

TEILCHENPHYSIK

# Elektrische Dipolmomente gesucht

Für elektrische Dipolmomente (sub-)atomarer Teilchen gibt es nur Obergrenzen. Sämtliche experimentell gefundenen Werte sind bislang mit Null verträglich.

Klaus Kirch, Jörg Pretz und Andreas Wirzba

Der Titel mag erstaunlich klingen, sind doch elektrische Dipolmomente in vielen Systemen wie dem Wassermolekül wohlbekannt. In (sub-)atomaren Teilchen sind sie jedoch mit der Verletzung grundlegender Symmetrien verbunden und eng verknüpft mit einer der großen Fragen der Teilchenphysik und Kosmologie: Warum leben wir in einer Welt, in der Materie dominiert, obwohl nach der gängigen Urknalltheorie am Anfang des Universums Materie und Antimaterie im Gleichgewicht standen?

Elektrische Dipolmomente entstehen in der makroskopischen Welt, wenn positive und negative Ladungsträger unterschiedliche räumliche Verteilungen haben. Für zwei entgegengesetzt geladene Punktladungen  $Q$  beträgt das elektrische Dipolmoment  $\vec{d} = Q \vec{r}$ , wobei  $\vec{r}$  der Verbindungsvektor von der negativen zur positiven Ladung ist. Naiv erwartet man demnach bei einem Wassermolekül ein Dipolmoment, das dem Abstand der Wasserstoffatome zum Sauerstoffatom (etwa  $10^{-8}$  cm) multipliziert mit der Elementarladung  $e$  entspricht, also  $10^{-8} e \cdot \text{cm}$ . Dieses Ergebnis kommt dem experimentellen Wert von  $3,8 \cdot 10^{-9} e \cdot \text{cm}$  recht nahe. Analog folgt für ein Neutron, das aus zwei d-Quarks und einem u-Quark aufgebaut ist und einen Durchmesser von  $10^{-13}$  cm besitzt, ein Dipolmoment von  $10^{-13} e \cdot \text{cm}$ . Experimente haben bislang jedoch nur einen mit Null verträglichen Wert ergeben. Die experimentelle Messunsicherheit lässt auf eine obere Grenze von etwa  $3 \cdot 10^{-26} e \cdot \text{cm}$  schließen – ein Wert, der um 13 Größenordnungen unter der naiven Abschätzung liegt! Die elektroschwache Wechselwirkung des Standardmodells der Teilchenphysik sagt sogar einen Wert kleiner als  $10^{-31} e \cdot \text{cm}$  voraus.

Daher stellt sich die Frage, warum die elektrischen Dipolmomente (EDM) subatomarer bzw. atomarer Teilchen so klein sind, obwohl in klassischen Systemen wie Plattenkondensatoren, Dioden oder Batterien und in gewissen Molekülen die geometrisch zu erwartenden Resultate auftreten. Die Ursache hierfür liegt darin, dass die Ausrichtung und Existenz des EDM-Vektors dieser Teilchen mit der expliziten Brechung diskreter Symmetrien verknüpft sind. Konkret sind das die Parität (P) und die Zeitumkehrinvarianz (T), die empirisch nur sehr schwach verletzt sind (Infokasten Parität, Zeitumkehr und Ladungskonjugation). Wie aber führen diese Symmetriebrechungen zu einem EDM?



Der Speicherring COSY am Forschungszentrum Jülich lässt sich zur Messung der elektrischen Dipolmomente geladener Hadronen nutzen.

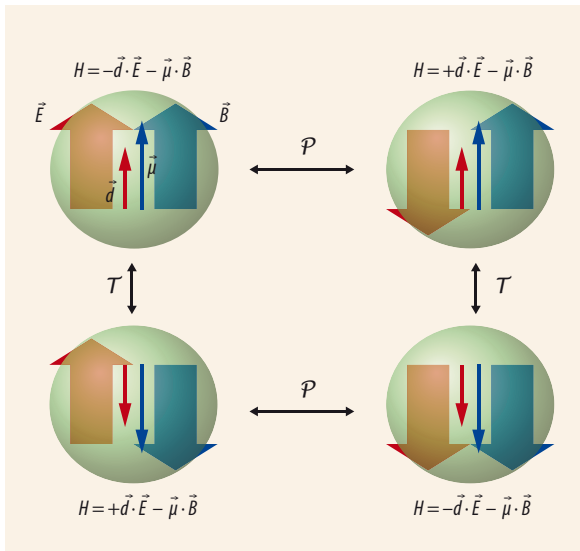
Die orangenen Elemente sind Ablenkdiopole, die gelben Elemente sind Quadrupolmagnete.

Da im Ruhesystem eines subatomaren oder atomaren Teilchens der Impuls verschwindet, verbleibt als einziger charakterisierender Vektor der Spin (also der Eigendrehimpuls) des Teilchens. Dieser ist aber ein axialer Vektor und kehrt im Gegensatz zu einem gewöhnlichen polaren Vektor (wie dem bereits erwähnten Verbindungsvektor) seine Richtung unter einer Paritätstransformation nicht um. Die Richtung des Spins bzw. seiner Projektion, die sich mittels eines verschwindend kleinen Magnetfelds im Raum festlegen lässt, reicht aus, um dem magnetischen Moment eines Teilchens mit nichtverschwindender

KOMPAKT

- Während das elektrische Dipolmoment in klassischen Systemen dem geometrisch zu erwartenden Wert entspricht, ist es bei (sub-)atomaren Teilchen um etliche Größenordnungen kleiner als erwartet.
- Der Grund dafür liegt darin, dass die Existenz solcher elektrischer Dipolmomente mit der Brechung diskreter Symmetrien verknüpft ist.
- Die meisten Experimente zur Messung des elektrischen Dipolmoments (EDM) beruhen darauf, seinen Einfluss auf die Spinpräzession zu bestimmen.
- Das empfindlichste Experiment zur Messung des EDM des Neutrons steht am Paul-Scherrer-Institut in der Schweiz. Speicherringe wie das Cooler Synchrotron COSY am Forschungszentrum Jülich erlauben die Messung elektrischer Dipolmomente geladener Teilchen.

Prof. Dr. Klaus Kirch, Paul Scherrer Institut, 5232 Villigen und ETH Zürich, Schweiz, Prof. Dr. Jörg Pretz, Physikzentrum, RWTH Aachen, Otto-Blumenthal-Straße, 52074 Aachen und FZ Jülich und Priv.-Doz. Dr. Andreas Wirzba, Institut für Kernphysik, FZ Jülich GmbH, 52425 Jülich



**Abb. 1** In einem (sub-)atomaren Teilchen kann ein elektrisches Dipolmoment  $\vec{d}$  nur parallel zur Spinprojektion ausgerichtet sein. Das Bild zeigt das Verhalten der Vektoren  $\vec{d}$ ,  $\vec{\mu}$ ,  $\vec{E}$  und  $\vec{B}$  unter einer Paritäts- und Zeitumkehrtransformation. Der entsprechende Hamilton-Operator zeigt die Symmetriebrechung, die für die Existenz eines EDM notwendig ist..

Spinquantenzahl eine Orientierung vorzugeben. Das magnetische Moment besitzt die Eigenschaften eines axialen Vektors – wie das Magnetfeld und der Spin selbst – und verhält sich wie diese unter Paritäts- bzw. Zeitumkehrtransformationen. Der Vektor des elektrischen Dipolmoments muss sich entlang der Achse ausrichten, die durch den axialen Spinvektor definiert ist. Da ohne symmetriebrechende Wechselwirkungen die Ausrichtung parallel oder antiparallel zum Spinvektor gleich wahrscheinlich ist und somit verschwindet, geht dies nur unter Verletzung der fundamentalen Symmetrien der Parität und Zeitumkehr (**Abb. 1**). Bei einer solchen Transformation ändert sich das Vorzeichen des

Terms  $\vec{d} \cdot \vec{E}$  im Hamilton-Operator der Wechselwirkung, da das elektrische Feld  $\vec{E}$  ein polarer Vektor ist und im symmetriebrechenden Fall der EDM-Vektor  $\vec{d}$  dem axialen Spinvektor folgt. Das Vorzeichen des entsprechenden Terms für das magnetische Moment  $\vec{\mu} \cdot \vec{B}$  bleibt gleich, da  $\vec{\mu}$  und  $\vec{B}$  axiale Vektoren sind.

Warum aber sind keine symmetrieverletzenden Wechselwirkungen nötig, um von Null verschiedene Werte für elektrische Dipolmomente in makroskopischen Systemen oder beim Wassermolekül zu messen? Hier spielt die Mischung von Zuständen mit unterschiedlicher Paritätsquantenzahl  $P$  eine entscheidende Rolle. In makroskopischen Körpern oder speziellen Molekülen liegen Grundzustand ( $P = +1$ ) und die ersten angeregten Zustände ( $P = -1$ ) oft so dicht zusammen, dass eine Quasi-Entartung vorliegt. Das angelegte elektrische Feld und/oder die Temperatur sind zu groß bzw. die Messzeit oder die Lebensdauer des Systems zu gering, um den symmetrischen Grundzustand von den ersten angeregten Zuständen entgegengesetzter Parität trennen zu können. Das System besitzt somit keine definierte Parität und auch keine exakte Symmetrie, die eine Ausrichtung des EDM-Vektors im Raum und damit dessen Existenz verhindern könnten. In der Molekülphysik wird bereits in diesen Fällen von „permanenten elektrischen Dipolmomenten“ gesprochen. Es sind aber nur *intrinsische* Dipolmomente in *molekülfesten Bezugssystemen*, die keine explizite Brechung der Parität oder Zeitumkehrinvarianz erfordern [1]. Damit ein (sub-)atomares Teilchen ein nichtverschwindendes *permanentes* EDM im *Laborsystem* entwickeln kann, ist zwingend die explizite Brechung der Parität- und Zeitumkehrinvarianz erforderlich.

Zwischen den extrem kleinen Vorhersagen des Standardmodells für das elektrische Dipolmoment (sub-)atomarer Teilchen und den experimentellen Obergrenzen liegen beispielsweise beim Neutron vier bis fünf Größenordnungen (**Abb. 2**). Hier eröffnet sich die Möglichkeit, nach Physik jenseits des Standardmodells zu suchen, z. B. nach Supersymmetrie oder Modellen mit mehr als einem Higgs-Boson. Ein weiterer wichtiger Grund für die Messung elektrischer Dipolmomente ist die explizite Verletzung der Zeitumkehrinvarianz  $T$  und damit – aufgrund des CPT-Theorems – die Verletzung der CP-Symmetrie, die nach der gängigen Urknalltheorie eine der notwendigen Bedingungen dafür ist, dass sich in der Entwicklung des Universums die Materie gegenüber der Antimaterie durchsetzen konnte [2]. Die aus dem Standardmodell bekannte CP-Verletzung ist viel zu klein, um den heute beobachteten Materieüberschuss zu erklären.

Da die Existenz elektrischer Dipolmomente mit der expliziten und simultanen Brechung der Parität- und Zeitumkehrinvarianz und damit mit der CP-Brechung verknüpft ist, erlauben es zukünftige Messungen nichtverschwindender EDM-Werte für mehrere Teilchenklassen (Neutron, Proton, leichte Kerne, Atome, Moleküle, Elektron und Myon), zwischen unterschiedlichen Erweiterungen des Standardmodells zu unterscheiden.

**PARITÄT, ZEITUMKEHR UND LADUNGSKONJUGATION**

Die **Paritätstransformation** ( $P$ ) entspricht einer Punktspiegelung am Ursprung des dreidimensionalen Raums. Die Erhaltung der Parität (also die Symmetrie unter  $P$ ) bedeutet, dass Prozesse und ihr Spiegelbild mit gleicher Wahrscheinlichkeit auftreten. Sie wird im Standardmodell der Teilchenphysik nur von der schwachen Wechselwirkung verletzt, wenn man von einem nach derzeitigem experimentellen Stand mit Null verträglichen Term in der starken Wechselwirkung (QCD) absieht.

Die **Zeitumkehr** ( $T$ ) entspricht der Umkehr der zeitlichen Abläufe und damit der Bewegungsumkehr. In der mikroskopischen Welt des Standardmodells erlauben nur kleine Phänomene der schwachen Wechselwirkung die Verletzung der Zeitumkehrinvarianz  $T$ , wenn man wieder vom QCD-Term absieht.

Die **Ladungskonjugation** ( $C$ ) entspricht dem Austausch von Teilchen mit deren Antiteilchen und damit der Inversion der Ladungen. Im Standardmodell tritt die Verletzung dieser Symmetrie  $C$  nur in der schwachen Wechselwirkung auf, wobei CP-verletzende Prozesse, bei denen die P-Brechung nicht mit einer C-Brechung verknüpft ist, um einen zusätzlichen Faktor von ca.  $10^{-3}$  unterdrückt sind.

Das **CPT-Theorem** sagt aus, dass bei Anwendung des Produkts aus Ladungskonjugation, Paritäts- und Zeitumkehrtransformation in einer beliebigen Reihenfolge in einer relativistischen lokalen Feldtheorie – dazu gehört auch das Standardmodell – die Eigenschaften des Systems (Massen, Energien...) strikt erhalten sind. In diesen Fällen bedingt die Verletzung der T-Symmetrie die der CP-Symmetrie und umgekehrt.

Die Massenskalen hypothetischer neuer Teilchen können sogar jenseits des Bereichs liegen, der durch Streuprozesse in heutigen oder geplanten Beschleunigern erreichbar ist. Die theoretische Beschreibung elektrischer Dipolmomente ist, beispielsweise auch durch Gitterrechnungen in der starken Wechselwirkung, weit fortgeschritten [3]. Allerdings erzeugt nicht jede CP-Verletzung jenseits des Standardmodells signifikante EDM-Werte.

### Präzession und Präzision im Experiment

Um elektrische Dipole zu messen, ist es unabdingbar, das entsprechende Teilchen einem elektrischen Feld auszusetzen. Die meisten Experimente beruhen darauf, dass das permanente elektrische Dipolmoment entlang der Spinprojektion ausgerichtet ist und sie seinen Einfluss auf die Spinpräzession vermessen. In Gegenwart elektrischer und magnetischer Felder gilt für die Winkelgeschwindigkeit  $\vec{\Omega}$  des Spinvektors  $\vec{S}$  für ein Teilchen in Ruhe:

$$\vec{\Omega} = \frac{-d\vec{E} - \mu\vec{B}}{S} \quad \text{und} \quad \dot{\vec{S}} = \vec{\Omega} \times \vec{S}.$$

Eine einfache Abschätzung soll die Schwierigkeit der Messungen illustrieren: Das magnetische Moment des Neutrons präzediert im Magnetfeld der Erde mit der Winkelgeschwindigkeit  $\Omega_{\text{MDM}} = \mu B/S \approx 9000/\text{s}$ . In einem starken elektrischen Feld von  $E = 10^7 \text{ V/m}$  beträgt die Winkelgeschwindigkeit bei einem elektrischen Dipolmoment von  $d = 10^{-31} \text{ e} \cdot \text{cm}$  nur  $\Omega_{\text{EDM}} = d E/S \approx 3 \cdot 10^{-11}/\text{s}$ . Um sich diesem kleinen Effekt anzunähern, wurden die Experimente in den letzten Jahren immer weiter verbessert. Dabei erweist es sich als vorteilhaft, die Bestimmung des EDMs auf die Messung einer Frequenz zurückzuführen. Frequenzen – oder besser noch Frequenzdifferenzen – lassen sich mit großer Genauigkeit bestimmen.

Ein mögliches Messprinzip sieht folgendermaßen aus: Da magnetische Felder nie ganz zu eliminieren sind, lässt man ein spinpolarisiertes Teilchen-Ensemble in einem kontrollierten magnetischen Haltefeld und einem zusätzlichen elektrischen Feld präzedieren und ändert anschließend die Richtung des elektrischen Feldes relativ zum magnetischen Feld. Aus der Differenz der beiden gemessenen Frequenzen leitet sich das elektrische Dipolmoment ab (Abb. 3). Viele systematische Effekte heben sich bei der Differenzbildung auf. Der statistische Fehler folgt aus der Stärke des elektrischen Feldes, dem Grad der Spinpolarisation und der Nachweisempfindlichkeit, der Anzahl der Teilchen im Ensemble sowie der Messdauer. Letztere ist durch die Spinkohärenzzeit limitiert. Diese gibt an, wie lange die Teilchenspins kohärent präzedieren. Diese Relaxationszeit spielt z. B. in der Magnetresonanztomographie eine große Rolle.

In bisherigen Messungen wurden noch keine von Null verschiedenen Werte gemessen, daher gibt es bislang nur Obergrenzen (Abb. 2). Neue empfindlichere

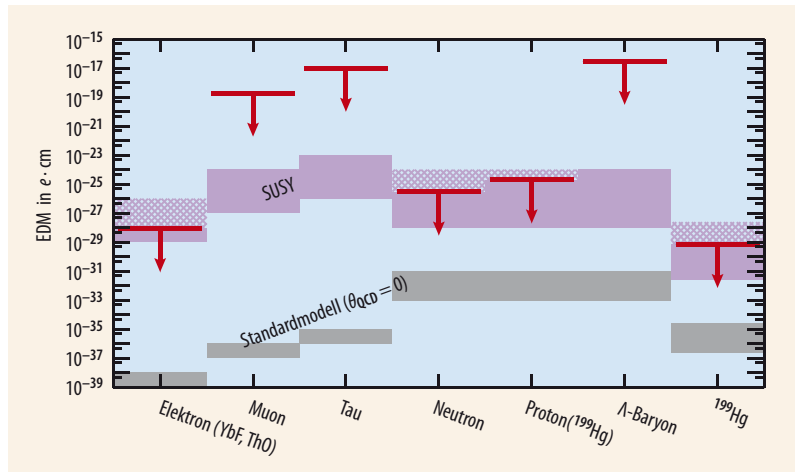


Abb. 2 Experimentelle Obergrenzen (rote Linien) und theoretische Vorhersagen verschiedener Modelle für elektrische Dipolmomente verschiedener Teilchen. Die SUSY-Voraussagen zeigen nur grobe, gängige Abschätzungen. Die schraffierten Bereiche sind bereits exper-

rimentell ausgeschlossen. Die Angaben in den Klammern an der horizontalen Achse bedeuten, dass die Limits für das besagte Teilchen aus der Messung an dem entsprechenden Atom oder Molekül abgeleitet wurden.

Experimente sind in Vorbereitung. Obwohl fast alle davon die Spinpräzession ausnutzen, unterscheiden sich die experimentellen Aufbauten doch erheblich. Sie reichen von kleinen Laboraufbauten für optische Spektroskopie bis zu großen Speicherringen [4]. Im Rahmen dieses Artikels stellen wir exemplarisch zwei verschiedene Messaufbauten vor.

### Experimente mit ultrakalten Neutronen

Die Messung des elektrischen Dipolmoments des Neutrons (nEDM) ist der Prototyp für Experimente, die nach Verletzungen fundamentaler Symmetrien suchen. Schon 1950 haben die späteren Nobelpreisträger Edward Mills Purcell und Norman Foster Ramsey das elektrische Dipolmoment des Neutrons mit der

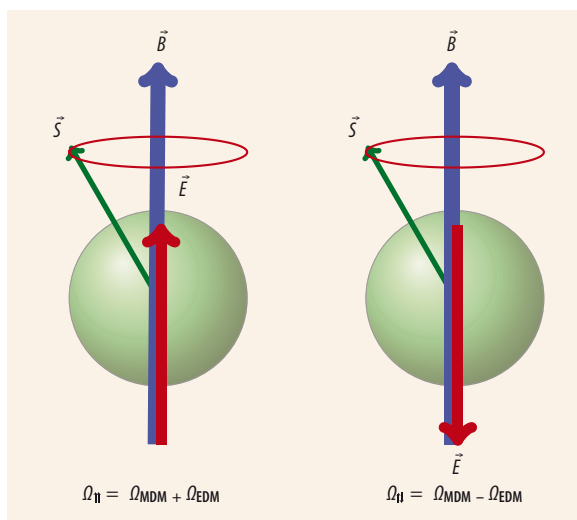


Abb. 3 In einem EDM-Experiment präzediert der Spin  $\vec{S}$  in magnetischen ( $\vec{B}$ ) und elektrischen ( $\vec{E}$ ) Feldern. Die Differenz der beiden Präzessionsfrequenzen gibt Aufschluss über das elektrische Dipolmoment.



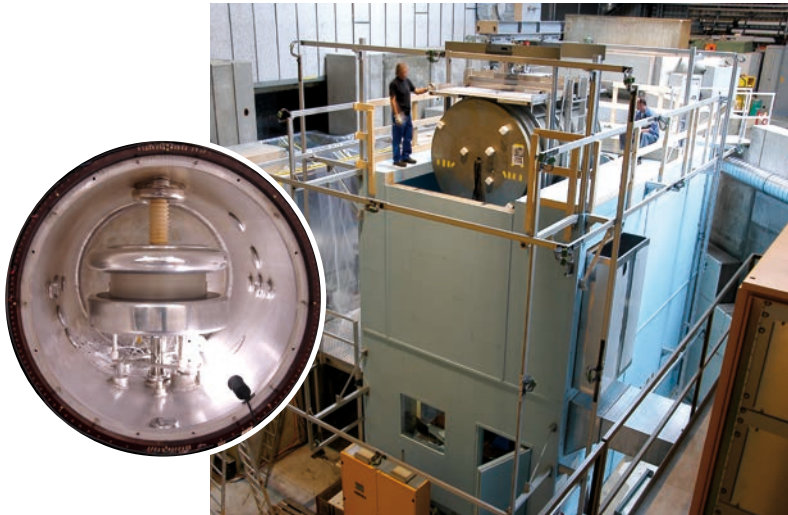


Abb. 4 Messung des elektrischen Dipolmoments des Neutrons am Paul-Scherrer-Institut in der Schweiz: Die magnetische Abschirmung ist in das temperaturstabilisierte Haus des Experimentaufbaus eingebaut. Das Inset zeigt einen Blick in die Vakuumkammer im Zentrum der Magnetabschirmung mit dem zylindrischen Speichervolumen für ultrakalte Neutronen. Elektrische und magnetische Felder verlaufen vertikal.

nungen erhöht. Trotzdem ist das derzeit beste Resultat immer noch mit Null verträglich,  $d < 3 \cdot 10^{-26} e \cdot \text{cm}$ , mit 90 % Konfidenzniveau [7, 8].

Eine internationale Kollaboration betreibt am Paul Scherrer Institut (PSI) in Villigen das derzeit empfindlichste Experiment (Abb. 4). Daneben gibt es weitere geplante oder im Aufbau befindliche Anlagen. Fast alle nutzen die Ramsey-Methode der separierten oszillierenden Felder (Infokasten). Dabei ist es entscheidend, zwischen den  $\pi/2$ -Pulsen eine möglichst lange freie Spinpräzession zu realisieren.

Bereits seit rund 25 Jahren kommen hierbei ultrakalte Neutronen (UCN) zum Einsatz, die sich in Apparaturen relativ lange speichern lassen. Um die Empfindlichkeit zu optimieren, gilt es, die statistische Sensitivität zu steigern und systematische Falscheffekte zu beherrschen. Am PSI ist seit 2011 eine neue intensive UCN-Quelle in Betrieb. Eine Füllung ultrakalter Neutronen spinpräzidiert in der Apparatur drei Minuten lang in den magnetischen und elektrischen Feldern, bevor die Neutronen gemäß ihrer Polarisation sortiert werden, um die akkumulierte Phase der Spins zu analysieren. Anschließend folgen die nächste Füllung mit ultrakalten Neutronen sowie viele Wiederholungen, um den statistischen Fehler zu verringern. Bei der Differenzbildung für verschiedene Orientierungen der elektrischen und magnetischen Felder fällt der große Effekt der Präzession des magnetischen Moments um das Magnetfeld heraus. Dafür muss das Magnetfeld allerdings hinreichend homogen und zeitlich stabil sein. Bei einer typischen Magnetfeldstärke von  $10^{-6}$  T sind Feldgradienten mittels laseroptisch ge-

Frage nach Paritätserhaltung in Verbindung gebracht. Allerdings haben sie ihr experimentelles Ergebnis erst 1957 nach der Entdeckung der Paritätsverletzung in der schwachen Wechselwirkung zusammen mit James H. Smith veröffentlicht [5]. Ramsey erklärte auch die Notwendigkeit, die Zeitumkehrinvarianz experimentell zu prüfen [6]. Seitdem hat sich die Empfindlichkeit der nEDM-Experimente um mehr als sechs Größenord-

**RAMSEY-METHODE**

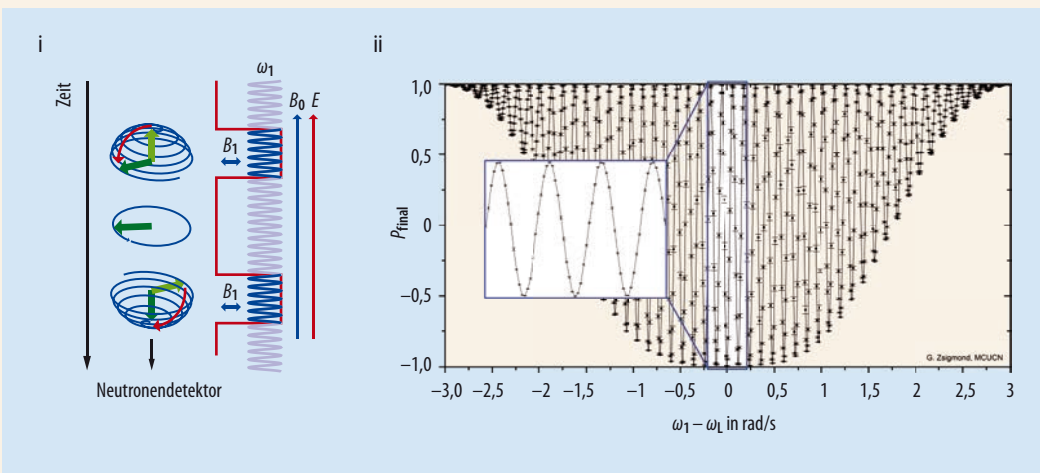
Bei der Ramsey-Methode zur Messung des Neutronen-EDMs bewegen sich die zunächst „spin-up“ polarisierten Neutronen in einem homogenen Magnetfeld  $B_0$  (i). Ein externer Oszillator läuft bei einer Frequenz  $\omega_1$  nahe der Larmor-Frequenz  $\omega_L$  der Neutronenspins und treibt in zwei separierten Zeitfenstern ein zu  $B_0$  orthogonales oszillierendes (oder rotierendes)  $B_1$ -Feld. Die Stärke von  $B_1$  und die Länge der Fenster sind so eingestellt, dass sich die

Polarisation um  $\pi/2$  dreht. Auf der Resonanz sind externer Oszillator und Neutronenpräzession in Phase, und die resultierende Polarisation ist „spin-down“. Nach dem zweiten Ramsey- $\pi/2$ -Puls wird die Polarisation der Neutronen bestimmt, indem sie bei der Detektion über eine magnetische Wechselwirkung in die beiden Spin-Einstellungen sortiert wird.

Bei der simulierten Ramsey-Kurve (ii) entspricht den „spin-up“-Neutronen am Anfang

die Polarisation  $P = 1$ . Nach beiden  $\pi/2$ -Pulsen wird die Polarisation  $P_{\text{final}}$  analysiert. Auf der zentralen Resonanz und ohne Depolarisation sind alle Neutronen „spin-down“ und  $P_{\text{final}} = -1$ . Derzeitige Experimente erreichen transversale Depolarisationszeiten von über 1000 s, und die analysierte Polarisation erzielt Werte über 0,8. Tatsächlich wird in der Messung aber nicht die ganze Ramsey-Kurve abgetastet, sondern die Resonanzfrequenz aus Messungen an den

Stellen größter Steigung zu beiden Seiten des zentralen Fringes bestimmt. Die Breite des zentralen Ramsey-Fringes  $\Delta\nu$  ist umgekehrt proportional zur Zeit der freien Präzession zwischen den  $\pi/2$ -Pulsen. Die statistische Genauigkeit der Frequenzmessung hängt von der Zahl der detektierten Neutronen ab. Diese Messung erfolgt jeweils für die zwei Konfigurationen von elektrischem und magnetischem Feld aus Abb. 2. Die Differenz der Resonanzfrequenzen ist proportional zum elektrischen Dipolmoment.



pumpster Cs-Magnetometer um die UCN-Kammer auf einem Niveau von  $10^{-9}$  T/cm und besser kontrollierbar [9]. Die Stabilität müsste jedoch  $10^{-13}$  T über Stunden betragen, was unerreicht ist. Man behilft sich daher damit, das relevante Feld im Volumen der UCN genau genug zu messen. Dazu sind dort kernspinpolarisierte  $^{199}\text{Hg}$ -Atome gespeichert, die im gleichen Feld spinpräzedieren. Sie werden optisch ausgelesen und erlauben es, kleine Feldänderungen zu erfassen und die Neutronenmessung zu korrigieren. Dazu muss das elektrische Dipolmoment des  $^{199}\text{Hg}$  selbst klein genug sein, was experimentell bestätigt ist (Abb. 3) [10].

Die Aussicht auf ein von Null verschiedenes Ergebnis bei immer genauerer Messung ist diese Mühen wert. Verbessert sich die Sensitivität eines Experiments um ein bis zwei Größenordnungen, erschließt sich neues Entdeckungspotenzial. Allerdings treten mit jeder Verbesserung der statistischen Sensitivität auch neue systematische Falscheffekte zutage, die wiederum neue Gegenmaßnahmen erfordern. Die Kollaboration am PSI hat beispielsweise Methoden entwickeln müssen, um nichtlineare Magnetfeldgradienten genau zu messen. Sie hat mit der Einführung von UCN-Spin-Echo-Techniken auf Probleme reagiert, die mit dem niedrigen Schwerpunkt der sehr langsamen ultrakalten Neutronen gegenüber der Mitte der Speicherkammer zu tun haben. Als kaltes Gas sind diese im Mittel in der Kammer zwei bis drei Millimeter tiefer anzutreffen als das Raumtemperaturgas der  $^{199}\text{Hg}$ -Atome. Daher treffen die Gase doch nicht das exakt gleiche Magnetfeld an.

### Experimente mit geladenen Teilchen

Die Messung elektrischer Dipolmomente geladener Teilchen bedeutet weitgehend Neuland. Eine Ausnahme ist die Untersuchung von Myonen in einem Speicherring, auf dem die im Folgenden vorgestellten Methoden für geladene Hadronen aufbauen. Um die Grundidee zu verstehen, betrachten wir geladene spinpolarisierte Teilchen. Ein radial gerichtetes elektrisches Feld und/oder senkrechtes magnetisches Feld halten diese auf einer Kreisbahn. Da die Teilchen große Geschwindigkeiten erreichen, ist die Spinpräzession komplizierter als bei langsamen Teilchen. Im Allgemeinen lässt sich die Spinpräzession durch die sog. BMT-Glei-

chung, benannt nach Bargman, Michel und Telegdi [11], beschreiben. Eine geschickt gewählte Kombination von Impuls, elektrischen und magnetischen Feldern ermöglicht es, die durch das magnetische Moment verursachte Spinpräzession relativ zum Impulsvektor vollständig zu unterdrücken, sodass gilt:

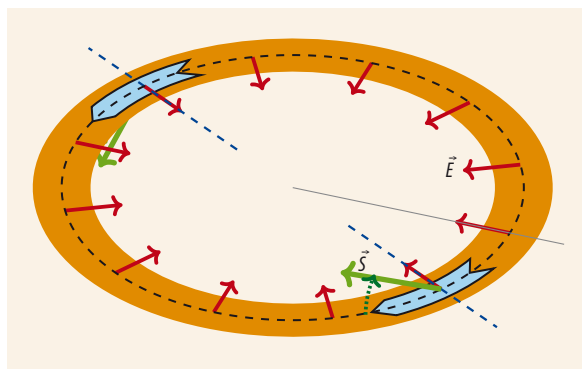
$$\vec{\Omega} = \frac{-d(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B})}{S}, \quad \dot{\vec{S}} = \vec{\Omega} \times \vec{S}.$$

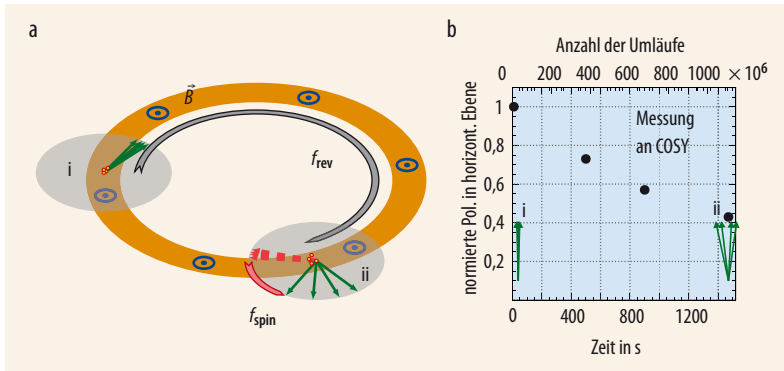
Das magnetische Feld  $\vec{B}$  im Laborsystem entspricht hier einem elektrischen Feld  $\vec{v} \times \vec{B}$  im Ruhesystem des Teilchens.

Für den Fall, dass nur ein radiales elektrisches Feld verwendet wird und der Polarisationsvektor zunächst in Richtung des Impulses zeigt (Abb. 5), baut sich nach obiger Gleichung proportional zum elektrischen Dipolmoment  $d$  vertikal eine Polarisation auf. Für Protonen und Deuteronen lässt sich diese vertikale Polarisation durch Streuung an einem Kohlenstofftarget nachweisen. In einem rein elektrischen Ring können die Teilchen auch in entgegengesetzter Richtung kreisen. Der Vergleich der beiden Messungen erlaubt es, systematische Effekte wie Spindrehungen aufgrund ungewollter magnetischer Felder zu eliminieren. Auch hier resultiert das Messergebnis aus der Messung einer Frequenzdifferenz.

Ein solcher Ring mit zwei umlaufenden Strahlen – sei es mit rein elektrischen Feldern oder mit einer Kombination aus elektrischen und umkehrbaren magnetischen Feldern, um eine Teilchenzirkulation in beide Richtungen zu erlauben – ist experimentell eine große Herausforderung und befindet sich noch in der Planung. Wichtige Vorbereitungen erfolgen am COoler SYnchrotron (COSY) des Forschungszentrums Jülich. Dabei handelt es sich um einen rein magnetischen Speicherring. Eine Besonderheit von COSY ist die Verfügbarkeit von *polarisierten* Teilchenstrahlen (Protonen und Deuteronen), ohne die eine EDM-Messung nicht möglich wäre. Im Magnetfeld präzediert die Polarisation auch in der horizontalen Ebene. In der Atomphysik ist das als Lamor-Präzession bekannt. An COSY ist es erstmals gelungen, diese 120 kHz-Spinpräzession kontinuierlich mit großer Genauigkeit zu messen [13]. Ziel weiterer Messungen war es, Spinkohärenzzeiten von rund tausend Sekunden zu gewährleisten, um die gewünschte statistische Genauigkeit für die EDM-Messung zu erreichen. Eine einfache

**Abb. 5** Messung des elektrischen Dipolmoments eines geladenen Teilchens im Speicherring: Zwei Teilchenstrahlen kreisen entgegengesetzt in einem radial gerichteten elektrischen Feld  $\vec{E}$ . Wenn der Spin der Teilchen anfangs parallel zum Impulsvektor liegt, baut sich aufgrund des EDMs eine Polarisation aus der Beschleunigerebene heraus auf. Der Spin präzediert um den Vektor des elektrischen Feldes  $\vec{E}$ . Bei einem Impuls von  $p \approx 0,7007$  GeV/c gibt es für Protonen keine zusätzliche Spinpräzession in der Beschleunigerebene aufgrund des magnetischen Moments.





**Abb. 6** Bei den Spinkohärenzzeitmessungen am magnetischen Speicherring COSY (a) zeigen alle Spins anfangs in die gleiche Richtung (i). Unterschiedliche Spinpräzessionsfrequenzen sorgen für Dekohärenz. Die Polarisation in der horizontalen Ebene, die durch den Erwartungswert der Spins definiert ist, wird kleiner (ii). Messungen an COSY haben gezeigt (b), dass nach Optimierung des Beschleunigers die ursprüngliche Polarisation selbst nach 1000 s (oder 750 Millionen Umläufen) nur auf etwa 50 % ihres Anfangswerts gefallen ist [12].

Abschätzung zeigt, dass dies keine leichte Aufgabe ist. Die Spinpräzessionsfrequenz  $f_{spin}$  ist durch

$$f_{spin} = \gamma G f_{rev}$$

gegeben, wobei  $G$  die gyromagnetische Anomalie und  $\gamma$  der relativistische Lorentz-Faktor des zirkulierenden Teilchens sind. In der Beschleunigerphysik ist die Größe  $\gamma G$  als Spintune bekannt. Für die an COSY durchgeführten Experimente mit Deuteronen ( $G = -0,1425617689(48)$ ) war bei dem gewählten Strahlimpuls von  $p = 970 \text{ MeV}/c$  das mittlere  $\gamma = 1,126$ . Die gespeicherten Teilchen, die sich auf leicht verschiedenen Bahnen bewegen, haben dadurch leicht unterschiedliche  $\gamma$ -Faktoren ( $\Delta\gamma \approx 10^{-6}$ ). Normalerweise sind die Spins nach etwa  $10^6$  Umläufen vollständig auseinander gelaufen, sodass die Polarisation verschwindet. Da die Umlauffrequenz  $f_{rev}$  in der Größenordnung von 1 MHz liegt, ist das bereits nach einer Sekunde der Fall. Durch geeignete Gegenmaßnahmen, z. B. die Beschleunigung der langsamen und das Abbremsen der schnelleren Teilchen sowie einer Korrektur der Bahnlängen für Teilchen fernab der Sollbahn mithilfe von Sextupolmagneten, waren an COSY Spinkohärenzzeiten von über tausend Sekunden möglich (Abb. 6). Dies ist ein wichtiger Meilenstein auf dem Weg zu EDM-Messungen an geladenen Teilchen.

Als nächster Schritt sind an COSY in den nächsten zwei Jahren erste EDM-Messungen für Deuteronen geplant. Dabei ermöglichen es zusätzliche hochfrequente elektrische und magnetische Felder, dass sich trotz der Spinpräzession in der Beschleunigerebene eine vertikale Polarisation aufgrund des EDMs einstellen kann. Die an COSY gesammelten Erfahrungen werden in das Design eines dedizierten Speicherrings einfließen.<sup>+)</sup>

### Ausblick

Die hier beschriebenen Entwicklungen erlauben auf längere Sicht weitere Präzisionsmessungen, die von Bestimmungen magnetischer Momente, Einfluss von

<sup>+)</sup>  Zurzeit arbeitet eine Gruppe im Rahmen der „Physics Beyond Collider“-Initiative am CERN an einer Machbarkeitsstudie für einen solchen Speicherring.

Axion-ähnlichen Teilchen auf spinabhängige Wechselwirkungen bis zu Tests der Lorentz-Invarianz reichen. Insbesondere erlauben es die langen Messdauern der EDM-Experimente, auch zeitabhängige Effekte zu studieren, die eng mit Dunkler Materie verknüpft sind. So eröffnen die Experimente zu elektrischen Dipolmomenten neue Zugänge zu Observablen, die für die Teilchenphysik und Kosmologie von Interesse sind.

Falls in den nächsten Jahren ein nichtverschwindendes elektrisches Dipolmoment gemessen werden sollte, läge eine eindeutige Evidenz für einen CP-verletzenden Mechanismus jenseits der elektroschwachen Wechselwirkung im Standardmodell vor. Damit wäre eine der drei notwendigen Sakharov-Kriterien dafür erfüllt, dass sich Materie gegenüber der Antimaterie in der Entwicklung unseres Universums durchsetzen konnte.

### Literatur

- [1] R. Feynman, Feynman Lectures III, Chapter 9
- [2] A. D. Sakharov, Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz. 5, 32 (1967)
- [3] F. K. Guo et al., Phys. Rev. Lett. 115, 062001 (2015)
- [4] K. Jungmann, Annalen Phys. 525, 550 (2013)
- [5] J. H. Smith, E. M. Purcell und N. F. Ramsey, Phys. Rev. 108, 120 (1957)
- [6] N. F. Ramsey, Phys. Rev. 109, 225 (1958)
- [7] C. A. Baker et al., Phys. Rev. Lett. 97, 131801 (2006)
- [8] J. M. Pendlebury et al., Phys. Rev. D 92, 092003 (2015)
- [9] P. Knowles et al., Nucl. Inst. Meth. Phys. Res. A 611, 306 (2009)
- [10] B. Graner et al., Phys. Rev. Lett. 116, 161601 (2016)
- [11] V. Bargmann, L. Michel und V. L. Telegdi, Phys. Rev. Lett. 2, 435 (1959)
- [12] G. Guidoboni et al., Phys. Rev. Lett. 117, 054801 (2016)
- [13] D. Eversmann et al., Phys. Rev. Lett. 115, 094801 (2015)

### DIE AUTOREN

**Klaus Kirch** (FV Teilchenphysik, FV Hadronen und Kerne) studierte Physik in Köln. Nach der Promotion an der ETH Zürich und Postdoc-Aufenthalten in Zürich und in Los Alamos mit Arbeiten an SNO in Sudbury kam er 2001 ans PSI. Seit 2005 ist er einer der Sprecher der internationalen nEDM-Kollaboration am PSI und seit 2009 Professor für experimentelle Teilchenphysik an der ETH Zürich und Leiter des Labors für Teilchenphysik am PSI.



**Jörg Pretz** (FV Hadronen und Kerne) hat in Mainz und Marseille Physik studiert. Nach der Promotion in Mainz hat er an der Yale University, am CERN und an der U Bonn gearbeitet, wo er 2007 habilitiert wurde. Seit 2012 ist er Professor für Experimentalphysik an der RWTH Aachen und wissenschaftlicher Mitarbeiter am FZ Jülich. Er ist einer der Sprecher der JEDI (Jülich Electric dipole moment Investigations)-Kollaboration.



**Andreas Wirzba** (FV Hadronen und Kerne) hat in Münster und an der State University of New York in Stony Brook Physik studiert. Nach der Promotion in Stony Brook hat er an der U Regensburg, am NORDTA in Kopenhagen und der TU Darmstadt gearbeitet, an der er sich 1997 habilitierte. Seit 2004 ist er als wissenschaftlicher Mitarbeiter am FZ Jülich und seit 2005 als Privatdozent an der Universität Bonn tätig.

