Fundamentale Experimente mit Materiewellen und deren Interpretation

Anton Zeilinger, Wien

tronen, von denen wir hier einige diskutieren werden. Zur experimentellen Bestätigung der deBroglie-Beziehung muß man sich klar sein, daß wegen der Kleinheit des Wirkungsquantums auch die deBroglie-Wellenlänge üblicher Gegenstände, sogenannter „makroskopischer" Körper, sehr klein ist. So beträgt etwa die deBroglie-Wellenlänge eines Menschen mit Masse 66.3 kg, der gemütlich mit der Geschwindigkeit von 1 m/s einherspaziert, nur 10^{-35} Meter! Es ist klar, daß eine solch kleine Wellenlänge kaum experimentellen Sinn haben kann. Einer der Gründe dafür ist sicher, daß die sogenannte Plancklänge, bei der unsere gegenwärtigen Konzepte von Zeit und Raum ihren Sinn verlieren, gerade etwa 10^{-35} Meter beträgt! Es wird häufig argumentiert, daß die deBroglie-Wellenlänge dann nicht mehr beobachtbar ist, wenn sie kleiner wird als die Größe des Objekts. Daß dies nicht ein Grund für das Fehlen von Interferenzeffekten ist, werden wir weiter unten anhand der Experimente mit Atomstrahlen sehen.

Von den vielen bis heute schon durchgeführten Experimenten können wir hier nur einige wenige besprechen, wobei wir uns vor allem auf neuere konzentrieren. Für eine schöne Zusammenstellung der frühen Experimente zur Quantenmechanik sei der Leser auf ein Buch von Trigg[5] verwiesen.

2 Das Davisson-Germer-Experiment: Elektronenbeugung an Kristallgittern

Die Experimente von Davisson und Germer haben als erste direkt die Wellennatur von Elektronen nachgewiesen und auch eine detaillierte quantitative Bestätigung der deBroglie-Beziehung gebracht. Es wird heute oft so dargestellt, als ob die Experimente bereits mit dieser Intention begonnen worden seien, daß also die Hypothese deBroglies der Anlaß für die Experimente gewesen sei. Daß diese Darstellung nicht nur verkürzt ist, sondern sogar falsch, wurde von Gehrenbeck[6] nachgewiesen. Wie so oft in der Geschichte der Naturwissenschaften sind die Details außerordentlich interessant, weshalb wir sie hier in gekürzter Form rekapitulieren wollen.

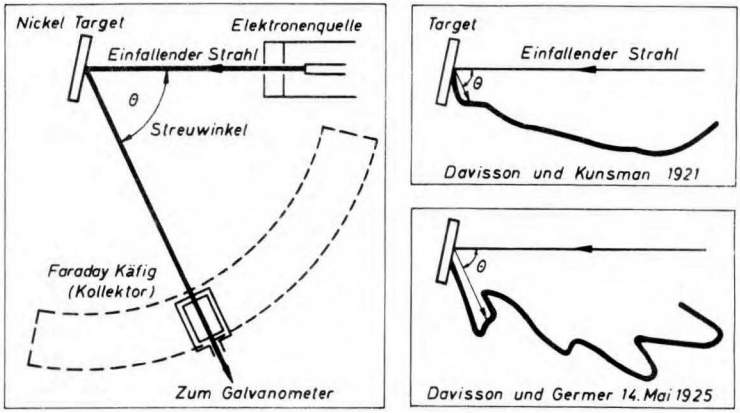

Abbildung 1 Links: Prinzipskizze der Meßanordnung von Davisson, Germer und Kunsman. Die Elektronen werden vom Nickeltarget gebeugt und im Faradaykäfig aufgefangen. Die Position des Detektors und damit der Streuwinkel können variiert werden. Rechts: Gemessene Richtungsverteilung der gebeugten Elektronen vor (oben, Davisson und Kunsman 1921) und nach (unten, Davisson und Germer, 14. Mai 1925) dem Ausglühen des Nickeltargets.

Davisson, der 1913 mit J.J.Thomson gearbeitet hatte und von dort sicher sein Interesse an Elektronenstrahlen mitbrachte, war dann am AT&T Laboratorium tätig. Seine Aufgabe war eine sehr praktische: er sollte herausfinden, ob es nicht möglich wäre, bessere Kathoden für Vakuumröhren zu erzielen. Konkret wollte er durch vorhergehende Elektronenbombardierung die Elektronenemission dieser Kathoden verbessern. Bei diesen Experimenten stellte er fest, daß zwar keine Verbesserung der Kathoden zu erzielen war, daß aber Sekundärelektronen auftraten. Davisson und Kunsman führten dann detailliertere Untersuchungen durch (Abb. 1), bei denen sie feststellten, daß ein Teil der von einer Nickelprobe gestreuten Elektronen elastisch gestreut worden war, also dieselbe Energie wie die einfallenden Elektronen besaß. Davisson sah eine Analogie zur Rutherfordschen Streuung von Alphateilchen an Atomen. Dort hatte man ja aus der Winkelverteilung der gestreuten Teilchen auf die Massenverteilung im Atom rückschließen können und damit bekanntlich die Atomkerne entdeckt. In Analogie wollte Davisson aus einer statistischen

Untersuchung der Ablenkungen der Elektronen Information über die Verteilung der Elektronen im Atom gewinnen.

Es wurden in der Folge von Davisson und Kunsman detaillierte Messungen der Winkelverteilung der elastisch gestreuten Elektronen durchgeführt. Das Ergebnis war relativ dürftig (Abb. 1). Elektronen wurden in alle Richtungen gestreut, die Beugungsfigur war außerordentlich gering strukturiert. Kunsman verläßt daher 1923 die Gruppe. Die Arbeiten kommen zum Stillstand, bis im Oktober 1924 Germer mit Davisson die Versuche erneut aufnimmt. Am 5. Februar 1925 geschieht ein Mißgeschick: es bricht die Vakuumröhre, in der der Apparat eingeschmolzen ist und es oxidiert das Nickeltarget, das daher ausgeglüht werden muß. Am 14. Mai 1925 finden sich stark ausgeprägte Intensitätsmaxima (Abb. 1) in gewissen wohldefinierten Richtungen. Davisson und Germer zerlegen darauf neuerlich die Vakuumröhre, um festzustellen, ob irgendeine Veränderung im Target als Erklärung der Beugungsmaxima gefunden werden kann. Sie stellen fest, daß sich durch das Ausglühen große Kristallkörner gebildet haben, die sie aber nicht mit den beobachteten Beugungsmaxima in Verbindung bringen können. Sie veröffentlichten daher auch ihre Ergebnisse nicht.

Im Sommer 1926 unternimmt dann Davisson eine private Reise nach England, wo er an einem Treffen der „British Association for the Advancement of Science“ in Oxford teilnimmt. Zu seiner Überraschung präsentiert dort Max Born in einem Vortrag die winzigen und kaum sichtbaren Maxima in früheren Ergebnissen von Davisson und Kunsman als eine Bestätigung für deBroglie sche Wellen! Für solche Wellen ist ja analog zur Laueschen Röntgenbeugung auch Beugung am Kristall zu erwarten. Die neueren, schöneren Ergebnisse vom Mai 1925 konnten Born ja noch nicht bekannt gewesen sein. Als Davisson diese neueren Ergebnisse im kleinen Kreis vorlegt, werden sie natürlich sofort als Beugung an den Kristallkörnern verstanden. Erst nach Davissons Rückkehr nach Amerika beginnen die gezielten Experimente zur sehr genauen Bestätigung der deBroglie-Beziehung[8].

3 Die Wellennatur der Neutronen

Neutronen besitzen die für Präzisionsexperimente wichtige Eigenschaft, daß ihre elektrische Ladung Null ist. Dies ist deshalb von Bedeutung, da sie durch die in jedem Labor vorhandenen elektromagnetischen Störfelder nur sehr wenig beeinflußt werden können. Als wichtigste Neutronenquellen stehen spezielle Forschungsreaktoren zur Verfügung, in denen durch fortgesetzte Kernspaltungen Neutronen, die ja Bausteine der Atomkerne sind, freigesetzt werden. Die bei der Kernspaltung entstehenden Neutronen besitzen sehr hohe Energien (im Mittel 2 MeV), was sehr hohen Geschwindigkeiten entspricht (im Mittel etwa 20000 Kilometer pro Sekunde). Diese Neutronen werden im Kernreaktor durch Zusammenstöße mit den Atomen des Moderators abgebremst, bis sie eine Energieverteilung besitzen, die der thermischen Bewegung der Moderatoratome entspricht, also ein Maxwellspektrum mit einer Temperatur T von etwa 293 Kelvin. Nach den Beziehungen

$$E = kT \quad \text{und} \quad E = \frac{mv^2}{2}$$

entspricht dies kinetischen Energien E von etwa 0.025 eV und Geschwindigkeiten v von etwa 2200 m/s.

Neutronen werden in zahlreichen Experimenten vor allem für Untersuchungen an Festkörpern verwendet. So sind sie etwa von entscheidender Bedeutung bei der Aufklärung der Struktur von magnetischen Materialien oder von biologischen Makromolekülen. Bei solchen Experimenten wird die Tatsache ausgenützt, daß auch den Neutronen nach der deBroglie Beziehung eine Wellenlänge zugeordnet werden kann. Für die oben genannten thermischen Neutronen beträgt diese Wellenlänge $\lambda \simeq 1.8$ Å (1Å $= 10^{-10}$m), was gerade von der Größenordnung interatomarer Abstände in kondensierter Materie ist. Daher kommt es auch für Neutronen zur Beugung an Kristallgittern oder auch an Flüssigkeiten, wobei aus den Beugungswinkeln auf die Struktur des Festkörpers oder der Flüssigkeit rückgeschlossen werden kann.

Während in diesen Experimenten die Wellennatur der Neutronen sozusagen als „Werkzeug“ ständig verwendet wird, versucht man in der Neutronenoptik möglichst genaue fundamentale Experimente

durchzuführen unter anderem um die Vorhersagen der Quantenmechanik detailliert zu überprüfen. Wieder erleichtert die elektrische Neutralität des Neutrons genauere quantitative Überprüfungen der theoretischen Vorhersagen. In der Neutronenoptik wurde daher bisher auch eine ganze Reihe von fundamentalen Experimenten gemacht. Für eine Übersicht sei hier auf zwei zusammenfassende Artikel[9] und auf die Proceedings einer Konferenz verwiesen[10].

Eines dieser Experimente stellt eine sehr präzise Verwirklichung der wohl bekanntesten Gedankenexperimente, nämlich der Beugung von Teilchen an Einzelspalt und Doppelspalt[11], dar. Das Experiment wurde am Institut Laue-Langevin in Grenoble durchgeführt, das den leistungsfähigsten Forschungsreaktor der Welt besitzt.

4 Neutronenbeugung am Einzelspalt

Für das Experiment der Beugung am Einzelspalt und für das im nächsten Kapitel besprochene Experiment der Beugung am Doppelspalt wurden Neutronen mit einer Wellenlänge von etwa 19 Å verwendet. Solche Neutronen stammen aus einer sogenannten kalten Quelle. Dies ist ein Behälter mit flüssigem Deuterium, in dem die Neutronen zu tiefen Temperaturen (ca. 25 Kelvin) „abgekühlt“ werden. Der verwendete Spalt besteht aus zwei sehr präzise gefertigten Glasbacken (Genauigkeit besser als ein Zehntel der Wellenlänge des sichtbaren Lichtes). Dem Glas waren 15% Gadoliniumoxid beigemischt. Gadolinium besitzt die Eigenschaft, daß es für Neutronen praktisch undurchlässig („schwarz“) ist. Das Experiment wurde für zwei verschiedene Spaltbreiten durchgeführt: 23 μm und 96 μm. Diese Spaltbreiten waren sehr viel größer als die Wellenlänge der verwendeten Neutronen, weshalb die Beugungswinkel sehr klein waren und mit langen Flugstrecken gearbeitet werden mußte (Abb. 2). Die vom Reaktor kommenden Neutronen wurden durch Brechung in einem Prisma monochromatisiert. Ganz analog zur Newtonschen Prismenbrechung für Licht, bei der weißes Licht in seine Spektralkomponenten zerlegt wird, werden hier die Neutronen nach ihrer Wellenlänge getrennt und es ist möglich, Neutronen einer bestimmten Wellenlänge auszusondern. Ein

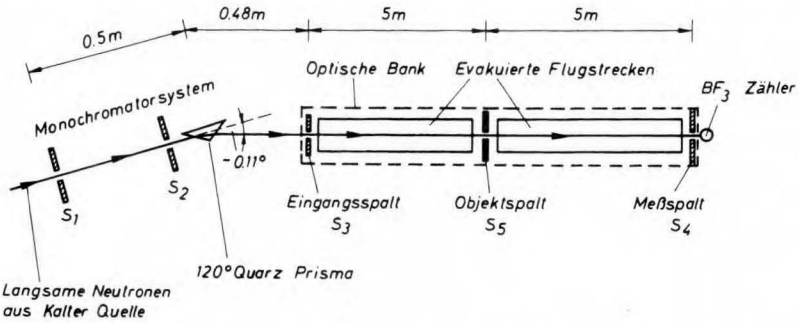

Abbildung 2 Die neutronenoptische Bank. Von den aus der Kalten Quelle des Reaktors kommenden Neutronen wird eine bestimmte Wellenlänge durch den Monochromator ausgewählt. Die Spalte S_3 und S_4 sind je 20 μm breit. Als Objektspalt wurde entweder der Einzelspalt oder der Doppelspalt verwendet.

Unterschied zum Licht besteht darin, daß Neutronen im allgemeinen vom Lot gebrochen werden.

Der Detektor für Neutronen ist im Prinzip ein gewöhnliches Zählrohr, das zusätzlich im Füllglas eine Beimengung von etwas BF_3-Gas aufweist. Neutronen werden vom Bor absorbiert, das dann ein Alphateilchen aussendet, das im Zählrohr zu Ionisation führt und dadurch nachgewiesen wird. Dieses Zählrohr konnte im Experiment gemeinsam mit einem vor dem Zählrohr angebrachten Spalt hin und her bewegt werden, so daß die Verteilung der Neutronen in der Bildebene bestimmt werden konnte.

Abb. 3 zeigt die gemessene Neutronenverteilung nach Beugung an einem Spalt von 23 μm Breite. Dies entspricht dem Doppelspaltexperiment, in dem ein Spalt abgedeckt bleibt. Der Detektor wurde stufenweise durch die Bildebene bewegt und an jedem Punkt wurden die auftreffenden Neutronen 375 Minuten lang gezählt. Zu diesem und dem folgenden Experiment ist zuerst grundsätzlich anzumerken, daß die Neutronenintensität trotz des Hochflußreaktors sehr niedrig war. Im Konkreten bedeutet dies, daß die Neutronen nur einzeln im Apparat auftreten, die beobachteten Quantenphänomene also für einzelne Neutronen gelten. Dies sieht man auch bei Beobachtung des Zählers, der nur alle paar Sekunden ein Neutron registrierte. Die Geschwindigkeit der verwendeten Neutronen betrug etwa 200 Meter pro Sekunde,

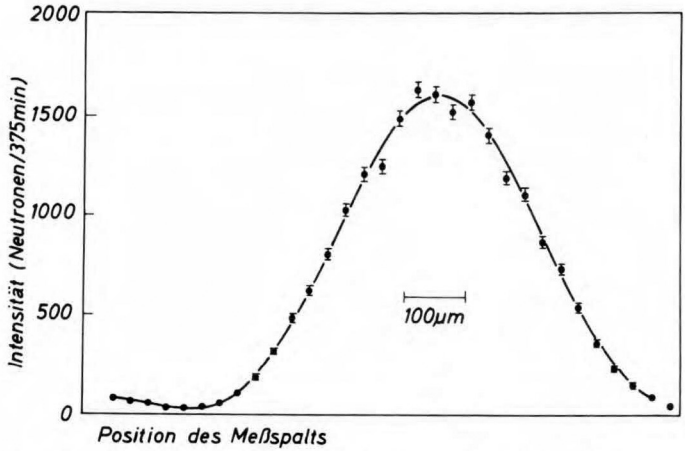

Abbildung 3 Gemessene Verteilung der Neutronen in der Beobachtungsebene nach Beugung am 23 μm breiten Einzelspalt. Die Kurve gibt die aus der Quantentheorie berechnete Vorhersage wieder.

weshalb man sagen kann, daß, während ein Neutron gerade gezählt wird, der Atomkern, aus dem das nächste gezählte Neutron kommt, noch nicht gespalten ist.

Die beobachtete Intensitätsverteilung kann man sehr genau mit Hilfe der in der Optik für die Beugung am Einzelspalt verwendeten Formeln verstehen und die in der Abb. 3 gezeigte Kurve ist gerade die von der Theorie vorhergesagte Verteilung berechnet unter Verwendung der deBroglie-Wellenlänge. Wir beobachten also ausgezeichnete Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie. Das Beugungsbild am Einzelspalt läßt sich aber auch als eine Demonstration der Heisenbergschen Unschärferelation interpretieren. Danach bewirkt jede Festlegung des Ortes eines Teilchens eine Unschärfe des Impulses des Teilchens von der Größenordnung

$$\Delta p \approx h/\Delta x$$

wobei h wieder das Plancksche Wirkungsquantum ist. In unserem Fall legt die Tatsache, daß die Neutronen durch den Spalt durchtreten müssen, dort den Ort der Teilchen innerhalb von $\Delta x = \delta$ fest, wobei δ die Spaltbreite darstellt. Die Festlegung dieses Ortes erfolgt entlang einer Richtung quer zur Ausbreitungsrichtung der Neutronen,

so daß auch die entsprechende Impulskomponente unscharf wird. Es ergibt sich also eine transversale Impulsunschärfe $\Delta p \approx h/\delta$. Diese Impulsunschärfe führt zu einer Unschärfe der Ausbreitungsrichtung von

$$\Delta\vartheta \approx \Delta p/p \approx (h/\delta)/(h/\lambda) = \lambda/\delta$$
$$= (1.9 \cdot 10^{-9}\mathrm{m})/(2.3 \cdot 10^{-5}\mathrm{m}) = 8.3 \cdot 10^{-5}\mathrm{radian}.$$

Nach einer Flugstrecke von 5 m bedeutet dies eine mittlere Breite der Ortsverteilung der ankommenden Neutronen von

$$\Delta X \approx (5\,\mathrm{m}) \cdot (8.3 \cdot 10^{-5}) = 415\,\mu\mathrm{m}$$

was häufig auch als Verschmierung bezeichnet wird. Diese grobe Abschätzung mit Hilfe der Heisenbergschen Unschärferelation liefert immerhin einen Wert für die Verschmierung, der der an der halben Höhe des Beugungsmaximums gemessenen mittleren Breite des beobachteten Beugungsbildes gut entspricht (Abb. 3).

5 Das Doppelspaltexperiment

Zur Durchführung des Doppelspaltexperimentes wurde zwischen die beiden absorbierenden Glasbacken eines breiten Einzelspaltes ein Bohrdraht von 104 μm Durchmesser montiert. Bor ist ebenfalls ein sehr starker Neutronenabsorber. Die dadurch entstandene Anordnung (Abb. 4) besteht aus zwei Spalten, jeweils 22 μm und 23 μm breit, wobei die Spaltmitten voneinander einen Abstand von 127 μm besitzen. Der Detektor wurde wieder in Stufen an der Bildebene entlanggeführt und an jedem Punkt diesmal 125 Minuten lang gezählt. Vor allem ist auch hier die wichtige Feststellung zu treffen, daß die Neutronen nach wie vor einzeln auftreten. Das heißt, wieder wird nur von Zeit zu Zeit (alle paar Sekunden) ein Neutron im Detektor registriert. Die insgesamt an jedem Punkt gezählten Neutronen sind in Abb. 5 gegen die Position des Meßspaltes aufgetragen. Man erkennt ganz klar das Interferenzbild der Beugung am Doppelspalt.

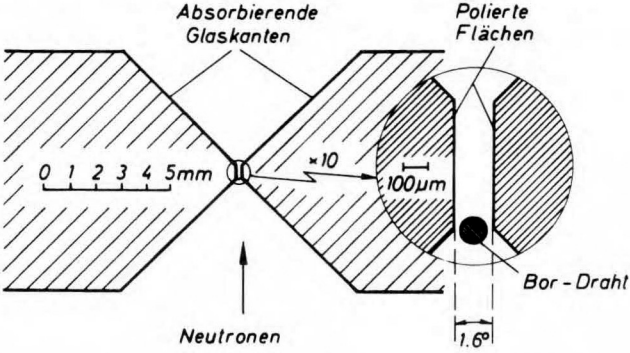

Abbildung 4 Der im Neutronenexperiment verwendete Doppelspalt im Querschnitt.

Diese Intensitätsverteilung hat viele interessante Eigenschaften. Die interessanteste ist wohl die, daß es Stellen gibt, an denen weniger Neutronen ankommen als dann, wenn nur ein Spalt offen ist. Öffnen des zweiten Spaltes verringert an manchen Orten die Zahl der dort ankommenden Neutronen! Dies wird oft so ausgedrückt[12], daß offenbar jedes einzelne Neutron Information darüber haben muß, ob beide Spalte offen sind. In anderen Worten, die Wellenfunktion ist nicht nur dem gesamten Ensemble der Neutronen zuzuordnen, sondern jedem einzelnen Neutron. Selbstverständlich ist es absolut unmöglich, die gemessene Intensitätsverteilung als Summe der Intensitätsverteilungen mit jeweils einem offenen Spalt zu verstehen. Dies wäre auch nur möglich, wenn wir etwa sagen könnten, das Neutron sei entweder durch den Spalt 1 oder durch den Spalt 2 hindurchgetreten. Wir haben jedoch im Gegenteil keinerlei Wissen darüber, welchen Spalt das Neutron passiert hat. Ja, wir können nicht einmal behaupten, daß wir wüßten, das Neutron sei mit Sicherheit nur durch einen der beiden Spalte oder durch beide Spalte gleichzeitig gegangen! Es ist nun das prinzipiell Neue und Überraschende an der Quantenmechanik, daß aus diesem grundsätzlichen Nicht-Wissen, wie ein Vorgang im Detail abgelaufen ist, etwas qualitativ Neues folgt, nämlich die Interferenz der Wellen entlang aller möglichen Wege (bzw. Pfade). In voller Analogie zur Lichtoptik kommt es genau dann zur Auslöschung der Materiewellen, wenn der entsprechende Wegunterschied gerade eine halbe Wellenlänge beträgt und es kommt zu konstruktiver In-

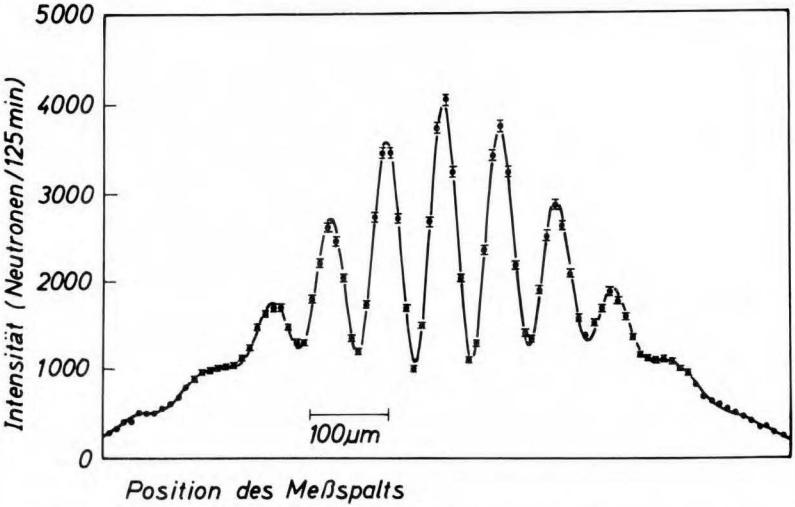

Abbildung 5 Intensitätsverteilung der Neutronen nach der Beugung am Doppelspalt. An den gemessenen Punkten ist, wie in der Experimentalphysik üblich, der unvermeidliche statistische Meßfehler mit eingezeichnet. Die durchgezogene Kurve stellt wieder die unter Verwendung der deBroglie Wellenlänge berechnete theoretische Vorhersage dar.

terferenz, wenn der entsprechende Wegunterschied ein ganzzahliges Vielfaches der Wellenlänge ist.

Die durchgezogene Kurve in Abb. 5 ist wieder die nach der Quantenmechanik unter Berücksichtigung aller experimentellen Parameter, wie Wellenlängenverteilung, Geometrie etc., berechnete. Es ist jedoch auch hier wieder leicht, die Beugungswinkel, die für unsere Neutronen an dieser Anordnung auftreten, abzuschätzen. Aus der gewöhnlichen Optik ist bekannt, daß das erste Interferenzmaximum im Fall der sogenannten Fraunhofer-Beugung am Doppelspalt unter dem Winkel

$$\sin\vartheta = \lambda/d$$

auftritt, wobei d der Abstand zwischen den beiden Spaltmitten ist. Wegen der Kleinheit der Wellenlänge gilt $\sin\vartheta \approx \vartheta$ und wir erhalten Beugungswinkel von lediglich 15 Milliradian oder 3 Winkelsekunden. Dies ergibt dann einen Abstand zwischen den Maxima des Beugungs-

bildes von

$$\Delta x = L \cdot \sin\vartheta \approx L \cdot \vartheta = L \cdot \lambda/d$$
$$= (5\,\mathrm{m}) \cdot (1.9 \cdot 10^{-9}\mathrm{m})/(1.27 \cdot 10^{-4}\mathrm{m}) = 75\,\mu\mathrm{m}$$

in guter Übereinstimmung mit dem gemessenen Bild.

6 Gravitation in der Quanteninterferometrie

Es gibt bis heute nur sehr wenige Experimente, die zu ihrer Interpretation sowohl die Quantenphysik als eine quantitative Beschreibung der Gravitation benötigen. Solche Experimente sind besonders wegen der bis heute noch nicht gelösten sehr fundamentalen Frage der Quantisierung der Gravitationstheorien von Bedeutung[13]. In einem Neutronenexperiment dieser Art wurde ein Kristallinterferometer[14] eingesetzt. Bei einem solchen Kristallinterferometer wird ein einfallender Neutronstrahl durch Beugung an einer perfekten Siliziumkristallplatte in zwei zueinander kohärente Teilwellen zerlegt, die im Interferometer dann bis zu einigen Zentimetern voneinander getrennte Teilwege zurücklegen.

Die erste Kristallplatte (Abb. 6) erfüllt im wesentlichen die Funktion des halbversilberten Spiegels in der gewöhnlichen Lichtoptik. Durch Beugung an einer weiteren Kristallplatte werden die beiden Teilstrahlen dann wieder zusammengeführt und eine dritte Kristallplatte reflektiert angenähert etwa die Hälfte jeden Teilstrahls. Dadurch ist schließlich jeder der beiden das Interferometer verlassenden Strahlen eine kohärente Überlagerung von Teilwellen, die über die beiden verschiedenen Teilwege durch das Interferometer kamen. Die Wellenlänge der hier verwendeten Neutronen liegt in der Größenordnung Ångström, weshalb auch die als Spiegel wirkenden Kristallebenen zueinander auf Ångström genau parallel sein müssen. Dies wird dadurch erreicht, daß die drei Kristallplatten aus ein und demselben Perfektkristall herausgeschnitten werden. Läßt man den Verbindungssteg stehen, so sind die Netzebenen zueinander parallel. Dies bedeutet natürlich auch nichttriviale Anforderungen an die Temperaturstabilität und die Vibrationsfreiheit der Anordnung.

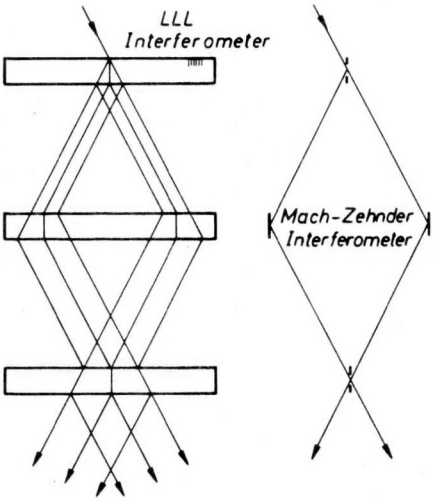

Abbildung 6 Das LLL-Kristallinterferometer (links) und das topologisch dazu äquivalente Mach-Zehnder Interferometer aus der Lichtoptik (rechts).

Im Gravitationsexperiment von Colella, Overhauser und Werner[15] wurde das Kristallinterferometer um die Richtung des horizontalen einfallenden Neutronstrahls gedreht (Abb. 7). Dadurch wird das auf den beiden Strahlwegen im Interferometer herrschende Gravitationspotential V variiert. Der resultierende Potentialunterschied ΔV ist außerordentlich gering, für Neutronen im Schwerefeld der Erde bedeutet ein Höhenunterschied von 1 cm einen Energieunterschied von nur 10^{-9} eV (1 eV= $1.6 \cdot 10^{-19}$ Joule). Dieser Unterschied in der potentiellen Energie muß wegen Energieerhaltung aus der kinetischen Energie kommen. Die Neutronen besitzen also in den beiden auf verschiedenen Höhen im Interferometer laufenden Teilstrahlen verschiedene Geschwindigkeit und damit verschiedene deBroglie Wellenlänge. Führen wir mit $k = 2\pi/\lambda$ die Wellenzahl der Neutronen ein, so erhalten wir für die Änderung Δk der Wellenzahl infolge der Schwerebeschleunigung g

$$\Delta k = -k \cdot \Delta V/2E = -\mathrm{kmgh}/2E$$

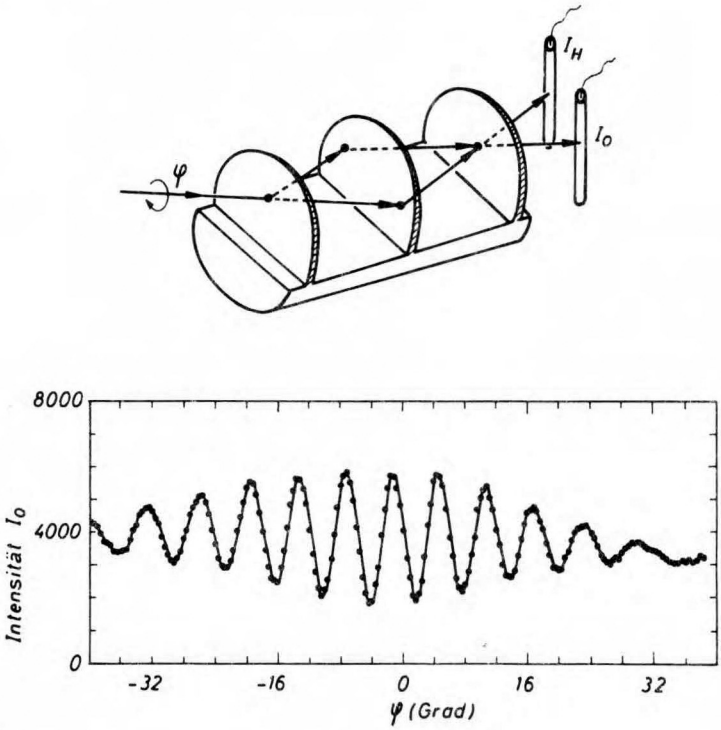

Abbildung 7 Meßanordnung (oben) und Resultat (unten) des Gravitationsexperimentes von Colella, Overhauser und Werner.

wobei E die kinetische Energie der Neutronen ist und h der Höhenunterschied zwischen beiden Teilstrahlen. Wirkt der Potentialenunterschied über einen Weg der Länge L, so ergibt der resultierende Unterschied der Wellenlänge dann einen Unterschied der relativen Phase

$$\Delta\phi = \Delta k \cdot L$$

zwischen beiden Teilstrahlen. Je nachdem, ob diese relative Phase ein Vielfaches von 2π ist oder ein ungeradzahliges Vielfaches von π ergibt sich wieder konstruktive oder destruktive Interferenz. Durch kontinuierliche Variation des Neigungswinkels des Interferometers läßt

sich also der Potentialunterschied zwischen den beiden Teilstrahlen und damit ihre relative Phase variieren. Das experimentelle Ergebnis (Abb. 7) stimmt recht gut mit der Erwartung überein, wobei noch bestehende kleine Differenzen wahrscheinlich bei einer genauen Untersuchung der Modifikation der Ausbreitung der Neutronen innerhalb der Kristalle durch das Schwerefeld zu beseitigen sein dürften[16].

Man könnte nun versucht sein, in der obigen Gleichung die Tatsache berücksichtigen zu wollen, daß an der ersten Kristallplatte die Welle jedes einzelnen Neutrons in zwei Teilwellen zerlegt wird. In einer sehr naiven Auffassung würde sich das Neutron so auf beide Strahlwege aufteilen, daß nur jeweils ein Teil seiner Masse einem bestimmten Strahlweg folgt. Bei der Berechnung der Phase müßte dann eine entsprechend verringerte Masse m verwendet werden. Das Experiment zeigt jedoch Übereinstimmung mit der Rechnung, die entlang jedes einzelnen Weges von der vollen Masse ausgeht. Ein naives Bild der Aufspaltung des Neutrons auf beide Strahlwege ist also nicht haltbar. Vielmehr dürfte die einzige konsistente Anschauung hier wieder die sein, ausschließlich zu wissen, daß wir über den Weg der Teilchen in einem Interferenzexperiment keine Aussagen machen können.

7 Beobachtung der Rotationssymmetrie von Spinoren

Das Auftreten von Symmetrien ist nicht nur von ästhetischem Wert sondern auch ein zentraler Punkt bei der Aufstellung und Überprüfung physikalischer Gesetze. So hat etwa Emmi Noether gezeigt, daß die Invarianz eines physikalischen Systems gegen verschiedene Symmetrieoperationen sehr eng mit Erhaltungssätzen verbunden ist. Aus der Invarianz gegen Zeittranslationen folgt zum Beispiel die Erhaltung der Gesamtenergie eines Systems. Wegen dieser zentralen Bedeutung von Symmetrien treffen experimentelle Tests solcher Symmetrien auf besonderes Interesse.

Eine zunächst vernünftig erscheinende Forderung an Symmetrie gegenüber Rotationen wäre die, daß ein physikalisches System invariant gegenüber volle Drehungen, d.i. Drehungen um $360° = 2\pi$

Radian, von Teilsystemen sein sollte. Eine solche Überlegung wird etwa durch die alltägliche Erfahrung nahegelegt, daß alle in der klassischen Physik beobachtbaren Größen invariant gegenüber volle Drehungen sind. Aus der Quantenmechanik ist nun schon seit langem bekannt, daß die Algebra des Spins in gewissen Fällen davon abweichende Situation impliziert. Dazu ist zuerst festzustellen, daß nach der Quantenmechanik alle physikalischen Systeme und daher insbesondere alle Elementarteilchen nach ihrem Spin in zwei verschiedene Klassen eingeteilt werden können. Systeme mit einem Gesamtspin, der ein ganzzahliges Vielfaches von $\hbar = h/2\pi$ beträgt bezeichnet man als Bosonen, Systeme mit einem halbzahligen Vielfachen von $\hbar$ als Fermionen. Ein Beispiel für ein Fermion ist das Neutron, dessen Spin nur zwei Werte einnehmen kann, entweder $+\hbar/2$ oder $-\hbar/2$. Daher hat auch die Wellenfunktion eines Neutrons zwei unabhängige Komponenten, sie ist als sogenannter zweikomponentiger Spinor darstellbar. Die Beschreibung von Drehungen erfolgt in der Quantenmechanik mit sogenannten Drehoperatoren, deren allgemeine Form hier nicht von Bedeutung und deren detaillierte Diskussion für den Zweck dieses Artikels auch zu formal ist. Das Wesentliche für uns ist der Effekt einer vollen Drehung eines Spinors also um 360 Grad. Bezeichnen wir mit $R(2\pi)$ den Drehoperator, der eine solche Drehung bewirkt, so gilt

$$\Psi(2\pi) = R(2\pi)\ \Psi(0) = -\Psi(0).$$

In Worten bedeutet dies, daß man bei einer vollen Drehung der Wellenfunktion Ψ eines Fermions zwar die ursprüngliche Wellenfunktion wieder erhält, jedoch mit einem negativen Vorzeichen. Erst eine weitere volle Drehung stellt die ursprüngliche Wellenfunktion wieder voll her:

$$\Psi(4\pi) = R(4\pi)\ \Psi(0) = R(2\pi)\ R(2\pi)\ \Psi(0)$$
$$\Psi(4\pi) = (-1)^2\ \Psi(0) = \Psi(0).$$

Die Tatsache, daß die Wellenfunktion eines Fermions bei Drehungen um 360° das Vorzeichen ändert, kann nur in einem Interferenzexperiment beobachtet werden, bei dem man die gedrehte Wellenfunktion mit der ungedrehten überlagert, so daß es zu einer Auslöschung kommt

$$\Psi(2\pi) + \Psi(0) = (-1+1)\ \Psi(0) = 0.$$

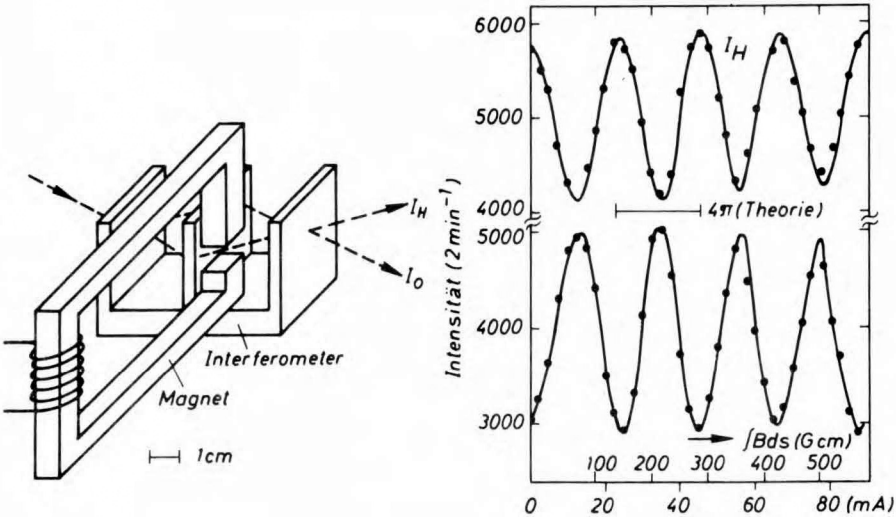

Abbildung 8 Meßanordnung (links) und Resultat (rechts) zur Messung der Rotationssymmetrie von Spinoren.

Für die experimentelle Realisierung ist es nicht notwendig, die ganze Wellenfunktion zu drehen. Vielmehr genügt eine Drehung des Spins, da der Spinanteil der Wellenfunktion für sich allein bereits das dargestellte Drehverhalten besitzt. In der Realisierung mit Neutronen[17] wurde wieder ein Kristallinterferometer eingesetzt (Abb. 8). In diesem Experiment wurde die Drehung des Neutronspins in einem Teilstrahl des Interferometers durch ein variables Magnetfeld erreicht. Im Magnetfeld B erfolgt Larmor-Präzession des Spins mit der Frequenz

$$\omega = g \cdot B.$$

Hier ist $g = 2\mu/\hbar$ das sogenannte gyromagnetische Verhältnis des Neutrons und μ sein magnetisches Moment. Durchfliegen die Neutronen das Magnetfeld der Länge L mit der Geschwindigkeit v, so ist der gesamte Drehwinkel

$$\alpha = gBL/v.$$

Im Experiment wurden die Intensitäten der beiden Strahlen hinter dem Interferometer als Funktion des Magnetfeldes gemessen (Abb. 8).

Man sieht, daß die Intensitäten beider Strahlen als Funktion des Magnetfeldes in einer komplementären Weise variieren. Dies deshalb, da im Experiment natürlich Teilchenzahlerhaltung herrscht, die Gesamtzahl der Neutronen konstant sein muß[18]. Beide Intensitäten variieren mit der Periode 4π, was direkt das oben diskutierte Drehverhalten bestätigt. Man kann dies etwas plausibler so ausdrücken, daß nach einer vollen Drehung eines Teilsystems des Universums das Universum nicht notwendigerweise im selben Zustand ist wie vorher, nach zwei vollen Drehungen jedoch schon. Die volle Implikation dieser Tatsache hängt mit grundlegenden Fragen der Struktur der Raum-Zeit zusammen, es sei hier auf die einschlägige Literatur verwiesen[19].

8 Die Aharonov-Bohm-Effekte: Nichtlokalität in der Quantenmechanik

In der Quantenmechanik erhalten die elektromagnetischen Potentiale eine über die klassische Physik hinausgehende Bedeutung. In der klassischen Elektrodynamik sind sowohl das skalare elektrostatische Potential Φ als auch das magnetische Vektorpotential $\boldsymbol{A}$ nicht direkt beobachtbar, sondern sie sind lediglich über ihre Ableitungen, die elektrische Feldstärke $\boldsymbol{E}$ und die magnetische Induktion $\boldsymbol{B}$ definiert

$$\boldsymbol{E} = -\mathbf{grad}\Phi + \partial \boldsymbol{A}/\partial t$$

$$\boldsymbol{B} = \mathbf{rot}\, \boldsymbol{A}.$$

Im Jahre 1956 haben Aharonov und Bohm gezeigt[20], daß man in der Quantenmechanik experimentelle Situationen haben kann, in denen über die Feldstärken hinausgehende Wirkungen der Potentiale beobachtbar sein müßten. Konzeptiv am einfachsten ist der elektrische Aharonov-Bohm-Effekt (Abb. 9). In diesem Experiment verwendet man ein Interferometer für geladene Teilchen, üblicherweise wird der Effekt für Elektronen diskutiert. Ein Teilstrahl tritt durch einen Faradaykäfig, dessen Potential $\Phi_1(t)$ so geschaltet wird, daß es Null ist, wenn das Wellenpaket in den Faradaykäfig eintritt, und das dann zum Zeitpunkt t_1 eingeschaltet wird. Es wird zu einem Zeitpunkt t_2

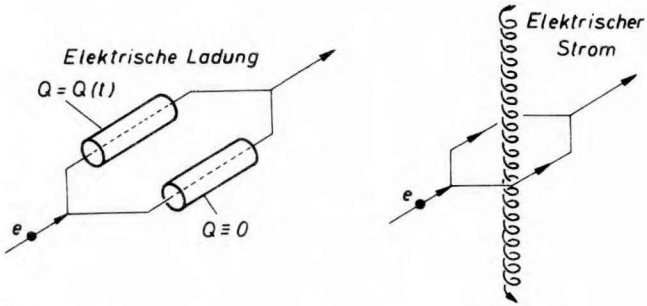

Abbildung 9 Prinzip des elektrischen (links) und des magnetischen (rechts) Aharonov-Bohm Effektes.

wieder ausgeschaltet, ehe das Wellenpaket den Faradaykäfig verläßt. Während dieser ganzen Zeit bleibt das Potential $\Phi_2(t)$, das am anderen Faradaykäfig anliegt, ständig auf Null, dieser Käfig dient lediglich dazu, sicherzustellen, daß das elektrische Feld außerhalb des ersten Faradaykäfigs nicht auf den zweiten Strahl hinüberwirkt. Das Potential lautet also

$$\Phi_1(t) = 0 \text{ für } t \leq t_1$$

$$\Phi_1(t) = \Phi \text{ für } t_1 < t \leq t_2$$

$$\Phi_1(t) = 0 \text{ für } t > t_2$$

$$\Phi_2(t) \equiv 0 \text{ für alle } t.$$

Nach der klassischen Physik wäre in diesem Experiment kein Meßeffekt zu erwarten, da das klassische Feld im Inneren beider Faradaykäfige immer gleich Null ist und daher auf das Elektron nie eine Kraft wirkt. Insbesondere ist etwa die Geschwindigkeit in jedem der Faradaykäfige gleich der im Vakuum und damit sind auch die Durchflugzeiten unverändert.

Nach der Quantenmechanik tritt dagegen zwischen den beiden Teilstrahlen des Interferometers ein Phasenunterschied von

$$\Delta\phi_{AB} = 2\pi e\Phi(t_2 - t_1)/h$$

auf. Es ist dies gegenüber dem oben bisher diskutierten insoferne bemerkenswert, als dieser Phasenunterschied nicht über die deBroglie-

Beziehung berechnet werden, die Geschwindigkeit unserer Teilchen ist ja konstant.

Leider hat der elektrische Aharonov-Bohm-Effekt bisher noch keine experimentelle Bestätigung erfahren. Dies deshalb, weil man für diese Experimente geladene Teilchen benötigt und die Geschwindigkeiten der Elektronen in den bis heute verwirklichten Elektroneninterferometern, den einzigen für geladene Teilchen, sehr hoch sind, von der Größenordnung einiger Prozent der Lichtgeschwindigkeit. Daher sind auch Flugzeiten sehr kurz und es ist nicht möglich, elektrische Felder mit entsprechend hohen Frequenzen sauber zu schalten. Neuerdings gibt es die Aussicht, kohärente Ionenstrahlen durch Feldemission an monoatomaren Spitzen zu erzeugen[21]. Diese Ionenstrahlen könnten Energien von nur einigen eV besitzen und wären damit langsam genug, um tatsächlich das elektrische Aharonov-Bohm-Experiment durchführen zu können.

Beim magnetischen Aharonov-Bohm-Effekt (Abb. 9) geht man davon aus, daß ein magnetisches Feld so angeordnet ist, daß es durch die von den Strahlen eines Elektroneninterferometers gebildete Ebene durchtritt und daß das Feld auf den Strahlwegen selbst verschwindet. Ein solches Feld kann etwa durch einen unendlich langen Solenoiden erreicht werden. Wieder ist kein klassischer Effekt zu erwarten, da auf die Elektronen beim Vorbeiflug an der Spule keinerlei Kraft wirkt. Quantenmechanisch tritt dagegen der Phasenschub

$$\Delta\phi_{AB} = (2\pi e/h) \oint \boldsymbol{A}(\boldsymbol{r}) \cdot d\boldsymbol{r}$$

auf, wobei $\boldsymbol{A}$ das magnetische Vektorpotential ist und das Integral über die von den Interferometerstrahlen aufgespannte Schleife auszuführen ist. Nach dem Stokesschen Satz kann dies umgewandelt werden in ein Flächenintegral der Rotation von $\boldsymbol{A}$, also der magnetischen Induktion $\boldsymbol{B}$

$$\begin{aligned}\Delta\phi_{AB} &= (2\pi e/h) \oint \boldsymbol{A}(\boldsymbol{r}) \cdot d\boldsymbol{r} \\ &= (2\pi e/h) \int \boldsymbol{B}(\boldsymbol{r}) \cdot d\boldsymbol{F} = (2\pi e/h)\Phi_{\text{mag}}.\end{aligned}$$

Der resultierende Phasenschub ist proportional dem Flächenintegral der magnetischen Induktion, also dem zwischen den beiden Teilstrahlen des Interferometers eingeschlossenen magnetischen Fluß Φ_{mag}.

In beiden Aharonov-Bohm-Effekten tritt die Nichtlokalität der Quantenmechanik insoferne schön zutage, als der Phasenunterschied zwischen den beiden Teilstrahlen und damit die Verschiebung des Interferenzmusters unabhängig davon ist, welchen elektromagnetischen Feldern die beiden Teilstrahlen selbst ausgesetzt sind. Wenn die experimentelle Anordnung so gewählt ist, daß diese Felder an den Teilstrahlen selbst verschwinden, „spüren" die Elektronen lediglich das zwischen den Teilstrahlen eingeschlossene Feld, also das Feld an Orten, an denen die Amplitude der Elektronenwellen verschwindet. Im elektrischen Fall etwa herrscht natürlich ein Feld zwischen den beiden Faradaykäfigen zu den Zeiten, da das Potential angeschaltet ist, und im magnetischen Fall ist das magnetische Feld in der Spule zwischen den Strahlen nicht Null.

9 Experimentelle Bestätigung des magnetischen Aharonov-Bohm-Effekts

Der magnetische Aharonov-Bohm-Effekt hat bis heute eine große Zahl experimenteller Verifikationen gefunden. Bereits kurz nach der Vorhersage durch Aharonov und Bohm gab es eine Serie sehr schöner Experimente[22], die die Existenz des Effektes zwar bestätigten, jedoch zu einer umfangreichen Diskussion führten[23]. Der wesentlichste Punkt dieser Diskussionen ist, daß von verschiedenen Autoren die spezifische quantenmechanische Natur des Aharonov-Bohm-Effektes bestritten wurde. Den meisten Kritiken ist gemeinsam, daß man versucht, den Effekt durch die klassische Lorentzkraft — also eine lokale Wechselwirkung zwischen dem Elektron und dem Magnetfeld — zu erklären. Dies könnte entweder dadurch geschehen, daß ein Teil der Wellenfunktion des Elektrons in den Bereich des Magnetfeldes eintritt, oder durch ein auf den Strahlwegen herrschendes magnetisches Streufeld. Um diese Interpretationen auszuschließen, wurde eine weitere Reihe von Experimenten durchgeführt[24], in denen in verschiedener Weise versucht wurde, Magnetfeld und Elektronenstrahl voneinander abzuschirmen.

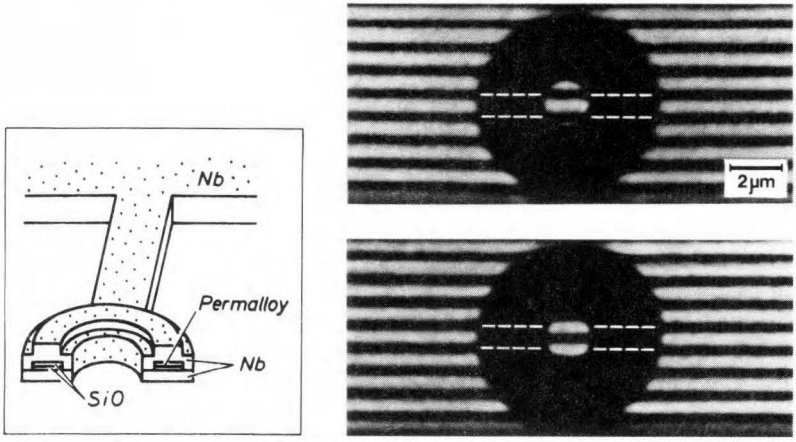

Abbildung 10 Prinzipskizze der verwendeten supraleitenden Ringe von Tonomura *et al.* (links) und Interferogramme (rechts).

Als ein Beispiel diskutieren wir hier ein Experiment von Tonomura *et al*[25]. In diesem Experiment wurde ein toroidaler Ferromagnet verwendet, der zusätzlich noch durch einen Supraleiter abgeschirmt wird (Abb. 10). Die Anordnung wurde photolithographisch hergestellt, wobei die ferromagnetischen Ringe aus Permalloy einen Durchmesser von weniger als 10 μm hatten. Diese Ringe waren von einer zumindest 3000 Å dicken Niob-Schicht vollkommen umschlossen. Die Messungen wurden bei einer Temperatur von 4.5 K durchgeführt. Niob ist dann supraleitend, so daß wegen des Meissnereffektes das Magnetfeld aus dem Supraleiter herausgedrängt wird. Die Eindringtiefe des Magnetfeldes beträgt etwa 1000 Å. Aus der Theorie der Supraleitung ist bekannt, daß der in einem Supraleiter eingeschlossene magnetische Fluß ϕ_{SL} nur ganzzahlige Vielfache des Flußquantums ϕ_{QU}

$$\phi_{SL} = n \cdot \phi_{QU} \text{ mit } \phi_{QU} = h/2e$$

betragen kann. Für den Aharonov-Bohm-Effekt ergibt sich im Falle eines Supraleiters der Phasenschub

$$\Delta\phi_{AB} = (2\pi e/h)\phi_{SL} = n\pi.$$

Es sind also nur zwei Möglichkeiten erlaubt: für geradzahliges n erhalten wir konstruktive Interferenz und für ungeradzahliges n destruktive Interferenz.

Im Experiment befanden sich die supraleitenden Ringe in einem Teilstrahl eines Interferometers. In der Beobachtungsebene entsteht daher das Bild der Interferenz zwischen einer ungestörten Welle und einer durch das Vektorpotential des Ringes modifizierten Welle (Abb. 10). Die außerhalb der Ringe beobachtbaren Streifen sind auf die Interferenz der ebenen Wellen beider Teilstrahlen zurückzuführen, die einen kleinen Winkel zueinander einschließen. Wichtig sind nun die Interferenzstreifen des Teils der Welle, der durch das Innere des Ringes durchgetreten ist. Es wurden tatsächlich nur zwei Möglichkeiten beobachtet. Entweder stimmten diese Streifen in Phase mit den äußeren überein (Abb. 10 oben), was einer geraden Zahl von eingeschlossenen Flußquanten entspricht oder es waren die Minima und die Maxima der Streifen vertauscht (Abb. 10 unten) entsprechend einer ungeraden Zahl von Flußquanten. Besonders wichtig ist die Beobachtung, daß die Interferenzstreifen überall gerade sind, also nicht durch ein etwaiges Streufeld verbogen. Die Autoren schätzten ab, daß der Leckfluß, das ist der magnetische Fluß außerhalb des Supraleiters, sehr viel kleiner sein muß als $\phi_{QU}/200$ und daß der Anteil der Elektronenwelle, der von außen durch die Abschirmung in das Magnetfeld eintreten kann, sogar nur höchstens von der Größenordnung 10^{-6} war.

Es steht also heute außer Zweifel, daß der magnetische Aharonov-Bohm-Effekt existiert und daß er eine Bestätigung für die Nichtlokalität der Quantenmechanik darstellt. Er kann außerdem auch als eine schöne Manifestation des Konzeptes der Eichfelder betrachtet werden, die in der modernen Physik eine immer zentralere Rolle einnehmen[26].

10 Die Wellenlänge von Atomen

Eine interessante Frage ist die, wie groß Objekte sein können, für die es möglich ist, Welleneigenschaften zu beobachten. Grundsätzlich ist dazu zu bemerken, daß es keine prinzipielle Beschränkung der Gültigkeit der Quantenmechanik gibt. Es ist jedoch für den Experimentalphysiker eine faszinierende Herausforderung, optische Phänomene wie Beugung und Interferenz an immer größeren Objekten zu realisieren. Da heute die Wellennatur von Elementarteilchen wie Elektronen und Neutronen bereits routinemäßig im Experiment eingesetzt wird, ist es interessant, festzustellen, daß auch schon für Atome die deBroglie-Welle nachgewiesen wurde. Schon sehr früh gab es Experimente zur Beugung am periodischen Gitterpotential von Kristalloberflächen[27] und später an absorbierenden Kanten[28]. Neuerdings wurde über sehr schöne Experimente zur Beugung an Transmissionsgittern[29] und an stehenden Lichtwellen berichtet[30]. Dieses letztere Experiment wollen wir hier diskutieren.

Als Quelle dient ein Ofen, aus dem Natriumatome mit einer Geschwindigkeit von etwa 1 km/s austreten. Es wird isotopenreines Natrium-22 verwendet. Der austretende Strahl wird kollimiert durch zwei 10 μm breite Spalte im Abstand von 90 cm. Dieser Strahl tritt dann durch einen Bereich, in dem ein stehendes Wellenfeld einer Laserlichtquelle herrscht. Das verwendete Laserlicht hatte eine Wellenlänge von $\lambda_{\text{Licht}} = 0.589\,\mu$m. Die stehende Welle wird einfach durch Rückreflexion an einem Spiegel erzeugt (Abb. 11). Physikalisch gesehen ist die Wechselwirkung zwischen dem Laserlicht und den Natriumatomen zu beschreiben durch einen in den Natriumatomen induzierten elektrischen Dipol, der mit der elektrischen Feldstärke der Lichtwelle wechselwirkt. Da diese Wechselwirkung quadratisch mit der Feldstärke geht, hat das „Lichtgitter“ für die Atome eine Gitterkonstante, die der halben Lichtwellenlänge entspricht, also $d_{\text{Licht}} = \lambda_{\text{Licht}}/2 = 0.295\,\mu$m. Die endgültige Verteilung der Atome wird schließlich nach weiteren 1.2 m durch einen Hitzdrahtdetektor von 25 μm Durchmesser gemessen.

Vereinfacht kann man sich dieses Experiment auch vorstellen als die komplementäre Situation zur gewohnten Beugung von Licht an Gittern. Während wir dort die Beugung von Lichtwellen an Atomgittern beobachten, ist es bei den neuen Experimenten die Beugung von

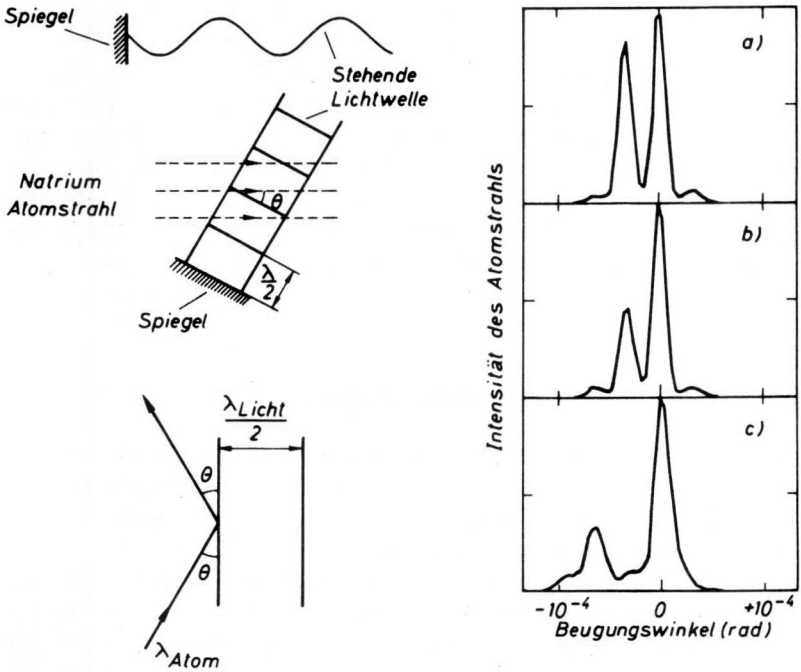

Abbildung 11 Diagramm des Bereichs der Wechselwirkung zwischen der durch Rückreflexion an einem Spiegel erzeugten stehenden Lichtwelle und dem Atomstrahl (links oben). Links unten sieht man das Prinzip der Bragg-Beugung der deBroglie-Welle des Atoms (λ_{Atom}) an der stehenden Lichtwelle. Rechts das experimentelle Ergebnis: a) und b) Beugung bei verschiedener Intensität der Lichtwelle, c) Beugung zweiter Ordnung. Die abgebeugten Atome bilden jeweils das Beugungsmaximum links vom durchgehenden Strahl.

Atomwellen an Lichtgittern. Für diese Beugung gilt dann genauso das Bragg-Gesetz (Abb. 11)

$$\lambda_{\mathrm{Atom}} = 2d_{\mathrm{Licht}} \sin\theta,$$

wobei λ_{Atom} die deBroglie-Wellenlänge der Natriumatome ist. In unserem Fall ergibt sich $\lambda_{\mathrm{Atom}} = 0.2$ Å. Nach dem Bragg-Gesetz tritt unter dem Winkel 2θ ein gebeugter Strahl auf. Die in der Beobachtungsebene gemessene Verteilung der gebeugten Natriumatome ent-

spricht dann tatsächlich der durch die Braggbeziehung vorhergesagten Ablenkung (Abb. 11).

Besonders bemerkenwert an diesem Experiment ist die Tatsache, daß hier die deBroglie-Wellenlänge der Atome (0.2 Å) bereits signifikant kleiner ist, als der Durchmesser der Atome (3.8 Å). Mit diesen Strahlen wird man sicherlich in nächster Zeit Interferometer ganz analog zu den Neutroneninterferometern realisieren. Abgesehen davon, daß dies vom Prinzip her gesehen interessant wäre, gibt es für solche Interferometer viele schöne Anwendungsmöglichkeiten[31].

11 Abschließende Bemerkungen

Es gibt also bis heute eine Fülle sehr genauer Verifikationen der Wellennatur der Materie. Bei all diesen Experimenten gab es bisher keinerlei Anzeichen für vielleicht einmal irgendwo auftretende Grenzen der Gültigkeit der Quantenmechanik und es ist für den Experimentator, der üblicherweise einen sehr direkten operationellen Zugang zur Quantenmechanik hat, im allgemeinen nicht notwendig, die Interpretationsprobleme zu diskutieren. Die Theorie der Messung in der Quantenmechanik hat auch bis heute praktisch keine experimentellen Konsequenzen. Das einzige, was der Experimentator benötigt, ist die Bornsche Wahrscheinlichkeitsinterpretation. Die meisten Physiker sehen die deBroglie-Welle konzeptiv als durchaus anschauliche, fast realistische Welle, die dann allerdings nur über die Wahrscheinlichkeitsverteilung individueller Teilchen beobachtbar ist. Daß eine solche realistische Sicht der Materiewelle nicht haltbar ist, wird im allgemeinen nicht realisiert[32].

Es ist eine experimentell interessante Herausforderung, den Bereich der Verifikation von Wellenphänomenen auf immer größere Objekte auszudehnen. Nachdem dies bis heute bereits für relativ schwere Atome gelang, liegt die Ausweitung auf Moleküle auf der Hand und dürfte auch keine unüberwindlichen Schwierigkeiten bereiten. Selbstverständlich wird man zuerst mit Molekülen mit möglichst wenig inneren Freiheitsgraden beginnen und allmählich zu immer größeren Makromolekülen übergehen. Ob man einmal auf eine Grenze für die Beobachtung von Beugung und Interferenz stoßen wird und wo diese

Grenze liegen könnte, ist heute vollkommen offen. Schrödingers Katzen dürfen sich aber gegenüber einer möglichen Verwendung in einem Interferenzexperiment noch recht sicher fühlen.

Danksagung

Die hier vorgestellten Neutronenexperimente werden derzeit vom Fonds zu Förderung der wissenschaftlichen Forschung in Österreich unter Projekt 6635T unterstützt.

Anmerkungen und Literatur

1 A. Einstein in „Proceedings of the First Solvay Congress", P. Langevin and M. deBroglie eds., Gauthier-Villars, Paris, 1912.

2 Eine ausgezeichnete Darstellung der geschichtlichen Zusammenhänge findet sich in A. Pais: Raffiniert ist der Herrgott..., Vieweg, Braunschweig (1986).

3 M. Jammer: The Philosophy of Quantum Mechanics, Wiley, New York, 1974.

4 Offenbar in Anlehung an diese Formulierung Einsteins spricht d'Espagnat (Auf der Suche nach dem Wirklichen, Springer Verlag, Berlin, 1985) von einer 'Verschleierten Wirklichkeit' als dem für die Quantenmechanik geeigneten Realitätsbegriff.

5 G.L. Trigg: Experimente der modernen Physik, Vieweg, Braunschweig, 1984.

6 R.G. Gehrenbeck: Physics today **31**, No. 1 (Januar 1978) 34.

7 C.J. Davisson, C.H. Kunsman: Science **54** (1921) 523.

8 Siehe die Diskussion im Buch von Trigg (*loc. cit.*) und die dort wiedergegebene Übersetzung der Arbeit von Davisson und Germer.

9 A.G. Klein und S.A. Werner: Rep. Progr. Phys. **46** (1983) 259; D. Greenberger: Rev. Mod. Phys. **55** (1983) 875.

10 G. Badurek, H. Rauch, A. Zeilinger (Hrsg.) Proceedings des Int. Workshops „Matter Wave Interferometry in the Light of Schrödinger's Wave Mechanics", Wien 1987. Erschienen als Band 151 der Zeitschrift Physica B.

11 A. Zeilinger, R. Gähler, C.G. Shull, W. Treimer, W. Mampe: Rev. Mod. Phys. **60** (1988) 1067.

12 R.P. Feynman, R.B. Leighton and M. Sands: The Feynman Lectures on Physics, Vol. 3, Addison-Wesley, Reading, Mass., 1965.

13 Heinz Dehnen in „Philosophie und Physik der Raum-Zeit" (hrsg.: J. Audretsch, K. Mainzer) BI-Wiss. Verl. Mannheim, Wien, Zürich, 1988; R. Penrose and C.J. Isham (Eds.): Quantum Concepts in Space and Time, Clarendon Press, Oxford, 1986.

14 H. Rauch, W. Treimer, U. Bonse: Phys. Lett. A **47** (1974) 369.

15 R. Colella, A.W. Overhauser and S.A. Werner: Phys. Rev. Lett. **34** (1975) 1472.

16 U. Bonse and T. Wroblewski: Phys. Rev. D **30** (1984) 1214; M.A. Horne, Physica B **137** (1986) 260; S.A. Werner, H. Kaiser, M. Arif and R. Clothier: Physics B **151** (1988) 22.

17 H. Rauch, A. Zeilinger, G. Badurek, A. Wilfing, W. Bauspiess und U. Bonse: Phys. Lett A **54** (1975) 425; S.A. Werner, R. Colella, A.W. Overhauser and C.F. Eagen: Phys. Rev. Lett. **35** (1975) 1053.

18 Daß die Summe der Intensitäten im Experiment (Abb. 8) nicht konstant war, ist ohne Bedeutung. Es ist dies darauf zurückzuführen, daß die verwendeten Strahlblenden vor den beiden Detektoren nicht genau gleich justiert waren. Ebenso hat die Phasenlage der gemessenen Oszillationen keine Bedeutung, da der Phasenunterschied der Teilstrahlen im leeren Interferometer von verschiedenen Störfaktoren abhing und zeitlich sehr langsam variierte.

19 C.W. Misner, K.S. Thorne and J.A. Wheeler: „Gravitation", W.H. Freeman and Co., San Francisco, 1973.

20 Y. Aharonov and D. Bohm: Phys. Rev. **115** (1959) 485; vergl. auch W. Ehrenberg und R.E. Siday: Proc. Phys. Soc. (London) B **62** (1949) 8.

21 H.-W. Fink: Physica Scripta **38** (1988) 260; Vu Thien Binh: J. Microscopy **152** (1988) 355; J. Summhammer und J. Schmiedmayer: Manuscript in Vorbereitung.

22 R.G. Chambers: Phys. Rev. Lett. **5** (1960) 3; H.A. Fowler, L. Marton, J.A. Simpson and J.A. Suddeth: J. Appl. Phys. **33** (1961) 1153; H. Boersch, H. Hamisch, K. Grohmann und D. Wohlleben: Z. Physik **165** (1961) 79; G. Möllenstedt und W. Bayh: Phys. Bl. **18** (1962) 299.

23 Für eine kurze Übersicht über die Diskussion siehe A. Tonomura: Physica B **151** (1988) 206.

24 H. Boersch und B. Lischke: Zeits. Physik **237** (1979) 449; G. Möllenstedt, H. Schmid und H. Lichte: Proc. 10th Int. Conf. Electron Microscopy, Hamburg, 1982 (Deutsche Gesellschaft für Elektronenmikroskopie, Frankfurt, 1982) vol. 1, p. 433; A. Tonomura, T. Matsuda, R. Suzuki, A. Fukuhara, N. Osakabe, H. Umezaki, J. Endo, K. Shinagawa, Y. Sugita and H. Fujiwara: Phys. Rev. Lett. **48** (1982) 1443; A. Tonomura, N. Osakabe, T. Matsuda, T. Kawasaki, J. Endo, S. Jano and H. Yamada: Phys. Rev. Lett. **56** (1986) 792; A. Tonomura: Rev. Mod. Phys. **59** (1987) 639.

25 A. Tonomura, N. Osakabe, T. Matsuda, T. Kawasaki, J. Endo, S. Yano and H. Yamada: Phys. Rev. Lett. **56** (1986) 792; N. Osakabe, T. Matsuda, T. Kawasaki, J. Endo, A. Tonomura, S. Yano and H. Yamada: Phys. Rev. A **34** (1986) 815.

26 R. Mills: Am. J. Phys. **57** (1989) 493; S. Olariu, I. Iovitzu Popescu: Rev. Mod. Phys. **57** (1985) 339.

27 I. Estermann und O. Stern, Zeits. Phys. **61** (1930) 95; eine schöne Darstellung dieser Arbeiten findet sich wieder im Buch von Trigg (*loc. cit.*).

28 J.A. Leavitt und F.A. Bills, Am. J. Phys. **37** (1969) 905.

29 D.W. Keith, M.L. Schattenburg, H.E. Smith and D.E. Pritchard: Phys. Rev. Lett. **61** (1988) 1580.

30 P.J. Martin, B.G. Oldaker, A.H. Miklich und D.E. Pritchard: Phys. Rev. Lett. **60** (1988) 515; P.J. Martin, P.L. Gould, B.G.

Oldaker, A.H. Miklich und D.E. Pritchard: Physica B **151** (1988) 255.

31 J.F. Clauser: Physica B **151** (1988) 262; M.A. Horne, A. Zeilinger: Publikation in Vorbereitung.

32 Es gibt eine große Zahl von Büchern und Monographien, die sich mit den Interpretationsproblemen der Quantenmechanik auseinandersetzen. Neben den im vorliegenden Band enthaltenen Beiträgen seien hier noch empfohlen: K. Baumann und R.U. Sexl: Die Deutungen der Quantentheorie, Vieweg, Braunschweig, 1986; N. Herbert: Quantenrealität, Birkhäuser, Zürich, 1987; F. Selleri, Die Debatte um die Quantentheorie, Vieweg, Braunschweig, 1986.

Wieviele Leben hat Schrödingers Katze?

Zur Physik und Philosophie der Quantenmechanik

Herausgegeben von
Prof. Dr. Jürgen Audretsch
Universität Konstanz
und
Prof. Dr. Klaus Mainzer
Universität Augsburg

B·I·
Wissenschaftsverlag
Mannheim/Wien/Zürich

CIP-Titelaufnahme der Deutschen Bibliothek
Wieviele Leben hat Schrödingers Katze? : Zur Physik und Philosophie der Quantenmechanik / hrsg. von Jürgen Audretsch; Klaus Mainzer. – Mannheim; Wien; Zürich: BI-Wiss.-Verl., 1990
ISBN 3-411-14281-2
NE: Audretsch, Jürgen [Hrsg.]

Alle Rechte, auch die der Übersetzung in fremde Sprachen, vorbehalten. Kein Teil dieses Werkes darf ohne schriftliche Einwilligung des Verlages in irgendeiner Form (Fotokopie, Mikrofilm oder ein anderes Verfahren), auch nicht für Zwecke der Unterrichtsgestaltung, reproduziert oder unter Verwendung elektronischer Systeme verarbeitet, vervielfältigt oder verbreitet werden.
© Bibliographisches Institut & F.A. Brockhaus AG, Mannheim 1990
Druck: Druckerei Krembel, Speyer
Bindearbeit: Progressdruck GmbH, Speyer
Printed in Germany
ISBN 3-411-14281-2