

Experimente mit getrennten oszillierenden Feldern und Wasserstoff-Masern (Nobel-Vortrag)**

Von Norman F. Ramsey*

Ich fühle mich sehr geehrt, den Nobel-Preis zu erhalten, und empfinde es zugleich als eine Auszeichnung all jener Physiker und Ingenieure in vielen Ländern, die sehr schöne Experimente mit den Methoden, die ich gleich erläutern werde, gemacht haben. Darüber hinaus gilt mein Dank meinem großen Lehrer *I. I. Rabi*, meinen Freunden und Kollegen, meinen 84 Doktoranden, die enge Freunde und Mitarbeiter waren, und besonders *Daniel Kleppner* und *Daniel Larson*, die so viel zur erfolgreichen Arbeit unseres Laboratoriums beigetragen haben.

Die Methode hintereinandergeschalteter oszillierender Felder

Nach zwei Jahren an der University of Cambridge wechselte ich im Sommer 1937 an die Columbia University, um mit *I. I. Rabi* zusammenzuarbeiten. Gerade in dieser Zeit wies *Rabi* in Molekularstrahlexperimenten die magnetische Kernspinresonanz nach^[1-4], und so hatte ich das große Glück, als einziger Doktorand mit *Rabi* und seinen Kollegen^[1-2] eines der ersten beiden Experimente zur Entwicklung und Anwendung der magnetischen Kernspinresonanzspektroskopie durchzuführen. Für diese Arbeiten erhielt *Rabi* 1944 den Nobel-Preis für Physik.

1949, nun an der Harvard University, suchte ich nach einem Weg zu genaueren Messungen, als sie mit der Methode von *Rabi* möglich waren. Dabei erfand ich die Methode der getrennten oszillierenden Felder^[3-6]. Bei dieser Methode ist das oszillierende Magnetfeld im Zentrum der Rabi-Anordnung durch zwei oszillierende Felder ersetzt, eines am Anfang und eines am Ende des Abschnitts, in dem die Eigenschaften der Atome und Moleküle untersucht werden. Wie ich im folgenden erläutern werde, hat die Methode der getrennten oszillierenden Felder gegenüber der eines einzelnen oszillierenden Feldes viele Vorteile. In den folgenden Jahren wurde die Methode auch auf Experimente ausgedehnt, die über die Untersuchung der magnetischen Kernspinresonanz an Molekülstrahlen hinausgingen. Das in Abbildung 1 gezeigte Gerät ist eine Molekularstrahlapparatur mit zwei hintereinandergeschalteten oszillierenden Feldern, mit der in Harvard sehr viele Experimente ausgeführt wurden.

Nun möchte ich die Methode der hintereinandergeschalteten oszillierenden Felder besprechen, und zwar in ihrer ursprünglichen und am einfachsten zu erklärenden Anwendung, der Messung magnetischer Kernmomente. Die Erweiterung auf allgemeinere Fälle ist dann einfach.

Die Methode war ursprünglich als Verbesserung von *Rabis* Resonanzmethode zur Messung der magnetischen Kern-

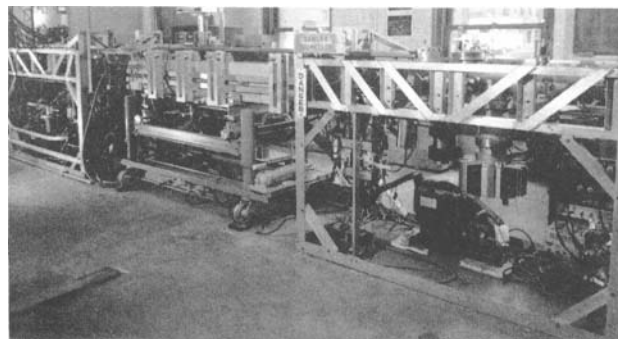


Abb. 1. Molekularstrahlapparatur mit getrennten oszillierenden Feldern. Der Molekülstrahl tritt aus einer kleinen Öffnung in der Quelle im linken Drittel der Apparatur aus, wird fokussiert und durchläuft das mittlere Drittel als annähernd paralleler Strahl und wird im rechten Drittel wieder auf eine kleine Detektoröffnung fokussiert. Die getrennten oszillierenden Felder am Anfang und am Ende des mittleren Drittels der Apparatur erzeugen Resonanzübergänge, die die Fokussierung verringern und deshalb die detektierte Strahlintensität schwächen.

momente gedacht. Deren Prinzip ist in Abbildung 2 schematisch erläutert. Betrachten wir einen klassischen Kern mit einem Spin $\hbar J$ und einem magnetischen Moment $\mu = (\mu/J) J$. Dieser Kern präzediert infolge des auf den Kernspin wirkenden Drehmoments in einem statischen Magnetfeld $H_0 =$

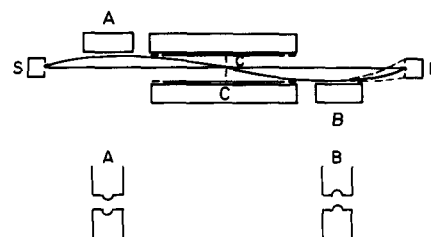


Abb. 2. Schematische Darstellung einer Molekularstrahlapparatur zur Untersuchung der magnetischen Kernresonanz. Ein typisches Molekül, das detektiert werden kann, tritt aus der Quelle S, wird durch das inhomogene Magnetfeld A abgelenkt, tritt durch den Spalt C und wird durch das inhomogene Magnetfeld B zum Detektor D hingelenkt. Wenn das oszillierende Feld in der Region C eine Änderung im Molekülzustand induziert, bewirkt der Magnet B eine andere Ablenkung, und der Strahl wird den gestrichelten Linien folgen, so daß die detektierte Intensität geringer wird. Bei der Methode von *Rabi* wird das oszillierende Feld homogen im gesamten Bereich C angelegt, wie durch die langen horizontalen Linien auf der Innenseite des Magneten C angedeutet ist, während bei der Methode der getrennten oszillierenden Felder das HF-Feld nur in den kurzen Bereichen am Anfang und Ende des Magneten C angelegt wird.

$H_0 k$ wie ein Kreisel mit der Larmor-Frequenz ω_0 um H_0 (Abb. 3), und die Kreisfrequenz ω_0 ist durch (1) gegeben.

$$\omega_0 = 2\pi\nu_0 = \frac{\mu H_0}{\hbar J} \quad (1)$$

Lassen Sie uns nun ein zusätzliches Magnetfeld H_1 betrachten, das senkrecht auf H_0 steht und um dieses mit der Kreisfrequenz ω rotiert (Abb. 3). H_1 wird zu jeder Zeit senkrecht

[*] Prof. N. F. Ramsey
Physics Department, Harvard University
Cambridge, MA 02138 (USA)

[**] Copyright © The Nobel Foundation 1990. – Wir danken der Nobel-Stiftung, Stockholm, für die Genehmigung zum Druck einer deutschen Fassung des Vortrags.

auf der Ebene stehen, die H_0 und J aufspannen, falls $\omega = \omega_0$ ist. In einem mit H_1 rotierenden Koordinatensystem präzediert J um H_1 , und der Winkel ϕ zwischen H_0 und J wird sich kontinuierlich ändern, etwa in der Art eines „schlafenden Kreisel“. Die Änderung der Orientierung läßt sich dadurch nachweisen, daß man den die magnetischen Momente ent-

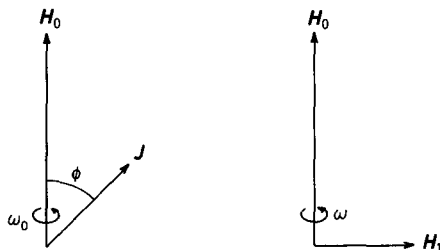


Abb. 3. Präzession des Kernspins J (links) und des rotierenden Magnetfelds H_1 (rechts) bei der Methode von Rabi.

haltenden Molekülstrahl durch inhomogene Felder leitet (siehe Abb. 2). Wenn ω ungleich ω_0 ist, bleibt H_1 nicht senkrecht zu J ; ϕ wird für eine kurze Zeit zu- und dann wieder abnehmen, was netto zu keiner Änderung führt. Somit kann die Larmor-Präzessionsfrequenz ω_0 als die Oszillatorfrequenz ω bestimmt werden, bei der maximale Reorientierung des Spins und damit in einer Anordnung wie in Abbildung 2 die größte Änderung in der Strahlenintensität auftritt. Dieses Verfahren ist die Grundlage der Molekularstrahl-Resonanzmethode von Rabi.

Die Methode der getrennten oszillierenden Felder unterscheidet sich bei dieser Anwendung kaum von der Rabi-Methode, außer daß das rotierende Feld H_1 nur für eine kurze Zeit τ angelegt wird, seine Amplitude dann für eine relativ lange Zeit t auf Null reduziert und schließlich wieder für eine Zeit τ auf H_1 vergrößert wird; dabei bleibt die Phasenkohärenz der oszillierenden Felder erhalten (Abb. 4). Dies läßt sich zum Beispiel in der Molekularstrahlapparatur von Abbildung 2 erreichen, in der die Moleküle zuerst durch einen Bereich mit rotierendem Feld, dann durch einen ohne rotierendes Feld und schließlich wieder durch einen mit rotierendem Feld fliegen und das zweite Feld phasenkohärent mit dem ersten durch denselben Oszillator erzeugt wird.

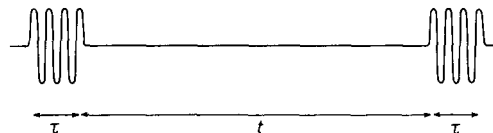


Abb. 4. Zwei getrennte oszillierende Felder, die jeweils für eine Zeit τ wirken, und eine Amplitude von Null des oszillierenden Feldes für eine Zeit t . Die Phasenkohärenz zwischen den beiden oszillierenden Feldern ist gewahrt, so als wenn die Oszillation fortgesetzt worden wäre, aber für die Zeit t mit der Amplitude Null.

Wenn der Kernspin anfänglich parallel zum konstanten Feld H_0 orientiert ist ($\phi = 0$), kann man die Größe des rotierenden Feldes so wählen, daß ϕ am Ende des ersten oszillierenden Feldes gleich 90° ($\pi/2$) ist. Im H_1 -freien Bereich präzedieren die magnetischen Momente dann einfach mit der dem Magnetfeld H_0 entsprechenden Larmor-Frequenz. Wenn das Molekül mit magnetischem Moment in das zweite oszillierende Feld eintritt, entsteht wieder ein Drehmoment, das eine Änderung von ϕ bewirkt. Wenn die Frequenz dieses rotierenden Feldes exakt die gleiche ist wie die mittlere Larmor-Frequenz im H_1 -freien Bereich, tritt keine relative Phasenverschiebung zwischen dem Spin und dem rotierenden Feld auf.

Falls die Größe des zweiten rotierenden Feldes und die Zeit seines Einwirkens dieselben sind wie beim ersten Feld, haben beide Felder den gleichen Effekt, d. h. das zweite Feld vergrößert ϕ um weitere $\pi/2$ auf $\phi = \pi$. Dies entspricht einer vollständigen Umkehr der Richtung des Spins. Unterscheiden sich dagegen das Feld und die Larmor-Frequenz etwas, so daß – während das Molekül den mittleren Abschnitt der Apparatur durchläuft – der relative Phasenwinkel zwischen dem rotierenden Feldvektor und dem präzedierenden Spin um π geändert wird, dann hat das zweite oszillierende Feld genau den gegenteiligen Effekt wie das erste; als Ergebnis wird ϕ wieder zu Null. Unterscheiden sich Larmor-Frequenz und Frequenz des rotierenden Feldvektors so, daß die relative Phasenverschiebung am Ende des H_1 -freien Bereichs genau ein ganzzahliges Vielfaches von 2π ist, dann wird ϕ wieder den Wert π annehmen, genauso wie im Fall der exakten Resonanz.

Mit anderen Worten: Hätten alle Moleküle die gleiche Geschwindigkeit, wäre die Übergangswahrscheinlichkeit pe-



Norman F. Ramsey, der 1915 in Washington, D.C., geboren wurde, studierte an der Columbia University und der University of Cambridge. 1940 promovierte er an der Columbia University bei I. Rabi über Molekularstrahluntersuchungen zum magnetischen Moment der Molekülrotation. Er gehörte zu den Wissenschaftlern, die das Brookhaven National Laboratory gründeten, und war der erste Vorsitzende des Physics Department. Seit 1947 ist er an der Harvard University, inzwischen als Higgins Professor of Physics. Von seinen zahlreichen weiteren Aktivitäten sei nur eine Auswahl genannt: 1973/74 war er als George Eastman Professor an der University of Oxford, von 1966–1981 Präsident der Universities Research Association und von 1980–1986 Vorsitzender des Board of Governors des American Institute of Physics. Zu den von ihm verfaßten Büchern gehören „Experimental Nuclear Physics“, „Nuclear Moments“, „Molecular Beams“ und „Quick Calculus“. Norman Ramsey, dem von zahlreichen Universitäten die Ehrendoktorwürde verliehen wurde, ist unter anderem Mitglied der American Academy of Arts and Sciences und der National Academy of Sciences. Von den vielen Auszeichnungen, die er schon vor dem Nobel-Preis erhalten hatte, seien nur die der letzten fünf Jahre erwähnt: Monie Ferst Award, Rabi Prize und Rumford Premium, Compton Medal und Oersted Medal, IEEE Centennial Medal sowie National Medal of Science.

riodisch (Abb. 5). In einem Molekularstrahl-Resonanzexperiment läßt sich jedoch leicht zwischen exakter Resonanz und den anderen Fällen unterscheiden. Im Falle der exakten Resonanz ist die Bedingung dafür, daß keine Änderung in der relativen Phase zwischen rotierendem Feldvektor und präzedierendem Spin auftritt, unabhängig von der Geschwindigkeit der Moleküle. In den anderen Fällen ist jedoch die Bedingung für eine Phasenverschiebung im Wert von ganzzahligen Vielfachen von 2π abhängig von der Ge-

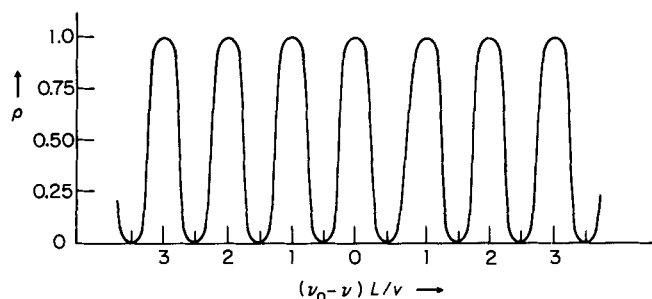


Abb. 5. Übergangswahrscheinlichkeit ρ als Funktion der Oszillatorfrequenz $\nu = \omega/2\pi$, die in einem Experiment mit getrennten oszillierenden Feldern beobachtet würde, wenn alle Moleküle im Strahl die Geschwindigkeit v hätten. L ist die Größe des H_1 -freien Bereichs zwischen den getrennten oszillierenden Feldern.

schwindigkeit, da sich ein langsames Molekül länger im H_1 -freien Bereich aufhält und so eine größere Phasenverschiebung erfährt als ein schnelleres Molekül. Daher ist im Fall der Nichtresonanz-Peaks die Reorientierung der meisten Molekülmomente unvollständig, so daß diese Peaks kleiner sind als die bei exakter Resonanz. Man erwartet eine Resonanzkurve ähnlich der in Abbildung 6, die die Übergangswahrscheinlichkeit für ein Teilchen mit Spin $\frac{1}{2}$ als Funktion der Frequenz zeigt.

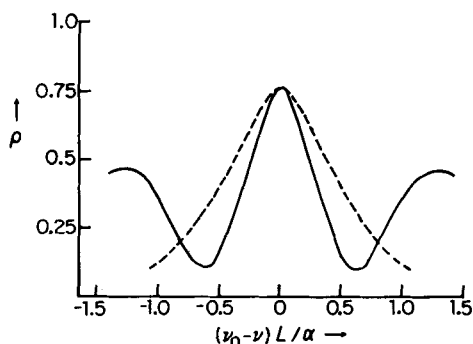


Abb. 6. Für Moleküle mit einer Maxwell-Geschwindigkeitsverteilung nimmt die Übergangswahrscheinlichkeit bei optimaler Amplitude des rotierenden Feldes die Form der durchgezogenen Linie an. (L, v : siehe Abb. 5; α ist die wahrscheinlichste Geschwindigkeit.) Die gestrichelte Linie gibt die Übergangswahrscheinlichkeit für die Rabi-Anordnung mit einem einzelnen oszillierenden Feld wieder, falls die Gesamtzeit gleich t (Abb. 4) ist.

Bisher wurde die Methode in erster Linie mit den Begriffen klassischer Spin und magnetisches Moment beschrieben, sie läßt sich aber auf jedes quantenmechanische System anwenden, bei dem Übergänge zwischen unterschiedlich fokussierten Energiezuständen W_i und W_f induziert werden können. Die Resonanzfrequenz ω_0 ist dann durch Gleichung (2) gege-

ben und man erwartet eine Resonanzkurve ähnlich der in Abbildung 6.

$$\omega_0 = (W_i - W_f)/\hbar \quad (2)$$

Vom quantenmechanischen Standpunkt aus spiegelt der oszillierende Charakter der Übergangswahrscheinlichkeit in den Abbildungen 5 und 6 Kreuzterme wider, die bei der Berechnung der Übergangswahrscheinlichkeit aus den Wahrscheinlichkeitsamplituden auftreten. Es sei C_{if} die Wahrscheinlichkeitsamplitude dafür, daß ein Kern den Bereich des ersten oszillierenden Feldes ohne Änderung des ursprünglichen Zustandes i durchläuft und im zweiten Feld dann in den Zustand f übergeht, und C_{if}^* die Amplitude für den alternativen Vorgang, d. h. den Übergang in den Zustand f im ersten Feld und das unveränderte Durchlaufen des zweiten Feldes. Dann produziert der Kreuzterm $C_{if} C_{if}^*$ ein Interferenzmuster, und es ergibt sich das gedrückte Oszillationsmuster der Übergangswahrscheinlichkeit in den Abbildungen 5 und 6. Alternativ dazu kann man den Kurvenverlauf partiell auch als Resultat des Fourier-Spektrums eines oszillierenden Feldes betrachten, das für eine Zeit τ an-, eine Zeit t aus- und eine Zeit τ wieder angeschaltet wird (Abb. 4). Diese Interpretation ist allerdings nicht ganz richtig, da das Problem aufgrund der endlichen Rotationen von J nichtlinear ist. Außerdem verdeckt die Fourier-Interpretation einige Hauptvorteile der Methode der getrennten oszillierenden Felder. Ich habe die quantenmechanischen Übergangswahrscheinlichkeiten berechnet^[3, 5, 7, 8], und diese Rechnungen liefern die Grundlagen für ein Verständnis der in Abbildung 6 skizzierten Befunde.

Von den zahlreichen Vorteilen der Methode der getrennten oszillierenden Felder seien folgende genannt:

1) Die Breite der Resonanzpeaks beträgt nur 60% der Breite, die man mit der Methode eines einzelnen oszillierenden Feldes erhält. Dieser Effekt ähnelt dem bei optischen Interferenzmustern, deren Peaks am Doppelspalt schärfer sind als der zentrale Peak bei der Beugung an einem einzelnen Spalt, der so breit ist wie der Abstand zwischen den beiden Spalten des Doppelspalts.

2) Die Schärfe der Resonanz wird durch Inhomogenitäten des konstanten Feldes nicht vermindert: Sowohl aus der qualitativen Beschreibung als auch aus der quantentheoretischen Analyse folgt, daß nur der räumliche Mittelwert der Energien längs des Weges in Gleichung (2) eingeht und wichtig ist.

3) Bei sehr hohen Frequenzen, bei denen die Wellenlänge der benutzten Strahlung ähnlich wie oder kleiner als die Länge des Abschnittes, in dem die Energieniveaus untersucht werden, sein kann, ist die Methode effektiver und oft unentbehrlich.

4) Doppler-Verschiebungen und -Breiten erster Ordnung können ausgeschlossen werden, falls keine unbeabsichtigte Phasenverschiebung zwischen den beiden oszillierenden Feldern auftritt.

5) Die Methode eignet sich für die Untersuchung von Energieniveaus in einem Bereich, in den kein oszillierendes Feld hineingebracht werden kann; zum Beispiel läßt sich die Larmor-Frequenz von Neutronen innerhalb eines magnetisierten Eisenblocks messen.

6) Die Linien können verschmälert werden, indem man die Amplitude des oszillierenden Feldes unter ihren optima-

len Wert bringt. Die Verschmälerung resultiert daraus, daß durch die niedrigere Amplitude Moleküle bevorzugt werden, die langsamer als der Durchschnitt sind.

7) Falls der untersuchte atomare Zustand spontan zerfällt, ermöglicht die Methode der getrennten oszillierenden Felder die Beobachtung von Resonanzen, die schmäler sind, als man aufgrund der Lebensdauer und der Heisenbergschen Unschärferelation erwartet. Die Voraussetzung dafür ist, daß die beiden oszillierenden Felder genügend weit voneinander entfernt sind; nur Moleküle, deren Zustände genügend lange existieren, daß das zweite oszillierende Feld erreicht wird, können zur Resonanz beitragen. Diese Methode wurde zum Beispiel von *Lundeen et al.*^[9] für sehr genaue Messungen des Lamb-Shifts benutzt.

Die Vorteile der Methode der getrennten oszillierenden Felder haben dazu geführt, daß sie extensiv in der Molekular- und Atomstrahl-Spektroskopie angewendet wird. Eine der bekanntesten Anwendungen ist die der Cäsium-Frequenz- und -Zeitstandards, die später diskutiert wird.

Obwohl die Methode der getrennten oszillierenden Felder in vielerlei Hinsicht der des einzelnen oszillierenden Feldes überlegen ist, hat sie gelegentlich auch Nachteile. Beim Studium von komplizierten, überlappenden Spektren können die Nebenmaxima (Abb. 6) Verwirrung stiften. Außerdem ist es bei der benötigten Frequenz manchmal schwierig, mit zwei kurzen oszillierenden Feldern ausreichende Feldstärken zu erhalten, wohingegen mit einem schwächeren, längeren Feld ausreichende Feldstärken erreicht werden können. Für die meisten Molekularstrahl-Resonanzexperimente ist es daher das beste, sowohl die beiden getrennten oszillierenden Felder als auch ein einzelnes, langes Wechselfeld zur Verfügung zu haben; dann kann man die jeweils geeignetere Methode einsetzen.

Wie bei jedem Präzisionsexperiment ist auch bei der Methode der getrennten oszillierenden Felder Vorsicht geboten, damit es nicht zu irreführenden Ergebnissen kommt. Normalerweise lassen sich aber Störeffekte bei der Methode der getrennten Wechselfelder leichter verstehen und eliminieren als bei den meisten anderen spektroskopischen Präzisionsmethoden. Ich habe die verschiedenen Effekte bereits detailliert beschrieben^[3, 7, 8, 10], will sie aber dennoch hier kurz zusammenstellen.

Abweichungen der Amplituden der Wechselfelder von ihren optimalen Werten können die Form der Resonanz deutlich verändern; aus einem Maximum in der Übergangswahrscheinlichkeit kann sogar ein Minimum werden. Die Symmetrie in bezug auf die exakte Resonanzfrequenz bleibt aber erhalten, so daß durch solche Amplitudenveränderungen^[7, 8] kein Meßfehler eingeführt wird.

Änderungen der Größe des statischen Feldes im Abschnitt zwischen den oszillierenden Feldern, aber nicht in deren Bereichen, verzerren eine Molekularstrahl-Resonanz normalerweise nicht, falls die mittlere Übergangsfrequenz (Bohrsche Frequenz) zwischen den beiden Feldern der Übergangsfrequenz in jedem der beiden Wechselfelder entspricht. Ist diese Voraussetzung nicht erfüllt, kann ein Shift in der Resonanzfrequenz auftreten^[7, 8].

Wenn durch die oszillierenden Felder außer den beiden Energieniveaus, zwischen denen die Übergänge untersucht werden, weitere Niveaus teilweise angeregt werden, wird sich – wie in jeder spektroskopischen Messung – ein Einfluß auf

die Resonanzfrequenz bemerkbar machen. Darüber gibt es detaillierte Analysen^[3, 7, 8].

Selbst wenn nur zwei Energieniveaus beteiligt sind, hat das Anlegen von zusätzlichen rotierenden Feldern mit anderen Frequenzen als der Resonanzfrequenz eine Nettoverschiebung in der beobachteten Resonanzfrequenz zur Folge^[3, 7, 8]. Ein besonders wichtiger Spezialfall ist der von *Bloch und Siegert*^[11] erkannte Effekt, der auftritt, wenn statt rotierender Magnetfelder oszillierende benutzt werden. Da ein oszillierendes Feld in zwei entgegengesetzt rotierende Felder zerlegt werden kann, wirkt das gegenläufig rotierende Feld automatisch wie ein externes rotierendes Feld. Ebenfalls ein externes rotierendes Feld entsteht, wenn sich ein Atom durch ein Feld H_0 bewegt, dessen Richtung sich innerhalb des durchlaufenen Bereichs ändert. Die Theorie über die Auswirkungen zusätzlicher rotierender Felder bei beliebigen Frequenzen wurde von mir^[7, 8, 10, 12], *Winter*^[10], *Shirley*^[13], *Code*^[12] und *Greene*^[14] entwickelt.

Unbeabsichtigte relative Phasenverschiebungen zwischen den beiden Abschnitten der oszillierenden Felder bewirken eine Verschiebung der beobachteten Resonanzfrequenz^[13–15]. Dies ist die häufigste Fehlerquelle, und man muß diesen Fehler sorgfältig ausschalten, indem man solch eine Phasenverschiebung entweder beseitigt oder sie bestimmt – zum Beispiel durch Molekularstrahlmessungen, bei denen der Strahl die Apparatur zuerst in der einen und dann in der entgegengesetzten Richtung durchläuft.

Seit ihrer Einführung wurde die Methode der getrennten oszillierenden Felder vielfach erweitert:

1) Oft ist es bequem, bewußt Phasenverschiebungen einzuführen, um die Form der Resonanz^[15] zu modifizieren. Wie eben diskutiert, können unbeabsichtigte Phasenverschiebungen die beobachtete Resonanz verzerren, aber einige Verzerrungen sind auch nützlich. Beobachtet man die Änderung in der Übergangswahrscheinlichkeit, die durch die Verschiebung der relativen Phase von $+\pi/2$ auf $-\pi/2$ entsteht, so erhält man eine Dispersionskurve^[15] (Abb. 7). Eine Resonanz dieser Form bietet maximale Empfindlich-

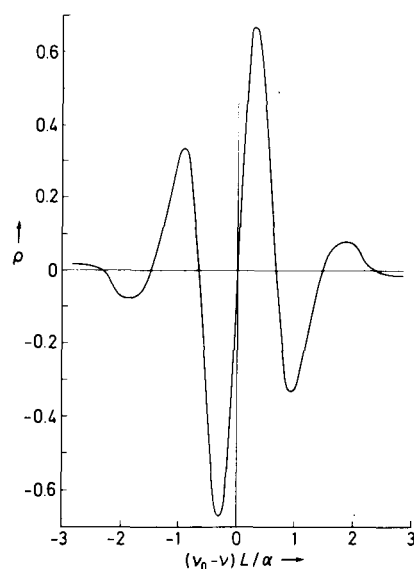


Abb. 7. Theoretisch bestimmte Änderung der Übergangswahrscheinlichkeit beim Umkehren einer Phasenverschiebung von $\pi/2$. Bei der Resonanzfrequenz ändert sich die Übergangswahrscheinlichkeit nicht, dafür hat die Kurve dort die größte Steigung.

keit für den Nachweis kleiner Verschiebungen in der Resonanzfrequenz.

2) Für die meisten Zwecke läßt sich die größte Genauigkeit mit genau zwei oszillierenden Feldern, die durch die maximal mögliche Zeit t getrennt sind, erreichen. In einigen Fällen ist es aber besser, mehr als zwei getrennte oszillierende Felder^[4] zu benutzen. Wie die berechneten Formen der Resonanz^[7] bei zwei, drei, vier und unendlich vielen oszillierenden Feldern aussehen, zeigt Abbildung 8. Für unendlich vie-

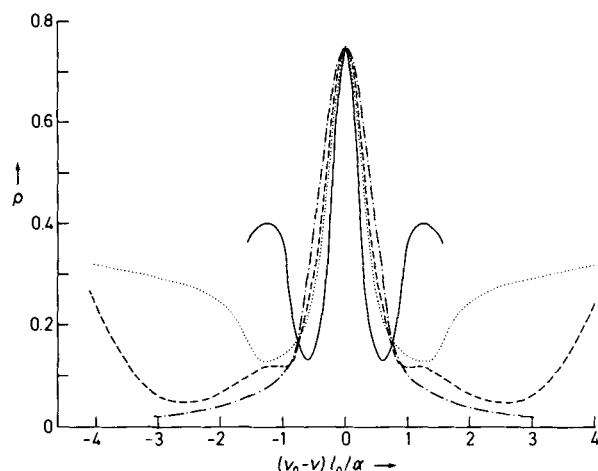


Abb. 8. Mehrere oszillierende Felder. Die Kurven zeigen die Molekularstrahl-Resonanzen bei zwei (—), drei (···), vier (---) und unendlich vielen (---·) hintereinandergeschalteten Feldern. Bei unendlich vielen oszillierenden Feldern erhält man im wesentlichen das gleiche Bild wie bei der Rabischen Methode des einzelnen oszillierenden Feldes.

le oszillierende Felder wird natürlich – definitionsgemäß – die gleiche Resonanzform wie mit einem einzelnen, langen, oszillierenden Feld erhalten, falls die Gesamtlänge der Übergangsregion die gleiche bleibt und die unendlich vielen oszillierenden Felder diese Region kontinuierlich ausfüllen, wie wir in Abbildung 8 angenommen haben. Für viele Zwecke ist dies der beste Weg, die Methode des einzelnen oszillierenden Feldes zu betrachten, und es wird klar, daß die Methode des einzelnen oszillierenden Feldes in komplizierter Weise von all den vorher diskutierten Verzerrungen abhängt. Es ist erwähnenswert, daß die Resonanzbreite mit steigender Zahl oszillierender Felder – bei gleicher Gesamtlänge der Apparatur – zunimmt. Obwohl also die schmalste Resonanz mit genau zwei oszillierenden Feldern, die maximal voneinander getrennt sind, erreicht wird, gibt es triftige Gründe, mehr als zwei oszillierende Felder zu benutzen: 1. Mit drei oszillierenden Feldern wird die erste und größte Seitenbande unterdrückt, was beim Auflösen von zwei eng benachbarten Frequenzen helfen kann; bei einer größeren Zahl oszillierender Felder werden weitere Seitenbänder unterdrückt, und im Grenzfall des einzelnen oszillierenden Feldes existieren keine Seitenbänder mehr. 2. Mit einer großen Zahl hintereinandergeschalteter Felder kann man verhindern, daß die für eine vernünftige Übergangswahrscheinlichkeit erforderliche Leistung im Experiment nicht erreicht wird.

3) Die Methode der getrennten oszillierenden Felder wurde mit zwei oszillierenden, räumlich getrennten Feldern entwickelt. Aber schon bald wurde erkannt, daß sie einfach zu einer Methode mit hintereinandergeschalteten oszillierenden

Feldern verallgemeinert werden konnte, bei der die Felder zeitlich und nicht räumlich getrennt sind, und zwar durch die Verwendung kohärenter Pulse^[16].

4) Bei mehr als zwei hintereinandergeschalteten oszillierenden Feldern kommt es nicht darauf an, daß sie zeitlich äquidistant^[4] sind; die einzige Bedingung ist, daß sie kohärent sind, was der Fall ist, wenn die oszillierenden Felder alle von einem einzigen kontinuierlich schwingenden Oszillator abgeleitet werden. Der Abstand der Pulse kann sogar zufallsstatistisch sein^[16] wie im Falle des später diskutierten „Großraum“-Wasserstoffatom-Masers^[17]. Die Atome, die zum Emittieren angeregt werden, bewegen sich nach den Gesetzen der Statistik in die Bereiche der oszillierenden Felder hinein und aus ihnen heraus und verbringen die Zwischenzeit in einem großen Behälter, der frei von solchen Feldern ist.

5) Die vollständige Verallgemeinerung der Methode der hintereinandergeschalteten oszillierenden Felder ist eine Anregung durch ein oder mehrere oszillierende Felder, die in Amplitude und Phase zeitlich statistisch variieren^[7, 8].

6) V. F. Ezhov et al.^[6, 18] haben in einem Neutronenstrahl-Experiment ein inhomogenes statisches Feld im Bereich jedes der beiden oszillierenden Felder so benutzt, daß beim Einschalten des oszillierenden Feldes die Bedingungen weit weg von der Resonanz lagen. Wird dann die Resonanzbedingung langsam erreicht, so folgt das magnetische Moment, das anfangs parallel zu H_0 war, adiabatisch dem effektiven Magnetfeld in einem mit H_1 rotierenden Koordinatensystem, bis es am Ende des ersten oszillierenden Feldes parallel zu H_1 orientiert ist. Diese Anordnung hat den theoretischen Vorteil, daß die maximale Übergangswahrscheinlichkeit auch bei einer Geschwindigkeitsverteilung 1 sein kann, ist aber für das Studium von komplizierten Spektren mitunter weniger geeignet.

7) Ich habe bereits betont, daß eine der Hauptfehlerquellen bei der Methode der getrennten oszillierenden Felder die Unsicherheit im exakten Wert der relativen Phasenverschiebung zwischen den beiden oszillierenden Feldern ist. Jarvis et al.^[19] haben gezeigt, daß dieses Problem mit geringfügiger Einbuße bei der Auflösung bewältigt werden kann, wenn man die beiden Felder bei leicht unterschiedlichen Frequenzen fährt, so daß sich die relative Phase kontinuierlich ändert. In diesem Fall ändert sich die Form der beobachteten Resonanz kontinuierlich von einer Absorptions- zu einer Dispersionskurve. Die Einhüllende dieser Kurvenformen läßt sich beobachten, und die Lage ihres Maximums hängt nicht von relativen Phasenverschiebungen ab. Da die Einhüllende ungefähr doppelt so breit ist wie eine exakte Resonanz, verringert sich die Auflösung bei dieser Methode, aber in manchen Fällen wird dieser Verlust durch das Fehlen von Phasenverschiebungsfehlern aufgewogen.

8) Die Methode wurde sowohl auf elektrische als auch auf magnetische Übergänge sowie auf Laserlicht im sichtbaren Bereich, Radio- und Mikrowellenfrequenzen erweitert. Die Anwendung der Methode der getrennten oszillierenden Felder bei Frequenzen im sichtbaren Bereich erfordert wegen der kurzen Wellenlängen beträchtliche apparative Änderungen, wie Blaklanov, Dubetsky und Chebotsev^[20] gezeigt haben. Erfolgreiche Anwendungen mit Laserfrequenzen gelangen Bergquist, Lee und Hall^[21], Salour und Cohen-Tannoudji^[22], Bordé^[23], Hänsch^[24] sowie Chebotayev und vielen anderen^[25].

9) Die Methode wurde auf Neutronenstrahlen und auf Neutronen, die für lange Zeiten in total reflektierenden Flaschen aufbewahrt wurden, ausgedehnt.

10) In einem neuen, schönen Experiment haben S. Chu et al.^[26] das Prinzip der getrennten oszillierenden Felder erfolgreich mit einer Fontäne von Atomen kombiniert, die langsam ansteigt, ein Gebiet mit einem oszillierenden Feld durchdringt, unter der Schwerkraft fällt und wieder das gleiche oszillierende Feld durchdringt. Vor vielen Jahren hatten J. R. Zacharias et al.^[3] bereits versucht, dieses Fontänen-Experiment durchzuführen, waren aber wegen der ungenügenden Zahl sehr langsamer Atome nicht erfolgreich gewesen. Chu et al. benutzten die Methode der Laser-Kühlung^[27–29], um die Geschwindigkeit der Atome zu verlangsamen, und erhielten durch die getrennten oszillierenden Felder ein sehr schön schmales, aufgelöstes Muster der Resonanz.

Der Maser aus atomarem Wasserstoff

Dieser Maser entstand aus meinen Versuchen, eine noch größere Genauigkeit in den Atomstrahlexperimenten zu erlangen. Nach der Heisenbergschen Unschärferelation (oder der Fourier-Transformation) kann die Breite einer Resonanz in einem Molekularstrahlexperiment nicht kleiner sein als ungefähr das Reziproke der Zeit, die sich das Atom im Resonanzbereich des Apparates aufhält. Für Atome, die mit 100 m s^{-1} durch einen 1 m langen Resonanzbereich fliegen, bedeutet das eine Resonanzbreite von ungefähr 100 Hz. Um diese Breite zu verringern und damit die Präzision der Messungen zu erhöhen, ist es erforderlich, diese Zeit zu verlängern. Die Apparatur drastisch zu verlängern oder nur langsame Moleküle auszuwählen, hieße die Apparatkosten erheblich zu steigern bzw. die ohnehin schon schwache Strahlintensität weiter zu vermindern. Ich beschloß daher, die Atome nach Durchlaufen des ersten oszillierenden Feldes in einen Vorratskasten mit geeignet ausgekleideten Wänden eintreten zu lassen, in dem sie eine Zeitlang an die Wände stoßen und danach austreten, und sie anschließend durch das zweite oszillierende Feld laufen zu lassen. Mein Doktorand Daniel Kleppner^[30] befaßte sich mit der Konstruktion dieser Apparatur. Die ursprüngliche Anordnung erforderte nur wenige Wandstöße und wurde als „unterbrochenes Atomstrahl-Resonanzexperiment“ bezeichnet. Anfangs bestand der Strahl aus Cäsium, und die Wände waren mit Teflon ausgekleidet. Das Experiment^[30] war ein Teilerfolg, da mit der Methode der getrennten oszillierenden Felder ein Muster für einen atomaren Hyperfein-Übergang erhalten wurde, aber dieses Muster war schwach und verschwand nach einigen Wandstößen. Die Ergebnisse verbesserten sich merklich, als die Wände mit Paraffin ausgekleidet wurden, und schließlich erhielten wir nach 190 Stößen eine Hyperfein-Resonanz mit einer Breite von 100 Hz, aber die Resonanzfrequenz war um 150 Hz verschoben.

Um dieses Ergebnis wesentlich zu verbessern, erkannten wir, daß wir ein Atom mit einer kleineren Masse und einer niedrigeren elektrischen Polarisierbarkeit verwenden mußten, um die Wechselwirkungen mit der Wand zu reduzieren. Atomarer Wasserstoff schien ideal für diesen Zweck, aber atomarer Wasserstoff ist bekanntlich schwierig zu detektieren. Deshalb berechneten wir die Möglichkeit, die Übergän-

ge über ihren Einfluß auf elektromagnetische Strahlung zu detektieren. Townes et al.^[31] hatten ein paar Jahre zuvor den ersten funktionierenden Maser (Microwave Amplifier by Stimulated Emission of Radiation) hergestellt, aber niemand hatte bis dahin einen Maser gebaut, der auf einem magnetischen Dipolmoment oder auf einer so niedrigen Frequenz wie der eines atomaren Hyperfein-Übergangs beruhte. Wir nahmen nun an, daß wir Maser-Oszillationen erzeugen könnten, vorausgesetzt, die Resonanz würde durch mehrfache Wandstöße schmal genug. Die Apparatur wurde von Goldenberg, Kleppner und mir^[32] entworfen und konstruiert. Nach einigen Mißerfolgen erzielten wir Maser-Oszillationen bei der Hyperfein-Frequenz von atomarem Wasserstoff. Sowohl das Proton als auch das Elektron haben einen Spin (I bzw. J) und magnetische Momente. Die atomaren Hyperfein-Übergänge sind Übergänge, bei denen sich die relative Orientierung dieser beiden magnetischen Momente in Anfangs- und Endzustand [Gl. (2)] unterscheidet. Wir untersuchten H-Atome im elektronischen Grundzustand $1^2\text{S}_{1/2}$ und beobachteten hauptsächlich die Übergänge $F = 1, m = 0 \rightarrow F = 0, m = 0$, wobei F die Gesamtdrehimpulsquantenzahl, $F = I + J$, und m die zugeordnete magnetische Quantenzahl ist.

Den prinzipiellen Aufbau eines Masers aus atomarem Wasserstoff zeigt Abbildung 9. Eine intensive elektrische Entladung in der Quelle verwandelt molekularen Wasserstoff H_2 in atomaren Wasserstoff H. Die Atome gelangen aus

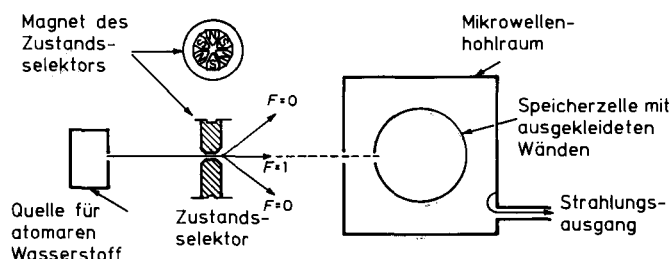


Abb. 9. Schematische Darstellung eines Masers aus atomarem Wasserstoff. Nur die Bahnen für Atome mit $m = 0$ sind gezeigt, da die Atome mit $m = 1$ an den untersuchten ($\Delta m = 0$)-Übergängen nicht beteiligt sind.

der Quelle in einen Bereich, der auf 10^{-6} Torr evakuiert ist, und dann in einen Magneten, der die Zustände selektiert und aus drei Nordpolen und drei Südpolen, die abwechselnd auf einem Kreis angeordnet sind, besteht. Durch die Symmetrie ist das Magnetfeld auf der Achse Null und nimmt mit wachsendem Abstand von der Achse zu. Da die Energie eines Wasserstoffatoms im Zustand $F = 1, m = 0$ mit zunehmendem Magnetfeld wächst und mechanische Systeme in Richtung niedrigerer potentieller Energie beschleunigt werden, wird ein Atom im Zustand $F = 1$, das etwas von der Achse entfernt ist, zur Achse hin beschleunigt, d. h. die Atome im Zustand $F = 1$ werden auf eine kleine Öffnung der im Durchmesser 15 cm großen Speicherzelle fokussiert, während die Atome im energieärmeren Zustand $F = 0$ defokussiert werden. Damit enthält die Speicherzelle, falls der Atomstrahl stetig fließt, im Gleichgewicht mehr energiereiche Atome mit $F = 1$ als energiearme mit $F = 0$. Setzt man diese Atome einer Mikrowellenstrahlung mit der Hyperfein-Frequenz aus, werden mehr Atome stimuliert, vom höheren Energiezustand in den niedrigeren zu gehen als in die umge-

kehrte Richtung. Dies bedeutet eine Netto-Energieabgabe und damit eine Verstärkung der Mikrowellenstrahlung. Folglich ist das Gerät ein Verstärker oder Maser. Wenn die Speicherzelle in einen abgestimmten Hohlraum eingebaut ist, wird eine bei der Resonanzfrequenz liegende Oszillation so lange anwachsen, bis ein Gleichgewichtswert erreicht ist. Auf diesem Niveau wird die Oszillation dann unbegrenzt fortgesetzt, wobei die Energie zu ihrer Aufrechterhaltung aus dem kontinuierlichen Nachschub von Wasserstoffatomen im energiereicheren Hyperfein-Zustand kommt. Die Apparatur wird dann zu einem „free-running“-Maser-Oszillator bei der Frequenz der atomaren Hyperfein-Aufspaltung.

Der Wasserstoffatom-Maser-Oszillator hat infolge einer Kombination günstiger Eigenschaften eine beispiellos hohe Stabilität. Die Atome befinden sich ca. 10 Sekunden in der Speicherzelle, was eine viel längere Zeit ist als bei einer Atomstrahl-Resonanzapparatur; daher ist die Resonanzlinie viel schmäler. Die Atome werden bei niedrigem Druck aufbewahrt; deshalb sind sie während des Strahlens relativ frei und ungestört. Ein Doppler-Shift erster Ordnung tritt nicht auf, weil die Atome einer stehenden Welle ausgesetzt sind und die Durchschnittsgeschwindigkeit der 10 Sekunden lang gespeicherten Atome extrem niedrig ist. Maser haben sehr niedrige Rauschpegel, vor allem wenn die verstärkenden Elemente isolierte Atome sind. Die Stabilität des Wasserstoffatom-Masers über mehrere Stunden ist besser als 1×10^{-15} .

Der Hauptnachteil des Wasserstoffatom-Masers ist, daß die Atome ab und zu mit den Wänden kollidieren, was eine geringfügige Änderung der Hyperfein-Frequenz und Wand-Shifts von 1×10^{-11} zur Folge hat. Die Wand-Shifts lassen sich durch Messungen, bei denen zwei Speicherzellen mit unterschiedlichen Durchmessern oder ein verformbares Gefäß, dessen Oberfläche/Volumen-Verhältnis verändert werden kann, benutzt werden, experimentell bestimmen. Wie in allen Präzisionsmessungen muß man beim Einstellen und beim Abstimmen des Wasserstoffatom-Masers aufpassen, um irreführende Ergebnisse zu vermeiden. Diese Grenzen und Vorsichtsmaßnahmen wurden in einer Reihe von Publikationen diskutiert^[32–34]. Der Aufbau von Wasserstoffatom-Masern ist vielfach modifiziert worden, sei es für spezielle Untersuchungen oder um die Stabilität und Zuverlässigkeit zu steigern. Zum Beispiel wurden verschiedene Hyperfein-Übergänge benutzt, und Maser wurden in relativ starken Magnetfeldern betrieben. Des weiteren wurde ein Wasserstoffatom-Maser mit einer Speicherzelle^[17], die viel länger als die Wellenlänge der stimulierenden Strahlung war, gebaut, in dem die Mikrowellen-Leistung auf zwei kleine Hohlräume beschränkt wurde, so daß die Zelle wie eine Apparatur mit getrennten oszillierenden Feldern arbeitet (Abb. 10). In der Zelle bewegen sich die Atome, die zur Emission von Strahlung angeregt werden, zufallsstatistisch in die beiden Hohlräume mit den oszillierenden Feldern hinein und aus ihnen heraus und verbringen die Zwischenzeit in dem großen Behälter ohne oszillierendes Feld. Infolge der beträchtlichen Größe der Speicherzelle sind die Aufenthaltszeiten länger und Wandstöße weniger häufig, so daß die Resonanzen schmäler und die Wand-Shifts kleiner sind als bei einem normalen Wasserstoffatom-Maser.

Nachdem ich die Grundlagen der Methode der getrennten oszillierenden Felder und des Atom-Masers ausführlich dis-

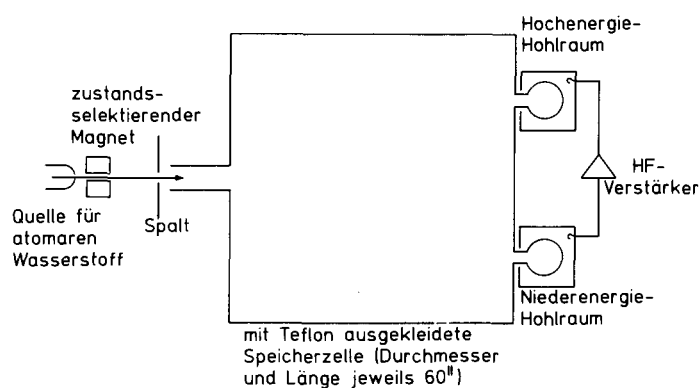


Abb. 10. Schematische Darstellung eines „Großraum“-Wasserstoffatom-Masers. Die beiden Hohlräume auf der rechten Seite fungieren als getrennte oszillierende Felder, wobei das Feld des Hochenergie-Hohlraumes durch Verstärker aus dem des Niederenergie-Hohlraumes erhalten wird.

kutiert habe, will ich nun einige Bemerkungen über ihren Nutzen machen. Ein Hauptanwendungsgebiet ist die Präzisionsspektroskopie, insbesondere bei Frequenzen des Radio- und Mikrowellenbereiches, ein anderes sind die Atomuhren und die Frequenzstandards.

Präzisionsspektroskopie

Es ist schwierig, die spektroskopischen Anwendungen zusammenzufassen, da eine große Zahl von Wissenschaftlern in vielen Ländern bewundernswerte Experimente durchgeführt hat. Ich werde daher nur einige Experimente vorstellen, an denen ich persönlich beteiligt war.

Meine Doktoranden haben Präzisionsmessungen der Radiofrequenz-Spektren einer Reihe von Molekülen in unterschiedlichen Rotationszuständen gemacht. Mit jedem dieser Zustände können mehr als sieben verschiedene Moleküleigenschaften in Zusammenhang gebracht und so die Änderungen dieser Eigenschaften mit den Rotations- und Schwingungsquantenzahlen bestimmt werden. Dazu gehören magnetische Kern- und Rotationsmomente, Kernquadrupolwechselwirkungen, magnetische Spin-Spin-Wechselwirkungen von Kernen sowie Spin-Rotations-Wechselwirkungen. Ich werde die Genauigkeit und die Bedeutung dieser Messungen an einem einzigen Beispiel erläutern. Wir haben die Deuteronquadrupolwechselwirkung eqQ sowohl an D_2 als auch an LiD sorgfältig gemessen^[35, 36] (e : elektrische Ladung des Protons; q : Gradient des molekularen, elektrischen Feldes am Ort des Deuterons; Q : Quadrupolmoment des Deuterons, ein Maß für die Form des Deuterons, insbesondere für seine Abweichung von der kugelförmigen Symmetrie). Diese Messungen wurden mit der hochauflösenden Molekularstrahlapparatur (Abb. 1), die auf der Methode der getrennten oszillierenden Felder basiert, durchgeführt. Wir fanden für eqQ den Wert $+ 225\,044 \pm 20$ Hz in D_2 und $+ 34\,213 \pm 33$ Hz in LiD. Da q für diese völlig unterschiedlichen Moleküle bekannt war^[37, 38], konnte man zwei unabhängige Werte für Q berechnen. Diese Ergebnisse stimmen innerhalb von 1.5% überein, was die Gültigkeit der schwierig zu berechnenden q -Werte bestätigt. Wir fanden $Q = 2.9 \times 10^{-27} \text{ cm}^2$.

In einem Experiment mit Kollegen^[39] am Institut Laue-Langevin in Grenoble, Frankreich, haben wir die Methode

der getrennten oszillierenden Felder auf einen Strahl von langsamen Neutronen angewendet, um das magnetische Moment des Neutrons genau zu bestimmen; wir erhielten^[37, 40] den Wert $-1.91304275 \pm 0.00000045 \mu_N$. In einem etwas anderen Experiment mit Neutronen, die sich so langsam bewegten, daß sie mehr als 80 s in ein geeignetes Speichergefäß gesperrt werden konnten, haben wir die Methode der hintereinandergeschalteten oszillierenden Felder, bei der die beiden kohärenten Radiofrequenz-Pulse zeitlich statt räumlich getrennt sind, benutzt. Auf diese Weise und als wesentlicher Test der Zeitsymmetrie haben wir kürzlich eine sehr niedrige obere Grenze für das elektrische Dipolmoment des Neutrons von $(-3 \pm 5) \times 10^{-26} e \text{ cm}$ bestimmt^[41].

Der Wasserstoffatom-Maser liefert sehr genaue Informationen über das Mikrowellenspektrum des elektronischen Grundzustands des Wasserstoffatoms. Der beste Wert für die Hyperfein-Frequenz $\Delta \nu$ von atomarem Wasserstoff, die in vielen Laboratorien gemessen wurde, ist^[42, 43] $\Delta \nu_H = 1420405751.7667 \pm 0.0009 \text{ Hz}$.

Dieser Wert stimmt mit dem gegenwärtigen Wert der elektromagnetischen Quantentheorie^[44] innerhalb der Genauigkeit der theoretischen Berechnung überein und kann benutzt werden, um Informationen über die Struktur des Protons zu erhalten. Ähnlich genaue Werte wurden für das Deuterium- und das Tritiumatom ermittelt, und es wurde die Abhängigkeit dieser Werte von der Stärke der extern angelegten elektrischen Felder untersucht^[45]. Mit einer modifizierten Form des Wasserstoffatom-Masers, die bei hohen Magnetfeldstärken arbeitet, wurde für das Verhältnis der magnetischen Momente von Elektron und Proton der Wert -658.210688 ± 0.000006 gefunden^[40, 46]. Übrigens, wenn man dieses Ergebnis mit dem der sehr schönen Messungen am Elektron aus dem Labor von Professor *Dehmelt*^[40, 47, 48] kombiniert, erhält man die besten Werte für das magnetische Moment des freien Protons in μ_B und μ_N .

Atomuhren

In den letzten 50 Jahren hat eine einschneidende Revolution in der Zeitmessung stattgefunden; die Genauigkeit und Reproduzierbarkeit der besten Uhren hat sich in dieser Zeit um einen Faktor von einer Million verbessert. Diese Revolution in der Zeitmessung und der Frequenzkontrolle ist auf die Atomuhren zurückzuführen.

Jede Uhr und jeder Frequenzstandard hängen von irgendeiner gleichmäßigen periodischen Bewegung, z. B. der des Pendels (der Unruhe) in Großvaters Uhr, ab. Bei den Atomuhren ist diese periodische Bewegung eine inneratomare, in der Regel die, die mit einer atomaren Hyperfeinstruktur wie der beim Wasserstoffatom-Maser diskutierten verbunden ist.

In den am meisten verwendeten Atomuhren ist das Atom, dessen innere Frequenz die Periodizität liefert, das Cäsiumatom, und die gebräuchliche Beobachtungsmethode ist die mit einer Resonanzapparatur mit getrennten oszillierenden Feldern, wie sie in Abbildung 2 beschrieben wurde. Die erste kommerzielle Cäsiumstrahl-Uhr wurde 1955 von der von *J. R. Zacharias* geleiteten Gruppe entwickelt^[4], und im gleichen Jahr haben *L. Essen* und *V. L. Parry* die erste Cäsiumstrahl-Apparatur konstruiert und in Gang gebracht, die als Frequenzstandard weithin benutzt wurde^[4]. In der Folgezeit haben viele Wissenschaftler und Ingenieure auf der Welt Bei-

träge zur Entwicklung von Atomuhren geleistet, die ausführlich beispielsweise in^[4] beschrieben wurden.

Cäsium-Atomuhren haben eine Genauigkeit und Stabilität von ungefähr 10^{-13} , was um vieles besser ist als bei allen früheren Uhren, so daß seit 1967 die international gültige Definition der Sekunde nicht mehr auf der Bewegung der Erde um die Sonne basiert, sondern eine Sekunde als die Zeit definiert ist, die nach 9 192 631 770 Perioden des Cäsiumatoms verstrichen ist.

Für viele Zwecke werden noch größere Stabilitäten über kürzere Zeitintervalle verlangt. Wenn solche Stabilitäten benötigt werden, wird häufig der Wasserstoffatom-Maser mit einer Stabilität von 10^{-15} über Perioden von einigen Stunden benutzt.

Atomuhren, die auf den beschriebenen Prinzipien basieren, haben über eine ganze Reihe von Jahren die größte Stabilität und Genauigkeit geliefert, und dies in einer Qualität, daß möglicherweise weitere Verbesserungen weder wünschenswert noch machbar sind. Aber wie wir im letzten Abschnitt sehen werden, gibt es Anwendungen, bei denen bereits die Grenzen von Atomuhren erreicht werden, und zugleich viele vielversprechende Entwicklungen für die Zukunft. Dazu gehören Verbesserungen der existierenden Apparate, das Arbeiten mit höheren Frequenzen und mit Lasern, elektromagnetische Fallen, um Ionen oder Atome aufzubewahren, sowie Laserkühlung.

Anwendungen von genauen Uhren

Genaue Atomuhren werden für so viele Zwecke benutzt, daß ihre Auflistung extrem lang wäre. Deshalb werde ich hier nur einige Anwendungen, die diese Technologie bis an ihre Grenzen fordern, kurz erwähnen.

In der Radioastronomie sammelt ein parabolischer Reflektor die von einem Stern ausgesandten Radiowellen genauso wie in der optischen Astronomie ein optisches Teleskop das von einem Stern kommende Licht. Unglücklicherweise ist die Wellenlänge der Strahlung bei der Radioastronomie fast eine Million mal länger als die Wellenlänge des sichtbaren Lichts. Die Auflösung eines normalen Radioteleskops ist deshalb etwa eine Million mal schlechter als die Auflösung eines Teleskops, da diese Auflösung vom Verhältnis der Wellenlänge zur Teleskopöffnung abhängt. Wenn jedoch zwei Radioteleskope von gegenüberliegenden Seiten der Erde auf denselben Stern gerichtet sind und die Radiowellen gleichzeitig empfangen werden, dann entspricht dies einem einzigen Teleskop, dessen Öffnung so groß ist wie die Entfernung zwischen den beiden Teleskopen, und die Auflösung dieser Kombination übersteigt die des größten einzelnen optischen Teleskops. Um jedoch die dazu erforderliche präzise Übereinstimmung in der Zeit zu erreichen, benötigt jedes der beiden Radioteleskope eine höchst stabile Uhr, gewöhnlich einen Wasserstoffatom-Maser.

Eine der aufregendsten Entdeckungen der Radioastronomie war die der Pulsare, die ihre Strahlung in kurzen periodischen Pulsen emittieren. Präzisionsuhren waren nötig, um die Pulsar-Perioden und die zeitlichen Änderungen in den Perioden zu messen; diese Änderungen treten manchmal allmählich und manchmal plötzlich auf. Für das Thema Zeitmessung sind die Millisekunden-Pulsare mit bemerkenswert konstanter Periode von besonderem Interesse, da sie es in der

Stabilität mit den besten Atomuhren aufnehmen können. In der Tat ist einer dieser Pulsare so stabil, daß er für lange Zeiten als Zeitstandard geeignet sein könnte^[49]. Ein anderer Millisekunden-Pulsar ist Teil eines schnell rotierenden Doppelsterns, dessen Rotationsperiode sich langsam ändert^[49]. Diese langsame Änderung der Rotation kann dem Energieverlust durch das Abstrahlen von Gravitationswellen zugeschrieben werden – der erste experimentelle Beweis für die Existenz der Gravitationswellen.

Die Zeit und die Frequenz können heute so genau gemessen werden, daß man andere grundlegende Messungen wann immer möglich auf Zeit- oder Frequenzmessungen zurückzuführen versucht. So wurde die Einheit der Länge vor kurzem durch internationale Übereinkunft als die Strecke definiert, die Licht in einer bestimmten Zeit zurücklegt, und die Spannung wird wohl bald auf Frequenzen bezogen werden.

Genauere Uhren haben geholfen, wichtige Belege für die spezielle und allgemeine Relativitätstheorie zu liefern. In einem Experiment wurde ein Wasserstoffatom-Maser mit einer Rakete in eine Höhe von 6000 Meilen geschossen. Seine Periodizität änderte sich mit der Geschwindigkeit und der Höhe genauso, wie nach der speziellen und allgemeinen Relativitätstheorie erwartet wurde. In anderen Experimenten wurden die Verschiebungen gemessen, die aus der Relativitätstheorie für Radiowellen, die sich nahe an der Sonne vorbeibewegen, vorausgesagt wurden.

Präzisionsuhren machen ein völlig neues und genaueres Navigationssystem, das „global positioning system“ (GPS), möglich. Mehrere Satelliten, die genaue Atomuhren enthalten, senden zu bestimmten Zeiten Signale. Jeder Beobachter kann dann die Signale von vier solchen Satelliten empfangen und analysieren und so seine Position auf 10 Yards und die Zeit auf 10^{-8} s genau bestimmen.

Eine besonders faszinierende Navigationsleistung, die von genauen Uhren abhängig war, ist die vor kurzem sehr erfolgreich durchgeführte Reise des Raumschiffes Voyager zum Neptun. Der Erfolg dieser Mission hing davon ab, daß die Bodenkontrolle genaue Kenntnis der Voyager-Position hatte. Dies wurde durch drei große Radioteleskope an verschiedenen Orten der Erde erreicht. Jedes dieser Radioteleskope sandte ein kodierte Signal zu Voyager, das diese Signale wieder zu den Teleskopen zurücksandte. Die Abstände der Teleskope zu Voyager konnten aus den abgelaufenen Zeiten bestimmt und so Voyager lokalisiert werden. Um die erforderliche Genauigkeit in der Zeitmessung zu erreichen, waren in jedes Teleskop zwei Wasserstoffatom-Maser eingebaut. Infolge der Rotation der Erde während der acht Stunden, die es dauerte, bis die sich mit Lichtgeschwindigkeit ausbreitende elektromagnetische Welle von der Erde zu Voyager und wieder zurück kam, mußte das Senderteleskop in einigen Fällen verschieden vom Empfängerteleskop sein, was eine zusätzliche, harte Bedingung an die Uhren stellte. Also war der spektakuläre Erfolg der Voyager-Mission von der Verfügbarkeit hochstabiler Uhren abhängig.

Eingegangen am 30. Januar 1990 [A 769]
Übersetzt von Dr. Stefanie Brummer, Darmstadt

- [1] I. I. Rabi, J. R. Zacharias, S. Millman, P. Kusch, *Phys. Rev.* **53** (1938) 318; *ibid.* **55** (1939) 526.
- [2] J. M. B. Kellogg, I. I. Rabi, N. F. Ramsey, J. R. Zacharias, *Phys. Rev.* **55** (1939) 729; *ibid.* **56** (1939) 728; *ibid.* **57** (1940) 677.
- [3] N. F. Ramsey: *Molecular Beams*, Oxford Press 1956 und 1985.
- [4] N. F. Ramsey, *J. Res. Natl. Bur. Stand. (US)* **88** (1983) 301, zit. Lit.
- [5] N. F. Ramsey, *Phys. Rev.* **76** (1949) 996; *ibid.* **78** (1950) 695.
- [6] N. F. Ramsey, *Phys. Today* **33** (1980) Nr. 7, S. 25.
- [7] N. F. Ramsey, *Phys. Rev.* **109** (1958) 822.
- [8] N. F. Ramsey, *J. Phys. Radium* **19** (1958) 809.
- [9] S. R. Lundeen, P. E. Jessop, F. M. Pipkin, *Phys. Rev. Lett.* **34** (1975) 377, 1368.
- [10] N. F. Ramsey, *Phys. Rev.* **100** (1955) 1191.
- [11] F. Bloch, A. Siegert, *Phys. Rev.* **57** (1940) 522.
- [12] R. F. Code, N. F. Ramsey, *Phys. Rev. A* **4** (1971) 1945.
- [13] J. H. Shirley, *J. Appl. Phys.* **34** (1963) 783.
- [14] G. Greene, *Phys. Rev. A* **17** (1978) 1057.
- [15] N. F. Ramsey, H. B. Silsbee, *Phys. Rev.* **84** (1951) 506.
- [16] N. F. Ramsey, *Rev. Sci. Instr.* **28** (1957) 57.
- [17] E. Uzgiris, N. F. Ramsey, *Phys. Rev. A* **1** (1970) 429.
- [18] V. F. Ezhov, S. N. Ivanov, I. M. Lobashov, V. A. Nazarenko, G. D. Porsev, A. P. Serebrov, R. R. Toldaev, *Sov. Phys. JETP (Engl. Transl.)* **24** (1976) 39.
- [19] S. Jarvis, D. J. Wineland, H. Hellwig, *J. Appl. Phys.* **48** (1977) 5336.
- [20] Y. V. Blaklanov, B. V. Dubetsky, V. B. Chebotsev, *Appl. Phys.* **9** (1976) 171.
- [21] J. C. Bergquist, S. A. Lee, J. L. Hall, *Phys. Rev. Lett.* **38** (1977) 159; *Proc. Third Int. Conf. Laser Spectrosc.* (1978) 142.
- [22] M. M. Salour, C. Cohen-Tannoudji, *Phys. Rev. Lett.* **38** (1977) 757; *Proc. Third Int. Conf. Laser Spectrosc.* (1978) 149; *Appl. Phys.* **15** (1978) 119; *Phys. Rev. A* **17** (1978) 614.
- [23] C. J. Bordé, C. R. Seances Acad. Sci. Ser B **284** (1977) 101.
- [24] T. W. Hänsch, *Proc. Third Int. Conf. Laser Spectrosc.* (1978) 149.
- [25] V. P. Chebotayev, A. V. Shishayev, B. Y. Yurshin, L. S. Vasilenko, N. M. Dyuba, M. I. Skortsov, *Appl. Phys.* **15** (1978) 43, 219, 319.
- [26] M. Kasevich, E. Riis, S. Chu, R. S. DeVoe, *Phys. Rev. Lett.* **63** (1989) 612.
- [27] D. Wineland, H. Dehmelt, *Bull. Am. Phys. Soc.* **18** (1973) 1521; *ibid.* **20** (1975) 60, 61, 637.
- [28] T. W. Hänsch, A. L. Schawlow, *Opt. Commun.* **13** (1975) 68; überprüft von U. S. Letokhov, *Comments At. Mol. Phys.* **6** (1977) 119.
- [29] D. Wineland, W. M. Itano, *Phys. Today* **40** (1987) Nr. 6, S. 34.
- [30] D. Kleppner, N. F. Ramsey, P. Fjelstad, *Phys. Rev. Lett.* **1** (1958) 232.
- [31] J. P. Gordon, H. Z. Geiger, C. H. Townes, *Phys. Rev.* **95** (1954) 282; *ibid.* **99** (1955) 1264.
- [32] H. M. Goldenberg, D. Kleppner, N. F. Ramsey, *Phys. Rev. Lett.* **5** (1960) 361; *Phys. Rev.* **126** (1962) 603.
- [33] D. Kleppner, H. C. Berg, S. B. Crampton, N. F. Ramsey, R. F. C. Vessot, H. E. Peters, J. Vanier, *Phys. Rev.* **138** (1965) A972.
- [34] J. M. V. A. Koelman, S. B. Crampton, H. T. C. Luiten, B. J. Verhaar, *Phys. Rev. A* **38** (1988) 3535. Hier findet man Verweise auf viele andere Arbeiten über die Grundlagen, Anwendungen und Grenzen der Wasserstoff-Maser.
- [35] Siehe [12].
- [36] R. R. Freeman, A. R. Jacobson, D. W. Johnson, N. F. Ramsey, *J. Chem. Phys.* **63** (1975) 2597.
- [37] R. V. Reid, M. L. Vaida, *Phys. Rev. A* **7** (1973) 1841.
- [38] K. K. Docken, R. R. Freeman, *J. Chem. Phys.* **61** (1974) 4217.
- [39] G. L. Green, N. F. Ramsey, W. Mampe, J. M. Pendlebury, K. Smith, W. B. Dress, P. D. Miller, P. Perrin, *Phys. Rev. D* **20** (1979) 2139.
- [40] E. R. Cohen, B. Taylor, *Rev. Mod. Phys.* **59** (1987) 1121.
- [41] K. F. Smith, N. Crampin, J. M. Pendlebury, D. J. Richardson, D. Shiers, K. Green, A. I. Kilvington, J. Moir, H. B. Prosper, D. Thompson, N. F. Ramsey, B. R. Heckel, S. K. Lamoreaux, P. Ageron, W. Mampe, A. Steyerl, *Phys. Lett. B* **136** (1984) 327; *Phys. Lett. B* **234** (1990) 191.
- [42] H. Hellwig, R. F. Vessot, M. Levine, P. W. Zitzewitz, D. W. Allan, D. T. Glaze, *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **IM-19** (1970) 200.
- [43] L. Essen, M. J. Donaldson, M. J. Bangham, E. G. Hope, *Nature (London)* **229** (1971) 110.
- [44] G. L. Baldwin, D. R. Yennie, *Phys. Rev. D* **37** (1988) 498.
- [45] P. C. Gibbons, N. F. Ramsey, *Phys. Rev. A* **5** (1972) 73.
- [46] P. F. Winkler, D. Kleppner, T. Myint, F. G. Walther, *Phys. Rev. A* **5** (1972) 83; E. Cohen, B. Taylor, *Phys. Lett. B* **204** (1988).
- [47] R. S. van Dyck, P. B. Schwinberg, H. Dehmelt, *At. Phys.* **9** (1984) 53.
- [48] R. S. van Dyck, F. L. Moore, D. L. Farnum, P. B. Schwinberg, *Bull. Am. Phys. Soc.* **31** (1986) 244; *At. Phys.* **9** (1984) 75.
- [49] J. H. Taylor, L. A. Fowler, P. M. McCulloch, *Nature (London)* **277** (1979) 437; M. M. Davis, J. H. Taylor, J. M. Weisberg, D. C. Backer, *ibid.* **315** (1985) 547.
- [50] R. F. C. Vessot, *Phys. Rev. Lett.* **45** (1980) 2081.