disposición, había que mover el conductor eléctrico dentro del campo magnético y generar así una tensión entre sus extremos (ver cap. 2). Si se combinan las ecuaciones de ambos experimentos de tal manera que se elimina la inducción magnética, se obtiene una relación entre la corriente, la tensión, la masa, la aceleración de la gravedad y la velocidad, magnitudes que se pueden medir con una exactitud notablemente mayor que la inducción magnética. Poco después que Kibble publicó esta propuesta, comenzó él mismo en el *National Physical Laboratory* (NPL, Gran Bretaña), y también un equipo en el *National Bureau of Standards* (NBS, hoy: *National Institute of Standards and Technology*, NIST, EE.UU.), con la construcción de los aparatos correspondientes, que más tarde recibieron el nombre de "balanza de Watt". Ambos institutos utilizaban conceptos diferentes. Mientras que el NPL utilizó una balanza de brazos iguales existente y un imán permanente, el NBS usó una polea en vez de un balancín y una bobina superconductora para generar el campo magnético. En 1998, el *Swiss Federal Office of Metrology* (OFMET, hoy METAS, Suiza) comenzó con la construcción de una balanza de Watt. Su concepto se diferencia de los otros dos. Para comparar las fuerzas se utiliza un comparador de masas comercial, el movimiento vertical se ejecuta con un balancín doble y los dos modos de ensayo están separados mecánicamente. También comenzaron a construir balanzas de Watt el *Bureau International des Poids et Mesures* (BIPM, Francia) y otros institutos metrológicos nacionales, como el *Laboratoire National de Métrologie et d'Essais* (LNE, Francia), el *Korea Research Institute of Standards and Science* (KRISS, Corea del Sur) y el *Measurement Standards Laboratory* (MSL, Nueva Zelanda). El *National Metrology Institute of Japan* (NMIJ, Japón), el *Ulusal Metroloji Enstitüsü* (UME, Turquía) y el *D.I. Mendeleyew Institute for Metrology* (VNIIM, Federación Rusa) planifican próximamente construir una balanza de Watt. En el *National Institute of Metrology* (NIM, China) se comenzó a construir una balanza usando un principio un poco diferente: una balanza de Joule, en la que se equiparan las energías eléctrica y mecánica.

Importancia de la balanza de Watt para el nuevo SI

En el nuevo Système international d'unités (SI) previsto para el año 2018 se van a establecer los valores de algunas constantes naturales. Estos valores están formados por un número y una dimensión. Esta última está compuesta por el producto de unidades. De esta manera se definen indirectamente las unidades utilizadas con estos valores, por ejemplo, el kilogramo, metro, segundo, ampere o kelvin. En la balanza de Watt se reemplaza el producto de la corriente y la tensión por dos frecuencias y la constante de Planck (ver cap. 3), aprovechando dos efectos cuánticos macroscópicos: el efecto de Josephson para la tensión y el efecto Hall cuántico para la resistencia. La balanza de Watt establece en consecuencia esta relación entre una masa, la aceleración de la gravedad, una velocidad, dos frecuencias y la constante de Planck. Así se define el kilogramo a través del metro, el segundo y la constante de Planck. El metro ya está definido y también lo será en el futuro a través del valor de la velocidad de la luz (ver el artículo en esta revista *Interferometría – ¿cómo le extraigo una longitud a la luz?*), mientras que el segundo lo está a través de una constante atómica, la duración del período de una transición de la estructura hiperfina del isótopo ^{133}Cs (ver el artículo *¿Cómo hace tic tac un reloj atómico?*, en esta revista). Así, a través de la definición de la constante de Planck en el nuevo SI, la balanza de Watt es una posible realización de la unidad kilogramo. Va a haber también otras realizaciones, siempre que se refieran a las constantes naturales establecidas, como por ejemplo el experimento de Avogadro (ver el artículo en esta revista *Contando átomos para masa y cantidad de sustancia*).

2. Del kilogramo al watt

La balanza de Watt puede realizarse con diferentes disposiciones (ver cap. 4). Para comprender el principio se utilizará aquí una polea, que se hace

cargo de la función del balancín de una balanza de brazos iguales (Figura 3). Uno de ambos experimentos (modos) en el que se opera la balanza de Watt es el modo estático. En uno de ambos extremos del cordón se coloca un patrón de masa (una pesa) sobre un platillo. En el otro extremo del cordón se cuelga una bobina a través de la cual circula una corriente y que está posicionada de tal manera en el campo de un imán, que se genera una fuerza vertical hacia abajo. Si están en equilibrio el peso del patrón de masa y la fuerza electromagnética de la bobina, el producto de la masa del patrón m y de la aceleración local de la gravedad g es igual al producto de la corriente en la bobina I, la densidad del campo magnético B y la longitud del conductor de la bobina L:

$$mg = I\,B\,L \qquad (1)$$

La ecuación (1) es válida en el vacío. En el aire, es necesario corregir el peso debido al empuje del aire. Ahora puede calcularse la corriente I a partir de m, g, B y L. Dado que la densidad de flujo magnético no se puede determinar con una exactitud suficiente, en un segundo experimento se opera la balanza en el modo dinámico. En este caso, en vez de la fuente de corriente, a los extremos de la bobina se conecta un voltímetro. En el otro extremo del cordón, en vez del patrón de masa se conecta un accionamiento que mueve la polea de tal forma que la bobina se desplace en el campo magnético a una velocidad constante. Esto hace que en la bobina se induzca una tensión que se registra con el voltímetro. Este efecto se conoce de la dínamo y se deriva de las ecuaciones de Maxwell. La velocidad de desplazamiento se mide con un interferómetro láser. La tensión generada U es entonces igual al producto de B, L y de la velocidad v:

$$U = B\,L\,v \qquad (2)$$

Si las ecuaciones (1) y (2) se escriben en forma vectorial, también puede reconocerse la dirección de la fuerza. En la práctica sirve también la regla de tres dedos, por ejemplo para la ecuación (1): el pulgar muestra la dirección de la corriente, el índice la dirección de las líneas del campo magnético y el dedo medio doblado indica la dirección de la fuerza (de Lorentz). Pero la ecuación (2) sólo vale cuando en el modo dinámico la bobina se mueve en un tramo en el cual el campo magnético es constante. Este no es el caso en la práctica. Pero dado que uno puede ajustar la velocidad de una forma suficientemente constante y que uno conoce el punto dentro del tramo donde se mide en forma estática, es posible obtener un modelo de la falta de homogeneidad del campo magnético a partir de la tensión medida y tener en cuenta la corrección correspondiente. Es posible ahora combinar las ecuaciones (1) y (2) de forma de eliminar el producto BL:

$$\frac{U}{v} = \frac{mg}{I}$$

o

$$UI = mgv \qquad (3)$$

A ambos lados de la ecuación (3) tenemos ahora una potencia, cuya unidad es el "watt". Por eso esta balanza recibe el nombre de balanza de Watt. Pero esta ecuación no puede visualizarse en forma sencilla. Porque las potencias provienen de dos experimentos diferentes. En otras palabras: en el experimento no aparece ni la potencia eléctrica (lado izquierdo) ni la mecánica (lado derecho). Son potencias ficticias resultantes de la combinación de dos ecuaciones. A pesar de ello la ecuación es físicamente correcta. La magnitud común de ambos experimentos es el producto de la inducción magnética y una longitud, que se eliminaron por cálculo.

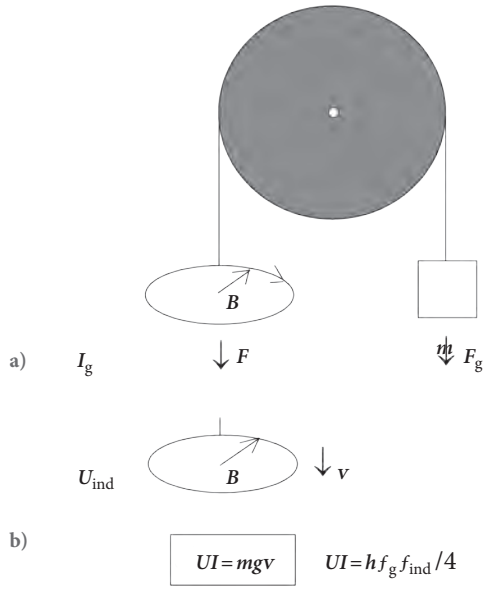


Figura 3: Principio de la balanza de Watt, I_g corriente en la bobina, B campo magnético radial, F fuerza electromagnética, m masa de una pesa, F_g el peso, U_{ind} tensión inducida, v velocidad en el modo dinámico, g aceleración de la gravedad, h constante de Planck, f_g, f_{ind} frecuencias de microondas de la tensión de Josephson [5]

3. Del watt a las constantes de Planck. ¿Cómo *h* establece el watt y finalmente el kilogramo?

La corriente y la tensión en la ecuación (3) pueden medirse en unidades del sistema SI anterior. Pero para poder hacerlas trazables a una constante natural, la constante de Planck, se utilizan los efectos de Josephson y Hall cuántico (ver artículo en esta revista *Contar electrones para medir corriente*). Sin entrar aquí en detalles, sólo se indicarán las relaciones entre las magnitudes decisivas. Así, según la ecuación (4), la tensión de Josephson U_J depende de una radiación de microondas de la

frecuencia f, un número entero n_1, la constante de Planck h y de la carga elemental e.

$$\frac{U_J}{f} = \frac{n_1 h}{2e} \tag{4}$$

Para n_1=1, el valor inverso del lado derecho de la ecuación (4) recibe el nombre del descubridor del efecto "constante de Josephson". Por su descubrimiento, el británico Brian D. Josephson obtuvo en 1973 el Premio Nobel de física. Según la ecuación (5), la resistencia Hall cuántica R_H depende de la constante de Planck h, otro número entero n_2 y del cuadrado de la carga elemental e.

$$R_H = \frac{h}{n_2 e^2} \tag{5}$$

Para n_2=1, el lado derecho de la ecuación (5) recibe el nombre del descubridor del efecto "constante de von-Klitzing". Por el descubrimiento de este efecto, el físico alemán Klaus von Klitzing obtuvo en 1985 el premio Nobel de física. La corriente I de la ecuación (3) se mide de acuerdo con la ley de ohm, ecuación (6), con la ayuda de una resistencia R y una tensión U.

$$I = \frac{U}{R} \tag{6}$$

Por eso para el lado izquierdo de la ecuación (3) se miden la tensión U_m en el modo dinámico y la tensión U_g y la resistencia R_g, ambos en el modo estático. Entonces se obtiene para el watt eléctrico:

$$U_J I = \frac{1}{4} n_{1m} n_{1g} n_2 f_m f_g h \tag{7}$$

donde el subíndice m se refiere al modo dinámico y el subíndice g al modo estático. La ecuación (7) muestra ahora como h establece el watt. Después de igualarlo con el watt mecánico según la ecuación (3) y el correspondiente pasaje de términos se obtiene:

$$m = \frac{1}{4} n_{1m} n_{1g} n_2 f_m f_g \frac{h}{g_V} \tag{8}$$

La ecuación (8) muestra como h define al kilogramo un otro valor de masa. De esta manera, luego de la redefinición del kilogramo, con la balanza de Watt va a ser posible en el futuro determinar la masa m de un patrón de masa a partir del valor establecido para la constante de Planck (unidad Js = kg m^2/s), para lo cual se miden dos frecuencias (unidad 1/s^2), la aceleración local de la gravedad (unidad m/s^2) y una velocidad (unidad m/s).

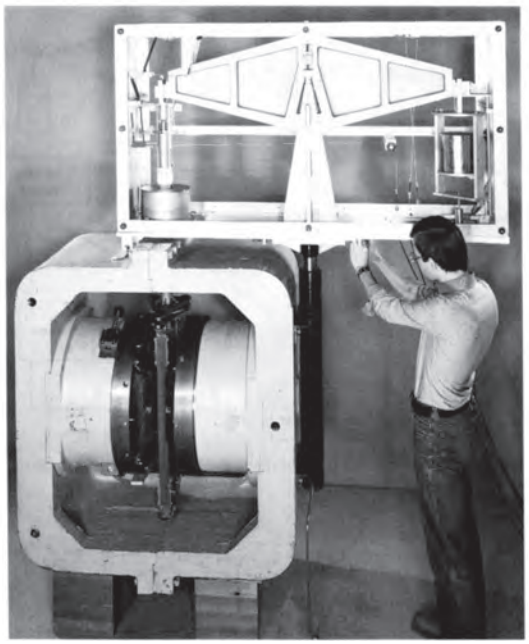


Figura 4:
Balanza de Watt de NPL MARK 1. Arriba el balancín de la balanza, abajo izquierda los polos magnéticos con la bobina móvil que cuelga del brazo izquierdo del balancín [6]

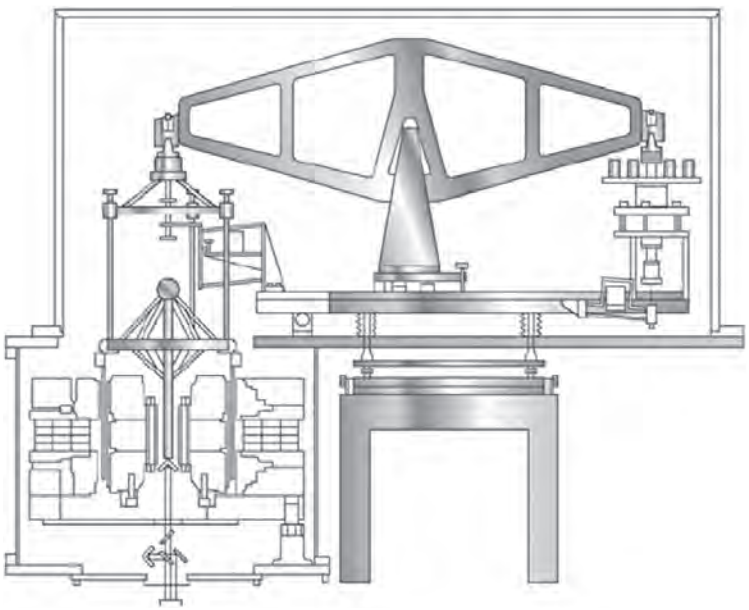


Figura 5:
Esquema de la balanza de Watt de NPL MARK 2. Del brazo izquierdo del balancín cuelgan dos bobinas desplazadas verticalmente que están dentro de campos magnéticos axiales, encima hay un dispositivo para colocar y sacar una pesa de 1 kg. Del brazo derecho del balancín cuelga un contrapeso de 500 g [7, 16].

4. Las dos balanzas de Watt más importantes

La balanza de Watt de NRC/NPL

La balanza de Watt que se encuentra actualmente en el *National Research Council* (NRC, Canadá) constituye un desarrollo posterior de la balanza de Watt del *National Physical Laboratory* (NPL, Gran Bretaña).

En 1975, en la *Fifth International Conference on Atomic Masses and Fundamental Constants* en París, Brian Kibble (NPL) propuso realizar la

unidad ampere de otra manera. Su presentación fue publicada en 1976 en el siguiente tomo de las conferencias [1]. En la primera parte de su presentación describió una medición del comportamiento giromagnético del protón en un campo magnético intenso. El aparato utilizado estaba compuesto por una balanza de brazos iguales de 44 kilogramos de capacidad máxima, que en uno de los brazos tenía colgada una pesa, mientras que en el otro brazo tenía una bobina rectangular cuyos arrollados horizontales estaban dispuestos en forma perpendicular a un campo magnético horizontal (Figura 4). El campo magnético se generó entre los dos polos de un imán permanente. En el campo magnético también estaba posicionada la muestra sobre la cual se medía la frecuencia de precesión del protón. En la segunda parte de su presentación, Kibble propuso utilizar el mismo aparato para que en un primer paso se compare el peso de una pesa colocada en la balanza con la fuerza electromagnética ejercida sobre la bobina por la cual circulaba una corriente; y en un segundo paso desplazar la bobina a través del campo magnético y medir así la tensión inducida (ver cap. 2). El objetivo de tales mediciones era obtener la relación entre el ampere según su definición en el SI y el ampere como cociente de las unidades tensión y resistencia obtenidas en el laboratorio correspondiente.

No mucho después se modificó correspondientemente la balanza en el NPL para ejecutar las mediciones previstas. Primero recibió el nombre de *Moving-Coil Apparatus* y luego el nombre *Watt Balance*, ya que el watt es la unidad de la magnitud con la cual se compara una potencia mecánica con una eléctrica.

En 1990 se modificó la disposición del imán y de la bobina. Se colgó una bobina cilíndrica (corta) de eje vertical en un campo magnético radial dispuesto horizontalmente (Figura 5). En realidad son dos bobinas desplazadas axialmente con un arrollamiento opuesto entre ellas, que cuelgan en campos magnéticos radiales de polos opuestos. Un campo magnético radial se obtiene mediante dos imanes circulares, en los que se enfrentan polos iguales. Dado que ambos polos se repelen, las líneas de campo magnético que salen de ellos se desvían, siendo guiadas en forma paralela entre sí y hacia el espacio entre los polos en forma radial hacia afuera. Un esquema de la balanza de Watt del NIST muestra el curso de las líneas del campo, ver la Figura 6. Para reducir los errores sistemáticos, en el modo estático se procede de manera distinta a la arriba descrita (cap. 2). El modo estático se ejecuta en dos pasos. El brazo de la balanza que está frente a la bobina se carga con 500 g. En un primer paso se hace pasar por las bobinas una corriente que retenga en la balanza el peso de 500 g. En el segundo paso, usando un mecanismo controlado por control remoto, se carga el conjunto con la bobina móvil con una pesa de 1 kg y se hace pasar por las bobinas una corriente de signo contrario que hace que el conjunto de la bobina cargado con 500 g, que tira hacia abajo, sea levantado hasta llegar a la posición de equilibrio. En 1992 se puso todo el aparato en una cámara de vacío a fin de eliminar la influencia del empuje del aire y las variaciones de la presión atmosférica sobre el peso. Para poder medir la velocidad de la bobina móvil en el modo dinámico se utilizó un interferómetro láser. Para medir la aceleración de la gravedad se empleó un gravímetro absoluto.

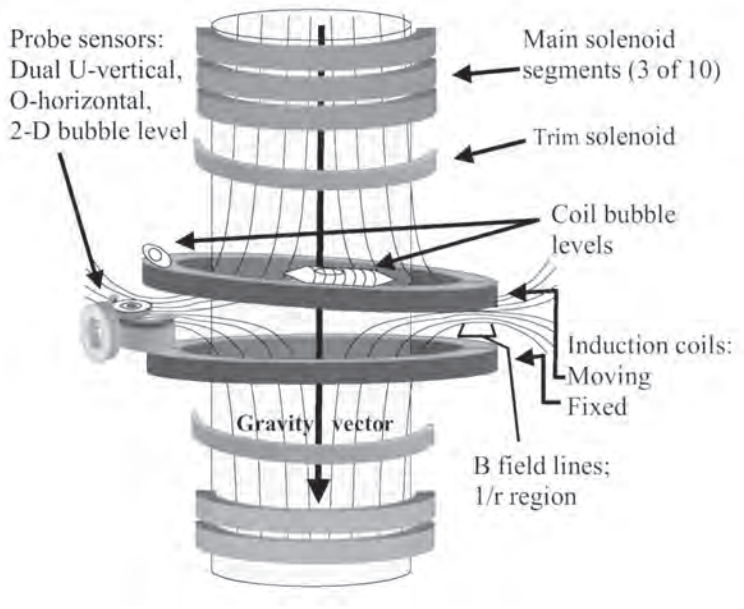


Figura 6:
Esquema de las líneas del campo magnético y de la disposición de las bobinas superconductoras así como de la bobinas de inducción móviles y fijas de la balanza de Watt en el NIST. Las bobinas de inducción inclinadas muestran una orientación errónea típica. Los sensores y niveles de burbuja sirven para reconocer la orientación de las bobinas [8].

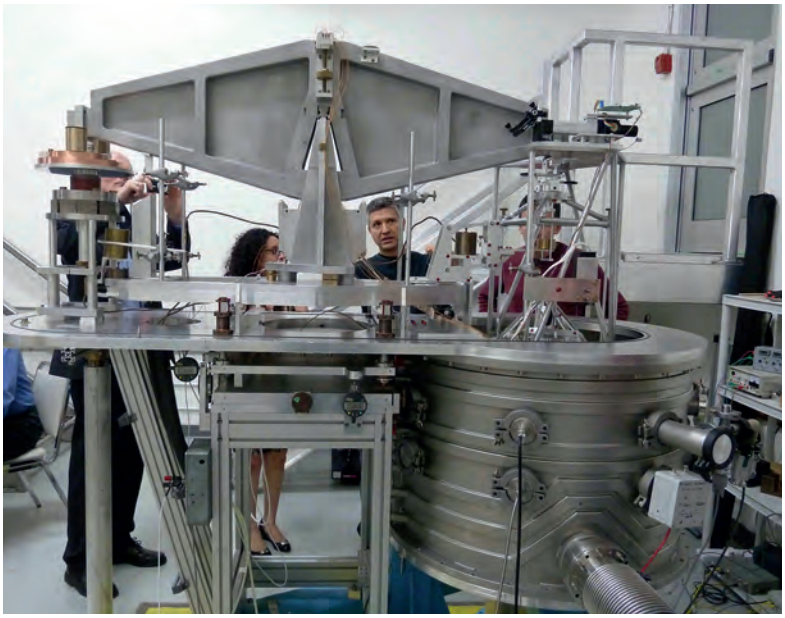


Figura 7:
La balanza de Watt del NRC, se sacó la tapa de la cámara de vacío. (Foto: Autor)

Entre el 2009 y el 2011 se llevó esta balanza de Watt del NPL al NRC, donde se la reconstruyó (Figura 7). En el NRC se le introdujeron otras mejoras y se emplearon nuevos instrumentos de medición. En la sala de medición subterránea instalada existen condiciones ambientales más estables, como por ejemplo, menos vibraciones del subsuelo en comparación con el NPL. De esta forma se pudo mejorar notablemente la incertidumbre de medición (ver cap. 5).

La balanza de Watt del NIST

Mientras que en el NRC se usa un balancín, el NIST emplea una polea (Figura 8). Una polea tiene la ventaja que en el modo dinámico el movimiento de la bobina es exactamente vertical y no posee una componente horizontal, como es el caso en el caso de los balancines. Pero una polea también tiene desventajas, por ejemplo el cordón puede retorcerse y conducir a torsiones indeseadas en la bobina colgada. En el NIST la bobina también cuelga dentro de un campo magnético radial, pero aquí es generado por dos bobinas. Al principio eran bobinas de conducción normal a temperatura ambiente. Pero luego se cambió por bobinas superconductoras. Una ventaja del campo magnético generado por las bobinas en comparación con los imanes permanentes es que se pueden efectuar mediciones con diferentes intensidades de campo magnético, verificando así la confiabilidad de las mediciones. Mientras que el sistema bobina-imán de la balanza de Watt de NRC es relativamente compacto, ya que la bobina está insertada en una ranura cilíndrica del imán complejo, el sistema en el NIST tiene dimensiones notablemente más grandes (Figuras 9 y 10). La balanza de Watt del NIST posee para su control una bobina fija adicional igual a la bobina móvil. Para una mejor diferenciación, de ahora en adelante llamaremos ambas bobinas como "bobinas de inducción". Ambas bobinas de inducción rodean a las bobinas superconductoras. Por eso existe un intenso campo magnético disperso hacia fuera. El que entra a la sala, tiene que dejar afuera tarjetas de crédito y relojes a fin de evitar que se dañen. Para separar la zona de la polea y de las pesas de la influencia del campo magnético, todo el aparato está construido en dos niveles. Después de las primeras mediciones en el aire ambiente, la balanza de Watt de NIST también fue colocada dentro de una cámara de vacío. Para impedir las torsiones arriba citadas, el cordón fue realizado con 50 alambres de platino-tungsteno paralelos y adicionalmente el sistema de suspensión, de tres brazos desplazados 120° entre sí, se mantiene alineado en forma electrostática.

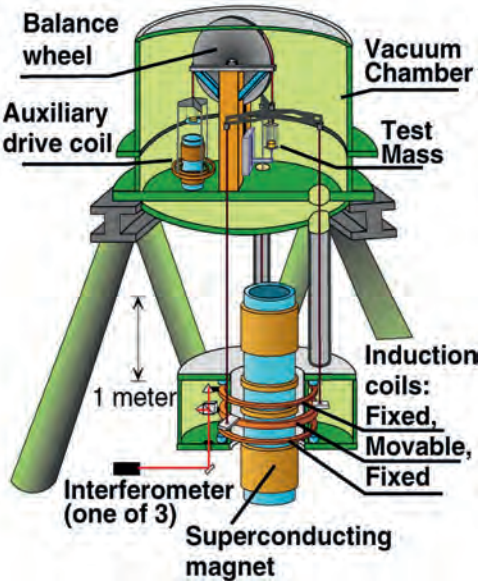


Figura 8: Esquema de la balanza de Watt del NIST. La parte superior con la polea y la pesa están suficientemente lejos de las bobinas superconductoras (abajo) de forma que su campo magnético no influya sobre la posición de equilibrio [9].

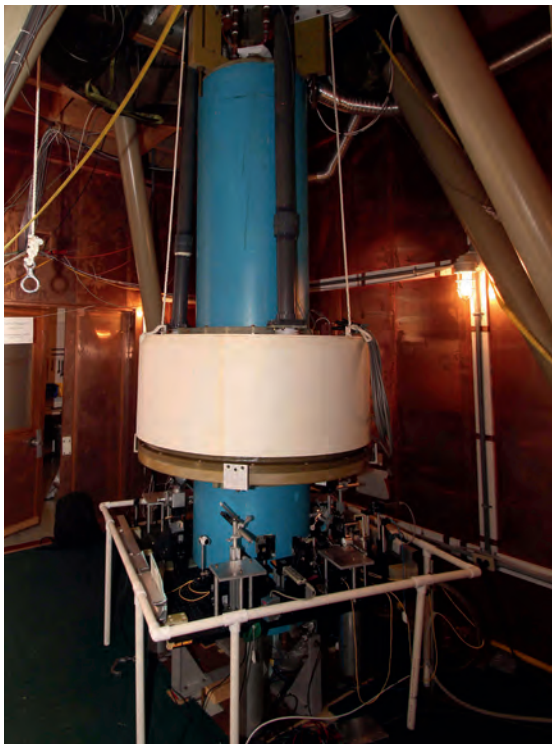


Figura 9: La balanza de Watt del NIST, parte inferior. En los cilindros azules están las bobinas superconductoras del imán, en el anillo blanco las bobinas de inducción, estas últimas en el vacío. (Foto: Autor)

Efectos perturbadores

Además de los efectos citados como el empuje del aire, la falta de homogeneidad del campo magnético y las posibles torsiones, los siguientes efectos son de gran importancia para la exactitud de las mediciones:

- errores en la orientación vertical de la bobina móvil o de la orientación paralela de las fuerzas;
- posibles oscilaciones horizontales, que se generan en el modo dinámico o al cambiar la carga;
- vibraciones del subsuelo;
- la sensibilidad a los cambios de temperatura tanto del imán permanente, como del resistor utilizado;

- deficiente blindaje contra perturbaciones electromagnéticas externas;
- error en la determinación de la aceleración de la gravedad en el lugar de la pesa;
- error en la consideración de las modificaciones temporales de la aceleración de la gravedad;
- propiedades deficientes del patrón de masa utilizado (magnéticas, cambiantes).

Los efectos perturbadores fueron reducidos al mínimo posible en los laboratorios afectados tomando las medidas correspondientes, incluso trabajando con modelos.

5 Resultados de medición

En las primeras mediciones con las balanzas de Watt en el NPL y el NIST se lograron incertidumbres relativas de alrededor de 10^{-6} para la determinación de la constante de Planck, comparables con las mediciones previas de corriente con la balanza de corriente. Con el experimento para la determinación de la constante de Avogadro, por ejemplo en el PTB, también se puede determinar la constante de Planck mediante la conversión usando otras constantes naturales. Pero pronto se produjo una discrepancia inaceptable respecto de los resultados con las balanzas de Watt. Recién en los últimos años, a través de mejoras en ambos tipos de experimentos, se produjo una concordancia admisible. Mientras tanto, uno de los experimentos logró alcanzar la incertidumbre relativa de $2 \cdot 10^{-8}$ requerida por los grupos internacionales. La Figura 11 muestra los últimos resultados en la determinación de la constante de Planck.

Las incertidumbres relativas de los resultados del NRC y de la *International Avogadro Coordination* (IAC) están en $2 \cdot 10^{-8}$ o menos y cumplen con ello una parte de los requisitos del Comité Consultatif pour la masse et les grandeurs apparantées (CCM), la del NIST, con $5{,}6 \cdot 10^{-8}$ está apenas un poco más arriba. Pero con estos resultados no se cumple el requisito de consistencia, ya que el resultado del NIST está demasiado lejos de los del NRC y del IAC.

Queda esperar si con las nuevas mediciones futuras estos tres resultados se vuelvan consistentes entre sí. Para el 2018 queda todavía un poco de tiempo. El resultado del LNE, si bien es consistente con los otros tres, $3 \cdot 10^{-7}$ es una incertidumbre relativa demasiado grande como para cumplir con las condiciones para una redefinición.

6 Diseminación de la unidad de masa

La pesa utilizada en la balanza de Watt, llamada aquí "A", cuya masa exacta se determina usando la ecuación (8), se utiliza posteriormente para determinar la masa de otras pesas a través de una cadena consecutiva de pesajes comparativos, llegando finalmente a las pesas que se utilizan en la práctica para el pesaje de mercancías o para la verificación metrológica de balanzas. La pesa A está hecha de un material de alta calidad, especialmente no magnético, como por ejemplo oro, una aleación de platino-iridio o silicio. Las otras pesas de la cadena son de acero inoxidable o de fundición de hierro, que son significativamente más baratos.

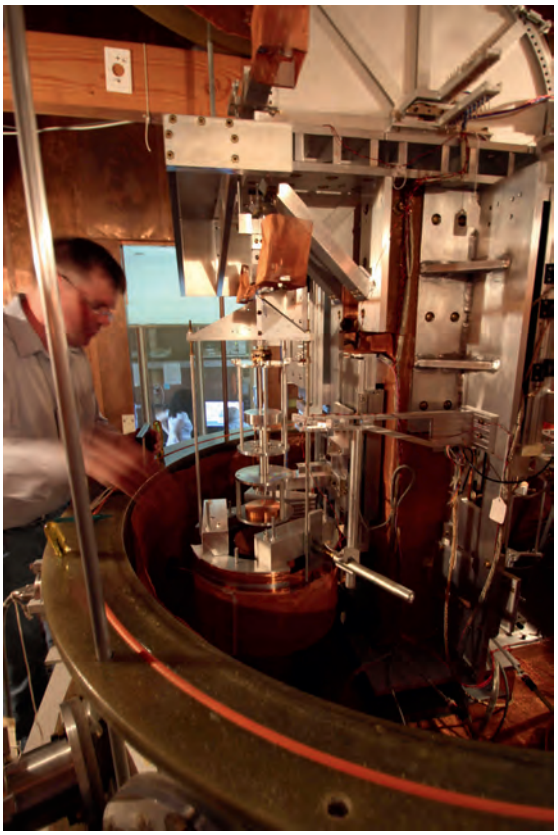


Figura 10:
La balanza de Watt del NIST, nivel superior con cámara de vacío abierta, en el medio la suspensión con el dispositivo de cambio de la pesa. La polea está más arriba. (Foto: Autor)

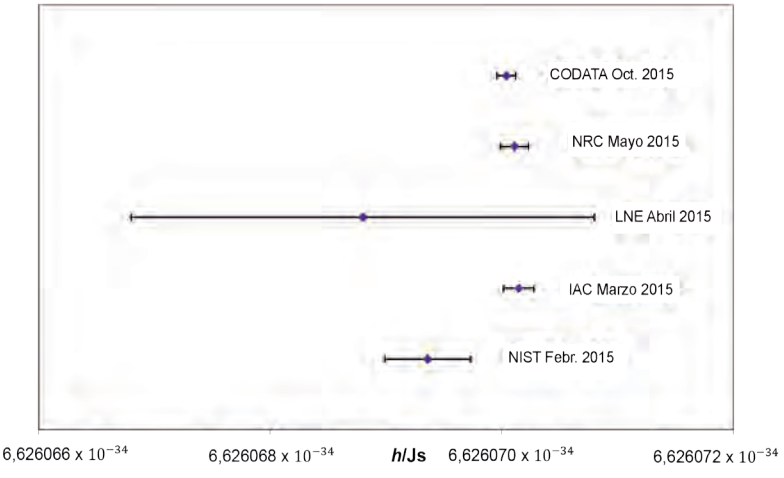


Figura 11:
Constante de Planck – resultados de medición del año 2015: NIST [10], IAC [11], LNE [12], NRC [13], CODATA [14]

Actualmente, en el marco de un estudio piloto se están comparando los patrones de masa utilizados en las balanzas de Watt y el experimento de Avogadro con el prototipo internacional del kilogramo. Esta comparación se hace vía patrones de transferencia y un conjunto de patrones de masa disponibles en el BIPM. Después de la redefinición, este conjunto será también una materialización del kilogramo para su diseminación a partir de una de las futuras realizaciones (balanza de Watt o experimento de Avogadro).

En un primer paso se deja ingresar aire en la balanza de Watt evacuada. Luego, en un aire ambiente normalmente húmedo, sobre la superficie de la pesa A se va a depositar una película de moléculas de agua. Esto aumenta su masa, dependiendo este aumento de la humedad relativa ambiente. Esta variación de la masa se determina mediante mediciones comparativas en vacío y en aire con una humedad relativa conocida entre una pesa B similar y otra pesa C con (casi) la misma masa pero de diferente forma con mayor superficie. La pesa C está formada por una serie de discos. Las relaciones de variación de masa respecto de la superficie así determinadas para diferentes humedades relativas del aire sirven para corregir la masa de A. Luego, con la pesa A se calibran las pesas D de los institutos metrológicos nacionales. Ellas calibran luego las pesas E de los organismos de verificación metrológica o de los laboratorios de calibración. Con las pesas E se verifican metrológicamente las pesas en la industria o en los mercados, o también las balanzas que se utilizan en el comercio o en otros ámbitos regulados legalmente. Ya no hace falta tener en cuenta la humedad del aire para las pesas que utilizan los organismos de verificación metrológica y los laboratorios de calibración, dado que tales variaciones se encuentran dentro de los límites de error.

En el curso de los meses y los años, las pesas se modifican adicionalmente debido a la absorción de aerosoles, especialmente de hidrocarburos y partículas de polvo incluidas. Para volver al valor de masa original durante la calibración, las pesas tienen que limpiarse una y otra vez, al igual que los cristales de las ventanas y los espejos, para eliminar la capa formada en su superficie. Las pesas sometidas a supervisión legal (verificación metrológica), que deben verificarse metrológicamente de nuevo después de un tiempo determinado, no requieren por lo general tales limpiezas.

7 Futuro

Los constantes trabajos desde hace unos 40 años sobre la balanza de Watt con la finalidasd de lograr una mayor exactitud para determinar el valor de la constante de Planck llegaron a un nivel que en los próximos años permitirá la redefinición del kilogramo a través de la definición de estas constantes naturales. Los organismos internacionales responsables previeron que la redefinición se haga en el año 2018. Tal como puede verse en la Figura 11, todavía debe mejorar la concordancia del valor del NIST con los otros resultados.

Bibliografía

[1] *F. J. Ahlers*; Comunicación privada

[2] *P. Vigoureux*; 1965, A Determination of the Ampere, Metrologia **1**, pág. 3–7

[3] *B.P. Kibble*; 1976, A measurement of the gyromagnetic ratio of the proton by the strong field method, in: Sanders, J.H. and Wapstra, A. H., Atomic Masses and Fundamental Constants 5, Plenum New York, Pág. 545–551

[4] *E.B. Rosa, N. E. Dorsey and J. M. Miller*; 1912, A determination of the international ampere in absolute measure, *Bull. Bur. Stand.* **8,** pág. 269–393

[5] *M. Gläser and M. Borys*; 2009, Precision mass measurements, Rep. Prog. Phys. **72** (32 pág.), doi:10.1088/0034-4885/72/12/126101

[6] *B.P. Kibble, R.C. Smith and I.A. Robinson*; 1982, A moving coil apparatus for realising the S.I. ampere, Proc. Conf. on Precision Electromagnetic Measurements CPEM 1982, pág. H3–H4

[7] *B.P. Kibble, I.A. Robinson and J.H. Belliss*; 1990, Redefining the kilogram via moving-coil apparatus, Proc. Conf. on Precision Electromagnetic Measurements CPEM 1990, pág. 178–179

[8] *R. Steiner*; *D. Newell and E. Williams*; 2005, Details of the 1998 Watt Balance Experiment Determining the Planck Constant, J. Res. NIST, **110,** pág. 1–26

[9] *R.L Steiner, D.B. Newell, E.R. Williams, R. Liu and P. Gournay*; 2005, The NIST project for the electronic realization of the kilogram, IEEE Trans. Instrum. Meas. **54**, pág. 846–849

[10] *S. Schlamminger et al.*; 2015, A summary of the Planck constant measurements using a watt balance with a superconducting solenoid at NIST, Metrologia **52**, pág. L5–L8

[11] *Y. Azuma et al.*; 2015, Improved measurement results for the Avogadro constant using a ^{28}Si-enriched crystal, Metrologia **52**, pág. 350–375

[12] *M. Thomas et al.*, 2015, First determination of the Planck constant using the LNE watt balance, Metrologia **52**, pág. 433–443

[13] *C.A. Sanchez et al.*; 2015, Corrigendum to the 2014 NRC determination of Planck's constant, Metrologia **52**, pág. L23

[14] http://physics.nist.gov/constants

Artículos específicos

[15] *R. Steiner*; 2013, History and progress on accurate measurements of the Planck constant, Rep. Prog. Phys. **76** (46 pág.) doi: 10.1088/0034-4885/76/1/016101.

[16] *M. Stock*; 2013, Watt balance experiments for the determination of the Planck constant and the redefinition of the kilogram, Metrologia **50**, pág. R1–R16

[17] *A. Eichenberger*, *G. Genevès and P. Gournay*; 2009, Determination of the Planck constant by means of a watt balance, Eur. Phys. J. Special Topics **172**, pág. 363–383

[18] *M. Gläser*; 2008, Neudefinition des Kilogramm, PTB-Mitteilungen 118, Número 2, pág. 65–70

¿Cuánta energía hay en la temperatura? Determinación de la constante de Boltzmann

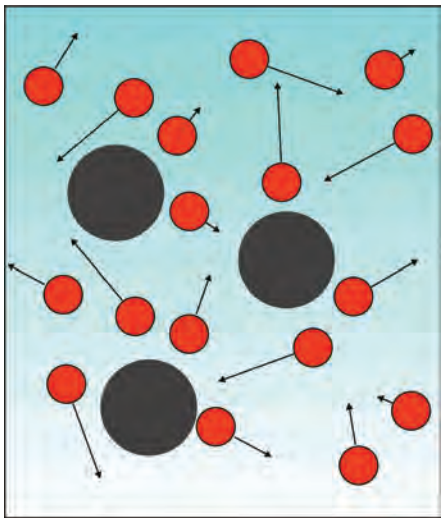
Joachim Fischer*, Bernd Fellmuth, Christof Gaiser*****

Determinación de la constante de Boltzmann

Al botánico escocés Robert Brown le llamó la atención en 1827 que el polen de las flores en un vaso de agua ejecute un movimiento particular en zig-zag. ¿Cuál era la causa? En principio fallaron todos los intentos de explicar este efecto, llamado posteriormente el movimiento browniano. Hasta que Albert Einstein se dio cuenta de que el movimiento de las pequeñas partículas en el líquido era causado por choques continuos de las moléculas de agua. En 1905 presentó su trabajo en la revista "Annalen der Physik" [1], en el que explicó el movimiento browniano. En aquel entonces era un argumento significativo para explicar la existencia de átomos y moléculas, que en el siglo 19 era un tema todavía sumamente controvertido. Simultáneamente la descripción de Einstein concordaba con la teoría molecular del calor. Por ejemplo, cuánto más caliente está el agua, tanto mayor es la velocidad media con la que las moléculas de agua se mueven desordenadamente y por lo tanto pueden causar choques (Figura 1, izquierda). Esto explica también el término termodinámico: el calor es algo dinámico.

Casi simultáneamente con Albert Einstein, el físico polaco Marian Smoluchowski brindaba una explicación correcta del movimiento browniano. Pero fue el físico francés Jean-Baptiste Perrin el que luego confirmó experimentalmente el movimiento browniano con gran exactitud. Sobre la base de la idea del modelo de Einstein, en 1908 logró ser uno de los primeros en conseguir una determinación experimental precisa de la constante de Boltzmann k y con ello también de la constante de Avogadro N_A. Que los valores así determinados de N_A y k presenten un error menor del 1 % puede evaluarse como una evidencia cuantitativa de la veracidad del concepto cinético y con ello también como otro indicio de la estructura atómica de la materia. Por este trabajo, Perrin recibió el 1926 el premio Nobel de física.

¿Pero hasta qué punto la velocidad de las partículas microscópicas depende de la temperatura? Ludwig Boltzmann, uno de los fundadores de la teoría cinética de los gases, derivó la distribución de velocidades de Maxwell-Boltzmann (Figura 1, derecha). La magnitud característica de la distribución es allí la energía térmica microscópica media kT, que crece linealmente con la temperatura con la constante de proporcionalidad k. Mediante la definición de su valor, en el futuro se vinculará el kelvin directamente con la unidad de energía joule. Incluso si se lo toma en una forma estricta, ya no haría falta una unidad propia para la temperatura, pero en ese caso todos los termómetros deberían indicar joules. Esto no es práctico ni puede imponerse por muchos motivos.



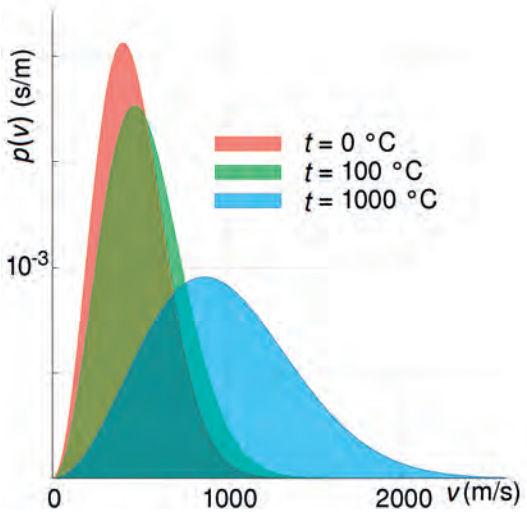


Figura 1: Izquierda: Modelo del movimiento browniano Las moléculas de agua del medio que lo rodea, representadas en rojo, chocan con las partículas suspendidas debido a su energía térmica, lo que hace que se desplacen irregularmente en cualquier dirección. Derecha: Distribución de velocidades de Maxwell-Boltzmann para moléculas de nitrógeno para tres temperaturas diferentes ($p(v)$ densidad de probabilidad).

* Dr. Joachim Fischer, Departamento Técnico "Temperatura", E-Mail: joachim.fischer@ptb.de

** Dr. Bernd Fellmuth, Grupo de Trabajo "Fundamentos de la termometría", E-Mail: bernd.fellmuth@ptb.de

*** Dr. Christof Gaiser, Grupo de Trabajo "Fundamentos de la termometría", E-Mail: christof.gaiser@ptb.de

Dado que la energía térmica microscópica kT no es obtenible directamente en forma experimental, para la determinación de k a una temperatura conocida es necesario medir magnitudes macroscópicas que están unívocamente correlacionadas con la energía térmica [2]. La Tabla 1 brinda un panorama de tales relaciones, en las que kT está vinculada sólo con otras magnitudes *mensurables* y constantes conocidas. Los termómetros utilizados para ello reciben el nombre de termómetros primarios, ya que no requieren calibración. Para lograr las menores incertidumbres posibles, los experimentos se llevan a cabo en el punto triple del agua. Dado que actualmente la unidad base kelvin está definida a través de este punto fijo, esto permite representar esta temperatura con la mayor exactitud.

Boltzmann comprendió que en el gas ideal la energía térmica crece proporcionalmente a la energía cinética media de las partículas de gas. En un volumen cerrado, esta energía es medible directamente a través de la presión del gas y la cantidad de partículas. La presión p es descrita por la ecuación de estado del gas ideal, considerando que la interacción entre las partículas es despreciable. El termómetro que se basa en esta ley es el termómetro clásico de gas, pero que tiene una incertidumbre demasiado grande para determinar la constante de Boltzmann.

En el termómetro acústico de gas, la inexacta determinación de la densidad del termómetro de gas clásico se reemplaza por la medición de la velocidad del sonido. Además, es posible determinar cómo se modifica la densidad con la temperatura a través de la constante dieléctrica o del índice de refracción, a presión constante. Si se utilizan como "gas de medición" los electrones que circulan a través de un material metálico de una resistencia, para la termometría se adecua el ruido eléctrico de Johnson usando la fórmula de Nyquist. La espectroscopía con láser entrega la energía cinética de las partículas de gas a partir del ensanchamiento Doppler de las líneas de absorción de un gas. Finalmente, emite radiación una cavidad isotérmica en la cual están en equilibrio térmico los cuantos de luz con las paredes. Esto se puede utilizar con el termómetro de radiación espectral de acuerdo con la ley de radiación de Planck. En la Tabla 1 figuran también las incertidumbres de medición esperables para la determinación de k en una representación compacta de todos los métodos usuales existentes [2].

Para la nueva definición del kelvin, la incertidumbre de medición del valor de la constante de Boltzmann k debería ser comparable con la incertidumbre de la realización actual. El valor internacional actualmente aceptado [3] de $1{,}380\,648\,52 \cdot 10^{-23}$ JK[1], si bien presenta una incertidumbre relativa estándar suficiente de $5{,}7 \cdot 10^{-7}$, se basa fundamentalmente sólo en resultados de la termometría acústica. Las mediciones con sólo un método no se consideran una base suficiente para la definición de un valor numérico. Requieren la confirmación mediante otros métodos independientes, a fin de poder descubrir y corregir errores sistemáticos ocultos. Por eso, expertos de

Termómetro	Ley física	Incertidumbre relativa de medición
Termómetro acústico de gas	$u_0 = \sqrt{\frac{\gamma_0 RT}{M}}$	$1 \cdot 10^{-6}$
Termómetro de constante dieléctrica del gas	$p = kT\frac{(\varepsilon - \varepsilon_0)}{\alpha_0}$	$2 \cdot 10^{-6}$
Termómetro de índice de refracción del gas	$p = kT\frac{(n^2 - 1)\varepsilon_0}{\alpha_0}$	$10 \cdot 10^{-6}$
Termómetro de ruido térmico de Johnson	$\left\langle U^2 \right\rangle = 4kTR_{\mathrm{el}}\Delta\nu$	$2 \cdot 10^{-6}$
Termómetro de ensanchamiento Doppler	$\Delta\nu_D = \sqrt{\frac{2kT}{mc_0^2}}\nu_0$	$10 \cdot 10^{-6}$
Termómetro de radiación espectral	$L_\lambda = \frac{2hc_0^2}{\lambda^5}\left[\exp\left(\frac{hc_0}{\lambda kT}\right) - 1\right]^{-1}$	$50 \cdot 10^{-6}$

Tabla 1: Resumen de los termómetros primarios tenidos en cuenta para determinar la constante de Boltzmann k, con las incertidumbres de medición relativas esperables. T temperatura termodinámica, u_0 velocidad del sonido en el caso límite de la presión mínima y una frecuencia muy baja, $\gamma_0 = c_p/c_V$ relación de los calores específicos a presión constante y volumen constante, M masa molar del gas, $R = N_A k$ constante molar del gas (N_A Constante de Avogadro), p presión, ε constante dieléctrica del gas, ε_0 constante del campo eléctrico, α_0 polarizabilidad eléctrica del gas, n índice de refracción, $\langle U^2 \rangle$ valor cuadrático medio de la tensión de ruido, R_{el} resistencia eléctrica, ν frecuencia, $\Delta\nu_D$ ensanchamiento Doppler de una línea espectral de la frecuencia ν_0, m masa atómica, L_λ radiancia de densidad espectral, h cuanto elemental de acción de Planck, c_0 velocidad de la luz en el vacío, λ longitud de onda.

todos los institutos metrológicos que se ocupan de investigaciones de los fundamentos elaboraron un concepto y un cronograma en dos talleres llevados a cabo en el Physikalisch-Technischen Bundesanstalt (PTB) en Berlín, a fin de poder obtener un valor de k soportado por varios métodos diferentes [4]. A continuación les presentamos los métodos termométricos primarios considerados para ello, junto con las incertidumbres de medición esperadas [5].

Termómetro acústico de gas

En un gas hay una serie de magnitudes que dependen de la temperatura. Por regla general las leyes se derivan del gas ideal. Dado que no se conoce con suficiente exactitud la interacción entre las partículas de gas para la determinación de k, las mediciones se realizan por extrapolación a una presión insignificante de tal forma que se cumpla con la aproximación del gas ideal. Para la determinación de k, actualmente se mide la velocidad del sonido u_0 de los gases nobles argón o helio a la temperatura del punto triple del agua usando un resonador esférico (Figura 2). Luego se calcula k usando la fórmula correspondiente de la Tabla 1, donde R se reemplaza por kN_A.

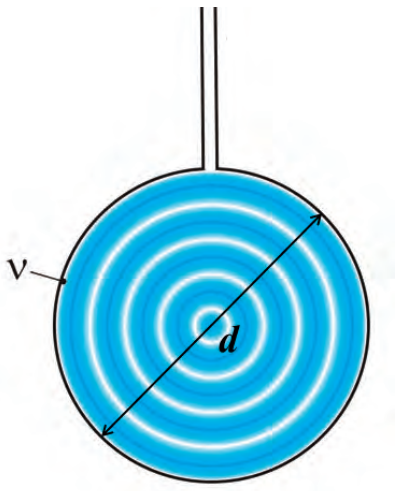
En 1988, un grupo del instituto metrológico norteamericano NIST (*National Institute of Standards and Technology*) determinó las dimensiones de su resonador, llenándolo con mercurio, cuya densidad se conoce con exactitud. Actualmente se mide el resonador con resonancias de microondas, siendo trazable así a una medición de frecuencia. Este método es utilizado especialmente por el instituto estatal inglés NPL (*National Physical Laboratory*), el francés LNE (*Laboratoire National de Métrologie et d'Essais*), el italiano INRIM (*Istituto Nazionale di Ricerca Metrologica*) y el chino NIM (*National Institute of Metrology*) [6]. Los componentes más importantes de la incertidumbre resultan de la determinación de las dimensiones y de la vinculación con la temperatura en el punto triple. A ello se agregan componentes resultantes de la dependencia de la masa molar de la composición de los isótopos, la pureza del gas de medición, la extrapolación a una presión insignificante y la posición del emisor y receptor sonoros. Con este método y la técnica de medición actual se logra una incertidumbre de $1 \cdot 10^{-6}$ [5].

Termómetro de constante dieléctrica del gas

Ya desde hace bastante tiempo se usa en la termometría la determinación de la constante dieléctrica del helio a bajas temperaturas. En comparación con la medición del índice de refracción, es el método más elaborado con las, por lejos, menores incertidumbres de medición logrables.

Para un gas ideal, la constante dieléctrica se obtiene a partir de la polarizabilidad eléctrica de las partículas del gas y de la densidad de cantidad de partículas. Por combinación de la ecuación de estado se obtiene la relación mostrada en la Tabla 1 entre la presión p y la constante dieléctrica ε. Los grandes avances en el cálculo *ab-initio* de la polarizabilidad del helio, cuya incertidumbre relativa se pudo reducir en los últimos años notablemente por debajo de $1 \cdot 10^{-6}$, hicieron que este método se vuelva competitivo. Para medir ε se carga el gas de medición en condensadores adecuados. Debido a la muy baja polarizabilidad del helio no es posible hacer mediciones absolutas. Por eso se carga y evacua alternativamente el condensador con helio hasta una presión de 7 Mpa, 70 veces la presión atmosférica, deduciendo ε a partir de la variación relativa de la capacidad. (Figura 3)

Durante la medición se toman pares de valores de la presión p y de la constante dieléctrica ε a una temperatura constante establecida (medición isotérmica). Finalmente, usando la parte lineal de la función $\varepsilon(p)$ se determina k. Una fuente impor-



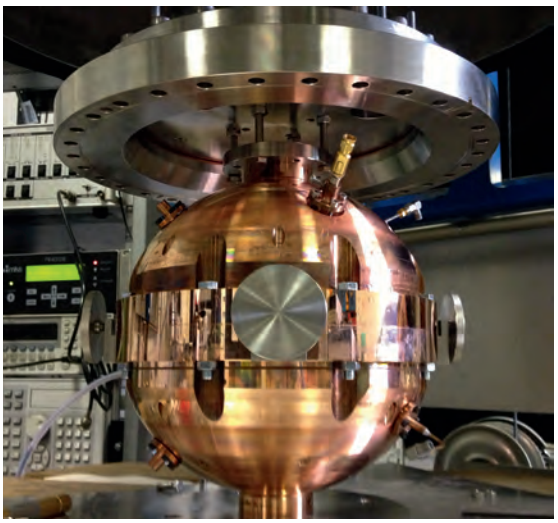
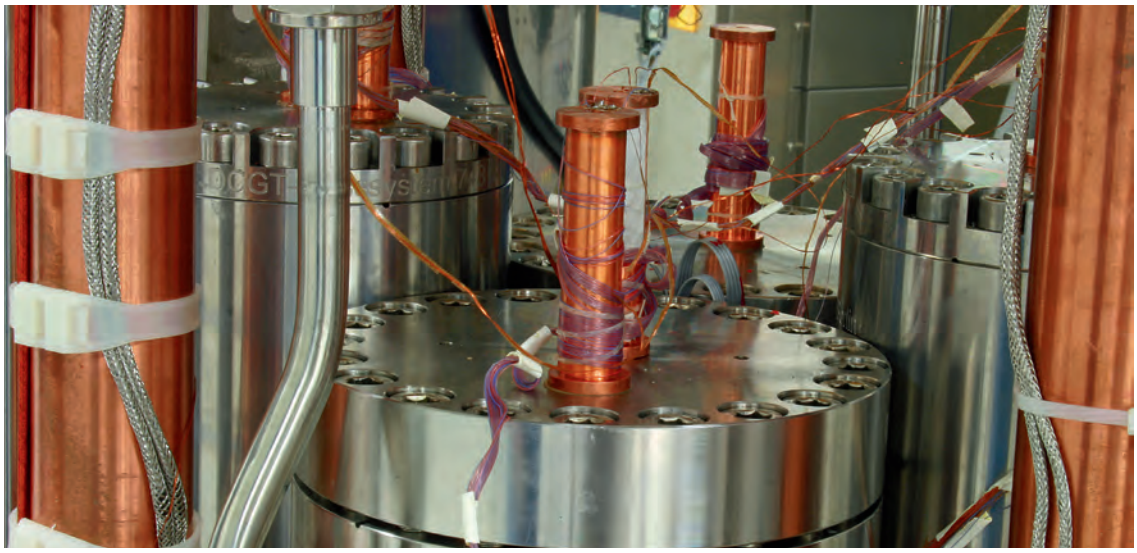


Figura 2: Termómetro acústico de gas con resonador esférico. La velocidad del sonido u_0 se determina a partir de las frecuencias de resonancia v y del diámetro d.



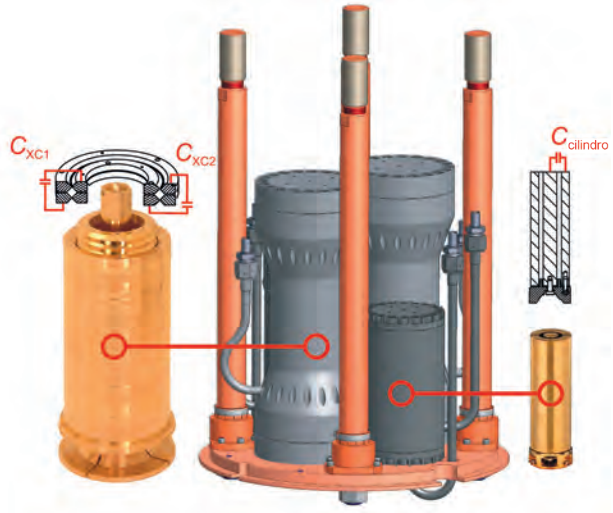


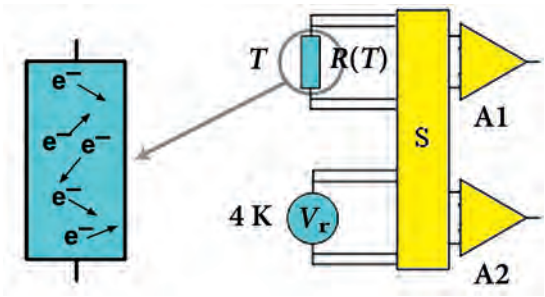
Figura 3:
El elemento central del termómetro por constante dieléctrica del gas empleado por el PTB son condensadores de medición de forma cilíndrica y anular que están cargados con helio a la presión p y midiéndose su variación relativa de capacidad $[C(p) - C(0)]/C(0)$. Los condensadores están siempre de a pares, en una construcción simétrica, dado que el puente de medición de capacidad de máxima precisión sólo puede medir relaciones. Un condensador sirve en cada caso como condensador de comparación. Se muestran los condensadores recubiertos con una película de oro, que se montan en recipientes bajo presión de acero inoxidable, que van enroscados.

tante de error en este método es la resultante de la deformación de los condensadores de medición a causa de la presión. Las mediciones de presión y capacidad también deben mejorarse hasta llegar al límite de lo factible. La estimación de todos los factores permite esperar una incertidumbre total de aproximadamente $2 \cdot 10^{-6}$, comparable con la de la termometría acústica de gas. Esto se ve apoyado por los resultados obtenidos en los últimos tiempos [7].

Termómetro de ruido térmico

También se puede obtener la temperatura de un objeto del movimiento estadístico de los portadores de carga en una resistencia óhmica, la cual genera una tensión de ruido (ruido blanco). Esta termometría usando el ruido térmico se aplica desde hace muchos años. Con la ayuda de la fórmula de Nyquist (fila 4 de la Tabla 1) se determina la temperatura a partir del valor cuadrático medio de la tensión de ruido. Como parámetros es necesario determinar con precisión el valor de la resistencia eléctrica de la muestra en el punto triple del agua así como la amplificación y el ancho de banda de la electrónica de medición.

La termometría usando el ruido térmico está muy bien establecida a temperaturas muy bajas, por debajo de los 5 K, y temperaturas muy altas. A temperaturas elevadas por encima de los 1000 K aprovecha las señales de medición más intensas y de esta forma es menos susceptible a perturbaciones. A temperaturas bajas se pueden utilizar detectores superconductores de altísima sensibilidad y detectar las pequeñas señales. En el rango alrededor del punto triple del agua, usando los parámetros realizables de la técnica de medición, la tensión de ruido efectiva está en el orden de 1 µV. Para la medición de estas señales extremadamente pequeñas deben utilizarse circuitos electrónicos especiales y efectuar in situ una comparación con una fuente de ruido de referencia que tenga trazabilidad con el patrón cuántico de la tensión (ver el artículo *Contar electrones para medir corriente*) (Figura 4). Sólo así se puede mantener estable la amplificación y el ancho de banda y eliminar la influencia de la deriva. Para eliminar el ruido de los del amplificadores y de los conductores se evalúa la correlación cruzada de los dos canales de medición. De esta forma se capta la señal correlacionada en el tiempo de las fuentes de ruido medidas de ambos canales de comprobación. Actualmente el NIST y el NIM tienen en marcha los proyectos respectivos. El problema principal es el largo tiempo de medición que se requiere para tener incertidumbres reducidas. Para lograr con un ancho de banda de 20 kHz una incertidumbre en el orden de $1 \cdot 10^{-5}$ se requiere un tiempo de medición de cinco semanas. Con mediciones a lo largo de un ancho de banda mayor, el NIM ha logrado actualmente una incertidumbre relativa de aprox. $4 \cdot 10^{-6}$ [5].



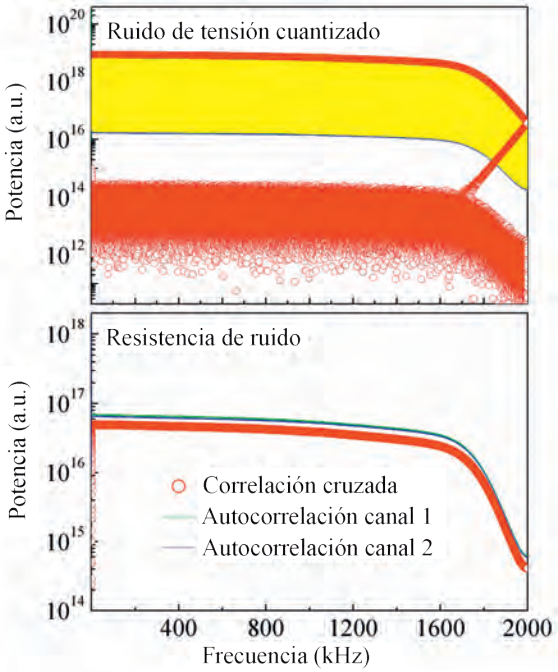
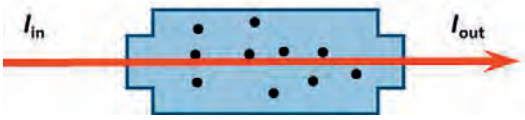


Figura 4:
El termómetro de ruido térmico compara la fuente de ruido térmico $R(T)$ con la referencia de tensión con trazabilidad al patrón de tensión V_r usando el interruptor S. Para eliminar el ruido de los amplificadores y de los cables se evalúa la correlación cruzada de dos canales de medición con los amplificadores A1 y A2 (izquierda). Espectros de la fuente de ruido de tensión cuantizada y espectros de ruido de la resistencia de medición así como el resultado de la correlación cruzada (derecha).

Termómetro de ensanchamiento Doppler

Sólo recientemente se propuso como otro método la determinación de k por espectroscopía láser [4]. Mide el ensanchamiento Doppler de una línea de absorción en una celda de gas a una temperatura homogénea y con ello el movimiento medio de las partículas del gas (Figura 5). Para ello se explora el perfil de absorción mediante una radiación láser sintonizable. La temperatura se obtiene a partir de su ancho (ver la ecuación de la fila 5 de la Tabla 1). La ventaja de este método reside en el hecho que no se requiere una termometría de radiación absoluta, muy costosa, dado que la potencia de radiación, si está notablemente por debajo de la intensidad de saturación, no influye sobre el ancho a media altura, salvo por efectos de calentamiento.

En la *Université Paris 13 Nord* se hicieron hasta ahora experimentos sobre una línea de amoníaco a 30 THz usando un láser de CO_2. La evaluación de 2000 perfiles de absorción individuales permitió obtener una incertidumbre relativa de k de $50 \cdot 10^{-6}$. En un segundo proyecto cooperaron en Italia la *Second University of Naples* de Nápoles y el *Polytechnic of Milan* de la ciudad de Milán. Aquí se emplea espectroscopía de alta resolución con vapor de agua usando un diodo láser en el rango infrarrojo cercano. La incertidumbre relativa está actualmente en $24 \cdot 10^{-6}$. Pero genera enormes dificultares diferenciar el ensanchamiento Doppler de otras modificaciones en la forma de las líneas, producidas por la interacción de las partículas. Por eso es improbable que se logre reducir la incertidumbre a valores por debajo de $1 \cdot 10^{-5}$ [5].



Termómetro de radiación

La termometría por radiación se basa en la potencia de radiación emitida por un cuerpo negro con un grado de absorción igual a uno, que se logra en forma aproximada con una cavidad isotérmica en la cual están en equilibrio térmico los cuantos de luz con las paredes. La potencia de radiación es independiente del material y de la forma de la cavidad y sólo depende de la temperatura (y de la longitud de onda) y de las constantes naturales. La termometría primaria presupone una determinación absoluta de la potencia irradiada (Figura 6). Para describir la potencia de radiación espectral se utiliza la ley de radiación de Planck (Tabla 1, última ecuación).

La sensibilidad del receptor mostrado en la Figura 6 se determina con un radiómetro de sustitución eléctrica. La cavidad del receptor absorbe radiación que hace aumentar su temperatura. En una segunda medición se cierra la abertura de entrada de la cavidad y se genera el mismo aumento de temperatura mediante calefacción

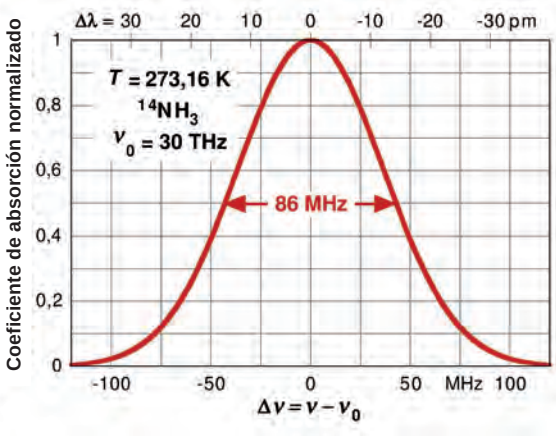
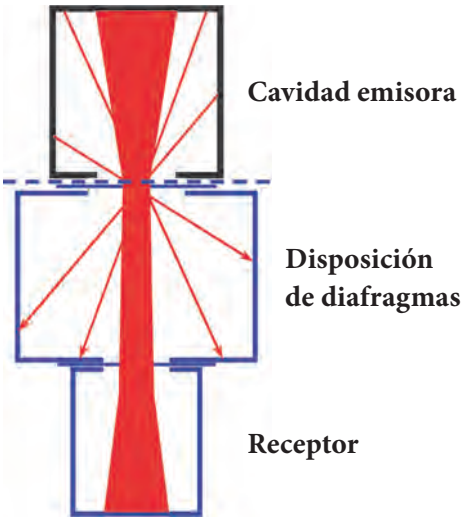


Figura 5:
El núcleo de termómetro de ensanchamiento Doppler es la celda de gas (izquierda), en la que se mide el ensanchamiento de la línea de absorción (derecha) usando una radiación láser sintonizable.



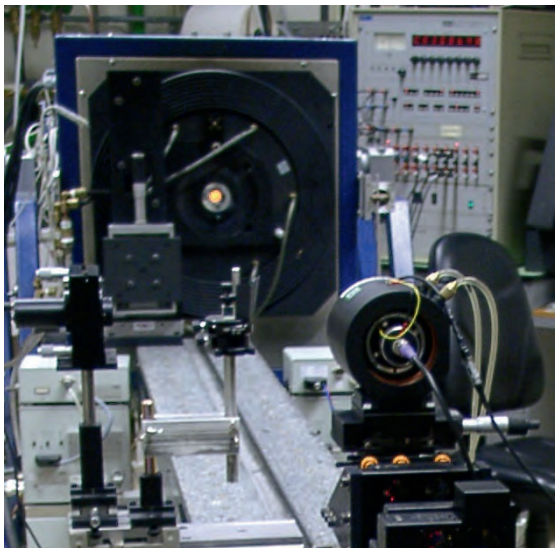


Figura 6:
El termómetro de radiación se basa en la relación entre la potencia de radiación emitida por un cuerpo negro (cavidad emisora) y su temperatura. Entre la cavidad emisora y el receptor, una disposición de diafragmas define el ángulo espacial de la radiación.

eléctrica, cuya potencia se puede determinar con gran exactitud. Para lograr la sensibilidad requerida, la capacidad calorífica de la cavidad del receptor debe ser tan pequeña como sea posible. Esto se logra enfriándola a temperaturas próximas a la temperatura de ebullición del helio líquido (4,2 K). Por tal motivo, estos receptores absolutos reciben el nombre de radiómetros criogénicos. Recién ahora, con su utilización, se logran las actuales incertidumbres reducidas. Además se deben determinar experimentalmente los valores precisos de las superficies de los diafragmas de apertura y su distancia así como el grado de emisión (igual al grado de absorción) de la cavidad emisora.

El termómetro de radiación espectral tiene la ventaja de que con un filtro es posible seleccionar el rango adecuado del espectro. Con ese espectro se pueden luego determinar con suma exactitud las propiedades ópticas del receptor. Pero dado que se mide sólo una parte del espectro emitido, la potencia de radiación en el detector es reducida. Además, hay que medir con una exactitud extraordinaria la curva de transparencia del filtro. Por eso, aun con el mayor cuidado experimental no es de esperar que se pueda reducir la incertidumbre relativa por debajo de 10^{-5} [2]. Pero luego de la redefinición del kelvin, la termometría por radiación va a seguir teniendo, al igual que ahora, un rol importante en la medición de altas temperaturas.

Efectos de la redefinición

La definición válida desde 1954 establece a la unidad de temperatura kelvin a través de una propiedad de una sustancia en especial. El kelvin es la 273,16 ava parte de la temperatura termodinámica del punto triple del agua [8]. Para su realización práctica son de importancia fundamental las influencias de la composición de isótopos y de la pureza del agua utilizada. Esto amenaza la estabilidad a largo plazo en el espacio y el tiempo. Esta deficiencia se resuelve con la definición de la constante de Boltzmann:

La nueva definición del kelvin, basada en uno de los métodos arriba descritos, será la siguiente [9]: El kelvin, la unidad de la temperatura termodinámica T, se define de tal forma que la constante de Boltzmann tome exactamente el valor 1,380 648 52 · 10^{-23} J/K (definición explícita de una constante natural). Un kelvin es con ello aquella modificación de la temperatura termodinámica T que se corresponde a una modificación de la energía térmica kT de exactamente 1,380 648 52 · 10^{-23} joule. Esta explicación es análoga a la definición actual del metro y puede considerarse como una definición explícita de la unidad. Ambas formulaciones son prácticamente equivalentes. ¿Pero qué consecuencias tiene una redefinición de este tipo?

En principio los efectos sólo van a ser importantes en las técnicas de medición de precisión. Como ya se discutiera, no se deberían sentir en la práctica diaria. Sólo así puede seguir funcionado sin perturbaciones la metrología internacional, sin afectar la economía mundial. Para que esto se logre, el Comité Consultivo de Termometría del CIPM (*Comité International des Poids et Mesures*) ya está trabajando en una recomendación de implementación (*Mise en Pratique*). Todo lo demás generaría enormes costos. *La Mise en Pratique* va a contener recomendaciones para la medición directa de la temperatura termodinámica T. A ello se agregan textos que siguen definiendo las escalas internacionales de temperatura ITS-90 y PLTS-2000 [10], que seguirán siendo válidas (ver el recuadro de información). La recomendación de implementación del CIPM también va a discutir las diferencias $T–T_{90}$ y $T–T_{2000}$ de ambas escalas, con sus incertidumbres correspondientes. Los valores de temperatura T_{90} y T_{2000} se miden de acuerdo con los requisitos de ITS-90 y de PLTS-2000.

Esta forma de proceder permite mediciones termodinámicas directas de temperatura que están muy lejos del punto triple del agua. Son, por ejemplo, temperaturas elevadas, donde se puede usar el termómetro de radiación como instrumento de interpolación de la ITS-90, pero también en el futuro como termómetro primario. En los puntos fijos más altos de la ITS-90 a 1300 K, por ejemplo, las incertidumbres son unas cien veces mayores que la reproducibilidad del punto triple del agua de unos 30 µK. Los termómetros primarios de radiación pueden reducirla notablemente en el futuro.

La ITS-90 mantendrá su legitimidad en el importante rango de temperaturas alrededor del punto triple del agua ya que va a ser también de gran importancia en el futuro para la normalización de la medición de la temperatura. La incertidumbre de su realización es actualmente todavía menor en un orden de magnitud que la incertidumbre de la temperatura termodinámica *T*. Pero el punto triple del agua, que actualmente tiene una temperatura exacta por definición, perderá su posición sobresaliente. Será entonces un punto fijo de temperatura igual que todo otro con exactamente la incertidumbre que tiene la constante de Boltzmann al momento de su definición. Entonces, una incertidumbre relativa de $5 \cdot 10^{-7}$ corresponde a 0,14 mK. Estamos esperanzados que podamos alcanzar este objetivo en el 2018. Entonces la Conferencia General de Pesas y Medidas podrá redefinir el kelvin, junto con las unidades kilogramo, mol y ampere [12].

Conclusión

Nuestro breve resumen de los métodos muestra: Se están haciendo avances notables en el desarrollo de los llamados termómetros primarios. Gracias a ello podemos esperar que se logre un valor para la constante de Boltzmann *k* con una incertidumbre relativa de $5 \cdot 10^{-7}$, que se basará en distintos experimentos de previsiblemente tres métodos distintos. Para ello serán suficientes el termómetro acústico de gas, el termómetro por la constante dieléctrica del gas y el termómetro de ruido térmico (Figura 7). El termómetro de ensanchamiento Doppler podría brindar un aseguramiento adicional, aunque con incertidumbres mayores.

Con los termómetros primarios citados hasta el 2018 se podrá determinar la constante de Boltzmann con tal exactitud que la definición por única vez de su valor numérico permitirá la redefinición del kelvin. De esta forma se utilizará como patrón una constante natural en vez de una materialización de la medida (muestra de agua). Las consecuencias importantes son de naturaleza a largo plazo, ya que el sistema de medidas de temperatura sería entonces estable en forma ilimitada en el tiempo. Este objetivo hace que valgan la pena tantos esfuerzos mundiales.

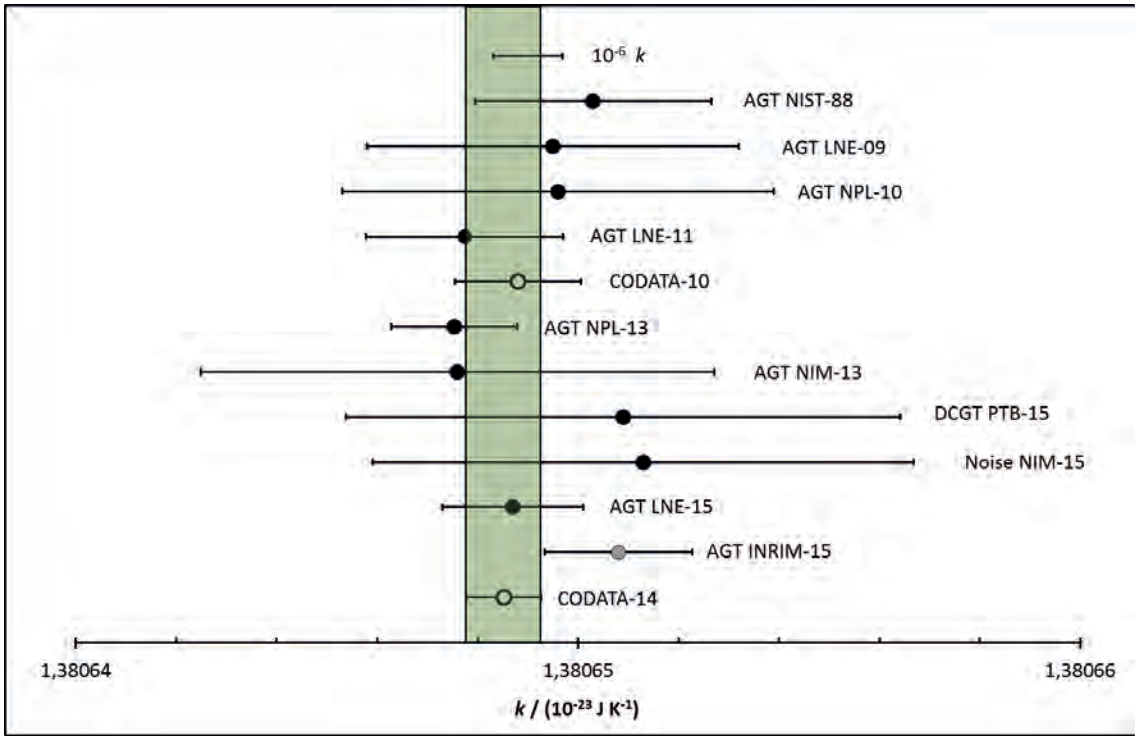


Figura 7:
Todas las mediciones de la constante de Boltzmann que aportaron a la compensación CODATA del 2014 [5], así como los valores CODATA compensados del 2010 y 2014 y el resultado INRIM-15, no tenido en cuenta debido a su presentación tardía. Las barras señalan la incertidumbre estándar. La zona verde señala la incertidumbre estándar del valor CODATA del 2014.

La escala internacional de temperatura de 1990

Las escalas internacionales de temperatura siguen el principio de reproducir las complejas mediciones de temperatura termodinámicas en la transición de fase de sustancias puras. Estas se pueden realizar más fácilmente en el laboratorio. La escala internacional de temperatura de 1990 válida actualmente (ITS-90) va desde los 0,65 K hasta las máximas temperaturas medibles en la práctica a través de la ley de radiación del Planck. Se basa en 17 estados de equilibrio termodinámico reproducibles, por ejemplo entre la fase sólida y líquida de un metal puro [11]. Estos puntos fijos definidores están asignados a determinados valores de temperatura que al momento de su definición se consideraban que eran las mejores aproximaciones disponibles de los valores termodinámicos. En la ITS-90 se indican diferentes procedimientos de interpolación entre los puntos fijos para distintos rangos de temperatura. Esto le da a los usuarios tanta libertad para la realización de la escala como lo permiten los requisitos establecidos de una elevada reproducibilidad. La Figura 8 brinda un resumen esquemático de los rangos de temperatura y de los distintos instrumentos de interpolación de la ITS-90.

La escala de bajas temperaturas *Provisional Low Temperature Scale* PLTS-2000 complementa desde el 2000 a la ITS-90 en tres décadas para las bajas temperaturas. La temperatura T_{2000} se mide con un termómetro de presión de fusión de ^{3}He.

Entre 0,65 K y 5 K, la temperatura T_{90} se determina con un termómetro de presión de vapor usando la presión de vapor del isótopo ^{3}He (0,65 K a 3,2 K) o ^{4}He (1,25 K a 5 K). En el rango de temperaturas de 3,0 K a 24,5561 K se utiliza para la interpolación un termómetro de gas especial de ^{3}He o ^{4}He. En el rango de 13,8 K a 1234,93 K (961,78 °C), los instrumentos de interpolación son termómetros de resistencia de platino de formas constructivas especiales. En ellos se calcula la temperatura a partir de la relación de resistencias $W(T_{90}) = R(T_{90})/R(273{,}16\ \mathrm{K})$ aplicando requisitos detallados. $R(T_{90})$ es la resistencia eléctrica medida a la temperatura T_{90} y $R(273{,}16\ \mathrm{K})$ es la correspondiente al punto triple del agua. Para temperaturas por encima de 1234,93 K (961,78 °C), se las determina con el termómetro de radiación espectral. Aquí se comparan – idealmente con una longitud de onda fija λ – las radiancias espectrales L_λ (λ, T_{90}) de una cavidad emisora a la temperatura T_{90} buscada, siendo L_λ (λ, $T_{90,\,\mathrm{ref}}$) un punto fijo de la cavidad emisora, cuya temperatura $T_{90,\,\mathrm{ref}}$ es conocida. A partir de la relación de las radiancias espectrales se calcula T_{90}.

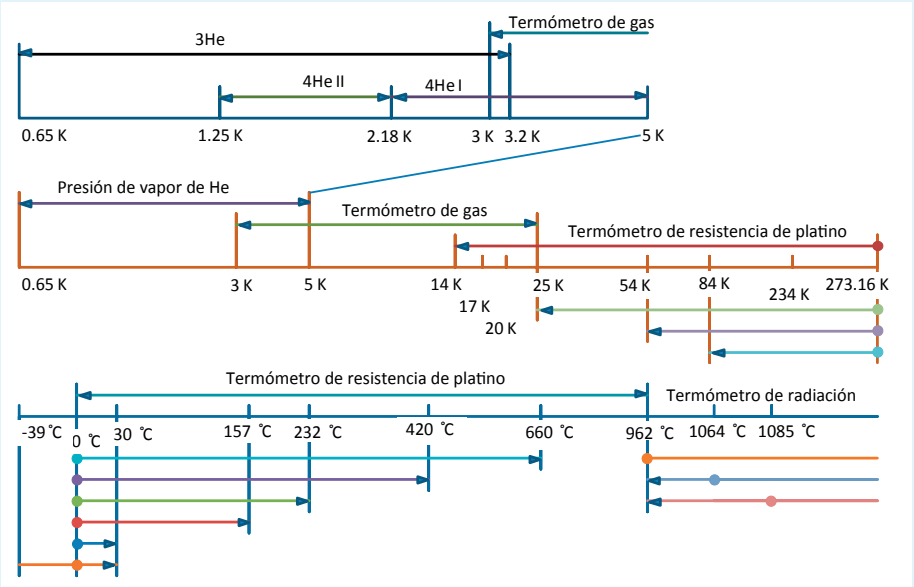


Figura 8:
Resumen esquemático de los rangos de temperatura de la escala internacional de temperaturas ITS-90 y de los correspondientes instrumentos de interpolación. Los valores de temperatura de los puntos fijos definidos se indican sólo en forma redondeada.

Bibliografía

[1] *A. Einstein*; Über die von der molekularkinetischen Theorie der Wärme geforderten Bewegung von in ruhenden Flüssigkeiten suspendierten Teilchen, Ann. Phys. **17** (1905) 549–560

[2] *B. Fellmuth, Ch. Gaiser, J. Fischer*; Determination of the Boltzmann Constant – status and prospects, Meas. Sci. Technol. **17** (2006) R145–R159

[3] *P. J. Mohr, D. B. Newell, B. N. Taylor*; CODATA Recommended Values of the Fundamental Physical Constants: 2014. arXiv:1507.07956 [physics.atom-ph] (2015)

[4] *B. Fellmuth, J. Fischer* (Hrsg.); Talks of the 221. PTB-Seminar „Workshop on Progress in Determining the Boltzmann Constant", Bericht PTB-Th-3, ISBN 978-3-86509-684-5, Braunschweig (2007)

[5] *J. Fischer*; Progress towards a new definition of the kelvin. Metrologia **52** (2015) S364–S375

[6] *M. Moldover, R. M. Gavioso, J. B. Mehl, L. Pitre, M. de Podesta, J. T. Zhang*; Acoustic gas thermometry, Metrologia **51** (2014) R1–R19

[7] *C. Gaiser, T. Zandt, B. Fellmuth*; Dielectric-constant gas thermometry, Metrologia **52** (2015) S217–S226

[8] *H. Preston-Thomas*; The International Temperature Scale of 1990 (ITS-90), Metrologia **27** (1990) 3–10, www.bipm.org/en/publications/its-90.html (último acceso el 13.06.2016)

[9] The International Systems of Units, Draft 9th Brochure, BIPM Cons. Com. Units (2013), www.bipm.org/en/committees/cc/ccu/publications-cc.html (último acceso el 13.06.2016)

[10] Mise en pratique for the definition of the kelvin, BIPM (2011), www.bipm.org/utils/en/pdf/MeP_K.pdf (último acceso el 13.06.2016)

[11] *J. Fischer, J. Hollandt*; Temperatur – Die SI-Basiseinheit Kelvin. PTB-Mitteilungen **122** (2012) 69–81

[12] *J. Fischer, B. Fellmuth, C. Gaiser, T. Zandt*; Naturkonstanten als solide Basis, Phys. Unserer Zeit **42** (2011) 118–124

Una medida para la luz visible – desarrollo e importancia en el Sistema Internacional de Unidades

Armin Sperling*, Stefan Kück**

1. Introducción

La luz visible para nosotros los seres humanos influye sobre sobre nuestra vida cotidiana, nuestro comportamiento, nuestro ritmo diario, nuestro metabolismo, nuestra comunicación, nuestro bienestar y nuestra eficiencia. La luz es al mismo tiempo herramienta, información y medicina. Con la industrialización y la posibilidad adicional de crear entornos y lugares de trabajos iluminados artificialmente se volvió obvia la necesidad de una descripción cuantitativa y cualitativa de la luz, ya que una luz defectuosa afecta negativamente a todas las funciones "naturales" arriba descritas. Por eso, la evaluación física objetiva y la mensurabilidad de la luz fue una de las tareas centrales del Physikalisch-Technischen Reichsanstalt, luego de su fundación.

La disciplina científica que se ocupa de la medición de la luz se llama fotometría. Para explicar las unidades fotométricas nos ocuparemos a continuación de los diferentes significados de las palabras luz y radiación. Luego describiremos los principios históricos y actuales de la integración de la técnica de medición de la luz en el sistema internacional de unidades, donde resaltaremos especialmente el rol de las funciones de sensibilidad a la luz de un observador humano. Finalmente, también veremos brevemente posibles desarrollos futuros.

2. Luz

El rango espectral visible de la radiación electromagnética, que agrupamos en la palabra "luz", está determinado por la sensibilidad del ojo humano. Va desde los 360 nm hasta los 830 nm, o sea desde el ultravioleta (UV) hasta el infrarrojo cercano (IRC). La luz abarca sólo una parte muy pequeña de la radiación electromagnética. La curva espectral de sensibilidad a la luz se determinó a principios del siglo 20 a partir del valor medio de las mediciones empleando una serie de observadores (europeos). El resultado de estas mediciones es el grado de sensibilidad a la luz del ojo humano. Es representada por la función $V(\lambda)$, normalizada al valor uno, y se muestra en la Figura 1 junto con el espectro solar en la Tierra. El máximo de la función $V(\lambda)$ está en exactamente 555 nm, o sea casi justo donde el espectro del sol en la Tierra alcanza su valor máximo.

Dado que la sensibilidad real a la luz del ojo humano individual varía de persona en persona y además depende de la edad, de la etnia y no menos de las condiciones de iluminación, con el pasaje de la fotometría visual a la fotometría física se establecieron los llamados observadores normalizados con curvas espectrales de sensibilidad definidas. Actualmente la Comisión Internacional de la Iluminación, CIE (*Commission Internationale de l´Éclairage*), estableció los grados de sensibilidad a la luz $V(\lambda)$ para la visión fotópica (es decir para un ojo adaptado a la luz), $V'(\lambda)$ para la visión escotópica (es decir para un ojo adaptado a la oscuridad) y $V_{mes}(\lambda)$ para la visión mesotópica (es decir en la zona de transición). Estas funciones se emplean para la evaluación física de la luz en forma independiente de la sensibilidad visual individual de un ser humano.

* Dr. Armin Sperling, Grupo de trabajo "Fotometría", E-Mail: armin.sperling@ptb.de

** Prof. Dr. Stefan Kück, Departamento Técnico "Fotometría y radiometría aplicada", E-Mail: stefan.kueck@ptb.de

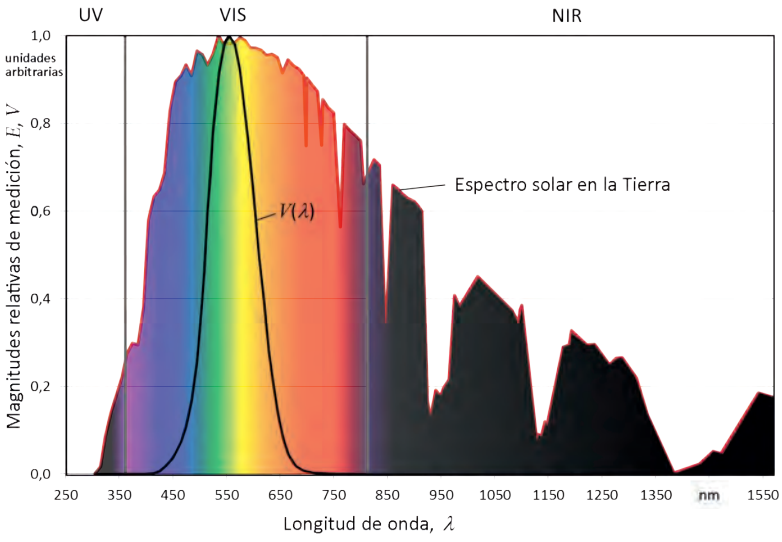


Figura 1:
Curva relativa del espectro solar en la Tierra en el rango ultravioleta (UV), visual (VIS) e infrarrojo cercano con las bandas de absorción de la atmósfera. Dentro del rango visual del espectro se incluyó la curva de la función $V(\lambda)$.

3. Vinculación al SI

Hasta mediados del siglo 20, antes que salieran sensores eléctricos suficientemente sensibles, se utilizó el ojo humano como *comparador visual* en la técnica de medición fotométrica. Aquí es el ojo humano el que evalúa y mide en principio la luminancia de objetos en forma de un sistema de imágen, dado que la luz de un objeto observado es recolectada por el cristalino, que la proyecta sobre un elemento plano de la retina. Por eso, el centro principal de atención de la fotometría estaba puesto no solo en la cantidad total de radiación electromagnética a evaluar, el flujo luminoso, sino especialmente también en la característica espacial de irradiación de las fuentes de luz que emitían o reflejaban la luz observada.

La magnitud física elemental que describe la luz emitida por una fuente es la intensidad luminosa I_v. Es el equivalente fotométrico, evaluado con el grado de sensibilidad a la luz, de la magnitud radiométrica intensidad de radiación I_e. El subíndice "v" está aquí por "visual", el subíndice "e" por "energético"; estos subíndices definen claramente el vínculo con la fotometría o bien con la radiometría. Representado en forma simplificada, la intensidad luminosa describe a la fracción del flujo luminoso que una fuente luminosa emite en una dirección dada en un cono suficientemente angosto. De forma físicamente correcta se la denominaría como la densidad referida al ángulo espacial Ω del flujo luminoso Φ_v emitido en una dirección, o sea $I_v = \mathrm{d}\Phi_v/\mathrm{d}\Omega$.

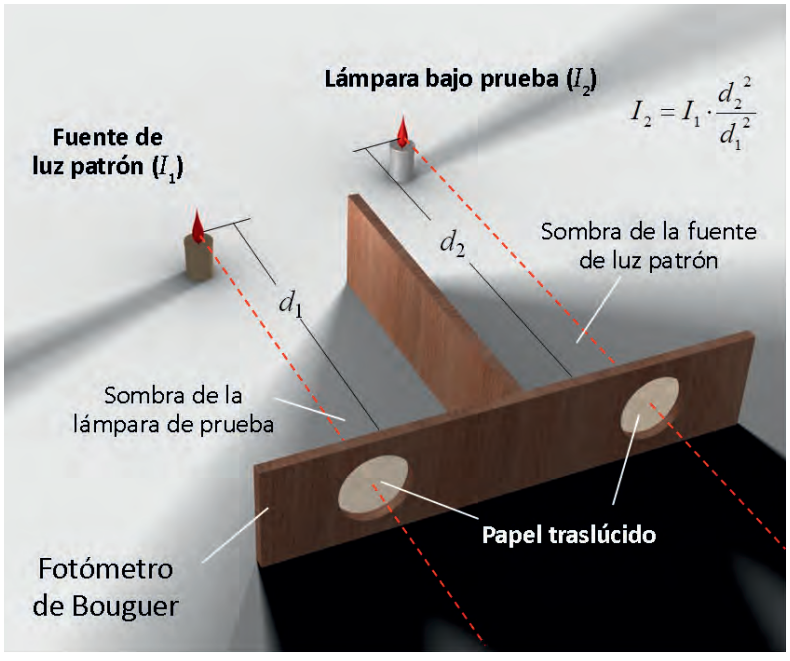


Figura 2:
Principio del primer fotómetro, que fue descripto alrededor de 1725 por Bouguer (1698–1758) [1]. Explicación, ver el texto.

Todavía antes de que se firmara la Convención internacional del Metro ya se utilizaba la intensidad luminosa como magnitud básica para evaluar la luz y para la descripción inequívoca de las fuentes luminosas. También se la eligió porque era medible usando medios sencillos (ver la Figura 2) a través de una comparación de la iluminancia teniendo en cuenta la distancia y el ángulo espacial: en la Figura 2 se va modificando la distancia d_2 de una lámpara bajo prueba hasta que la ventana con el papel translúcido tenga la misma luminosidad, o sea la misma luminancia, que el papel iluminado por la lámpara patrón. La intensidad luminosa se obtiene entonces a partir de la relación entre los cuadrados de las distancias:

$$I_2 = I_1 \frac{d_2^2}{d_1^2} \quad . \qquad (1)$$

Originalmente la unidad de la intensidad luminosa tenía una trazabilidad aproximada a la emisión luminosa dirigida de una fuente de luz patrón. En los comienzos de la fotometría se obtenía el valor de la unidad en función del tipo de fuente de luz patrón utilizada. Las fuentes de luz patrón más importantes que se utilizaban era la lámpara de Hefner en los países de habla alemana, la lámpara de Pentan en Inglaterra y la lámpara de Carcel en Francia [2]. En el año 1937 se convino en el *Comité Consultatif de Photométrie* (CCP, el precursor del actual CCPR, *Comité Consultatif de Photométrie et Radiométrie*, antes que se incorporara la radiometría) crear una definición uniforme para la unidad de la intensidad luminosa basada en una fuente [3]. Como fuente de luz más adecuada se eligió un emisor de cavidad radiante, ya que la emisión de una cavidad cerrada y en equilibrio térmico puede describirse físicamente a través de la ley de radiación de Planck. Aparte de las constantes naturales, la emisión de una cavidad radiante (también llamada "cuerpo negro") depende en el vacío sólo de su temperatura. Por eso, un emisor de cavidad radiante es una de fuente de luz calculable.

Una luz blanca presupone una elevada temperatura de la cavidad radiante. Por eso se eligió la temperatura de solidificación del platino en un emisor de cavidad radiante de platino. La nueva definición de la unidad de intensidad luminosa debía introducirse en todo el mundo en el año 1942 pero se demoró debido a la Segunda Guerra Mundial. Recién en el año 1948, todos los países firmantes de la Convención del Metro cambiaron a la nueva unidad de intensidad luminosa que tenía el nombre candela (cd). En la definición de 1967 [4], su definición era:

"La candela es la intensidad luminosa, en la dirección perpendicular, de una superficie de 1/600 000 metros cuadrados de un cuerpo negro a la temperatura de solidificación del platino, bajo la presión de 101 325 newton por metro cuadrado."

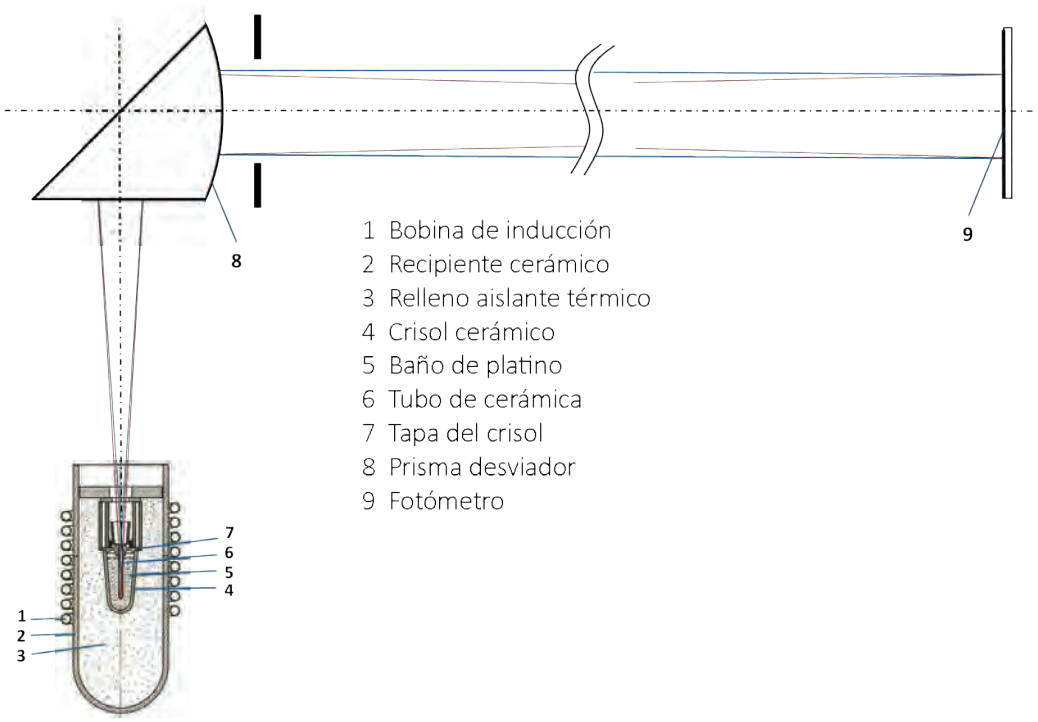


Figura 3: Disposición de medición con una cavidad radiante en el punto de solidificación del platino [5] para la realización de la candela.

El tamaño de la superficie se dimensionó de tal forma que el valor numérico de la unidad candela sea del mismo orden de magnitud que la "candela internacional" utilizada previamente en Inglaterra, Francia y EE.UU. La Figura 3 muestra una disposición típica de medición para la realización de la candela.

Con esta definición vinculada con una propiedad de un material, la unidad de intensidad luminosa fue definida en forma independiente de las unidades radiométricas del sistema SI y dependía sólo de las unidades de las magnitudes superficie y presión atmosférica. A través de la comparación directa en un banco óptico (que reemplaza en la práctica al fotómetro de Bougner de la Figura 2), se compararon lámparas incandescentes con este emisor de cuerpo negro utilizando la ecuación (1), determinando así su intensidad luminosa absoluta.

Con la temperatura conocida del punto de solidificación T_{Pt} del platino, a través de la ley de radiación de Planck también se conoce la radiancia espectral $L_{e,\lambda}(\lambda,T_P)$ de la cavidad radiante. Con la radiancia espectral ponderada con la función $V(\lambda)$, o sea $\int L_{e,\lambda}(\lambda,T_P)\cdot V(\lambda)\,d\lambda$, indica entonces la radiancia espectral radiométrica entregada en el rango visible con la unidad $Wm^{-2}sr^{-1}$. Pero la intensidad luminosa en el campo lejano dividida por la superficie irradiante de la cavidad (o sea $\Delta I/\Delta A$) es justamente igual a la luminancia fotométrica L_v de la fuente con la unidad cdm^{-2}. La relación de esta luminancia respecto de la radiancia espectral ponderada arriba descripta es una medida de la equivalencia entre las magnitudes fotométricas y radiométricas. Esta equivalencia vale en general para la conversión de las magnitudes radiométricas X_e en magnitudes fotométricas X_v y se describe mediante la ecuación $X_v = K_m \int X_{e,\lambda}(\lambda) V(\lambda)\,d\lambda$. Si se coloca la superficie y la magnitud de la intensidad luminosa de la antigua (ant) definición de la candela se obtiene:

$$K_{m,ant} = \frac{600000\ \frac{cd}{m^2}}{\int_0^\infty L_{e,\lambda}\left(\lambda,T_{Pt}\right)\cdot V\left(\lambda\right)d\lambda}\quad , \qquad (2)$$

El valor de la temperatura de solidificación del platino según la bibliografía de aquel entonces era, según la Escala Internacional de Temperaturas (IPTS-48), T_{Pt} = 2042 K[6], lo que condujo a un K_m de 682,1 lm/W [7]. Con los valores actualmente válidos para las constantes naturales y la temperatura de solidificación del platino 2041,4 K se obtendría un valor de 685,06 lm/W [8]. En forma análoga a la obtención del equivalente de la radiación, a través del empleo de la sensibilidad escotópica a la luz $V'(\lambda)$ se obtenía para T_{Pt} = 2042 K un valor K'_m = 1752 lmW^{-1} para el ojo adaptado a la oscuridad.

El producto de K_m y $V(\lambda)$ recibe el nombre de equivalente fotométrico de radiación $K(\lambda)$, el cual debido a que $V(\lambda) \leq 1$ tiene justo el valor máximo K_m.

Dado que la radiación de una cavidad radiante perfecta es independiente del material usado, en principio también era posible desistir del costoso platino ultra puro y utilizar otras cavidades radiantes más baratas (por ejemplo basadas en grafito). No obstante, se tenía que asegurar que la cavidad radiante utilizada para la trazabilidad

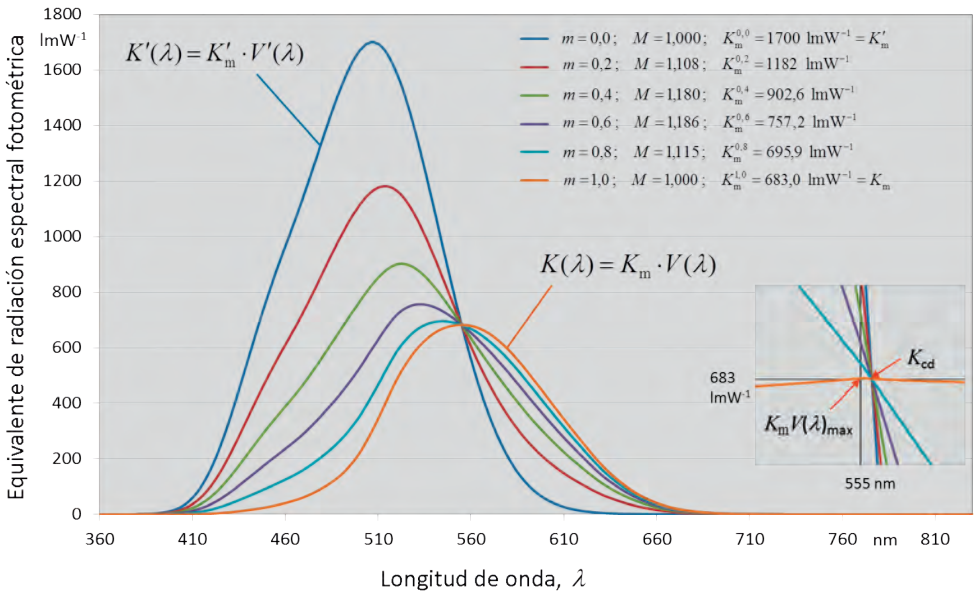


Figura 4: Equivalente de radiación espectral fotométrica $K(\lambda)$ para las distintas funciones de sensibilidad fotópicas, escotópicas y mesotópicas a la luz y una elección de un nivel de adaptación mesotópico con sus equivalentes máximos de radiación K_m^m, donde el superíndice *m* identifica al nivel de adaptación para una sensibilidad mesotópica a la luz.

tuviera la temperatura de solidificación del platino a la presión normal. Este camino fue utilizado por muchos institutos metrológicos nacionales. Pero cuando a finales de los años 60, debido a mediciones para la escala internacional de temperaturas (IPTS-68) se asignó a la temperatura de solidificación del platino un valor T_{Pt} = 2045 K [6], se generó en la fotometría una gran inseguridad para la realización de la unidad. Esto condujo finalmente, en los años 70, a buscar una nueva definición para la unidad básica candela del sistema SI que fuese independiente de artefactos y de propiedades de materiales. Después de largas discusiones, en 1979 hubo acuerdo en abandonar la independencia de las magnitudes fotométricas y acoplar la intensidad luminosa a la unidad de la potencia de radiación radiométrica con la ayuda de un equivalente definido de radiación. De esta forma es posible realizar la unidad de la intensidad luminosa utilizando el procedimiento radiométrico.

Se definió [9]:

> *La candela es la intensidad luminosa, en una direcciónda, de una fuente que emite una radiación monocromática de frecuencia 540 · 10¹² Hz y cuya intensidad energética en esa dirección es de 1/683 watt por estereorradian.*

Si se mira con exactitud puede verse que esta definición no se pensó como instrucción para la realización directa de la candela, ya que:

- toda fuente de radiación real tiene un ancho de banda finito.
- la intensidad luminosa está en relación directa con la sensibilidad del ojo humano, el cual no es sensible a una única longitud de onda, sino a un rango espectral que va de los 360 nm a los 830 nm.
- la definición no hace ninguna declaración sobre la evaluación cuantitativa de la emisión de otras frecuencias o longitudes de onda.

En vez de ello, se fija solamente la equivalencia 1 cd $\triangleq$ 1/683 W sr^{-1} para la frecuencia establecida de 540 THz. Debido a que $n\lambda = c / f$, la longitud de onda asignada se corresponde a un valor de 555,016 nm, teniendo en cuenta un índice de refracción n = 1,00028 del aire [10].

A partir de la equivalencia se obtiene el equivalente fotométrico de radiación K_{cd} zu $K_{cd} = K(\lambda =$ 555,016 nm) = 683 cdsrW^{-1} = 683 lmW^{-1}.

Para definir el valor numérico del equivalente de radiación, entre 1971 y 1979 se hicieron incontables mediciones, tanto para la determinación de la temperatura de solidificación de platino como también para la realización de la candela con la cavidad radiante de platino. Sobre la base de estas mediciones finalmente hubo acuerdo en utilizar una frecuencia entera en el rango de los terahertz y un equivalente de radiación entero K_{cd}, que está muy cerca del máximo del equivalente de radiación espectral fotópica K_m.

Un motivo por el cual no se utilizó K_m para K_{cd} se desprende de lo siguiente:

La definición de la unidad candela para la intensidad luminosa implica que todos los equivalentes de radiación espectral fotométrica de todas las sensibilidades fotométricas existentes y futuras deben coincidir exactamente en el punto ($540 \cdot 10^{12}$ Hz, 683 lmW^{-1}).

Sólo debido a esta condición adicional, la unidad candela se puede utilizar de la misma manera para todas las funciones de sensibilidad. Con la definición de este punto de intersección se obtuvieron nuevos valores máximos para los equivalentes de radiación espectral fotométrica correspondientes a diferentes sensibilidades a la luz (ver también la Figura 4). La definición de arriba conduce a que K_m para la luz fotópica tenga ahora el valor de 683,002 lmW^{-1} (ver la ampliación en la Figura 4). Pero este valor está tan cerca del valor de K_{cd} que en la práctica es raro que se diferencie entre K_m y K.

Los cambios fueron más notables con un marco de condiciones escotópico. Aquí K'_m se redujo en un 3%, de 1752 lmW^{-1} a 1700 lmW^{-1}. Pero se aceptó este salto en la redefinición ya que en aquel entonces $V'(\lambda)$ casi no se utilizaba en la práctica.

En el año 2010 el CIE estableció un algoritmo para determinar las sensibilidades mesotópicas a la luz $V_{mes}(\lambda)$ [11]. Dado que el ojo, debido a su estructura, "mide" en principio luminancias y que tanto la sensibilidades fotópica como mesotópica a la luz deben considerarse funciones límites para luminancias altas y bajas, existía el desafío de encontrar una relación para luminancias en el rango intermedio de 0,005 cdm$^{-2} \leq L \leq$ 5 cdm^{-2} que permita un intercambio entre las funciones relativas de sensibilidad a la luz $V(\lambda)$ und $V'(\lambda)$ en función del nivel de luminancia. Hubo acuerdo en utilizar una combinación lineal entre la sensibilidad fotópica y mesotópica a la luz a través del nivel de adaptación m.

$$V_{mes}(\lambda) = \frac{1}{M(m)}(mV(\lambda) + (1-m)V'(\lambda)) \quad (3)$$

$M(m)$ es aquí un factor de escala que se ocupa de que el máximo de $V_{mes}(\lambda)$ sea en forma normalizada igual a uno. La Figura 4 muestra las curvas de algunos niveles de adaptación elegidos. En [11] se explica con mayor detalle la relación entre el nivel de adaptación m y la luminancia L.

En este punto no debe omitirse que aparte de las funciones arriba indicadas para los llamados observadores CIE de 2°, existen otros observadores CIE (por ejemplo, observador de 10°, etc.) que pueden ser utilizados para la evaluación de la luz. El origen de observadores de 10° es que la retina en el ojo del ser humano no está cubierta en forma uniforme con células sensibles de la luz. En el punto de cruce del eje óptico del ojo con la retina, la fovea, se encuentra el máximo de concentración de conos receptores. La sensibilidad de los conos responsables de la percepción de colores se describe con la función $V(\lambda)$. La concentración de bastones receptores responsables de la percepción en blanco y negro, cuya sensibilidad se puede describir mejor con la función $V'(\lambda)$, tiene su máximo entre los 15° y 20° del eje óptico. Dependiendo del ángulo de observación cambia por lo tanto la sensibilidad espectral del ojo y con ello la impresión sensorial de color y claridad. Estos mecanismos tienen un rol secundario para la evaluación objetiva de fuentes de luz directas o indirectas, por lo que aquí nos podemos limitar al rango angular del observador CIE de 2°, que entra en consideración con la observación en foco. Pero ni bien uno se ocupa de la vista y de la percepción visual, se vuelven importantes esta y otras particularidades del órgano visual humano.

Después que se describió la importancia particular de la sensibilidad a la luz para la comprensión de la definición de la unidad candela, en el próximo punto nos ocuparemos de la realización propiamente dicha de la unidad.

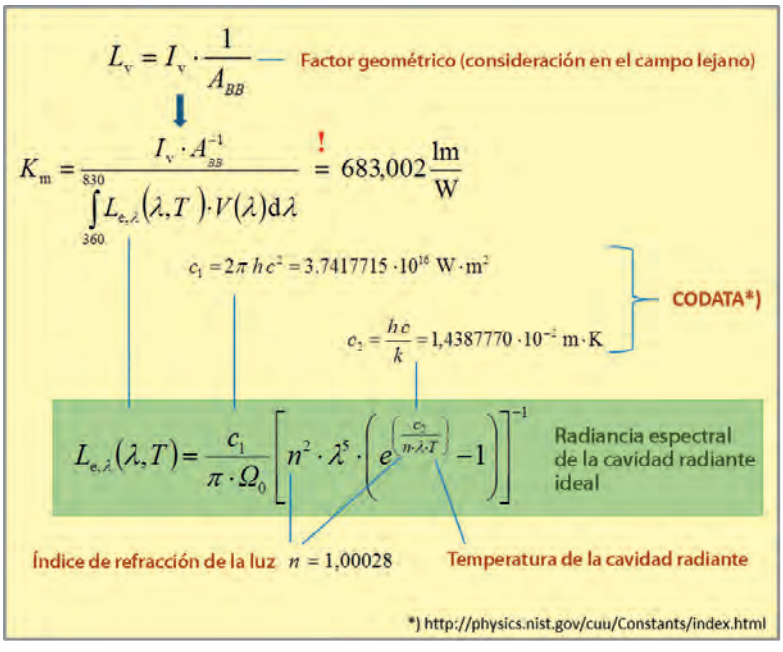


Figura 5:
Magnitudes de influencia en la realización de la unidad candela basada en un emisor

4. Realización metrológica

Una realización obvia sería posible usando cualquier cavidad radiante como fuente patrón de luz que emita en el rango espectral visible con una potencia de emisión suficiente. A una temperatura conocida de la cavidad radiante (por ejemplo, utilizando celdas de punto fijo con temperatura conocida de solidificación) es posible determinar la radiancia de la cavidad con la ayuda de la ecuación de radiación de Planck usando las constantes $c_1 = 2\pi hc^2$ und $c_2 = hc/k$ (ver la Figura 5). De acuerdo con la ecuación (2), con el uso dela cavidad radiante debería determinarse teóricamente un factor geométrico y respetarse éste luego experimentalmente, de tal forma que asegure que el máximo del equivalente fotométrico de la fuente esté en $K_m = 683{,}002\ \mathrm{lmW^{-1}}$.

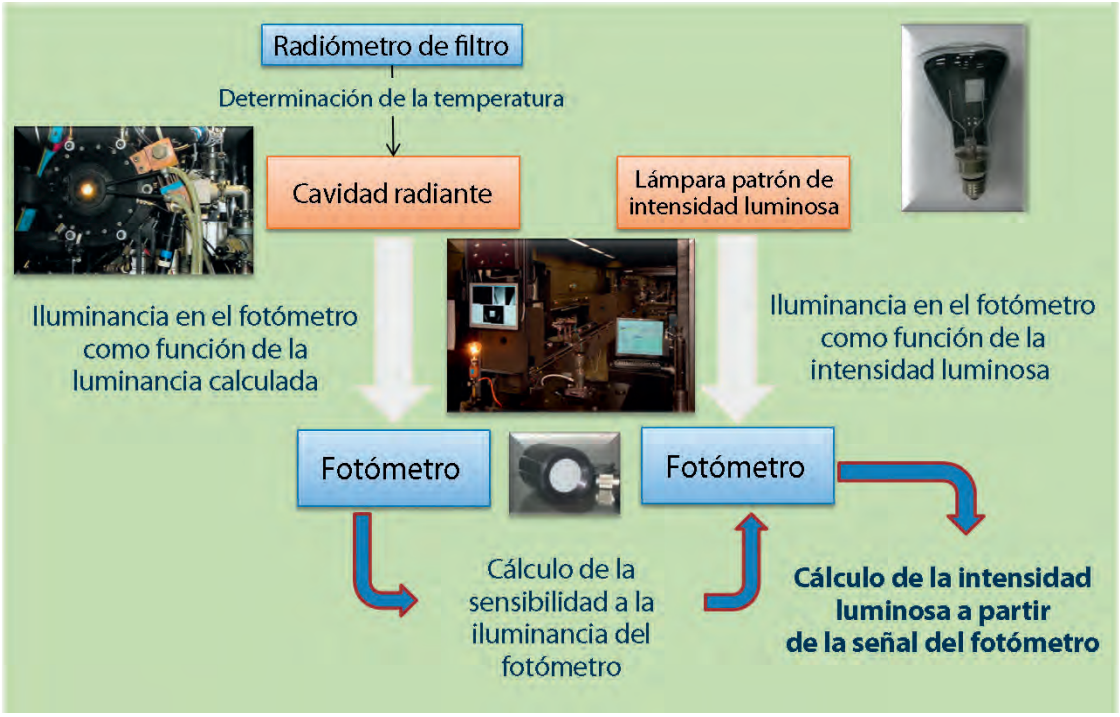


Figura 6: Cadena de trazabilidad para la realización de la unidad candela basada en un emisor. En la práctica se usan por lo general cavidades radiantes de pirografito. Como lámparas patrón se utilizan lámparas OSRAM WI41/G de larga duración.

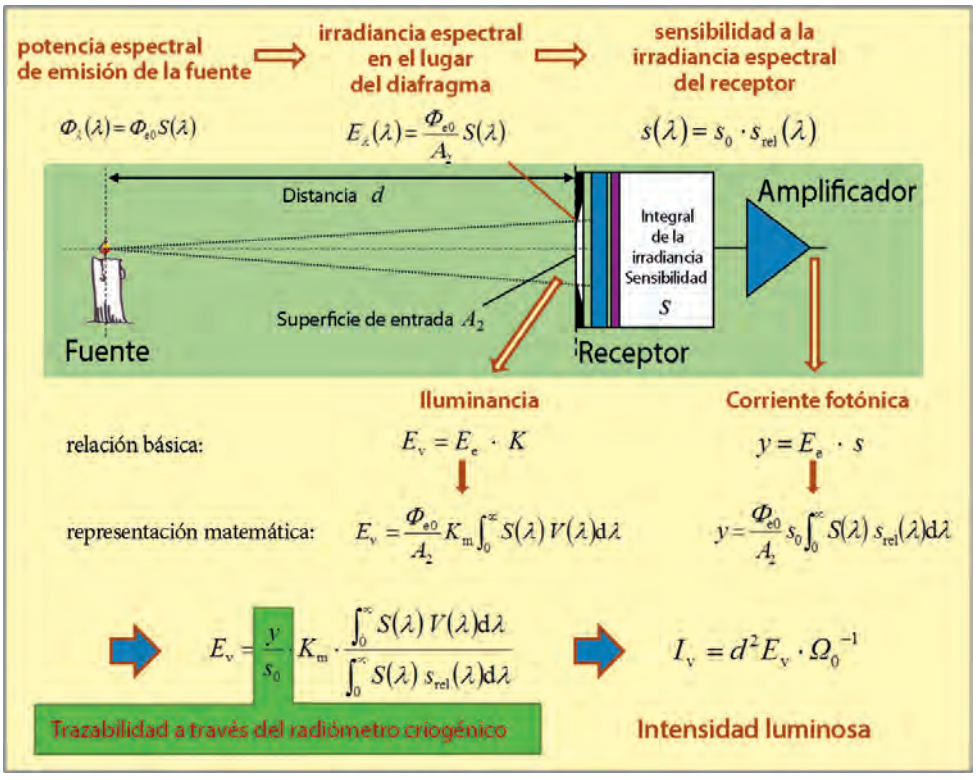


Figura 7: Realización de la unidad de la magnitud intensidad luminosa basada en un receptor. La magnitud Ω_0 es aquí el ángulo unitario de un estereorradián [sr]. Las magnitudes E_e, K y s son, respectivamente, los valores integrados a lo largo de todo el espectro de la irradiancia, el equivalente fotométrico y la sensibilidad.

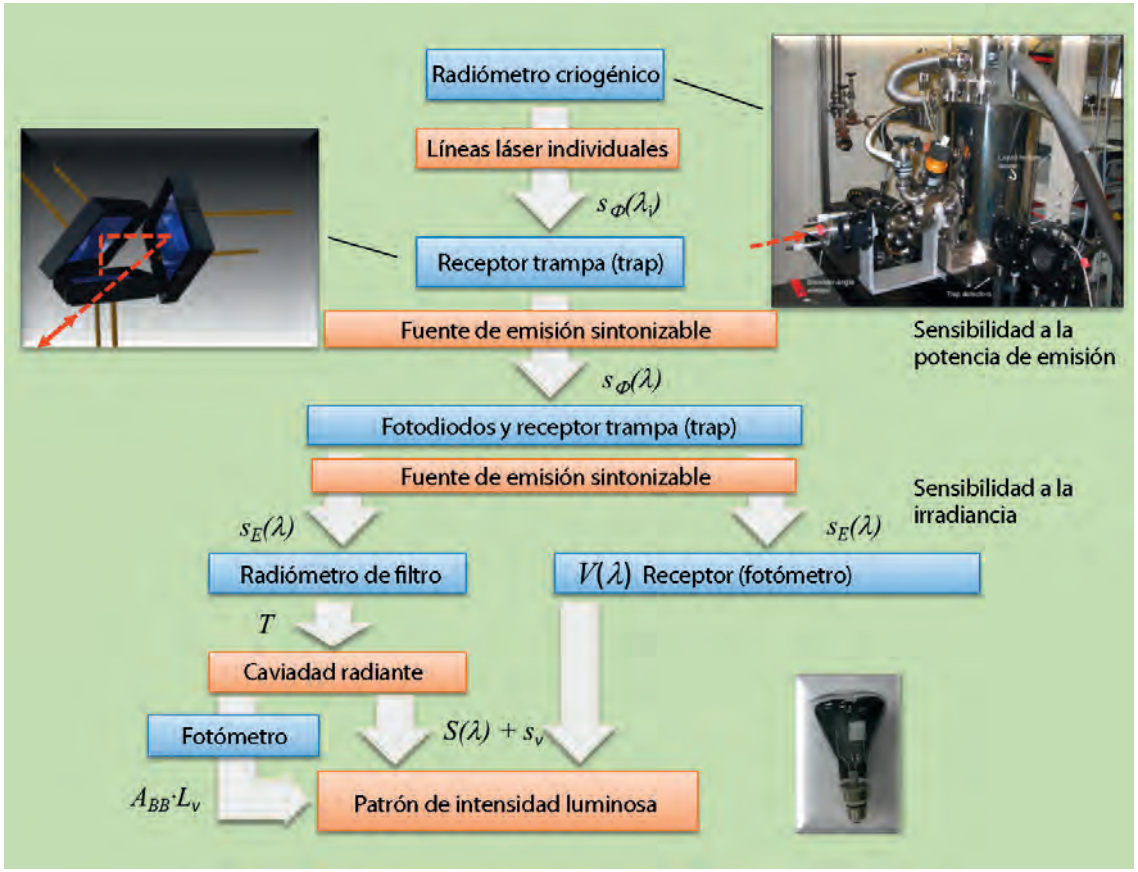


Figura 8:
Cadena de trazabilidad hasta el radiómetro criogénico en la trazabilidad basada en el receptor.

Con una cavidad radiante que cumpla con la condición de medición arriba citada, es posible vincular a este patrón primario otras fuentes de luz a través de una comparación directa con la ayuda de un fotómetro (Figura 6). La incertidumbre de esta realización depende en primer lugar de la incertidumbre del factor geométrico así como de la incertidumbre de la determinación de la temperatura de la cavidad radiante.

En vez de una realización de este tipo basada en un emisor, en la cual se determina directamente la intensidad luminosa de una fuente a partir de la radiación calculada, también es posible una realización basada en un receptor. La condición para ello es que se conozca con exactitud la sensibilidad a la irradiancia del receptor utilizado, o sea la relación entre la señal de salida medida y la irradiancia incidente.

Dado que todos los receptores conocidos presentan dependencias espectrales, se requiere tanto la sensibilidad absoluta a la irradiancia espectral del receptor como la curva espectral relativa con la fuente de luz medida, a fin de poder calcular la irradiancia a partir de la función de emisión ponderada con $K_m \cdot V(\lambda)$ y la irradiancia espectral medida. Para una distancia grande de la fuente, luego es posible determinar fácilmente la intensidad luminosa usando el cuadrado de la distancia (ver la Figura 7).

Para tener trazabilidad de la sensibilidad a la irradiancia espectral al sistema SI se utiliza el radiómetro criogénico, en el que se compara la potencia de emisión de una fuente monocromática con una potencia eléctrica. Para ello se absorbe completamente la radiación óptica en un cuerpo negro; el calentamiento resultante del cuerpo negro, después de ponerlo a la sombra respecto de la fuente, se sustituye por un calentamiento eléctrico de la misma intensidad. De esta forma puede expresarse la potencia de emisión mediante una potencia eléctrica. Debido a las propiedades del material, las mayores sensibilidades y las menores incertidumbres se logran con una temperatura del cuerpo negro de aproximadamente 6 K, de donde se deriva el nombre de radiómetro criogénico [12, 13].

Si se determinó así exactamente la potencia de emisión de la fuente monocromática, es posible usar esta fuente para calibrar la sensibilidad a la potencia de emisión $s_\Phi(\lambda_i)$ de, por ejemplo, receptores de semiconductores a la longitud de onda dada (ver la Figura 8). Para esto se adecuan sobre todo los llamados receptores trampa (trap), compuestos por varios fotodiodos conectados en serie (ver la Figura 8, arriba izquierda, y [12]), que son muy homogéneos en toda su superficie receptora y cuya curva relativa de sensibilidad espectral se puede calcular muy bien tomando algunas suposiciones adicionales. Con una o unas pocas longitudes de onda de calibración del radiómetro criogénico se obtiene así una vinculación absoluta de la escala para la sensibilidad a

la potencia de emisión $s_\Phi(\lambda)$ a las otras unidades SI. Si adicionalmente se conoce la superficie irradiada del receptor (para ello se coloca delante de la abertura del receptor un diafragma del campo de medición conocido con exactitud), es posible derivar de la sensibilidad a la potencia de emisión la sensibilidad a la irradiancia $s_E(\lambda)$. En un próximo paso, por comparación con el receptor trampa es posible calibrar otros receptores (por ejemplo, radiómetros, pirómetros o también fotómetros) en relación con su sensibilidad a la irradiancia.

Aquí se cierra el círculo, dado que para la determinación de la temperatura de la cavidad radiante en el caso de la trazabilidad basada en el emisor (ver la Figura 6) se usa por lo general un pirómetro, cuya sensibilidad espectral se determinó con el radiómetro criogénico a través de la cadena de calibración.

Ambas maneras aquí mostradas para la realización de la unidad se describen también en la instrucción de implementación (en francés: *mis en pratique*) para la candela, emitida por el BIPM [14].

5. Diseminación de la unidad

Pero con ello todavía no llegamos en fotometría al objetivo. Si la sensibilidad espectral relativa del receptor utilizado (aquí: fotómetro) fuera idéntica a la función $V(\lambda)$, sería suficiente una única calibración del fotómetro usando el radiómetro criogénico para poder determinar iluminancias correctas para cualquier función de emisión, o sea cualquier fuente de luz. Pero en la práctica la sensibilidad de un fotómetro se aparta de la función establecida de sensibilidad a la luz. Por eso, esta adaptación espectral defectuosa, cuyo efecto depende siempre de la función de emisión de la fuente correspondiente, genera resultados de medición erróneos. Para poder calibrar una fuente de luz con un fotómetro calibrado se requiere por eso además la función relativa de emisión de la fuente. Esta se puede determinar, por ejemplo, a partir de la comparación espectral de la fuente de luz con una cavidad radiante de temperatura conocida.

Para poder controlar mejor este problema y garantizar la comparabilidad de los instrumentos se establecieron en fotometría los llamados tipos de luz normalizada que tienen una distribución espectral definida [15]. Aquí ocupan un lugar destacado dos tipos de luz normalizada, el tipo A y el tipo D65. Especialmente el tipo de luz normalizada A, el espectro una cavidad radiante a una temperatura de 2856 K, sirve como espectro normalizado para la determinación de la sensibilidad fotométrica integral s_v. En la práctica, todas las propiedades de los receptores fotométricos se indican con relación a esta función de emisión. Esta definición es beneficiosa, ya que las lámparas incandescentes normales tienen una función de emisión que está muy próxima al espectro de Planck. Por eso, para mantener en lo posible reducida la incertidumbre durante la diseminación de la unidad candela se siguen utilizando lámparas incandescentes como lámparas patrón de transferencia que a través de la corriente de la lámpara se ajustan a una temperatura de distribución (o sea la temperatura de la cavidad radiante que tiene una distribución espectral igual o casi igual que el emisor considerado) de aproximadamente 2856 K. De esta manera se asegura que los factores de corrección, para tener en cuenta las adaptaciones espectrales defectuosas del fotómetro, sigan siendo muy pequeños durante su calibración. Se puede mantener y reproducir muy bien el valor nominal de la corriente de la lámpara.

El tipo de luz normalizada D65 es un espectro similar al de la luz solar, que se utiliza especialmente cuando se tienen que evaluar aplicaciones con luz diurna. D65 constituye una distribución de emisión definida, cuyo color de luz es similar al de una cavidad radiante a una temperatura de 6500 K.

6. Posibles desarrollos futuros

Con la nueva formulación de la definición de la candela en el sentido de una "definición explícita de constantes", lo establecido elimina parcialmente la ambigüedad de la antigua formulación.

Traducido al español, el proyecto actual del BIPM dice [16]:

> *La candela, símbolo cd, es la unidad SI de intensidad luminosa en una determinada dirección. Está definida asignando el valor numérico fijo 683 del equivalente de radiación fotométrico de una radiación monocromática de frecuencia $540 \cdot 10^{12}$ Hz , cuando dicho valor se expresa en la unidad cd sr W^{-1}, que es igual a lm W^{-1} o $kg^{-1}\ m^{-2}\ s^3$ cd sr, donde el kilogramo, el metro y el segundo están definidos por h, c y Δv_{Cs}.*

Frecuentemente se cuestiona incluso el derecho a existir de la candela. Pero la forma elegida actualmente es la única posibilidad de aplicar coherentemente en el sistema de unidades SI la compleja técnica de medición fotométrica con sus funciones acopladas de los espectros.

Hasta hoy, la unidad candela se conserva y disemina a través de la intensidad luminosa de

lámparas patrón especialmente diseñadas para ello (ver la figura parcial en la Figura 8), con las que se pueden obtener las menores incertidumbres posibles. Con la prohibición mundial de las lámparas incandescentes y con la eliminación, a consecuencia de ello, de las condiciones técnicas de fabricación para la producción de lámparas incandescentes de uso científico, a los laboratorios de medición del mundo le faltan en forma creciente artefactos para la trazabilidad. Por eso frecuentemente se considera inevitable el paso por un lado a mediciones de espectros radiométricos y por el otro la diseminación de la unidad, por ejemplo, usando fuentes de luz basadas en diodos luminosos. Pero frecuentemente se subestiman las incertidumbres de medición de una cadena de trazabilidad basada en lo anterior y es necesario encontrar un marco de condiciones adecuado para la trazabilidad en relación con la función de emisión de los LEDs.

Bibliografía

[1] *J.W.T Walsh: Photometry*; Constable & Company LTD (1958)

[2] *H. Lux*; Das moderne Beleuchtungswesen, Verlag von B.G. Teubner in Leipzig (1914)

[3] Procés-verbaux des séances, Comité International des Poids et Mesures, 18, Paris, Gauthier–Villars (1937) 236

[4] Bureau International des Poids et Mesures, (Hrsg); Comptes Rendus des Séances de la 13^{e} Conférence Générale des Poids et Mesures, Annex II: Bureau International des Poids et Mesures, Pavillon den Breteuil, F-92310 Sèvres (1968)

[5] *H. Willenberg*; Die Lichtstärke-Einheit Candela, Technisches Messen, Tomo 349, Revista 2, pág. 21–22

[6] *C.R. Barber et al*; The Platinum Metals in the measurement of Temperature, Platinum Metals Rev. **13** (2), (1968) 65–67

[7] *G. Bauer*; Zusammenfassung der Messergebnisse der PTB zur Bestimmung des Strahlungsäquivalents $K_{m,77}$ mit dem Platin Hohlraumstrahler für die 9. Sitzung des CCPR, (7.–9. Sept. 1977)

[8] *G. Sauter*; Die Candela: Erläuterungen zum Verständnis der Definition und der Realisierung, PTB-Mitteilungen 107, **6/97**, pág. 397 y sig.

[9] 16. Conferencia General de Pesas y Medidas (1979)

[10] *W.R. Blevin*; Corrections in Optical Pyrometry and Photometry for the Refractive Index of Air, Metrologia **8** (1972) 146–147

[11] CIE 191:2010; Recommended System for Mesopic Photometry Based on Visual Performance, 73 páginas

[12] *K.D. Stock et al*; Trap-Empfänger und Dünnschicht-Thermosäulen als Bindeglieder zwischen Kryoradiometer und Gebrauchsempfänger. Laser in Forschung und TechnikVorträge des 12. Internationalen Kongresses Laser 95, (1996), DOI 10.1007/978-3-642-802638_175

[13] *J. E Martin, N. P. Fox, P. J. Key*; A cryogenic radiometer for absolute radiometric measurements, Metrologia **21** (1985) No 3, 147–155

[14] *J. Zwinkels, A. Sperling, T. Goodmann, J. Campos Acosta, Y. Ohno, M. L. Rastello, M. Stock, E. Woolliams*; Mise en pratique for the definition of the candela and associated derived units for photometric and radiometric quantities in the International System of Units (SI), Metrologia **53**, Nro. 3

[15] ISO 11664-2:2007/CIE S 014–2:2006, Joint ISO/CIE Standard: Colorimetry-Part 2: Standard Illuminants for Colorimetry

[16] BIPM: Draft text for the 9th edition of the SI Brochure, http://www.bipm.org/utils/common/pdf/si-brochure-draft-2016.pdf (último acceso el 22.06.2016)

PTB mitteilungen

Pie de imprenta

PTB-Mitteilungen es una revista científica metrológica del Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Braunschweig y Berlin. Como revista científica, PTB-Mitteilungen publica artículos científicos sobre temas metrológicos de los campos de trabajo del PTB. PTB-Mitteilungen tiene una larga tradición, que se remonta a los inicios del Physikalisch-Technische Reichsanstalt (fundado en 1887).

Editor
Physikalisch-Technische Bundesanstalt (PTB)
ISNI: 0000 0001 2186 1887
Dirección postal:
Casilla de Correo 33 45
38023 Braunschweig
Dirección de entrega:
Bundesallee 100,
38116 Braunschweig
República Federal de Alemania

Redacción / Layout
Presse- und Öffentlichkeitsarbeit, PTB
Sabine Siems
Dr. Dr. Jens Simon (responsable)
Dr. Thomas Middelmann
(redactor científico)

Traducción
Ing. Claudio M. Seelig (Traducción)
Dr.-Ing. Fidel Fernández (Revisión Traducción)

Contacto
Ulf Hillner
Jefe del Grupo de Trabajo
Cooperación Internacional en Latinoamérica y el Caribe.
Physikalisch-Technische Bundesanstalt
Bundesallee 100
38116 Braunschweig
República Federal de Alemania

Teléfono: +49 (0) 531 - 592 9330
Telefax: +49 (0) 531 - 592 8225

Todos los derechos reservados. No se puede reproducir ni difundir ninguna parte de esta revista sin la aprobación por escrito de la editorial. Esta prohibición incluye especialmente la reproducción comercial por copia, la incorporación en bases de datos electrónicas y la reproducción en CD-ROM y otros portadores electrónicos de datos.

Los artículos científicos de esta edición de PTB-Mitteilungen están también disponibles online en:
doi: 10.7795/310.20160299ES02

german cooperation
DEUTSCHE ZUSAMMENARBEIT

El Physikalisch-Technische Bundesanstalt,
el Instituto Nacional de Metrología,
es un organismo técnico-científico estatal federal
que está bajo la órbita del
Ministerio Federal de Economía y Energía.

Physikalisch-Technische Bundesanstalt
Braunschweig y Berlin
Instituto Nacional de Metrología

Bundesallee 100
38116 Braunschweig

República Federal de Alemania