

Uhren mit Spin

Kernspinpolarisierte Edelgase können zur präzisen Frequenz- und Magnetfeldmessung dienen.

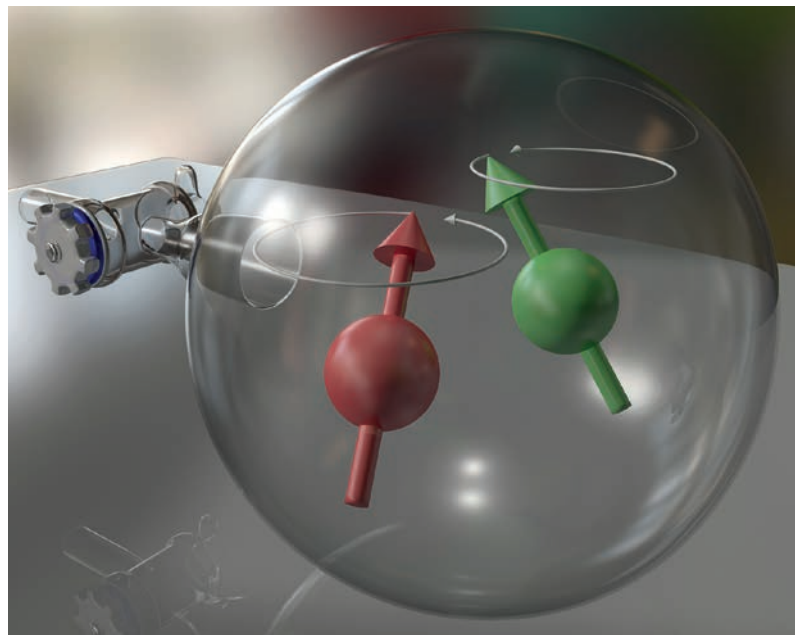
Werner Heil

Spinuhren, basierend auf den kernspinpolarisierten Edelgasen ^3He und ^{129}Xe , erschließen neue Wege in der Präzisionsmessung. Die einfachste Bauart einer solchen Uhr ist ein Spin-1/2-System, das analog zur Kreiselbewegung um die Gravitationsachse eine freie Spinpräzession um die Magnetfeldachse ausführt. Mögliche Anwendungen reichen von der Magnetometrie bis zu Uhrenvergleichsexperimenten zum Test fundamentaler Symmetrien in der Natur.

Selten beschwert sich jemand über die Genauigkeit moderner Uhren – obwohl sie oft schneller zu laufen scheinen, als manchem lieb ist. Billige Quarzuhren gehen nur um etwa eine Sekunde pro Woche falsch, und selbst mit einer mechanischen Armbanduhr muss man keinen Termin versäumen. Für höhere Ansprüche – etwa beim Datenaustausch mit Raumsonden oder der satellitengestützten Ortung von Schiffen und Flugzeugen – sind jedoch Atomuhren erforderlich, die in einer Million Jahre höchstens um eine Sekunde vor- oder nachgehen. Auf den ersten Blick scheint es für noch genauere Zeitmessung weder technischen Spielraum noch Bedarf zu geben. Doch bei einigen Anwendungen stoßen heutige Apparate inzwischen an ihre Grenzen. Um relativistische Effekte und fundamentale Naturkonstanten überprüfen zu können, sind noch zuverlässigere Geräte erforderlich.

In allen heute verwendeten Uhren bildet ein schwingungsfähiges System die Grundlage der Zeitmessung. Das muss bei Weitem keine Atomschwingung sein, es kann ein Pendel, eine Unruh, eine Stimmgabel oder ein Quarzkristall sein. Wichtig ist nur, dass die Schwingungszeit des Gangreglers möglichst konstant ist, damit für die Zeitmessung ein Vergleichsnorm zur Verfügung steht. Ein weiteres Bauelement jeder Uhr ist ein Energiespeicher, aus dem der Schwinger so viel Energie erhält, dass er trotz unvermeidlicher „Reibungsverluste“ weiter arbeitet.

Aber das Aufrechterhalten der Schwingung stellt letztlich einen Eingriff in das System dar, der die Uhr außer Takt bringt und somit ihre Genauigkeit begrenzt. Daher ist für eine hochpräzise Uhr ein Oszillator ideal, der einmal angestoßen ohne „Reibungsverluste“ weiter schwingt. Spinuhren können solche Aufgaben erfüllen und in ihrer absoluten Genauigkeit der Frequenzmessung in ein neues Gebiet der Magnetometrie und der Spinwechselwirkung vorstoßen.



Atomkerne mit ungerader Nukleonenzahl wie ^3He und ^{129}Xe haben einen halbzahligen Spin, d. h. einen quantisierten Eigendrehimpuls der Größe $\hbar I$. Für ^3He und ^{129}Xe beträgt der Kernspin $I = 1/2$.¹⁾ Anschaulich kann man sich den Spin als eine Drehung um die eigene Achse vorstellen. Der Atomkern erzeugt dabei aufgrund seiner rotierenden Ladung ein magnetisches Dipolfeld und wird zu einer Art „Mini-Stabmagnet“ mit einem magnetischen Moment $|\vec{\mu}|$ mit Nord- und Südpol, wie es auch bei der Erde der Fall ist. Größe und Richtung des Dipols sind durch den Drehimpulsvektor gegeben: $\vec{\mu} = \gamma \cdot \vec{I}$. Die kernspezifische Proportionali-

Die Präzessionsbewegung der Spins von ^3He und ^{129}Xe ist die Basis für Spinuhren.

1) Oft ist mit der Bezeichnung Kernspin nur seine Quantenzahl I gemeint.

KOMPAKT

- Eine Uhr benötigt ein schwingungsfähiges System – das kann auch die Präzessionsbewegung der Kernspins von Edelgasen sein (Spinuhren).
- Die Frequenz der Präzession hängt vom angelegten Magnetfeld ab. Da sich dieses nicht mit ausreichender Genauigkeit stabilisieren lässt, dienen Spinuhren meist als Magnetometer.
- Bei Uhrenvergleichsexperimenten sind ^3He und ^{129}Xe im selben Volumen eingeschlossen. Bei Differenzbildung hängt das Präzessionssignal nicht vom Magnetfeld ab.
- Spinuhren kommen beispielsweise zum Einsatz bei Experimenten zur Suche nach dem elektrischen Dipolmoment von Elementarteilchen.

Prof. Dr. Werner Heil, Universität Mainz, Institut für Physik, Staudingerweg 7, 55099 Mainz

2) Bei mittleren und kleinen Magnetfeldern eignen sich SQUIDs und optisch gepumpte Cs-Magnetometer als magnetischer Flussdetektor mit Empfindlichkeiten von 1 bis 30 fT/√Hz. Für Magnetfelder $B > 0,1\text{T}$ ist der klassische NMR-Nachweis mit einer Induktionsspule besser.

tätskonstante γ heißt gyromagnetisches Verhältnis. In einem äußeren Magnetfeld \vec{B} rotieren solche atomaren Dipole aufgrund des von B ausgeübten Drehmoments $\vec{D} = \vec{\mu} \times \vec{B}$ auf einem Kegel um die Magnetfeldrichtung – analog zu einem rotierenden Kreisel, der um die Gravitationsachse präzediert. Aus der Bewegungsgleichung $\dot{\vec{I}} = \vec{D}$ folgt die Präzession mit der Larmorfrequenz

$$\omega_L = -\gamma B. \tag{1}$$

Eine makroskopische Beschreibung für die zeitliche Entwicklung der magnetischen Momente vieler Kerne bzw. der Magnetisierung

$$\vec{M} = \frac{1}{V} \sum_{i=1}^n \vec{\mu}_i$$

des Spinensembles, liefern die Bloch-Gleichungen. Dabei handelt es sich um ein Gleichungssystem, das Felix Bloch 1946 aufgestellt hat und das die zeitliche Entwicklung eines Zwei-Niveau-Systems in einer Kombination aus statischen und oszillierenden Magnetfeldern durch Präzession und Relaxation beschreibt. Die Relaxationsterme bedingen den exponentiellen Abfall der Magnetisierungskomponenten ins thermische Gleichgewicht, $\vec{M}_{th} = (0, 0, M_{th})$ mit den charakteristischen Zeiten T_1 und T_2 , die auch als longitudinale bzw. transversale Relaxationszeit bekannt sind:

$$\begin{aligned} \frac{dM_x}{dt} &= \gamma (\vec{M} \times \vec{B})_x - \frac{M_x}{T_2}, \\ \frac{dM_y}{dt} &= \gamma (\vec{M} \times \vec{B})_y - \frac{M_y}{T_2}, \\ \frac{dM_z}{dt} &= \gamma (\vec{M} \times \vec{B})_z + \frac{M_{th} - M_z}{T_1}. \end{aligned} \tag{2}$$

Die Auslenkung des Anfangszustandes $\vec{M}_0 = M_0 \hat{e}_z$ um den Winkel ϑ aus der Magnetfeldachse erfolgt meist durch Einstrahlung eines resonanten ($\omega = \omega_L$) Radiofrequenzpulses entlang der x -Achse mit Amplitude B_1 und Dauer τ und ist gegeben durch $\vartheta = \gamma \tau B_1/2$. Um das Signal-zu-Rausch-Verhältnis (SNR) zu maximieren, lenkt man den Spin bzw. das Spinensemble in die Äquatorialebene ($\vartheta = \frac{\pi}{2}$) und weist die Präzession

der makroskopischen transversalen Magnetisierung $M_{\perp}(t) = NP\gamma \langle I_{\perp}(t) \rangle$ über einen geeigneten Detektor nach. N ist dabei die Zahl der Kerne pro Volumeneinheit und P der Polarisationsgrad der Spinprobe. Letzterer kann im Fall der optisch gepumpten Edelgase ^3He und ^{129}Xe nahezu eins werden und übertrifft die thermische Polarisation der Kernspins selbst in hohen Magnetfeldern um fast fünf Größenordnungen, weshalb man hier auch von Hyperpolarisation spricht.

Gelingt es nun, diese Präzessionsbewegung mit einem hochempfindlichen Detektor nachzuweisen,²⁾ liegt wieder das Grundprinzip einer Uhr vor – allerdings nur, wenn alle Kernspins synchron präzedieren und sich die magnetischen Momente der einzelnen Kernspins zu einer messbaren Größe addieren. Mit zunehmender Zeit kommen die Kernspins außer Takt, sie dephasieren, und ihre magnetischen Momente können sich gegenseitig auslöschen. Mit anderen Worten: Die Spinuhr ist abgelaufen und muss erneut „aufgezogen“ werden. Bei sehr kleinen Magnetfeldern ($\sim 1/100$ des Erdmagnetfeldes) und unter Abschirmung aller äußeren Störquellen, z. B. Fahrstuhl- oder Straßenbahnbewegungen, ist es gelungen, diese Uhr über mehrere Tage synchron präzedieren zu lassen [1].

Die Inhomogenität des statischen Magnetfeldes über dem Probenvolumen sorgt häufig für das Abklingen der transversalen Komponenten. Die einzelnen Spins präzedieren nicht gleich schnell und geraten außer Phase. Ihre Vektorsumme (Magnetisierung) verschwindet. Dieser Kohärenzverlust führt zur exponentiellen Abnahme des Messsignals. Die charakteristische Zeitkonstante, hier T_2^* genannt, beträgt in der kondensierten Phase (z. B. bei den Protonen des Wassers) meist nur wenige Millisekunden und kann unter kontrollierten Bedingungen bis zu einer Sekunde anwachsen. Die Situation ändert sich aufgrund der schnellen Diffusion drastisch in verdünnten Gasen. Das zeitlich gemittelte Magnetfeld über dem Probenvolumen, das die einzelnen Kernspins wahrnehmen, zeigt weniger Fluktuationen („motional narrowing“), und eine strenge Herleitung der resultierenden T_2^* -Zeit unter Berücksichtigung der Diffusionsmoden ergibt [2]:

$$\frac{1}{T_2^*} \approx \frac{8R^4 \gamma^2 |\vec{\nabla} B_z|^2}{175D} \tag{3}$$

Wichtig ist hier, dass die Relaxationsrate $1/T_2^*$ mit der vierten Potenz der Probenabmessung (Radius R bei sphärischer Spinprobe) skaliert, über den Diffusionskoeffizienten D linear mit dem Gasdruck zunimmt und vom Quadrat des absoluten Feldgradienten abhängt. Daher herrschen die optimalsten Bedingungen, d. h. lange Spinkohärenzzeiten, bei gleichzeitig ausreichend hohen Signalstärken, bei Gasdrücken von einigen Millibar, Probenabmessungen von einigen Zentimetern und absoluten Feldgradienten von $< 20\text{ pT/cm}$. Letztere sind schwierig zu erreichen und verlangen das Arbeiten in schwachen Magnetfeldern ($\sim 1\text{ }\mu\text{T}$), um T_2^* -Zeiten von bis zu 100 Stunden zu erzielen. Aber selbst in hohen Feldern im Tesla-Bereich betragen die Spinkohärenzzeiten noch einige Minuten.

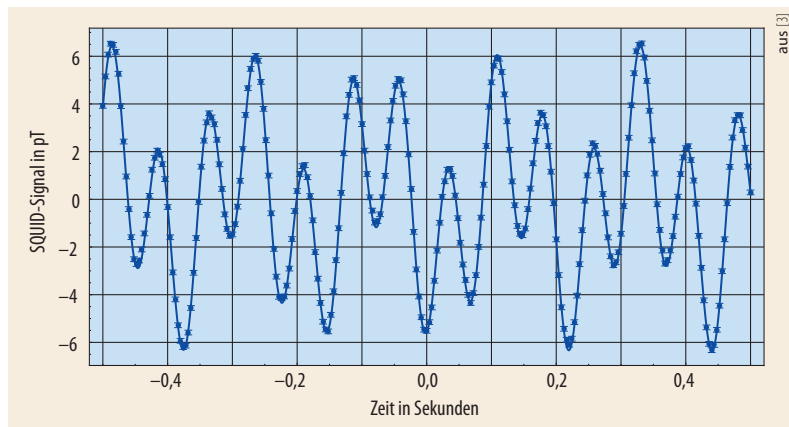


Abb. 1 Befinden sich ^3He und ^{129}Xe im gleichen Volumen, überlagern sich ihre Kernspinpräzessionssignale, wie sich mittels SQUID-Gradiometer (Abtastfre-

quenz 250 Hz) nachweisen lässt. Aus dem Fit an die Datenpunkte folgen die Larmorfrequenzen: Helium $2\pi \times 13\text{ Hz}$, Xenon $2\pi \times 4,7\text{ Hz}$.

Die Genauigkeit, mit der diese Uhr Frequenzen misst, hängt nämlich von der Beobachtungsdauer T ab. Die Cramér-Rao-Grenze, benannt nach den Mathematikern Harald Cramér und Calyampudi Radhakrishna Rao, ist ein Parameterschätzverfahren aus der Statistik und gibt hier die Mindestgröße für die Frequenzunsicherheit σ_f abhängig von der Abtastfrequenz $f_s = 2 f_{BW}$, der Messdauer ($T \approx T_2^*$) und dem SNR an, gemäß [1]:

$$\sigma_f \geq \frac{\sqrt{12}}{2\pi \cdot \text{SNR} \cdot \sqrt{f_{BW} \cdot (T_2^*)^{3/2}}}. \quad (4)$$

So resultiert nach einer Messzeit von einem Tag bei einem SNR ($f_{BW} = 1$ Hz) von 10000:1 eine absolute Frequenzgenauigkeit von einigen Pikohertz. Bei Cs-Atomuhren beträgt die absolute Frequenzgenauigkeit dagegen $\Delta f \sim 1 \mu\text{Hz}$, was einer relativen Frequenzgenauigkeit von $\Delta f/f \sim 10^{-16}$ beim Hyperfeinstruktur-Übergang im Grundzustand von ^{133}Cs entspricht ($f = 9,192... \text{GHz}$).

Das Problem einer Spinuhr ist allerdings, dass die Frequenz ω_L der Spinpräzession direkt vom angelegten Magnetfeld abhängt (Gl. 1) und dieses sich niemals mit der geforderten Genauigkeit stabilisieren lässt. Aus diesem Grund kommen Spinuhren meist als Magnetometer zum Einsatz, wo sie dazu dienen, Schwankungen von Magnetfeldern zu überwachen. Um etwas über die intrinsischen Schwankungen einer Spinuhr zu lernen, muss man die Magnetfeldabhängigkeit eliminieren. Der Trick besteht darin, zwei Spinuhren zu benutzen (hier ^3He und ^{129}Xe) und die Atome in das gleiche Volumen einzusperren, sodass die Gasatome im Mittel das gleiche Magnetfeld sehen (Uhrenvergleichsexperiment, Abb. 1). Bildet man nun eine skalierte Differenz $\Delta\omega$ der beiden Spinpräzessionssignale (Gl. 1) gemäß

$$\Delta\omega = \omega_{L,\text{He}} - (\gamma_{\text{He}}/\gamma_{\text{Xe}}) \cdot \omega_{L,\text{Xe}}, \quad (5)$$

so kürzt sich die Magnetfeldabhängigkeit exakt heraus. Wir erhalten $\Delta\omega = 0!$

Als Maß der Frequenzstabilität einer solchen Spinuhr dient die Allan-Standardabweichung (Infokasten). Die Tatsache, dass im erfassten Messintervall keine Driften auftreten, die Allan-Standardabweichung also streng dem nach Gl. 4 erwarteten $\tau^{-3/2}$ -Gesetz folgt, hat seinen wesentlichen Grund darin, dass die Signalauslese und die freie Präzession des Spinsystems weitgehend entkoppelt sind. Dies umgeht mögliche systematische Driften wie sie bei optisch gepumpten Alkali-Magnetometern auftreten können, wo der direkte Auslesestrahl bei nicht-resonanter Einstrahlung zu einer optischen Stark-Verschiebung der Zeeman-Niveaus führt oder es zu nicht-statistischem Phasenrauschen durch die Rückkopplungs-Elektronik kommen kann.

Spinuhren als Magnetometer

Ein Magnetometer dient zur Messung magnetischer Flussdichten mit einem Messbereich von rund 10^{-15} bis 10 T. Aufgrund dieses großen Bereichs kommen unterschiedliche Messverfahren unter dem Begriff „Magnetometer“ zum Einsatz (Abb. 2).

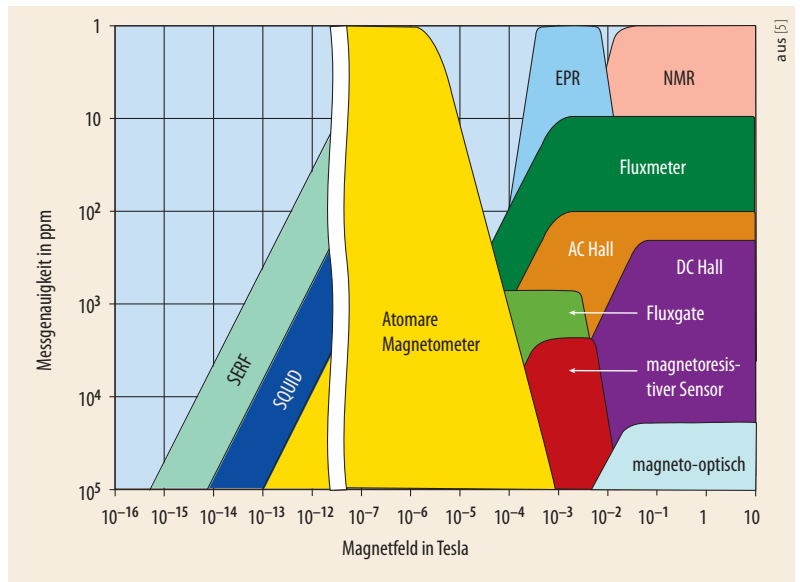


Abb. 2 Abhängig von Messgenauigkeit und Messbereich kommen verschiedene Methoden zur Magnetfeldmessung zum Einsatz.

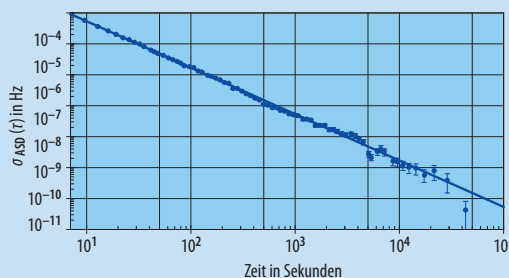
Unter speziellen Bedingungen lassen sich für einzelne Instrumentierungen durchaus höhere Messgenauigkeiten erzielen, aber bei relativen Genauigkeiten von besser als 10^{-10} stößt man faktisch an die Grenzen. Dies verlangsamt oder verhindert gar mittlerweile weitere Fortschritte in vielen forschungs- und anwendungsorientierten Bereichen. Zu erwähnen sind Grundlagenexperimente wie Hochpräzisions-Massenmessungen in Penning-Fallen [6] oder das g-2-Muon-Experiment [7], bei dem Magnetfeldmessungen mit deutlich verbesserter relativer bzw. absoluter Genauigkeit längst erforderlich wären. Das ^3He -Magnetometer, das in Zusammenarbeit mit dem Helmholtz-Institut Mainz entwickelt wurde, erlaubt erstmals den Vorstoß

ALLAN-STANDARDABWEICHUNG

Die Allan-Standardabweichung (ASD) ist definiert als Quadratwurzel der Allan-Varianz (benannt nach David W. Allan). Diese ist ein Maß für die Stabilität von Uhren und Oszillatoren, die den zeitlichen Verlauf der Daten in Intervalle gleicher Länge τ zerlegt und vergleicht [4]. Sie ist definiert als die Hälfte des Mittelwerts der Differenzquadrate von zwei aufeinanderfolgenden Messwerten (hier von Frequenzen) gemessen über das jeweilige Zeitintervall:

$$\sigma_{ASD}^2(\tau) = \frac{1}{2(N-1)} \sum_{i=1}^{N-1} (\bar{f}_{i+1}(\tau) - \bar{f}_i(\tau))^2$$

Am Verlauf der Allan-Varianz zeigt sich, welche Stör- und Rauschsignale auftreten. Für statistisches Signalrauschen mit konstanter spektraler Leistungsdichte (weißes Rauschen) haben ASD und statistische Standardabweichung den gleichen Wert. Die erwartete $\tau^{-3/2}$ -Abhängigkeit der Frequenzgenauigkeit wurde für Zeitintervalle bis zu einem Tag beobachtet.



Die Allan-Standardabweichung zur Bestimmung der Frequenzgenauigkeit einer $^3\text{He}/^{129}\text{Xe}$ -Spinuhr als Funktion der Messzeit τ .

3) Insgesamt ist eine Null-Suszeptibilitätsanpassung der Probenumgebung nötig, z. B. diamagnetische Kupferdrähte mit paramagnetischem Aluminiumkern für die NMR-Sende- und Empfangsspule.

4) Das gyromagnetische Verhältnis $\gamma_{\text{He}} = -2\pi \times 32,434\,099\,66(43)$ MHz/T ist derzeit nur mit einer relativen Genauigkeit von $1,3 \times 10^{-8}$ bestimmt [9].

in einen neuen Sensitivitätsbereich der Magnetometrie. Das wird sehr hilfreich sein, wenn man mittels Shimung von Permanent- bzw. supraleitenden Magneten höhere Feldhomogenitäten erzielen möchte. Mit den kompakten Magnetometern in der Anordnung eines Gitters lassen sich in Sekunden hochauflösende Feldkarten erstellen. Auch ist es leichter, Magnetfelder zu stabilisieren: Vergleicht man die Präzessionsfrequenz mit einem Frequenzstandard, dient die Differenzfrequenz als Rückkopplungssignal in einer Regelschleife dazu, das Feld über Korrekturspulen zu stabilisieren. Der Vorteil ist, dass die Responsezeit nicht durch charakteristische Zeitkonstanten wie die Phasenkohärenzzeit limitiert ist (schnelle Feldregelung): ^3He -Magnetometer sind robust. Daher kommen sie seit den 1970er-Jahren in der Raumfahrt zum Einsatz, um das interplanetarische Magnetfeld zu messen.

Die Messempfindlichkeit sei hier an einer einfachen Versuchsanordnung demonstriert: Im Feld eines Kernspintomographen (1,5 Tesla) beträgt die Larmor-Frequenz der ^3He -Spins etwa 48,6 MHz. Durch eine kleine Zusatzspule um die Magnetometerzelle mit den präzedierenden Kernspins ändern sich Feld und Larmor-Frequenz. Bei einer Feldänderung von $\Delta B = 6 \cdot 10^{-10}$ T sollte sich die Frequenz um rund 0,02 Hz ändern. Diese winzige Verschiebung lässt sich mit hoher Genauigkeit mit den gängigen Methoden der Kernspinresonanztechnik nachweisen (Abb. 3). Der Einfluss des zeitlich schwankenden Umgebungsfeldes ($< 0,2$ nT) macht sich in den Abweichungen vom reinen Sinusverlauf deutlich bemerkbar. Aus der Analyse der akkumu-

lierten Phase $\Delta\Phi = \int \omega_1(t) dt$ folgt, dass sich innerhalb von etwa einer Sekunde Magnetfelder – genauer: das zeitlich gemittelte Feld – mit einer relativen Genauigkeit von $\Delta B/\bar{B} \sim 10^{-12}$ bestimmen lassen [8].

Bei starken Magnetfeldern hängt die Phasenkohärenzzeit viel stärker als bei schwachen Feldern von der relativen Homogenität des Feldes ab (Gl. 3). Eine Kugelgestalt der Zelle mit der eingeschlossenen ^3He -Spinprobe ist bei hohen Feldern daher essenziell, damit sich induzierte Feldgradienten aufgrund der magnetischen Suszeptibilität χ des Wandmaterials in der erreichbaren T_2^* -Zeit nicht limitierend auswirken. Eine hohe Sphärizität ist auch für eine Absolutmessung des Magnetfeldes nötig, da das Feld B_{in} im Innern einer Zelle mit Innenradius R_{in} und Wanddicke d sich dann nur um einen kleinen, aber korrigierbaren Faktor

$$\frac{B_{\text{in}}}{B_0} \approx 1 - \frac{2}{9} \left[1 - (R_{\text{in}} / (R_{\text{in}} + d))^3 \right] \cdot \chi^2 \quad (\text{gültig für } \chi \ll 1)$$

vom angelegten und zu messenden Feld B_0 unterscheidet.³⁾ So lassen sich Hohlkugeln aus Quarzglas mit Durchmessern von rund 1 cm und einer Abweichung von der Sphärizität von unter 1 μm herstellen (Abb. 4). Daher liegt es nahe, die Einheit Tesla der magnetischen Flussdichte B über die exakte Messung von Larmor-Frequenz und gyromagnetischem Verhältnis⁴⁾ γ_{He} neu zu definieren: $B = |\omega_{\text{L,He}} / \gamma_{\text{He}}|$. Bislang erfolgt die Reproduktion der Einheit Tesla als Primärnormal mit Hilfe der magnetischen Kernspinresonanz an den Protonen in einer hochreinen Wasserprobe.

^3He -Magnetometer funktionieren auch bei kryogenen Temperaturen, ohne an Genauigkeit einzubüßen. Hier versagen die meisten Verfahren, da bei tiefen Temperaturen die relevanten Spinproben wie Wasser alle im festen Zustand sind und die dipolare Kopplung der Spins die Phasenkohärenzzeit drastisch reduziert (< 1 ms). Mit den ^3He -Magnetometern basierend auf der freien Spinpräzession steht erstmals ein Feldsensor zur Verfügung, der den gesamten interessanten Temperaturbereich von 4 K bis Raumtemperatur abdeckt.

Symmetrien in der Natur

Präzisionsmessungen der Zeemann-Aufspaltung eines Zwei-Niveau-Systems sind nicht nur wichtig für die Magnetometrie, sondern auch in Uhrenvergleichsexperimenten bei der Suche nach kleinsten Verletzungen des Standardmodells der Teilchenphysik. Dieses Modell liefert die mathematische Beschreibung der bekannten drei Generationen von Quarks und Leptonen inklusive der Austauschteilchen und des Higgs-Bosons, das als letzter Baustein das Standardmodell komplettiert hat. Trotz der überwältigenden Erfolge gibt es viele offene Fragen: Das Standardmodell beinhaltet unter anderem nicht die Gravitation, es kann Dunkle Materie und Dunkle Energie nicht erklären und besitzt zahlreiche Parameter, die erst durch experimentelle Messungen festzulegen sind. Mit $^3\text{He}/^{129}\text{Xe}$ -Uhrenvergleichsexperimenten, bei denen

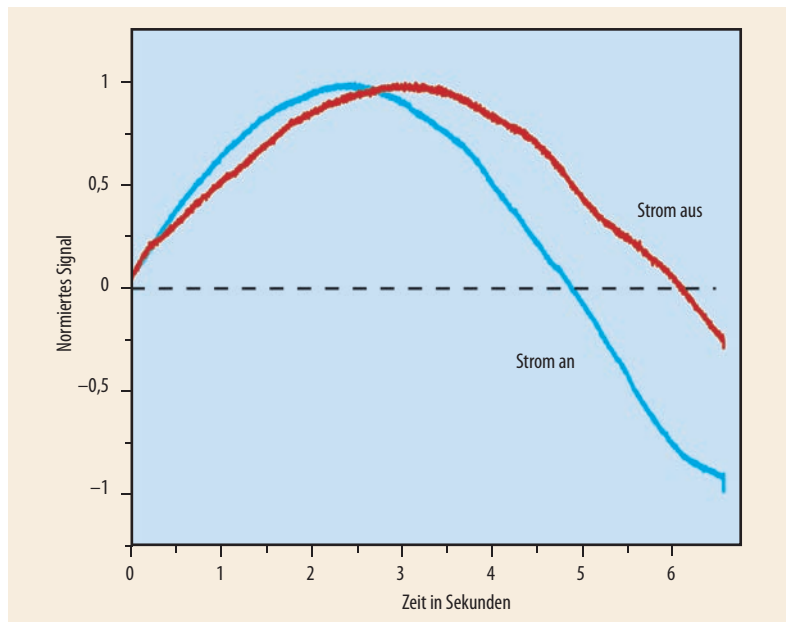


Abb. 3 Die freie Präzessionsfrequenz Δf von ^3He -Spinproben im homogenen Feld $B = 1,5$ T eines Kernspintomographen verschiebt sich durch ein Zusatzfeld $\Delta B = 0,6$ nT. Zur besseren Sichtbarkeit wurde eine feste Frequenz von 48,6 MHz abgezogen. Die Aufnahmezeit war auf 6,6 s begrenzt. Eine erste grobe Auswertung mit einer Ablesegenauigkeit von 0,05 s zeigt, dass in diesem Messintervall das

Sensitivitätslimit zum Nachweis von Feldschwankungen $\Delta B/\bar{B} \approx 3 \times 10^{-11}$ beiträgt. Die Genauigkeit verbessert sich um mehr als eine Größenordnung, wenn man bei der Analyse den resultierenden Phasenverlauf des Spinpräzessionssignals heranzieht, der die Statistik der Datenpunkte berücksichtigt. Aus den Messdaten resultiert die charakteristische T_2^* -Zeit von hier knapp 5 Minuten.

man die Frequenzen der beiden Zeeman-Übergänge vergleicht, lässt sich sehr gezielt nach Physik jenseits des Standardmodells suchen, wenn nicht-magnetische Spin-Wechselwirkungen der Form $V_{\text{int}} = \vec{a} \cdot \vec{\sigma}$ vorliegen. Diese sind formal als zusätzliche Zeeman-Aufspaltung durch ein pseudomagnetisches Feld $V_{\text{int}} = -\vec{\mu}_{\text{PM}} \cdot \vec{B}_{\text{PM}}$ darstellbar. Die Suche nach einer die Lorentz-Invarianz verletzenden siderischen Modulation der Larmor-Frequenz ist solch ein Beispiel:

$$\omega_{\text{LV}} = V_{\text{int}}/\hbar = \langle \vec{b}_{\perp} \rangle \cdot (\hat{\epsilon} \cdot \vec{\sigma})/\hbar.$$

Durch den $^3\text{He}/^{129}\text{Xe}$ -Uhrenvergleich (Gl. 5) entsteht eine Uhr, die nur „tickt“, wenn nicht-magnetische Wechselwirkungen im Spiel sind. In diesem Fall folgt:⁵⁾

$$\Delta\omega_{\text{LV}} = (1 - \gamma_{\text{He}}/\gamma_{\text{Xe}}) \cdot \omega_{\text{LV}}.$$

Die Gesetze der klassischen Mechanik sollten in jedem Inertialsystem gleichermaßen gelten (Relativitätsprinzip). So postuliert es das Prinzip der Lorentz-Invarianz, die der speziellen Relativitätstheorie zugrunde liegt. Seit Michelson 1881 in Potsdam gezeigt hat, dass die Lichtgeschwindigkeit nicht von der Orientierung und der gleichförmigen Bewegung des Messgeräts abhängt, hat die Lorentz-Invarianz zahlreiche Tests bestanden. Kleine Verletzungen der Invarianz sind jedoch im Rahmen einer Weiterentwicklung physikalischer Modelle der Elementarteilchen oder einer Quantentheorie der Gravitation möglich, zeigen sich allerdings erst bei sehr hohen Energien nahe der Planck-Masse ($M_{\text{p}} \approx 10^{19} \text{ GeV}/c^2$).

In unserer niederenergetischen Welt manifestieren sich solche Effekte nur als kleinste Abweichungen, die höchstens in Präzisionsexperimenten zugänglich sind. Eine solche, die Lorentz-Invarianz verletzende Wechselwirkung der Spins sollte mit einem hypothetischen Hintergrundfeld erfolgen, das im Ruhesystem der kosmischen Hintergrundstrahlung verankert ist. Diese gleichmäßige Strahlung von Mikrowellen, die den gesamten Weltraum erfüllt, wurde vor mehr als 13 Milliarden Jahren in der heißen Geburtsphase des Universums freigesetzt und hallt immer noch durchs All.

Dreht sich also die Erde und damit unser Labor relativ zu diesem Hintergrundfeld, müsste sich die Präzessionsfrequenz der $^3\text{He}/^{129}\text{Xe}$ -Uhr periodisch mit der Tag/Nacht-Periode ändern (Abb. 5). Das ehrgeizige Ziel, dies nachzuweisen, verfolgten wir in Zusammenarbeit mit der Heidelberger Universität und der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt in Berlin. In einem magnetisch abgeschirmten Raum präzedierten die ^3He - und ^{129}Xe -Spins in speziell präparierten relaxationsarmen Glaszellen, die das vorzeitige „Ablaufen“ der Uhr möglichst verhindern sollten. Dabei kamen hochempfindliche SQUIDS für den Nachweis der Spinpräzession zum Einsatz. Das Messsignal der $^3\text{He}/^{129}\text{Xe}$ -Uhr schwankt symmetrisch zur Nulllinie (Abb. 5), zeigt aber offensichtlich keine periodische Tag/Nacht-Modulation seiner Amplitude. Aus diesem Ergebnis folgen Obergrenzen für eine Verletzung der Lorentz-Invarianz, d. h. für den Parameter $\langle \vec{b}_{\perp} \rangle$ [3]: $\langle \vec{b}_{\perp} \rangle < 8,4 \times 10^{-34} \text{ GeV}$ (68 % Confidence Level). Da-



Abb. 4 Diese Hohlkugel aus Quarzglas wurde mittels Diffusionsschweißen aus zwei Halbschalen zusammengesetzt ($R_{\text{in}} = 4 \text{ mm}$, $R_{\text{out}} = 6 \text{ mm}$). Das ^3He -Gas gelangt beim Erhitzen der Zelle über Permeation von außen nach innen.

mit ist in der Empfindlichkeitsstufe bereits die zweite Ordnung in der Planck-Skala-Unterdrückung erreicht: $\langle \vec{b}_{\perp} \rangle \sim (m_n/M_{\text{p}})^2 \cdot m_n c^2$. Das ist der positive Schluss, der aus den bisherigen Resultaten zu ziehen ist. Im Rahmen der Standardmodellerweiterung von Kostelecky et al. [10], einem effektiven Modell, um etwaige, experimentell feststellbare Lorentz- und CPT-Symmetriebrechungen theoretisch bewerten zu können, stellt dieser Wert die zurzeit genaueste Grenze für eine Verletzung der Lorentz-Invarianz auf dem Materiesektor dar.

Der Test der Lorentz-Invarianz stieß erst ein kleines Fenster an Möglichkeiten zur Suche nach fundamentalen Symmetrieverletzungen auf: Nach unserem heutigen Verständnis entstand im Urknall genauso viel Materie wie Antimaterie. Da Teilchen mit Antiteilchen reagieren und sich gegenseitig zerstören, dürfte in diesem Szenario keine Materie übrig bleiben. Für uns

5) Hier wird vorausgesetzt, dass der Kernspin von ^3He und ^{129}Xe allein durch das Valenzneutron getragen wird (Schmidt-Modell). Detailliertere Schalenmodellrechnungen modifizieren diesen Ausdruck im Wesentlichen durch einen zusätzlichen Korrekturfaktor < 1 .

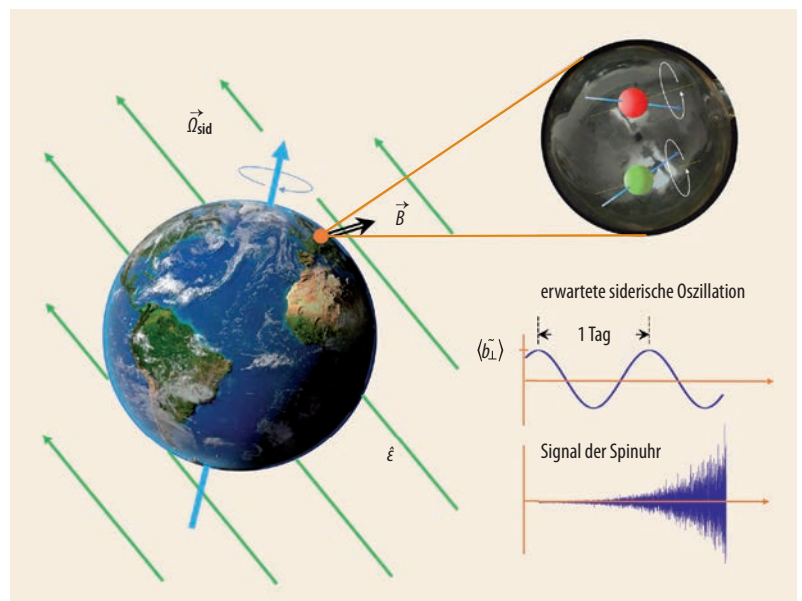


Abb. 5 Die $^3\text{He}/^{129}\text{Xe}$ -Kernspins koppeln bei siderischer Rotation der Erde bzw. des Magnetfeldes als Quantisierungsachse an ein hypothetisches Hintergrundfeld. Die Kopplung $\langle \vec{b}_{\perp} \rangle$ lässt sich durch einen Fit der Form $A \cdot \sin(\Omega_{\text{sid}} \cdot t + \varphi)$ an

das Uhrenvergleichssignal ermitteln. Das Rauschen wächst exponentiell an, da die ^{129}Xe -Signalamplitude abnimmt, und zwar mit der charakteristischen Zeitkonstanten $T_{2, \text{Xe}}^*$ von rund 8 Stunden.

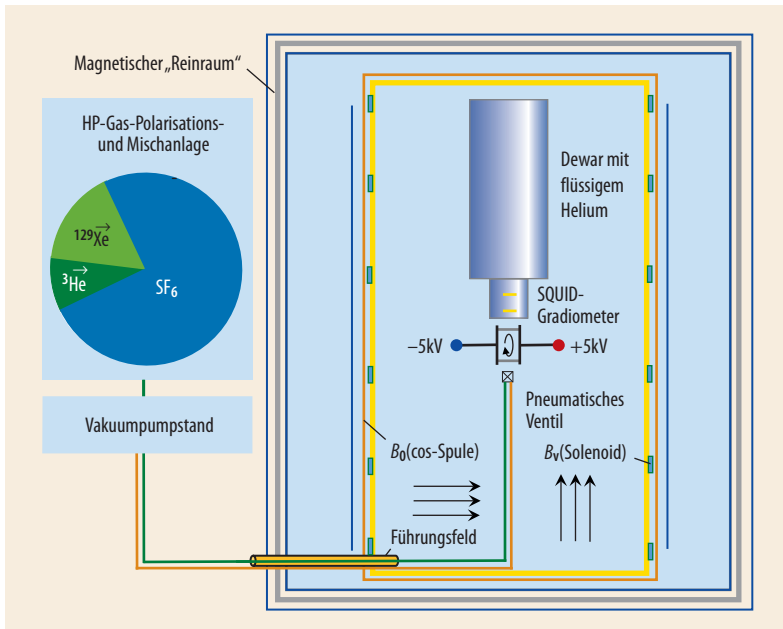


Abb. 6 Der zentrale Teil des Xe-EDM-Experiments umfasst die zylindrische $^3\text{He}/^{129}\text{Xe}$ -Spinpräzessionszelle mit Siliziumelektroden als Deckel, an denen eine Hochspannung anliegt, sowie drei SQUID-Gradiometer für den Signalnachweis, die sich in einem Kryostaten mit flüssigem Helium befinden. Um das elektromagnetische Umgebungsrauschen auf wenige $\text{fT}/\sqrt{\text{Hz}}$ zu reduzieren, befindet sich die Anordnung in einem

vertikalen Metallzylinder und dieser in einer begehbaren magnetischen Abschirmkammer. Das hyperpolarisierte Gasgemisch gelangt mit SF_6 als Puffergas über eine Transferleitung von außen in die EDM-Zelle. Nach Spinmanipulation präzedieren die $^3\text{He}/^{129}\text{Xe}$ -Spins im homogenen Feld ($\sim 1 \mu\text{T}$) einer cos-Spule für die Dauer eines Tages, wobei das elektrische Feld über der Zelle stündlich umgepolt wird.

bedeutet das, dass es uns eigentlich nicht geben sollte. Allerdings wissen wir, dass es auf der Erde in natürlicher Form nur Materie gibt. Sicher ist auch, dass unser Sonnensystem und die Milchstraße nur aus Materie bestehen. Wo ist also die Antimaterie geblieben? Ein Schlüssel zur Beantwortung dieses großen Rätsels der Kosmologie und Teilchenphysik ist der Nachweis elektrischer Dipolmomente (EDM) von Elementarteilchen. Diese liefern im Standardmodell nur in höheren Ordnungen über die CP-verletzende Phase in der CKM-Mischungsmatrix endliche Beiträge und sind daher experimentell nicht zugänglich. Neue Quellen der CP-Verletzung (flavorerhaltende CP-Verletzung) wären Beiträge erster Ordnung und würden in den Empfindlichkeitsbereich laufender und geplanter EDM-Experimente fallen. Das $^3\text{He}/^{129}\text{Xe}$ -Uhrenvergleichsexperiment ist vor allem empfindlich auf das atomare EDM von ^{129}Xe . Wieder hilft der Charakter der nichtmagnetischen Spinkopplung $\Delta\omega_{\text{EDM}} = -|d_{\text{Xe}}|\vec{\sigma} \cdot \vec{E}/\hbar$, um über die skalierte Frequenzdifferenz zur direkten Observablen zu gelangen:

$$|d_{\text{Xe}}| = \frac{h \cdot \Delta f}{4 E \cdot (\gamma_{\text{He}}/\gamma_{\text{Xe}})}$$

Δf ist die resultierende Frequenzänderung beim Umpolen des angelegten elektrischen Feldes \vec{E} ($\vec{E} \uparrow \downarrow \vec{B}$) im Fall eines nicht verschwindenden EDM. Dieses Experiment findet zurzeit am Forschungszentrum Jülich im Namen der MIXed-Kollaboration⁶⁾ statt (Abb. 6). Aus der bislang erreichten Frequenzgenauigkeit von

$\Delta f \approx 20 \text{ pHz pro Tag}$ (Abb. 2) resultiert eine EDM-Sensitivität von $\delta d_{\text{Xe}} = 4 \times 10^{-30} \text{ e} \cdot \text{cm}$ pro Tag bei einem moderaten Feld von 2 kV/cm . Der derzeitige „Goldstandard“ bei den diamagnetischen Atomen, das Hg-EDM-Experiment, erreicht eine Obergrenze von $|d_{\text{Hg}}| < 3 \times 10^{-29} \text{ e} \cdot \text{cm}$ [11]. Mit der höheren Empfindlichkeit treten zwangsläufig systematische Fehler, vornehmlich die mit dem Umpolen des elektrischen Feldes korrelierten Fehler, auf. Diese gilt es, im Detail zu verstehen und möglichst zu unterdrücken. Daher ist bei diesem Uhrenvergleichsexperiment mit weitaus längeren Laufzeiten zu rechnen als bei bisherigen Experimenten zur Suche nach einer Verletzung der Lorentz-Invarianz oder – was in diesem Beitrag nicht besprochen wurde – die Suche nach Axionen über kurzreichweitige Spinwechselwirkungen [12].

bleibt zu erwähnen, dass die erreichbare Genauigkeit bei den $^3\text{He}/^{129}\text{Xe}$ -Uhrenvergleichsexperimenten derzeit durch die etwa um einen Faktor 10 geringere Spinkohärenzzeit von ^{129}Xe limitiert ist. Die Ursache dafür liegt in der recht hohen Polarisierbarkeit dieses Atoms und der dadurch stärker in Erscheinung tretenden Wandrelaxationsrate. Die systematische Suche nach geeigneten, für Gase impermeablen Wandmaterialien mit geringsten para- und ferromagnetischen Verunreinigungen ist zurzeit Gegenstand unserer Untersuchungen [13]. Ein Herabsetzen der Wandrelaxivität bei Xenon würde mindestens eine weitere Größenordnung in der Genauigkeit bringen, da man dann mit dem $^3\text{He}/^{129}\text{Xe}$ -Spinsystem kohärent über einen Zeitraum von mehr als einer Woche messen könnte.

Literatur

- [1] C. Gemmel et al., Eur. Phys. J. D 57, 303 (2010)
- [2] G. D. Cates et al., Phys. Rev. A 37, 2877 (1988)
- [3] F. Allmendinger et al., Phys. Rev. Lett. 112, 110801 (2014)
- [4] J. A. Barnes et al., IEEE Trans. Instrum. Meas. 20, 105 (1971)
- [5] L. Bottura et al., <https://cds.cern.ch/record/597621/files/p118.pdf>
- [6] K. Blaum, Physics Reports 425, 1 (2006)
- [7] J. P. Miller et al., Ann.Rev. of Nucl. and Part. Sci. 62, 237 (2012)
- [8] A. Nikiel et al., Eur. Phys. J. D 68, 330 (2014)
- [9] P. J. Mohr et al., CODATA Recommended Values of the Fundamental Physical Constants (2014)
- [10] V. A. Kostelecký et al., Phys. Rev. D 60, 116010 (1999)
- [11] W. C. Griffith et al., Phys. Rev. Lett. 102, 101601 (2009)
- [12] K. Tullney et al., Phys. Rev. Lett. 111, 100801 (2013)
- [13] M. Repetto et al., J. Magn. Reson. 252, 163 (2015)

DER AUTOR

Werner Heil (FV Hadronen und Kerne) hat in Kaiserslautern und Mainz studiert und in Mainz am Institut für Kernphysik promoviert. Danach arbeitete er als Postdoc an der École Normale Supérieure in Paris und am Institut Laue-Langevin in Grenoble. Als Senior Fellow entwickelte er dort ^3He -Spinfilter für Neutronen, bis er 1999 den Ruf an die JGU Mainz erhielt. Seine Forschungsgebiete sind die Anwendung und Nutzung hyperpolarisierter Edelgase. Seine Arbeiten wurden unter anderem mit dem Röntgenpreis (1991), dem Körberpreis (1998) und dem IBA-Europhysics Preis (2005) ausgezeichnet.



6) Measurement and Investigation of the Xenon Electric Dipole Moment – eine Kollaboration der Universitäten Groningen, Heidelberg und Mainz und des FZ Jülich. Auf deutscher Seite wird das Projekt von DFG und Exzellenzcluster PRISMA gefördert.