

BAYERISCHE AKADEMIE DER WISSENSCHAFTEN
MATHEMATISCH-NATURWISSENSCHAFTLICHE KLASSE

SITZUNGSBERICHTE

JAHRGANG

1961

MÜNCHEN 1962

VERLAG DER BAYERISCHEN AKADEMIE DER WISSENSCHAFTEN

In Kommission bei der C. H. Beck'schen Verlagsbuchhandlung München

Polarisation von Elektronen durch Atomstrahlen

Von **Hugo Friedmann** in München

Mit 8 Abbildungen

Vorgelegt von Herrn Fritz Bopp am 3. März 1961

Inhalt

§ 1 Definition der Strahlpolarisation und Methoden zur Polarisation eines Elektronenstrahls	13
§ 2 Prinzip der Elektronenpolarisation durch Atomstrahlen	17
§ 3 Aufbau der Apparatur	22
§ 4 Messung der Intensität polarisierter Elektronen . . .	35
§ 5 Messung der Polarisation	37
§ 6 Erzeugung hochbeschleunigter Elektronen.	38
Literatur	47

§ 1. Definition der Strahlpolarisation und Methoden zur Polarisation eines Elektronenstrahls

Wir wollen einleitend erläutern, was wir unter dem Polarisationszustand eines Elektronenstrahls verstehen. Im allgemeinen werden sich die einzelnen Elektronen im Strahl nicht im gleichen Quantenzustand befinden, z. B. werden die Spins der Elektronen nicht alle in die gleiche Richtung zeigen. Wir betrachten nun einen Strahl von Teilchen im selben Quantenzustand und wählen als Bezugssystem dasjenige, in dem die Teilchen ruhen. Dann verschwinden die zwei ersten Komponenten der 4komponentigen Diracwellenfunktion stets und wir können uns auf 2komponentige Spinoren und Operatoren beschränken. Insbesondere ist der Operator $\vec{\Sigma}$, der den Spin eines Diraceteilchens beschreibt, jetzt durch die bekannten Paulimatrizen zu ersetzen. Wenn wir uns nun für die Richtung des Elektronenspins interessieren und eine Messung des Erwartungswertes einer Komponente σ_z des Spinoperators $\vec{\sigma}$ ausführen, etwa durch Messung der Energie der Elektronen in einem Magnetfeld in Richtung der z -Achse, sind die Erwartungs-

werte für σ_x und σ_y nicht gleichzeitig meßbar ($[\sigma_x \sigma_z] \neq 0$). Da nacheinander ausgeführte Messungen am selben Teilchen nicht zum Ziel führen, weil beim Messen einer Komponente die anderen gestört werden, sind wir gleich von einem ganzen Strahl von Teilchen im selben Zustand ausgegangen. Nacheinander, unabhängig in den Richtungen x, y, z ausgeführte Experimente ergeben hier die Erwartungswerte zu $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$. Sie definieren die Komponenten des Spinvektors P . Bei Messungen senkrecht zu seiner Richtung finden wir den Spinnerwartungswert 0.

$$(1) \quad \vec{P} = \langle \vec{\sigma} \rangle_0 \quad P = |\vec{P}|.$$

Als Polarisation definiert man den Erwartungswert von σ in P -Richtung; er ist bei einem Strahl von Teilchen im gleichen Zustand gleich 1. Der Index 0 bedeutet, daß der Erwartungswert im Ruhssystem des Teilchens zu bilden ist. Bei wirklichen Strahlen, die immer ein statistisches Gemenge reiner Zustände darstellen, lassen sich Mittelwerte der Erwartungswerte einzelner Teilchen bezüglich der Operatoren $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$ messen. Sie definieren die Komponenten des Spinvektors für den Strahl, dessen Länge wiederum die Polarisation des Teilchenstrahls ist. Anschaulich vorstellen läßt sich diese Definition bei einem Strahl, der zum Teil A aus unpolarisierten Elektronen (z. B. Glühelktronen) und zu einem Teil B aus vollständig polarisierten Elektronen aufgebaut ist. Hier führt unsere Definition zu dem Ergebnis, daß die Polarisation einfach der relative Anteil der Teilchensorte B im Strahl ist. Wie groß ist aber die Polarisation eines Strahls, bei dem die Teilchen der Sorte A völlig in x -Richtung, die der Sorte B völlig in y -Richtung polarisiert sind? Hier führt nur die Vektoraddition meßbarer Mittelwerte zum Ziel.

Erleichtert wird die Rechnung durch die Einführung einer Dichtematrix ϱ , die die Gewichte aufzeichnet, mit denen die möglichen Zustände im Strahl vertreten sind. Die Spur ($\varrho \Omega$) gibt dabei direkt den Erwartungswert für die Messung Ω an:

$$(2) \quad \text{Spur } \varrho = 1 \quad \langle \Omega \rangle = \text{Spur } (\varrho \Omega).$$

Die Definition der Strahlpolarisation P lautet dann

$$(3) \quad \vec{P} = \text{Spur } (\varrho \sigma)_0 \quad P = |\vec{P}|.$$

Man verifiziert durch einfache Rechnung G. 4 für den Zusammenhang zwischen Dichtematrix und P :

$$(4) \quad \varrho = \frac{1}{2} (1 + P \sigma).$$

Jede Dichtematrix ist hermetisch und läßt sich durch unitäre Transformation U auf Hauptachsen bringen, so daß $\varrho_{11} \geq \varrho_{22} \geq 0$. Sie kann in zwei Teile zerlegt werden, die einen total unpolarisierten und einen polarisierten Anteil darstellen. P ist dann wieder die relative Intensität des polarisierten Anteils: $P = \varrho_{11} - \varrho_{22}$

$$(5) \quad U^+ \varrho U = \begin{pmatrix} \varrho_{11} & 0 \\ 0 & \varrho_{22} \end{pmatrix} = \varrho_{22} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} + \varrho_{11} - \varrho_{22} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}.$$

In § 6 werden wir etwas näher auf die Bedeutung des Vektors P eingehen. Er ist eine mögliche Definition des Polarisationszustandes, wobei seine Richtung einen Mittelwert der Spinrichtung der Einzelteilchen darstellt. Daß mehrere Definitionen möglich sind, kommt daher, daß man verschiedene Bezugssysteme wählen kann. Da der hier definierte Vektor $\vec{P}$ nicht lorentzinvariant ist, bevorzugt man oft eine Definition, bei der der Raumanteil eines kovarianten Vierervektors einen Vektor $\vec{s}$ ergibt, der im Ruhesystem mit $\vec{P}$ zusammenfällt.

Methoden zur Polarisation von Elektronen

Es gibt mehrere Methoden, Strahlen polarisierter Elektronen herzustellen, nämlich Streuversuche, Versuche unter Ausnutzung der Paritätsverletzung und Versuche, Elektronen aus polarisierten Systemen auszulösen. Bei Streuversuchen treten verschiedene Effekte auf; je nachdem, ob man die Streuung am Coulombpotential der Kerne (Mott-Streuung) oder die Streuung an polarisierten Elektronen eines Ferromagneten (Möller-Streuung) untersucht. Die Mottstreuung zeichnet als Vorzugsrichtung die

Normale zur Streuebene aus; sie ist die Richtung des inhomogenen Magnetfeldes, das sich im Ruhesystem des Elektrons aus dem Coulombfeld des bewegten Kerns ableitet. Bei der Möller-Streuung (23) wird die Vorzugsrichtung durch die Polarisierung der Elektronen der Streufolie definiert; maximale Effekte erhält man, wenn sie mit der Impulsrichtung der ankommenden Elektronen zusammenfällt. Die Streuung wird durch die Pauli-Kraft beeinflusst, die entsteht, wenn die beiden Elektronen mit parallelem Spin und (im Schwerpunktsystem) gleicher Energie nahe beieinander sind. Die Polarisierungseffekte sind hier sehr klein; das folgt schon daraus, daß höchstens 8 % der Elektronen eines Ferromagneten polarisiert sind. Die Mott-Streuung liefert wesentlich größere Polarisierungseffekte und Intensitäten. Sie ergab an einer Goldfolie, bei einer Energie der Elektronen von 200 keV und einem Streuwinkel von 120° zu 37 % polarisierte Elektronen (3). Dabei ist die in einer Schicht von $0,08 \text{ mg/cm}^2$ auftretende Minderung der Polarisierung durch Mehrfachstreuung um 10 % schon berücksichtigt. Die Begrenzung der Intensität entsteht aus der Mehrfachstreuung, die die Polarisierung stark herabsetzt, und der geringen Belastbarkeit dünner, freitragend ausgespannter Folien. Strahlströme von 10^{-11} A , gestreut in einem Öffnungswinkel von $0,1 \text{ rad}$, sind bei einem Folienquerschnitt von 1 cm^2 theoretisch erreichbar. Die Erwärmung der Au-Folie durch Energieübertragung der Strahlelektronen in unelastischen Streuakten beträgt dann bereits mehr als 150°C . Stärkere Polarisierung erhält man bei größeren Energien und Streuwinkeln; die Intensität fällt dabei rasch ab.

Wesentlich größer ist die Polarisierung von β -Elektronen [5]. Die Intensität liegt jedoch bei vergleichbarer Strahlgeometrie mindestens um drei Größenordnungen niedriger als bei der Mottstreuung. Hier ist die Mehrfachstreuung und die Energieinhomogenität der Hauptgrund für die Intensitätsbegrenzung.

Polarisierte Systeme sind unter Verwendung magnetischer Felder realisiert in gekühlten Substanzen, in Ferromagneten, in optisch polarisierten Gasen [28] und in polarisierten Atomstrahlen. Die Ionisierung dürfte schwer ohne Zerstörung tiefer Temperaturen [6] möglich sein. Bei Anwendung eines Photoeffektes wird eine erhebliche Strahlungsleistung zugeführt,

ebenso beim Beschuß mit schnellen Elektronen. Der Comptoneffekt mit harter γ -Strahlung liefert sehr geringe Intensitäten. Beim Anlegen einer zur Feldemission hinreichend hohen Spannung steht die Folie auch bei extrem gutem Vakuum unter der Belastung eines Ionenstrahls. Versuche, die 3 d-Elektronen magnetischer Eisenspitzen durch Feldemission oder Photoeffekt polarisiert aus dem Festkörper auszulösen, wurden mehrfach unternommen. Sie waren bisher erfolglos. Das negative Ergebnis ist vielleicht, wenigstens zum Teil, auf die großen experimentellen Schwierigkeiten zurückzuführen, die z. B. in der Verwendung eines extrem guten Vakuums in einer umfangreichen Apparatur bestehen. Dazu erscheint uns fraglich, ob die Vorstellungen vom Inneren eines ferromagnetischen Kristalls auf eine Oberflächenschicht übertragbar sind, von der die emittierten Elektronen stammen. Als vorläufiges Ergebnis von Untersuchungen am National Bureau of Standards USA [7] wird angegeben, daß die Polarisation der Feldelektronen magnetisierter Eisenspitzen sicher kleiner 2% und wahrscheinlich größer 0,4% sei.

§ 2. Das Prinzip der Elektronenpolarisation durch Atomstrahlen

Zur Veranschaulichung machen wir ein klassisches Modell des Versuches. Wir stellen uns vor, daß es gelingt, einen Atomstrahl so zu polarisieren, daß alle Spins der am leichtesten gebundenen Elektronen in eine Richtung weisen. Reflektiert man nun ionisierende Strahlung in den Atomstrahl, dann entstehen Photoelektronen, die durch ein elektrisches Feld aus dem Atomstrahl herausgeführt und beschleunigt werden können. Diese Elektronen sollten im wesentlichen durch den elektrischen Vektor der Lichtwelle herausgeschlagen werden. Dabei muß die Vorzugsrichtung des Spins erhalten bleiben, da die Wirkung des elektrischen Feldes auf den Spin ein relativistischer Effekt ist und erst bei hohen Energien merklich wird. Die Ausbeute ist natürlich geringer als beim Photoeffekt an Metallflächen, bei denen praktisch jedes Lichtquant ausreichend hoher Quantenenergie ein Elektron

ionisiert (Photomultiplier). Die starken Quantenströme, die man mit Lichtquanten herstellen und fokussieren kann, gleichen zum Teil die geringe Teilchendichte im Atomstrahl aus. Ein Lichtstrahl von 7 W Strahlungsenergie stellt einen Strom von 10^{19} Quanten/sec einer Quantenenergie von 4 eV dar.

Quantenmechanische Theorie

Zunächst untersuchen wir, wann der Spin eines Elektrons in einem Atom eine scharfe Richtung im Raum hat, d. h. wann der Spinoperator σ_z mit dem Operator der Pauli-Gleichung H_p vertauschbar ist. Die Beschränkung auf die Paulinäherung ist möglich, weil wir nur hinreichend kleine Energien ins Auge fassen.

$$(6) \quad (H_p - E) \psi = 0;$$

$$H_p = H_0 - \frac{\mu_0}{2\pi c} \vec{\sigma}(\vec{E} \times \vec{p}) - \mu_0 \sigma_z B_z + A_0 \vec{I} \vec{\sigma} - \mu_k I_z B_z.$$

H_0 sei der Schrödingeroperator, $\vec{E}$ das elektrische Feld im Atom, B ein äußeres Magnetfeld, das in z -Richtung weist, I der Kernspinoperator und $A_0 \vec{I} \vec{\sigma}$ die Hyperfeinstrukturenergie E_{HFS} . Die Vertauschbarkeit wird durch Terme zerstört, die $\vec{\sigma}$ enthalten. Der Spinbahnkopplungsterm $\frac{\mu_0}{2\pi c} \vec{\sigma}(\vec{E} \times \vec{p})$ hat für ein Zentralpotential die Gestalt $f(r) \vec{l} \cdot \vec{\sigma}$. Ist der Grundzustand des Atoms ein S-Zustand, der Eigenwert des Drehimpulsoperators $\vec{l}$ also gleich Null und verschwindet der Kernspin, dann ist Vertauschbarkeit erreicht. Die Kopplung des Elektronenspins mit dem Kernspin bewirkt sonst eine Präzession des Elektronenspins um das Gesamtimpulsmoment und zerstört daher eine Ausrichtung des Elektronenspins in einem Atomstrahl. Exakte Vertauschbarkeit erhalten wir auch für S-Zustände und $I \neq 0$ bei Ausblendung einer HFS-Komponente $|m| = I + \frac{1}{2}$ in einem Stern-Gerlach-Versuch mit schwachem Magnetfeld. Näherungsweise steht bei S-Zuständen die Spinrichtung scharf, wenn der Kernspin durch ein starkes äußeres Feld entkoppelt ist,

also für

$$(7) \quad \mu_0 B_s \gg E_{HFS} \quad \mu_0 B_k = E_{HFS}.$$

Wenn wir das S-Elektron durch ein Lichtquant ionisieren, dann ist im Endzustand wegen der großen Entfernung des Elektrons vom Kern keine Spinbahnkopplung und keine HFS mehr merkbar. Die Wellenfunktion ψ_f des auslaufenden Elektrons ist bei völliger Entkopplung ebenfalls exakt Eigenlösung von σ_z . Bei einem optischen Dipolübergang darf sich damit die Richtung des Elektronenspins nicht ändern; denn die Übergangswahrscheinlichkeit W verschwindet, wenn die Spinoren im Anfangs- und Endzustand ψ_i, ψ_f nicht gleich sind aus Gründen der Orthogonalität, weil der Ortsoperator nicht auf den Spinor χ_i in $\psi_i = \chi_i \cdot \psi_i(\mathbf{r})$ wirkt:

$$(8) \quad W \sim \langle \psi_f | r | \psi_i \rangle.$$

Die Ionisierung durch Elektronenstoß würde ebenfalls die Polarisation nicht zerstören, wenn die Austauscheffekte durch hinreichend große Primärenergie klein gehalten werden. Sie ist aber nicht auf Strahlátome beschränkt, was sich bei der experimentellen Schwierigkeit, die Atomstrahldichten n_{At} über der Restgasdichte zu halten, nachteilig auswirkt. Dagegen sind unter den Atomen mit S-Zuständen die Alkaliátome besonders leicht optisch zu ionisieren. Sie besitzen sämtlich kleinere Bindungsenergien als alle anderen Elemente und die meisten Verbindungen.

Intensitätsbetrachtung

Die erreichbare Intensität i_e läßt sich einfach berechnen. Sie hängt durch den Ionisierungsquerschnitt σ_{Ph} und den Strom von Photoquanten i_{Ph} hinreichend großer Quantenenergie Q ab von der Wahl des Alkaliátoms.

$$(9) \quad i_e = e \cdot n_{At} \cdot \sigma_{Ph} \cdot i_{Ph} \cdot l; \quad i_{Ph} = \frac{T}{Q}.$$

T = Strahlungsleistung im Gebiet des Atomstrahls.

Die erreichbaren Atomdichten n_{At} und die Länge der Wechselwirkungsstrecke l ist dagegen unabhängig von dieser Wahl. In Tab. 1 geben wir die Feldstärke B_k an, von der an eine Entkopp-

Tabelle 1

Die Hyperfeinstrukturenergie der Alkaliatome

	$\nu [\text{cm}^{-1}] \times 10^{-3}$	$B_k = \frac{hc}{\mu_0} \nu [\text{Gauß}]$		$\nu [\text{cm}^{-1}] \times 10^{-3}$	$B_k = \frac{hc}{\mu_0} \nu [\text{Gauß}]$
Li ₆	7,6	163	Rb ₈₅	110,0	2260
Li ₇	26,8	575	Rb ₈₇	227,9	4900
Na ₂₃	59,0	1270	Cs ₁₃₃	306,6	6600
K ₃₉	15,4	330			
K ₄₁	8,4	180			

lung der HFS merkbar wird, in Bild 1 und 2 die Alkaliphotouerschnitte sowie die Energieverteilung der Strahlung zweier UV-Quellen. Relativ große Photoquerschnitte haben Li und Cs. Leider gibt es keine kommerzielle UV-Lampe hoher Strahlungsdichte unter 2600 Å° , daher ist die Verwendung von Li nur vorteilhaft, wenn es gelingt, entsprechende Lampen zu bauen. Cs dagegen ist noch gut durch eine Quecksilberhöchstdrucklampe zu ionisieren. Es hat nur den Nachteil, daß das Entkopplungsfeld größer als 20000-Gauß (d. i. etwa das dreifache B_k) sein muß. Bei diesen Feldern ist es selbst nach einer Beschleunigung auf relativistische Geschwindigkeiten von etwa $\frac{1}{2} c$ schon schwierig, die Elektronen ohne Verlust aus dem Feld herauszuführen, besonders wenn man das Feld nicht durch große Helmholtzspulen erzeugt, sondern durch einen durchbohrten Stahlmagneten. Bei hinreichend großen Feldstärken laufen die Elektronen einfach entlang der Feldlinie, die durch den Entstehungsort geht. Die statische Erzeugung dieser Felder mit großen Spulen kleiner Inhomogenität längs der zur Beschleunigung der Photoelektronen nötigen Strecke erfordert einen beträchtlichen Aufwand an Energie. Wir haben daher unsere Versuche an K-Atomstrahlen durchgeführt. Um einen Anhaltspunkt über erreichbare Intensitäten schon hier zu geben, sei bemerkt, daß man bei einer 12 cm langen

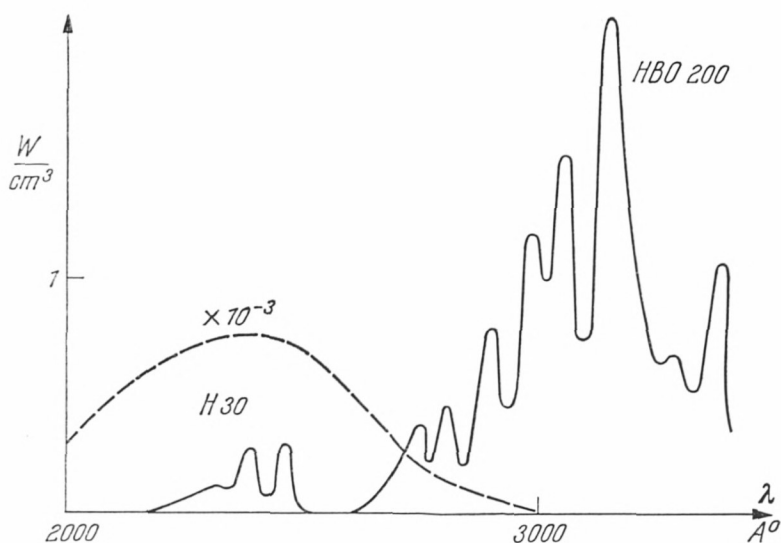


Bild 1: Spektralverteilung der UV-Lampen HBO 200 (Osram) und H 30 (Zeiß)

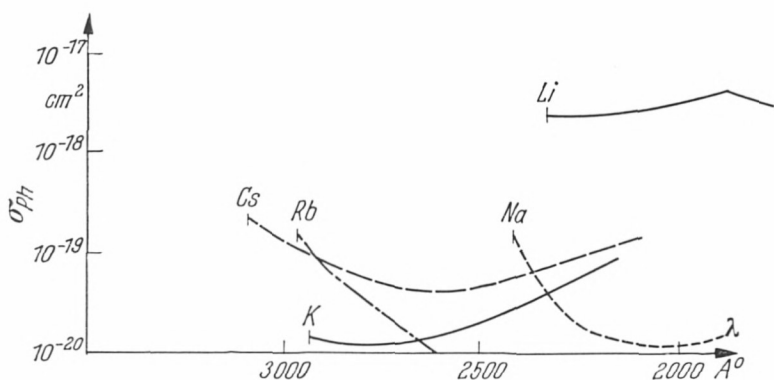


Bild 2: Photoquerschnitte der Alkaliatome

Wechselwirkungsstrecke einen Strom von polarisierten Elektronen von 10^{-8} A erhält, wenn die K-Dichte $5 \cdot 10^{11}$ Teilchen pro cm^3 und die in den Atomstrahl fokussierte Leistung der UV-Lampe im Gebiet ionisierender Strahlung 0,6 W beträgt.

§ 3. Der Aufbau der Apparatur

Der Weg der Teilchen in der Apparatur

Die Apparatur enthält einen Stern-Gerlach-Magneten, die UV-Lampe mit Abbildungselementen und Filter, eine auf Hochspannung liegende Röhre, in der die Wechselwirkungsstrecke untergebracht ist, und den Nachweisteil für die Polarisation der Elektronen. Wir verfolgen zunächst den Weg der Teilchen durch die Apparatur (Bild 3) und beschreiben dann den Bau einzelner Teile genauer. Die K-Atome werden in einem starken inhomogenen Magnetfeld nach der Einstellung des S-Elektrons zum Feld sortiert, eine Komponente wird ausgeblendet. Der Kernspin ist praktisch völlig entkoppelt. Das Magnetfeld zeigt senkrecht zum Teilchenimpuls. Um sowohl eine kleine Quellfläche für die entstehenden Elektronen als auch eine lange Wechselwirkungsstrecke zu erhalten, müssen die Elektronen in Flugrichtung der

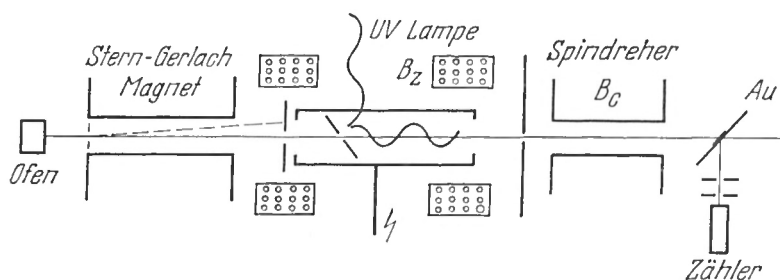


Bild 3: Der Weg der Teilchen durch die Apparatur

Atome herausgezogen werden; dann muß aber auch das Entkopplungsfeld B_z diese Richtung besitzen. Der Atomspin wird beim Verlassen des Stern-Gerlach-Magneten adiabatisch in oder gegen die Impulsrichtung der Atome gedreht, je nach der Stromrichtung in den Helmholtzspulen, die hinter dem Magneten aufgestellt sind. Das Atom bleibt dabei in seinem Quantenzustand, wenn die Änderung der Feldrichtung langsam ist gegen die Dauer einer Larmorpräzession [8] [9].

$$(10) \quad \frac{\hbar v}{4s} \ll \mu_0 B_z.$$

Die Drehgeschwindigkeit des Feldes berechnet sich aus der Teilchengeschwindigkeit v ($\bar{v} = 6 \cdot 10^4$ cm/sec) und der Strecke s , längs der sich das Feld um 90° dreht ($s = 0,2$ cm). Die Feld-drehung ist etwa $2 \cdot 10^4$ mal langsamer als die Präzession des Spins im Felde B_z ($B_z = 960$ Gauß). Die Adiabasie wird experimentell z. B. verifiziert in Atomstrahlversuchen, bei denen sich Atome so durch ein Stern-Gerlach-Feld bewegen, daß sie dabei längs der Bahn verschiedene Feldrichtungen sehen [10].

Die Atome treten in ein leitend mit Ag verspiegeltes Quarzrohr ein, das die wirksame UV-Strahlung praktisch ungehindert durchläßt. An dem Rohr liegt eine negative Spannung gegen den geerdeten Apparat bis zu 150 kV. Das von oben auf die Quarzröhre fallende Licht wird im Inneren durch einen durchbohrten Spiegel in den Atomstrahl reflektiert. Ein elektrisches Feld E_z ($E_z = 10$ V/cm) beschleunigt die längs der 12 cm langen Wechselwirkungsstrecke entstehenden Elektronen. Im Inneren der Quarzröhre ist das B_z -Feld noch so homogen, daß die langsamen Elektronen praktisch genau in z -Richtung fliegen. Nach dem Austritt aus der Quarzröhre werden die Elektronen stark nachbeschleunigt und durchlaufen den inhomogenen äußeren Teil des Spulenfeldes ohne stärkere seitliche Auslenkung.

Zum Nachweis der Polarisation P verwenden wir Mottstreuung. Da die Mottstreuung nur gestattet, die transversal zum Impuls stehende Komponente des Polarisationsvektors $\vec{P}$ durch eine Asymmetrie in der Streuung zu messen, drehen wir den Spin durch eine in ihrer Wirkung auf den Spin von Cavanagh [11] beschriebene Feldanordnung, die ein senkrecht aufeinander und senkrecht zum Strahl stehendes elektrisches und magnetisches Feld darstellt (Wiensches Filter, Geschwindigkeits-Separator). Ein homogenes transversales Magnetfeld B_c ($B_c \approx 300$ Gauß) wird so bemessen, daß der Spinvektor gerade um 90° um die Feldrichtung präzediert. Im Gegensatz zu Gl. 10 sind die Elektronen so schnell ($v_e > 0,6 c$), daß sich ihr Spin beim Eintritt in das Magnetfeld B_c nicht in die neue Feldrichtung dreht.

$$(11) \quad \frac{v_e}{4s} \gg \mu_0 B_c.$$

Durch die abschirmende Wirkung eines Fe-Rohres um den Strahl fällt das Entkopplungsfeld B_z bis zum Beginn des Transversalfeldes B_c unter 10 Gauß ab. Die Lorentzkraft des Feldes B_c wird für die Strahlgeschwindigkeit durch ein homogenes elektrisches Orthogonalfeld kompensiert. Die nach Verlassen des Spindrehers um 90° an einer dünnen Au-Folie gestreuten Elektronen messen wir in Transmissionsstellung in einem β -Zählrohr. Die Elektronenpolarisation wird nicht unmittelbar beobachtet. Zur Bestimmung der Asymmetrie A wird entweder das Feld B_z umgepolt oder die Richtung sowohl von B_c als auch von E_c durch Umpolen verändert. Eine apparative Unsymmetrie kann durch Vergleich mit der Streuung an einer Al-Folie, die nach Sherman nur eine sehr schwache Asymmetrie liefert [12], und durch Glüh-elektronen festgestellt werden, die wir in der Wechselwirkungsstrecke erzeugen können. Die Asymmetriefunktion S , mit deren Hilfe aus der gemessenen Asymmetrie die Polarisation folgt, wurde z. B. von Sherman berechnet [12].

$$(12) \quad A = \frac{Z(B_z) - Z(-B_z)}{Z(B_z) + Z(-B_z)} = \frac{Z(B_c) - Z(-B_c)}{Z(B_c) + Z(-B_c)} = PS(E, \vartheta).$$

Sie hat für eine Au-Folie bei einem Streuwinkel ϑ von 90° und 126 KeV den Wert $-0,27$. Die beobachteten Zählraten Z lagen bei 10^3 Teilchen/Min. Wir wählen einen Streuwinkel von 90° , obwohl nach Sherman bei größeren Winkeln eine höhere Asymmetrie zu erwarten ist (bei 120° $S = -0,42$). Der Grund dafür liegt in der Tatsache, daß die Sherman-Funktion ohne die abschirmende Wirkung der Hüllenelektronen des Au-Atoms gerechnet ist. Nach Mohr und Tassie [13] ist die Wirkung der Abschirmung auf die Asymmetrie in unserem Energiegebiet bei 90° besonders klein; die Shermanschen Werte für S sollten hier also verhältnismäßig nahe an das wirkliche S herankommen.

Der Stern-Gerlach-Magnet

Der Magnet fokussiert Atome mit negativen und positiven magnetischen Quantenzahlen des Spins m_s in verschiedener Weise; sein Prinzip ist erstmals in [14] beschrieben. Die Fokus-

sierung eines Atomstrahls durch eine harmonische Kraft ist in zylindrischen Feldern möglich, u. z. entweder durch ein Sechspolefeld [15] oder durch ein Zweipolefeld. Das Sechspolefeld fokussiert Teilchen mit konstantem Dipolmoment und $m_s > 0$ in jeder Ebene durch die Symmetrieachse z , das Zweipolefeld nur in einer Ebene. Das Zweipolefeld ist durch genau zwei orthogonale Symmetrieebenen (x, y) und (y, z) definiert, deren Schnitt die Symmetrieachse z ergibt. Auf der Symmetrieachse verschwindet das Feld im Gegensatz zum Sechspolefeld nicht. Eine einfache Realisierung ergibt sich aus dem Feld zwischen zwei parallel gespannten Leitern, die entgegengesetzt von Strom durchflossen sind oder aus dem Feld zwischen zwei ferromagnetischen Schneiden. Der Teil des Feldes, der eine harmonische Kraft liefert, ist auf eine gewisse Umgebung der Symmetrieachse beschränkt. Er charakterisiert das zur Fokussierung brauchbare Gebiet und soll möglichst groß sein. Die verschiedenen Felder, die alle die gestellten Symmetriebedingungen des Zweipolefeldes erfüllen, unterscheiden sich nur durch den Radius r/a des Fokussierungsgebietes, in dem die Abweichungen von der harmonischen Kraft vernachlässigbar klein sind. Dabei ist $2a$ der kleinste Abstand zweier Feldquellen verschiedener Polarität. Der Abstand sei gemessen auf einem Linienzug, der den Ursprung einschließt. Die Feldstärke sowie die Komponenten des Gradientenvektors sind für das Zweidrähtefeld in Gl. 13 angegeben. Die gleichen Kräfte erhält man auch von dem dazugehörigen Orthogonalfeld, das durch zwei ferromagnetische Schneiden mit halbkreisförmiger Spitze angenähert wird. Hier ist $r/a = 1/2$ gewählt, wobei die maximal zulässige Abweichung vom Parabelpotential zu 12% angenommen wurde. Durch Blenden werden die Anfangsbedingungen der Atome so beschränkt, daß die Bahnen der zur Beobachtung gelangenden Teilchen ganz im Fokussierungsgebiet $r/a \leq 1/2$ verlaufen.

$$\begin{aligned}
 |\vec{B}| &= B = B_{00} a^3 D & B_{00} &= B(x=0, y=0) \\
 D &= ([y^2 + (x-a)^2] [y^2 + (x+a)^2])^{-1/2} \\
 (13) \quad \frac{\partial B}{\partial x} &= 2x B_{00} a^2 D^3 (a^2 - x^2 - y^2) \\
 \frac{\partial B}{\partial y} &= -2y B_{00} a^2 D^3 (a^2 + x^2 + y^2).
 \end{aligned}$$

Die Teilchen mit $m_s < 0$ werden in die Quellebene (x, z) fokussiert, die Atome mit $m_s > 0$ in die quellenfreie Ebene (y, z) abgelenkt (Gl. 14).

$$(14) \quad \begin{aligned} K_x &= -\frac{\partial B}{\partial x} 2\mu_0 m_s = -2m_s \omega^2 \kappa x \\ K_y &= -\frac{\partial B}{\partial y} 2\mu_0 m_s = 2m_s \omega^2 \kappa y. \end{aligned}$$

Da die Abtrennung der Teilchen mit $m_s < 0$ durch einen Spalt genauso erfolgt wie durch eine Ringblende, sind die Feldtypen, die eine Fokussierung der Atome gestatten, im Hinblick auf die Polarisierung gleichwertig. Ein Vorteil des Zweipolfeldes liegt in der Möglichkeit, Spalte statt Punktquellen zu verwenden, auf diese Weise steigert man die Intensität bei gleicher Magnetlänge und Apertur um etwa das 30fache. Da das Zweipolfeld im Gegensatz zum Sechspolfeld an keiner Stelle verschwindet und praktisch einheitliche Richtung besitzt, ist es geeignet zur Ausrichtung der Atomspins. Ein Nachteil des Zweipolfeldes besteht darin, daß nur ein Teil des Feldes zur Fokussierung beiträgt und daß die Teilchen senkrecht zur Fokussierungsrichtung defokussiert werden. Der Nachteil in der Feldnutzung wird dadurch ausgeglichen, daß das Feld durch die einfache Geometrie leicht die Eisensättigung erreichen kann. So konnten wir größere Öffnungswinkel fokussieren als in [16] für das Vierpolfeld angegeben. Die Defokussierungswirkung entfällt praktisch, wenn das Magnetfeld nur auf einem Teil (etwa $\frac{1}{2}$) des Weges zwischen Bild und Quelle wirkt, was hier ohnehin zweckmäßig ist, um die Atome in die Wechselwirkungsstrecke zu fokussieren. Das Sechspolfeld ändert seine Richtung um 4π bei einem Umlauf um die Symmetrieachse. Es besteht so die Gefahr einer Depolarisation durch nichtadiabatische Übergänge beim Eindrehen in das B_z -Feld für Teilchen, die sich in der Nähe der Symmetrieachse befinden, diese Teilchen müssen ausgeblendet werden.

Die aus einem 3 mm hohen und 45μ weiten Ofenspalt austretenden Atome werden durch eine gekühlte Blende grob ausgesondert und verlassen nach 2 cm Weg den getrennt ausgepumpten Ofenteil der Apparatur durch einen Spalt. Der Ofenspalt steht senkrecht zur Feldrichtung und ist mit 2 mm starken Spalt-

backen ausgeführt, um die Intensität der Atome, die den Ofen mit großem Öffnungswinkel verlassen, herabzusetzen. Die Atome fallen auf den eigentlichen Aperturspalt, der sich in 2,5 cm Entfernung vom Ofen am Magneteintritt befindet. Ein 0,11 mm starker Pt-Draht ist genau in Spaltrichtung senkrecht zum Feld in der Mitte der Blende ausgespannt. Der Aperturspalt und der Pt-Draht sind geheizt, um eine Kondensation der K-Atome zu verhindern. Unmittelbar vor und nach dem Spalt sind gekühlte Cu-Flächen angebracht. Die Polschuhform des Magneten sowie die Blendenanordnung zeigt Bild 4. Der Abstand zwischen den

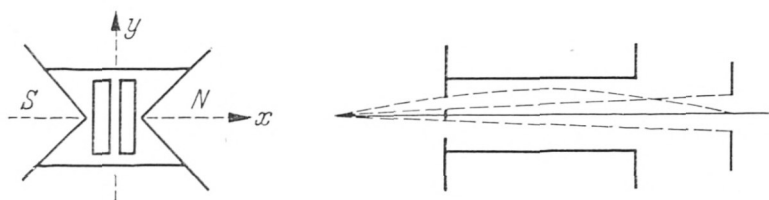


Bild 4: Die Polschuhform des Magneten und die Geometrie der Blenden

Spitzen beträgt 2 mm, die Länge des Magneten 16 cm. Das Magnetfeld kann bis 21000 Gauß gesteigert werden, praktisch wächst der fokussierte Raumwinkel über 19000 Gauß wegen der eintretenden Sättigung nicht mehr weiter an. Ein 2,5 cm hinter dem Magnetende angebrachter Langmuir Taylor Detektor besteht aus einem Wolframdraht von 0,07 mm $\varnothing$, der durch einen Spalt (senkrecht zum Draht aufgestellt) von 0,05 mm von den K-Atomen eingesehen wird. Er ist so verstellbar, daß die Intensitätsverteilung der Atome in der Spaltrichtung und senkrecht dazu ausgemessen werden kann. Ist das Magnetfeld ausgeschaltet, dann beobachtet man in der Verteilung den Schatten des Pt-Drahtes (Bild 5). Bei einem Restgasdruck von $2 \cdot 10^{-6}$ torr im Magnetteil, von besser als 10^{-4} torr im Ofenteil und hinreichend niedrigem K-Dampfdruck im Ofen (freie Weglänge $>$ Ofenspaltweite) entspricht die Intensitätsverteilung der aus der Geometrie berechneten Form. Alle Atome, die nach dem Einschalten des Magneten in das Schattengebiet fokussiert werden, sind vollständig polarisiert. Ein mit dem Detektor verbundener Spalt von

3 mm Höhe und 0,9 mm Weite wird nach dem Ausmessen der Intensitätsverteilung in den Strahlengang gebracht, er blendet gerade das Gebiet außerhalb des Schattenbereiches aus. Der Geschwindigkeitsbereich Δv der Atome, die vom Magnetfeld in den Schattenbereich gelenkt werden, hängt von dem Verhältnis des durch den Pt-Draht ausgeblendeten Winkels β_a zu dem vom Magneten gerade noch fokussierten Öffnungs-

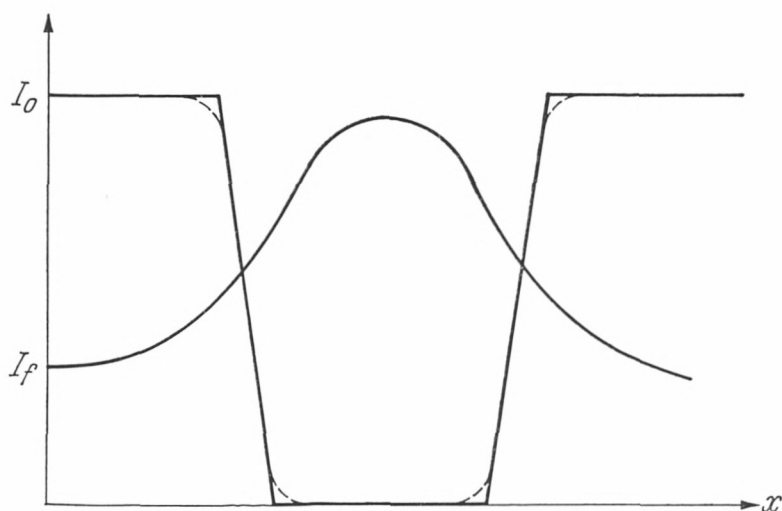


Bild 5: Intensität I_0 der Atome ohne Magnetfeld und I_f mit Feld

winkel β_0 ab, er wird größer, wenn der Pt-Drahtdurchmesser steigt. Dagegen sinkt natürlich die gesamte in den Magneten gelangende Intensität, wenn der Drahtdurchmesser vergrößert wird. Ein Maximum an Intensität erhält man, wenn $\beta_a/\beta_0 \cong 0,25$ ist, dabei werden 78% aller Atome mit $m_s > 0$ und $\beta_a \leq \beta \leq \beta_0$ in das Schattengebiet gelenkt. Der Magnet ist dabei so eingestellt, daß die Teilchen mit der mittleren Geschwindigkeit im Strahl am Beginn der Wechselwirkungsstrecke gerade auf die Fokussierungsebene fallen. Um keine Teilchen zu verlieren, wird der Öffnungswinkel nicht durch die Aperturblende festgelegt, sondern durch die Begrenzung der Fokussierungswirkung des Magnetfeldes infolge der endlichen zur Fokussierung zur Verfügung stehenden Energie. Der mittlere fokussierte

Öffnungswinkel (für $\bar{v}$) $2(\beta_0 - \beta_a)$ ergibt sich aus dem Intensitätsverhältnis der fokussierten Atome J_f zur Intensität bei ausgeschaltetem Feld neben dem Schatten J_0 zu $3 \cdot 10^{-2}$ mit $2\beta_y = 1,5 \cdot 10^{-2}$ ($2\beta_y$ ist der Öffnungswinkel in der y -Richtung) und einer Fokussierung von 78% aller Atome der Maxwell-Verteilung. Der polarisierte Strom von K-Atomen betrug $1,4 \cdot 10^{14}$ Teilchen/sec bei einer Ofentemperatur von 394°C . Das entspricht einer Dichte $n_{At} = 10^{11}$ Teilchen pro cm^3 berechnet aus einer Geschwindigkeit $= 6,5 \cdot 10^4$ cm/sec, die unmittelbar aus der Ofentemperatur folgt. Die Intensität kann durch höhere Ofentemperaturen noch gesteigert werden; dabei entsteht eine langsame Auffüllung der Intensität im Schattengebiet bei ausgeschaltetem Feld durch Streuung nach dem Verlassen des Ofenspaltes. Die Polarisation der Atome, die bei 394°C mindestens 96% beträgt, sinkt dann ab.

Die UV-Lampe

Zur Ionisation der K-Atome brauchen die Lichtquanten eine Energie von 4,32 eV, das entspricht einer Wellenlänge von $2872 \text{ \AA}$. Wir verwenden die Quecksilberhöchstdrucklampe HBO

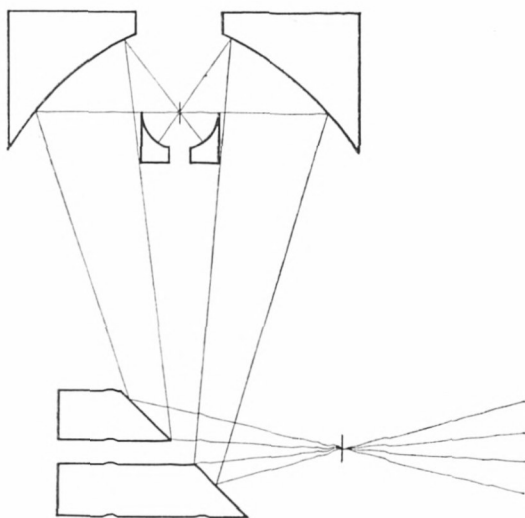


Bild 6: Der Strahlengang in der Spiegeloptik

200 der Firma Osram. Der Brennfleck ist 2,5 mm hoch, hat einen $\varnothing$ von 1,3 mm und liefert 6 Watt Strahlungsenergie unter 2872 A° (25 W unter 3150 A° , diese Strahlung könnte Cs ionisieren) in einem Raumwinkel von 10 ster. Die abgestrahlte Energie T konnte durch Überlasten der Lampe von 6 auf 8 W gesteigert werden, ohne die Lebensdauer empfindlich zu beeinträchtigen. Um den großen Raumwinkel in den Atomstrahl zu fokussieren, ist ein elliptischer Spiegel aufgestellt (Bild 6), in dessen Brennpunkt wir die Lampe justierbar anbringen. Der bildseitige Raumwinkel wird stark verkleinert durch einen sphärischen Spiegel mit dem Brennfleck der Lampe im Mittelpunkt. Er bildet den bildseitigen unteren Halbraum der Lampenstrahlung in den oberen Halbraum ab. Die Abmessungen des elliptischen und des sphärischen Spiegels sind so gewählt, daß der sphärische Spiegel gerade in den strahlungsfreien Kegel paßt, der durch die Elektroden der Lampe entsteht. Durch die Exzentrizität der Ellipse wird der Abbildungsmaßstab V ($V = 4$) und der bildseitige Öffnungswinkel ($\Phi = 0,25$) bestimmt. Der verwendete Öffnungswinkel war durch den notwendigen Abstand der Lampe von den Helmholtzspulen (B_z) und den Spiegeldurchmesser bestimmt. Für den Zusammenhang zwischen Φ und V ergibt sich bei der hier verwendeten Anordnung die Gl. 15:

$$(15) \quad \Phi \cdot V = 1.$$

Der elliptische Spiegel hat an der Stelle des Brennpunktes einen Durchmesser von 18 cm und ist aus Fe hergestellt; die größte Abweichung von der berechneten Fläche ergab sich aus optischen Messungen zu $< 3/100$ mm. Der Spiegel wurde sauber poliert, galvanisch versilbert, dann hochglanzpoliert und im Hochvakuum mit Aluminium bedampft. Al hat besonders in Form aufgedampfter Schichten einen hohen Reflexionskoeffizienten $R = 0,9$ in dem hier interessierenden Wellenlängenbereich. Durch eine entsprechende Behandlung des sphärischen Spiegels und des ebenen Umlenkspiegels im Quarzrohr gelang es, die Reflexionsverluste sehr klein zu halten. Der Umlenkspiegel ist noch mit einer Quarzschicht bedampft (besser wohl mit Si_nO_m bezeichnet), um den Austritt von Photoelektronen zu verhindern, die an der Al Fläche entstehen können. Bei einem Reflexions-

winkel von 45° beobachteten wir am Umlenkspiegel einen Intensitätsverlust der Lampenstrahlung unter $3200 \text{ \AA}^\circ$ von 6%. Die sichtbare und ultrarote Lampenstrahlung mußte durch Filter beseitigt werden, um eine Aufheizung der Teile im Hochvakuum zu vermeiden. Die verwendeten Glasfilter UG 5 von Schott in Mainz mit einer Dicke von 1 mm schmolzen oder zersprangen sofort, wenn sie der Strahlung ausgesetzt wurden. Wir brachten daher eine Filterscheibe in den mit destilliertem Wasser gefüllten Zwischenraum zwischen zwei Quarzplatten und kühlten die Anordnung mit einer wasserdurchflossenen Kühlschlange. Hinter der so gekühlten UG 5 Scheibe konnten wir die weitere Filterung ohne Gefahr vornehmen. Nach etwa fünf Betriebsstunden muß die Filterscheibe ausgewechselt werden, da sich die optischen Eigenschaften durch feine Risse auf der Oberfläche ständig verschlechtern.

Der Bilddurchmesser ergab sich mit 7 mm Halbwertsbreite etwas zu groß (8%); die Ursache dürfte in dem Quarzmantel der Lampe liegen, der optisch nicht völlig gleichmäßig gestaltet war. Spektralaufnahmen bestätigten, daß die für die Lampen geltende Spektralkurve zwischen $3200 \text{ \AA}^\circ$ und $2600 \text{ \AA}^\circ$ durch Filter- und Reflexionsschichten nicht beeinflußt war. Der aus der Spektralkurve von Osram errechnete Wert für die Lampenleistung T ($\lambda < 2872 \text{ \AA}^\circ$) wurde durch eine kalorimetrische Messung bestätigt; im überlasteten Betrieb steigerten wir die Strahlungsleistung im Bildpunkt (ohne Umlenkspiegel) mit $< 2872 \text{ \AA}^\circ$ bis 6,2 W.

Der Hochspannungsteil

Eine Quarzröhre von 3 cm Durchmesser wurde mit Silber von innen bedampft, am Eintrittsort der UV-Strahlung so dünn, daß die Schwächung des Lichts unter 5% gehalten war (Bild 7). Silber hat bei $3000 \text{ \AA}^\circ$ ein tiefes Absorptionsminimum. An den Enden vergossen wir vernickelte Messingelektroden, die leitend mit der Ag-Schicht verbunden sind zum Schutz gegen Überschlüge im Hochvakuum mit Araldit, ebenso die beiden Zuleitungsdrähte, die über einen Isoliertransformator mit dem Hochspannungsgerät verbunden sind. Das Hochspannungsgerät (Zeiß) gibt eine regelbare Spannung zwischen 50 und 150 kW mit einer

Konstanz der Spannung auf 10^{-4} . Durch einen Gleichrichter im Isoliertransformator konnte eine regelbare Gleichspannung zwischen den beiden Zuleitungen erzeugt werden. An der magnetseitigen Elektrode wurde der Umlenkspiegel angebracht, der gegenüberliegende Messingteil hält eine 12 cm lange Quarzröhre von 7 mm Durchmesser, die von außen mit Al bedampft ist. Dadurch reflektieren wir das in die Röhre fokussierte Licht immer wieder auf den Atomstrahl zurück; im Mittel geschehen 4 Reflexionen. Das elektrische Ziehfeld E_z im Inneren der Röhre wird dadurch erzeugt, daß die Al-Schicht als Widerstand zwischen den beiden Zuleitungsdrähten liegt. Um den Widerstand zu vergrößern, ist die Schicht in 3 mm breite Ringe eingeteilt, die durch eine hinreichend schwache Bedampfung miteinander leitend verbunden sind. Der Umlenkspiegel und die mit Al bedampfte Quarzröhre erwärmen sich durch die absorbierte Strahlung so stark, daß keine Kondensation von K-Atomen erfolgt. Ein Teil der K-Atome kondensiert auf einem negativ vorgespannten Ni-Ring, auf dem die K-Ionen rekombinieren. Statt des mit Al bedampften Quarzrohres kann eine Glühkathode in den Hochspannungsteil eingebaut werden. Ein Nachteil der hier beschriebenen Anordnung besteht in der Empfindlichkeit der Ag-Bedampfung des Hochspannungsteils gegen Überschlüge, die nach dem Öffnen des Vakuumsystems auch bei vorsichtiger Erhöhung der Spannung im Hochvakuum erfolgen. Ein Schutzwiderstand von $10^9 \Omega$ in der Hochspannungszuleitung begrenzt den Durchschlagstrom. Um die Nachteile der empfindlichen Quarzbedampfung zu vermeiden, haben wir für neue Messungen einen Hochspannungsteil aus Messing gebaut und mit Araldit vergossen. Als Fenster für die UV-Strahlung dient eine 1 cm starke Quarzscheibe. (Bild 7).

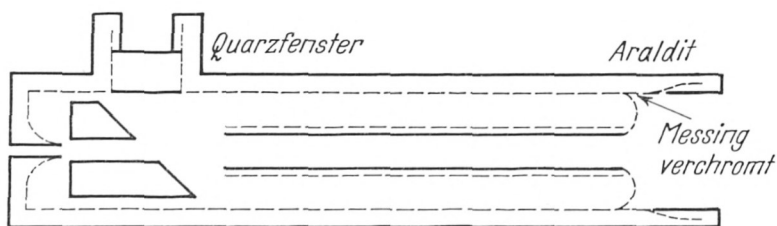


Bild 7: Der Hochspannungsteil mit Wechselwirkungsstrecke

In einem Abstand von 4 cm hinter dem Hochspannungsteil steht die geerdete Anode, durch deren Öffnung (2 mm $\varnothing$) die beschleunigten Elektronen in den Nachweisteil für die Polarisation eintreten. Der Elektronenstrahl hat hinter der Anode einen Durchmesser von 2 mm und einen Öffnungswinkel von 10^{-3} rad. Die maximale Intensität im Strahl beträgt vor der Anodenblende etwa 10^{-8} A auf einem Strahldurchmesser von 5 mm.

Der Analysator für die Elektronenpolarisation

Das Wienfilter für die Spindrehung ist 10 cm lang und beginnt nach einem 3 cm langen Eisenrohr, das zur Abschirmung des B_z -Feldes und zur scharfen Begrenzung des B_z -Feldes vor und hinter dem Filter angebracht ist. Das Magnetfeld stammt von einem außerhalb des Vakuumrohres aufgestellten Magneten, dessen ebene Polschuhflächen senkrecht zum Strahl kreisförmig ausgebildet sind. Dadurch konnte die größte Abweichung des Feldes vom Mittelwert entlang der Mittelachse des Magneten über die ausgenutzte Länge von 10 cm unter 2% gehalten werden, obwohl der Polschuhabstand 7 cm beträgt und der Magnet nur 13 cm lang ist. Das elektrische Feld E_z entsteht zwischen 2 geschliffenen Al-Platten, die im Abstand von 3 mm durch vier gleich hohe ($\pm 2\mu$) Isolatoren zusammengehalten sind. Beide Felder sind im Vakuum justierbar und zeitlich auf besser 2‰ über Stunden konstant einstellbar. Die Hochspannung für das elektrische Feld (etwa 15 kV) ist symmetrisch geerdet, so daß die Elektronen in der Mittelebene des Kondensators keinen Potentialsprung sehen. Die Werte für das magnetische und elektrische Feld, bei denen die richtige Spinpräzession und Kompensation der Lorentzkraft beobachtet wird, lassen sich nach (17) unter Berücksichtigung der hier schon sehr merklichen relativistischen Effekte berechnen. Es ergeben sich für 150 keV $B_z = 283$ Gauß und $E_z = 53,8$ keV pro cm. Die Elektronen, die nicht in der Mittelebene des Kondensators eintreten, beschreiben einen viertel Bogen¹ einer Zykloide und laufen dabei zur gegenüberliegenden Elektrode, sie erreichen die Elektrodenfläche nicht, wenn die Flächen richtig justiert sind. Praktisch läßt sich aber eine Streuung an den Elek-

¹ In Wirklichkeit durch relativistische Effekte etwa 25% mehr.

troden nicht völlig vermeiden. Die richtige Magnetfeldstärke B wird vom theoretisch nach [17] berechneten Wert beginnend durch das Maximum der Asymmetrie empirisch bestimmt. Dabei muß das E_c -Feld auf maximale Durchlässigkeit des Filters nachgeregelt werden.

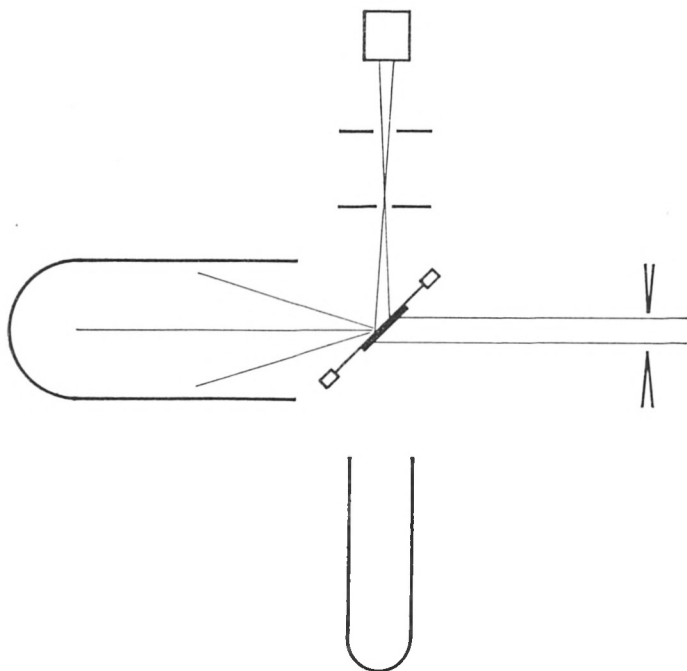


Bild 8: Streugeometrie bei der Mottstreuung

Die Streuung der Elektronen erfolgt an einer Au-Schicht von 0,3 cm $\varnothing$, die auf eine Formvarfolie von $2 \cdot 10^{-6}$ g/cm² Dicke und 1,0 cm $\varnothing$ aufgedampft ist (Bild 8). Die verwendeten Au-Schichtdicken lagen zwischen 0,02 und 0,06 mg/cm² Au. Die Schichtdicken werden optisch bestimmt. Zu Vergleichsmessungen diente eine Al-Folie etwa gleicher Streueigenschaft. Die Beobachtung der durch die Folie hindurch um 90° gestreuten Elektronen (Transmissionsstellung) erfolgte von einem β -Zähler; die Elektronen verlassen dabei das Vakuumssystem durch eine dünne Glimmerfolie. Eine grobe Unterscheidung der Teilchenenergie

der reflektierten Elektronen von langsamen Elektronen, die in den Zähler diffundieren, ist durch die Verwendung verschieden dicker Al-Folien vor dem Zählrohrfenster möglich. Es ist wesentlich, daß der Zähler nur die Au-Bedampfung einsehen kann, dazu noch den Boden eines 15 cm langen Glasrohres, das dem Zählrohr gegenüber das Vakuumsystem abschließt. So können nur Elektronen in den Zähler gelangen, die entweder durch die Au-Schicht gestreut wurden oder die das 18 cm lange Glasrohr, das hinter der Streufolie beginnt und die Apparatur abschließt, entlang zurückdiffundieren, in das senkrecht dazu stehende 15 cm Glasrohr eindringen, um vom Boden des Rohres aus in den Zähler zu gelangen. Daneben werden Elektronen mitgemessen, die durch Vielfachstreuung auf die Blendenränder (Al) gelangen und von dort aus in den Zähler gestreut werden. Da wir durch unsere dünnen Au-Folien nur etwa jedes 10^6 Strahlelektron in den Zähler streuen, ist die Beseitigung rückgestreuter Elektronen ein wichtiges Problem. Experimentell wurde nachgewiesen, daß die Rückstreuelektronen bei dieser Anordnung zu vernachlässigen sind. Dazu wurde die Au-Folie so weit vor und hinter den vom Zähler eingesehenen Bereich geschwenkt, daß nur noch Rückstreuelektronen gemessen wurden. Die Streugeometrie wird hinsichtlich der Rückstreuung durch diese geringfügigen Bewegungen nicht geändert.

§ 4. Die Messung der Intensität polarisierter Elektronen

Da die Bestimmung der Primärintensität aus der Zahl der gestreuten Teilchen nur unter Verwendung der ungenau bestimmbaren wirksamen Schichtdicke der Streufolie möglich ist, haben wir den Strom polarisierter Elektronen direkt in einem Faraday-Käfig gemessen. Um die Rückstreueffekte klein zu halten, diente als Käfig ein langes, einseitig abgeschlossenes Kohlerohr. Damit konnte die Zahl schneller rückgestreuter Teilchen, die den Käfig wieder verlassen unter 1% gehalten werden. Der Wert ist berechnet aus der vorliegenden Geometrie unter Verwendung experimenteller Werte für den Rückstreukoeffizienten. Sekundärelektronen konnten nicht aus dem Rohr entweichen, da der Rohreingang,

der nicht selbst bestrahlt war, auf einem negativen Potential (100 V) gegen das Rohr lag. Die Strommessung wurde mit einem empfindlichen Gleichspannungsverstärker durchgeführt, dessen Eingangswiderstand zum Schutz gegen Überschläge mit einer Glimmlampe kurzgeschlossen war. Bei abgeschaltetem Atomstrahl bestimmten wir die Intensität der Feldelektronen im Gebiet des Strahls zu weniger als 10^{-10} A. Die Stellen maximaler Feldstärke an der Elektrodenoberfläche waren so angeordnet, daß praktisch keine Feldelektronen unter der Wirkung von B_z in das Strahlgebiet gelangen konnten.

Vor allem nach einem Öffnen der Vakuumapparatur stellten sich Emissionsstöße ein, die sich durch die geringe Teilchenzahl klar von Überschlägen in den Käfig unterschieden. Sie ergaben für die übertragene Ladung etwa den Wert 0, bestanden also aus Influenzladungen, die durch Überschläge induziert wurden. Durch den Schutzwiderstand in der Hochspannungsleitung war der Durchschlagsstrom praktisch auf die an den Elektroden sitzenden Ladungen beschränkt. Die Überschläge wurden nach längerem Stehen der Teile unter Hochspannung so selten, daß sie die Messungen nicht ernstlich behinderten. Beim Einschalten des Atomstrahls stieg die Stromanzeige um ein bis zwei Größenordnungen an. Die größte beobachtete Strahlintensität lag bei 10^{-8} A. Diese Intensität ist um einen Faktor 3 größer, als man nach Gl. 9 unter Verwendung der aus der gemessenen Atomstrahlintensität berechneten K-Dichte in der Wechselwirkungstrecke erhalten sollte. Wir vermuten, daß die wirkliche K-Dichte in dem 12 cm langen Quarzrohr durch Streuung von Strahl- atomen an der Rohrwand vergrößert wurde. Durch das große Verhältnis ($e/r = 17$) von Länge zu Radius r des Rohres tritt eine merkliche Dichteerhöhung schon auf, wenn nur ein Teil der Strahl-atome streut. Nach Beobachtungen an Rabiapparaturen [18] ist eine große Zahl von Streuakten (etwa 600) möglich, bevor das langsam fliegende Atom durch die schwachen, bei der Streuung auftretenden elektrischen Felder depolarisiert wird (broken beam Methode). Es ist zu erwarten, daß unter Ausnützung der Wandstreuung in der Wechselwirkungstrecke die Intensität noch erheblich verstärkt werden kann. Untersuchungen darüber sind im Gange.

§ 5. Messung der Polarisation

Zur Messung der Asymmetrie wurde ein Teil der Strahlelektronen durch die Anodenblende ausgeblendet. Dadurch entstand ein feiner Strahl ($\varnothing \leq 2$ mm), der eine starke Diskriminierung rückgestreuter Elektronen ermöglichte und es gestattete, mit einem kleineren Abstand der Al-Platten für das E_c -Feld auszukommen. In den dünnsten Au-Schichten von $0,02$ mg/cm² war die Schwächung der Asymmetrie durch Mehrfachstreuung kleiner als 2%.¹ Eine systematische Korrektur an der aus der Asymmetrie berechneten Polarisation wäre durch die in der Shermanfunktion nicht berücksichtigte Abschirmung anzubringen, sie würde die Polarisationswerte vergrößern. Ein weiterer systematischer Fehler ist durch eine apparative Unsymmetrie möglich, die wir auf weniger als 3% schätzen. Sie könnte die Polarisation zu groß erscheinen lassen. Die einfachste Methode, eine apparative Asymmetrie nachzuweisen, besteht in der Vergleichsmessung an einer Al-Folie. Da der vom Zähler eingesehene Bereich der Al, Au-Bedampfung hinreichend klein ist, entsteht durch eine Verschiebung der Lage der Al-Folie gegenüber der Au-Folie kein Fehler. Dagegen kann durch Schwankungen in der Schichtdicke einer Bedampfung bei einer Änderung der Intensitätsverteilung der Elektronen im Strahl durch Umpolen von B_c , E_c oder B_z eine apparative Asymmetrie entstehen. Durch sorgfältige Bedampfung vorher in einer Glimmentladung bekeimter Folien und Beobachtung in verschiedenen Folienstellungen wurden diese Effekte ausgeschieden. Eine weitere Kontrolle systematischer Fehler war durch Messungen an Au-Folien mit Glühelktronen möglich. Der Vorteil dieser Methode liegt darin, daß die Kontrolle an derselben Folie und in derselben Stellung durchgeführt werden kann wie die Polarisationsmessung. Jede beobachtete Unsymmetrie ist mit Sicherheit apparativer Herkunft. Eine Kritik auch dieser Kontrolle ergibt sich daraus, daß die Intensitätsverteilung der Elektronen im Strahl sicher nicht genau die gleiche

¹ Das folgt aus Messungen an verschiedenen Schichtdicken durch Extrapolation auf Schichtdicke Null.

wie die der Photoelektronen ist. Nach Durchführung aller Kontrollen ergab sich für die Polarisierung der Photoelektronen ein Wert von $0,84 \pm 0,04$ bei einem Feld $B_z = 970$ Gauß. Der Fehler bezeichnet die statistische und die geschätzte systematische Abweichung.

§ 6. Erzeugung hochbeschleunigter polarisierter Elektronen

Wir haben gezeigt, daß es gelingt, polarisierte Elektronen durch Photoeffekt an Atomstrahlen herzustellen und die Elektronen zum Nachweis der Polarisierung auf etwa 150 keV zu beschleunigen. Wir wollen nun allgemein die Frage untersuchen, ob die Polarisierung der Elektronen durch Beschleunigung unter Anwendung elektrischer und magnetischer Felder zerstört wird und ob es möglich ist, die Apparatur intensitätsmäßig an die an Beschleunigern herrschenden Verhältnisse anzupassen.

Zunächst suchen wir den in § 1 erwähnten kovarianten Ausdruck für den Polarisationszustand von Diraceteilchen (25). Alle Operatoren seien im Impulsraum definiert und $\hbar = c = 1$ gesetzt. Wir verwenden die Metrik $g^{\mu\nu} = (\begin{smallmatrix} -1 & & & \\ & 1 & & \\ & & 1 & \\ & & & 1 \end{smallmatrix})$, griechische Indizes durchlaufen die Werte 0, 1, 2, 3. Die Bildung von Erwartungswerten im Ruhssystem wird durch einen Index 0 gekennzeichnet. Wir schreiben den Polarisationsvektor von Teilchen im gleichen Quantenzustand als Vierervektor s^μ im Ruhssystem so an, daß eine kovariante Verallgemeinerung sofort sichtbar wird.

$$(16) \quad s^\mu/0 = \langle 0, \Sigma^k \rangle_0 = \langle \gamma^5 \gamma^{0\mu} \rangle_0 = \left\langle \frac{\varepsilon}{\kappa} \gamma^5 \gamma^{\mu\nu} p_\nu \right\rangle_0$$

$$\text{mit } \Sigma^k = \frac{1}{i} \gamma^5 \gamma^0 \gamma^k \quad \text{und} \quad \gamma^{\mu\nu} = \frac{1}{2i} [\gamma^\mu \gamma^\nu]$$

und der Diracgleichung im Impulsraum $(i\gamma^\nu p_\nu + \kappa) \psi(p) = 0$.

Bei Raum- oder Zeitspiegelung ist $\varepsilon = \frac{p^0}{|p^0|}$ durch $-\varepsilon$ zu ersetzen. Die Definition eines kovarianten Polarisationsoperators in Gl. (17)

$$(17) \quad s^\mu = \langle S^\mu \rangle \quad S^\mu = \frac{\varepsilon}{\kappa} \gamma^5 \gamma^{\mu\nu} p_\nu \quad \text{mit} \quad \frac{1}{4} S^2 = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} + 1 \right)$$

liefert, wie man unmittelbar durch Ausmultiplizieren zeigt, den richtigen Erwartungswert für den Gesamtspin, der ja in allen Systemen den gleichen Wert besitzen muß. Die anschauliche Bedeutung des Vektors s^μ zeigt sich bei der Zerlegung in Zeit- und Raumanteil:

$$(18) \quad s^\mu = (\vec{v} \vec{s}, \vec{s}) \quad \text{mit} \quad \vec{s} = \gamma \langle \vec{\Sigma} \rangle; \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1-v^2}}.$$

Den Zusammenhang zwischen $\langle \vec{\Sigma} \rangle_0$ und $\langle \vec{\Sigma} \rangle$ finden wir durch Betrachtung der Spinerwartungswerte in drei verschiedenen Richtungen $t_\mu^{(i)}$. Die Einheitsvektoren $t_\mu^{(i)}$ stehen aufeinander und auf p^μ senkrecht, im Ruhssystem verschwindet ihre Zeitkomponente, und ihre Raumkomponenten entsprechen den Basisvektoren eines rechtwinkligen Koordinatensystems: $\vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z$ mit $\vec{e}_z = \vec{v}/v$.

$$(19) \quad \begin{aligned} P^{(i)} &= \vec{e}^{(i)} \vec{s}_0 = t_\mu^{(i)} s^\mu \\ t_\mu^{(1)} &= (0, \vec{e}_x), \quad t_\mu^{(2)} = (0, \vec{e}_y), \quad t_\mu^{(3)} = \gamma (v, \vec{v}/v) \\ P &= \langle \vec{\Sigma} \rangle_0 = \vec{s}_x + \vec{s}_y + \frac{1}{\gamma} \vec{s}_z = \gamma \langle \vec{\Sigma} \rangle - \frac{\vec{p}(\langle \vec{\Sigma} \rangle \cdot \vec{p})}{\kappa(p^0 + \kappa)}. \end{aligned}$$

Der Erwartungswert für den Spin senkrecht zum Impuls $\langle \vec{\Sigma}_x + \vec{\Sigma}_y \rangle$ wird im Laborsystem sehr klein, wenn das Teilchen stark beschleunigt wird. Dieses Verhalten ist der Grund für das Verschwinden von Effekten, bei denen die im Schwerpunktsystem gemessene Spinkomponente senkrecht zum Impuls wesentlich ist, z. B. bei der Mottstreuung. Wir können uns daher bei hohen Energien auf die Diskussion longitudinal polarisierter Elektronen beschränken, nur sie liefern Polarisierungseffekte. Der Polarisationszustand eines Strahls von Teilchen in verschiedenen Zuständen wird (analog zu c 1) angegeben durch Spurbildung mit dem Operator S^μ .

Wir interessieren uns nun für die Bewegung eines relativistischen Elektrons in elektrischen und magnetischen Feldern. Es ist zweckmäßig, dabei von der erweiterten Diracgleichung auszugehen, bei der der von Pauli angegebene Zusatzterm gerade

das anormale magnetische Moment $\mu_a = \left(\frac{g}{2} - 1\right) \frac{e\hbar}{2\kappa c}$ in sehr guter Übereinstimmung mit dem Experiment liefert, wenn $\frac{g}{2} - 1 = \frac{\alpha}{2\pi}$ gesetzt wird:

$$(20) \quad \left(\gamma^\mu D_\mu + \kappa + \frac{i}{2} \mu_a F_{\varrho\sigma} \gamma^\varrho \gamma^\sigma \right) \psi = 0$$

mit $D_\mu = \frac{\partial}{\partial x^\mu} - ie A_\mu$; $F_{\varrho\sigma} = \frac{\partial}{\partial x^\varrho} A_\sigma - \frac{\partial}{\partial x^\sigma} A_\varrho$
 und $\mathfrak{E} = -\text{grad } A^0 - \frac{\partial}{\partial x^0} \vec{A}$; $\mathfrak{B} = \text{rot } \vec{A}$

e ist die Ladung des Teilchens

Durch Multiplikation mit $i\gamma^0$ und Auflösung nach der Zeitableitung gewinnt man daraus die Form des Hamiltonoperators H , der die zeitliche Änderung aller Operatoren beschreibt; z. B. gilt für S^μ

$$(21) \quad \frac{\partial}{\partial x_0} S^\mu = i [H S^\mu].$$

Zur Vereinfachung der Beschreibung der relativistischen Spinbewegung haben Bargmann, Michel und Telegdi einen Kunstgriff angewandt. Statt direkt Gl. (21) zu diskutieren, bilden sie die Erwartungswerte der Gl. (21) im Ruhssystem des Teilchens und erhalten:

$$(22) \quad \frac{d\langle \vec{S} \rangle_0}{dx^0} = \frac{eg}{2\kappa} \langle \vec{S} \times \mathfrak{B} \rangle_0 = \frac{eg}{2\kappa} \langle \vec{S} \rangle_0 \times \mathfrak{B}.$$

Das zweite Gleichheitszeichen ist nur richtig, solange $\mathfrak{B}$ hinreichend konstant ist in dem Gebiet, in dem die Wellenfunktion unseres Diracwellenpaketes nicht verschwindet.

Die klassische Gleichung für den Spinvektor $\langle \vec{S} \rangle_0$ läßt sich auf genau eine Weise relativistisch verallgemeinern zu einer Gleichung für die Bewegung des relativistischen Polarisationsvektors s^μ ; wenn man beachtet, daß $\frac{ds^\mu}{d\tau}$ aus den Vektoren $F^{\mu\nu} s_\nu$ und $u^\mu = \frac{1}{\kappa} p^\mu$ aufgebaut werden kann, die wie $\frac{ds^\mu}{d\tau}$ auf s^μ senk-

recht stehen $\left(\frac{ds^\mu}{d\tau} \text{ wegen } s^2 \text{ const}\right)$ und daß uns die Gestalt von $\frac{ds^\mu}{d\tau}\bigg|_0$ bekannt ist aus Gl. (22) und aus $\frac{ds^0}{d\tau}\bigg|_0 = \frac{d\vec{s} \cdot \vec{v}}{d\tau}\bigg|_0$

(23)

$$\frac{ds^\mu}{d\tau} = \frac{e}{\kappa} \left[\frac{g}{2} F^{\mu\nu} s_\nu - \left(\frac{g}{2} - 1 \right) (s_\varrho F^{\varrho\sigma} u_\sigma) u^\mu \right] \text{ mit } \frac{d\mathcal{U}^\varrho}{d\tau} = \frac{e}{\kappa} F^{\varrho\sigma} u_\sigma.$$

In der Bewegungsgleichung für die Vierergeschwindigkeit wurde das Glied vernachlässigt, das die Kraft inhomogener Felder auf das Dipolmoment enthält; der Effekt wird nur bei der Streuung an geladenen Teilchen um große Winkel merklich und führt dann zu einer Asymmetrie in der Streuerverteilung. Wir wollen diese Gleichung, die die Bewegung des Spinvektors vollständig beschreibt, spezialisieren auf einen Ausdruck, der die Änderung des Winkels Θ zwischen dem Impuls $\vec{p}$ und dem Vektor $\vec{P}$ beschreibt.

$$(24) \quad \frac{s^\mu}{\sqrt{s^2}} = \sin(\Theta) t_n^\mu + \cos(\Theta) t_3^\mu; \quad t_n^\mu = (0, \vec{n}); \quad \vec{n} = \frac{\vec{s}_x + \vec{s}_y}{|\vec{s}_x + \vec{s}_y|}.$$

Die Bedeutung des Winkels Θ geht sofort aus einer Betrachtung der Raumkomponenten von s^μ hervor. Wir wählen als Koordinatensystem nun das Laborsystem und erhalten dort für $\frac{d\Theta}{dx^0}$ durch Differentiation von Gl. (24) und Einsetzen von Gl. (23)

$$(25) \quad \frac{d\Theta}{dx^0} = \frac{e}{\kappa} \left[\frac{\mathfrak{E} \vec{n}}{v} \left(\left(\frac{g}{2} - 1 \right) - \frac{g}{2\gamma^2} \right) + \left(\frac{\vec{v}}{v} \cdot \mathfrak{B} \times \vec{n} \right) \left(\frac{g}{2} - 1 \right) \right].$$

Der Einfluß äußerer Felder auf den Winkel Θ wird uns klar, wenn wir weiter vereinfachen. Wir gehen von dem Anfangszustand $\Theta_a = 0$ aus.

Fall 1: $\mathfrak{E} = 0$, $\vec{v}$ parallel $\mathfrak{B}$, $\frac{d\Theta}{dx^0} = 0$

Fall 2: $\mathfrak{E} = 0$, $\vec{v}$ senkrecht $\mathfrak{B}$

Der Vektor $\vec{n}$ liegt in der Ebene $\vec{s}, \vec{p}$ und bleibt senkrecht auf $\mathfrak{B}$ weil $\vec{s}, \vec{p}$ senkrecht auf $\mathfrak{B}$ bleiben (Gl. 22)

$$(26) \quad \frac{d\Theta}{dx^0} = \omega_e \left(\frac{g}{2} - 1 \right) \gamma \quad \omega_e = \frac{e}{\kappa \gamma} |\mathfrak{B}|.$$

Der $\vec{P}$ Vektor präzediert also um den Feldvektor mit einer Winkelgeschwindigkeit, die um den Faktor $\left(\frac{g}{2} - 1 \right) \gamma - 1$ von der Umlauffrequenz der Teilchen ω_e abweicht. Der Effekt entsteht nur durch das anormale magnetische Moment und wird für große Energien beträchtlich; bei 5 GeV und $\Theta_a = 0$ dreht sich der Spin bei einem Umlauf etwa 12mal um 2π .

Fall 3: $\mathfrak{B} = 0$ $\vec{v}$ parallel $\mathfrak{E}$, $\frac{d\Theta}{dx^0} = 0$

Fall 4: $\mathfrak{B} = 0$ $\vec{v}$ senkrecht $\mathfrak{E}$, $\vec{n}$ parallel $\mathfrak{E}$.

Diese Bewegung tritt auf an Teilchen in einem Zylinderkondensator, dessen elektrisches Feld gerade die Zentrifugalkraft kompensiert; die Teilchen laufen dann mit einer Frequenz ω_e um die Zylinderachse:

$$(27) \quad \frac{d\Theta}{dx^0} = \omega_e \left(\frac{g}{2} - 1 \right) \gamma \quad \omega_e = \frac{e}{\kappa \gamma} \frac{|\mathfrak{E}|}{v}.$$

Bei niederen Energien $\gamma \simeq 1$ bleibt der Spinvektor im Raum stehen, bei hohen Energien $\gamma > 30$ überwiegt das Glied, das die Wirkung des anormalen magnetischen Momentes beschreibt. Wir erhalten einen ähnlichen Ausdruck wie in Gl. (26).

Beschleunigung im Synchrotron und im Linearbeschleuniger

In Kreisbeschleunigern tritt bei anfänglich longitudinaler Polarisation und hoher Energie $\gamma \geq 100$ eine starke Präzession des Spins auf. Dadurch können die Elektronen depolarisiert

werden, wenn Präzessionsunterschiede durch die individuelle Bewegung der Teilchen um den Sollkreis entstehen. Die Depolarisation hängt ganz empfindlich von dem genauen Verlauf der Teilchenbahnen ab, sowie von der Häufigkeit magnetischer Dipolübergänge. Ein weiterer Punkt, der genau zu untersuchen ist, besteht in dem Einfluß von Streuprozessen an Restgasatomen auf dem sehr langen Weg, den die Teilchen in einem Kreisbeschleuniger zurücklegen (z. B. in Bonn 10^5 Umdrehungen, Länge eines Umlaufs rund 10 m). Eine Aussage über die Größe der Depolarisation in Kreisbeschleunigern kann daher noch nicht erfolgen.

Wesentlich einfacher ist die Diskussion bei Linearbeschleunigern. Durch das hier in Zylinderkoordinaten ϱ , φ , z angegebene beschleunigende Feld

$$\begin{aligned}
 E_z &= \varepsilon(z) \frac{1}{i} J_0 \left(\frac{i\omega\varrho}{\gamma v} \right) \cos \omega \left(t - \int_0^z \frac{dz}{v} \right) \\
 (28) \quad E_\varrho &= -\varepsilon(z) \frac{1}{i} J_1 \left(\frac{i\omega\varrho}{\gamma v} \right) \sin \omega \left(t - \int_0^z \frac{dz}{v} \right) \\
 B_\varphi &= v E_\varrho.
 \end{aligned}$$

tritt kein Depolarisationseffekt auf, da sich bei hohen Energien die Wirkung der Felder E_ϱ und B_φ auf $\frac{d\Theta}{dx^0} = -\frac{\omega_e}{\gamma}$ fast kompensiert (Gl. 26 und 27), während sich bei kleineren Energien der Spin langsamer dreht als der Impuls. Daher ist die Beschleunigung polarisierter Elektronen in einem Linearbeschleuniger sicher der einfachste und sicherste Weg. Die Länge des Beschleunigungsweges und damit die Störung durch Restgasatome ist ganz erheblich ($10^4 - 10^5$ mal) kleiner als im Kreisbeschleuniger. Unter der Voraussetzung, daß die hier allein interessierende Kleinwinkelstreuung durch die Gl. (27) in ihrer Drehwirkung auf den Spin wie im Fall der Mottstreuung in guter Näherung beschrieben wird, läßt sich sofort abschätzen, daß eine merkliche Depolarisation nicht auftritt. Der Restgasdruck ist so gering, daß eine Auffächerung β der Impulse durch Streuung noch kaum in Erscheinung tritt ($\bar{\beta} < 2 \cdot 10^{-3}$). Die Frage, welche

Intensität an beschleunigten Teilchen man erreichen kann, ist bei Verwendung eines Van de Graaff Generators rasch beantwortet, da es hier nur darauf ankommt, das bereits Erreichte zu verbessern. Die Intensität hängt nach Gl. (9) in zweifacher Weise von der Geometrie ab, einmal durch die Länge der Wechselwirkungsstrecke l und dann durch die Länge des Magneten. Diese bestimmt nämlich bei fester, zur Fokussierung verwendbarer Feldenergie, die Höhe des Atomstrahls. Da man zwar Bogenlampen mit größerem Lichtstrom aber nicht mit größerer Strahlungsdichte zur Verfügung hat, wächst die Elektronenintensität mit der Atomstrahlhöhe; sie hängt also quadratisch vom Maßstab der Apparatur ab. Eine weitere und besonders sinnreiche Möglichkeit zur Intensitätssteigerung besteht in der Erhöhung der K-Dichte durch verstärkte Streuung in der Wechselwirkungsstrecke. Ein Versuch polarisierte Cs-Atome im starken Eisenfeld des Stern-Gerlach-Magneten zu ionisieren und die Elektronen aus dem Feld zu ziehen ist im Gange.

Alle anderen Beschleuniger verlangen eine gepulste Elektronenquelle. Die Pulszeiten, in denen der Beschleuniger die Elektronen aufnimmt, sind mit einigen μsec sehr kurz gegen die Beschleunigungszeit von einigen msec. Der Strom hochbeschleunigter Elektronen sinkt daher um drei bis vier Größenordnungen ab, wenn es nicht gelingt, den Dauerstrom unseres Polarisators ohne Verlust in einen Impulsstrom umzuwandeln. Dies ist jedoch möglich durch Verwendung einer synchron mit dem Beschleuniger gepulsten Lichtquelle, die, ohne den erreichten Dauerstrom zu vermindern, alle Quanten in die kurze Belichtungszeit drängt. Die Strahlatome stehen während der Belichtung praktisch still; eine obere Grenze für den Impulsstrom erhält man damit durch die im Wechselwirkungsvolumen eingeschlossenen Teilchen. Mit der Wiederholungsfrequenz von 50 Hz multipliziert ergibt sich bei den hier vorliegenden Abmessungen ein Strom von $1 \mu\text{A}$. Das ist gerade der Teilchenstrom, der von Beschleunigern aufgenommen wird, die nicht für extrem hohe Ströme geplant sind. Eine geeignete Lampe ist von Glaser (22) angegeben. Durch die Entladung eines Kondensators (15 KV, $1.25 \mu\text{F}$) über eine mit Ar (16 at) gefüllte Funkenstrecke erreichte er bei einer Dauer der (kontinuierlichen) Strahlung von $2,2 \mu\text{s}$ eine Impuls-Leistungs-

dichte von $2 \times 10^3 \text{ W/A}^0$. Bei einer Wiederholungsfrequenz von 50 Hz stehen insgesamt etwa 100 W Strahlung zur Verfügung aus einem Plasma, dessen Abmessungen mit denen des HBO-Bogens vergleichbar sind. Das Wichtigste ist dabei, daß die Strahlung neben der kurzen Pulsdauer hinreichend kurzweilig ist, um die Ionisierung von Li zu ermöglichen, das gegenüber K einen 100mal größeren Photoquerschnitt besitzt. Das wird erreicht durch Plasmatemperaturen, die etwa eine Größenordnung über der Bogentemperatur kontinuierlich brennender Höchstdrucklampen liegen. Die Belastung der Elektroden ist bei gleicher Leistungsaufnahme im Impulsbetrieb geringer als im Dauerbetrieb. Die angegebene Leistungsdichte war bei einer Wellenlänge von $2500 \text{ \AA}^0$ gemessen; die Strahlungsintensität steigt mit abnehmender Wellenlänge noch an bis mindestens in das Gebiet der Absorption des Quarzes. Es zeigt sich damit, daß die kondensierte Funkenentladung bei weitem die günstigste Lichtquelle darstellt. Ihr Nachteil für unsere augenblicklichen Messungen besteht nur in dem größeren Aufwand, den der Betrieb erfordert. Die Erreichung einer für die verschiedenartigen Beschleuniger ausreichenden Intensität erscheint uns damit gesichert.

Wir wollen noch kurz begründen, warum wir uns für die Beschleunigung polarisierter Elektronen besonders interessieren, und dabei eines der möglichen Experimente andeuten, die mit Strahlen polarisierter Elektronen durchführbar sind. Die Streuung von unpolarisierten Elektronen an Protonen (24) hat bei hohen Energien zur Aufdeckung von Struktureigenschaften des Protons geführt, jedenfalls soweit man ausschließt, daß die Gültigkeit der verwendeten Streutheorie z. B. durch den Einfluß der höheren Näherungen auf die Form des Ausdrucks für den differentiellen Wirkungsquerschnitt fraglich erscheint. Beobachtet man die Polarisation $\vec{P}$ der Rückstoßprotonen unter Verwendung polarisierter Elektronen, dann sind bei gleichem Winkel und bei fester Energie drei neue unabhängige Messungen möglich, von denen die Bestimmung von P_z (z senkrecht auf der Streuebene) die Gültigkeit der Paritätserhaltung, der T Invarianz und den Einfluß höherer Näherungen prüft, und P_x , P_y (zwei unabhängige Messungen) jeweils das Verhältnis des magnetischen und elektrischen Formfaktors ergeben (27). Da wegen der schwa-

chen Abhängigkeit der Polarisierung der Protonen von Strahlungskorrekturen keine genaue Festlegung der Teilchenenergie nötig ist und die Durchführung dieser Relativmessungen (Asymmetriestimmung) an einer unveränderten Strahlgeometrie erfolgt, sollte die Prüfung der Theorie mit großer Genauigkeit und unabhängig von der Gestalt der Formfaktoren möglich sein. Die Polarisationsmessung kann zudem die Genauigkeit in der Bestimmung der Formfaktoren aus Wirkungsquerschnitten verbessern.

Die Arbeit ist im Institut für Theoretische Physik der Universität München entstanden.

Ich möchte an dieser Stelle Herrn Professor Dr. F. Bopp für die Anregung dieser Arbeit und die ständige Förderung in zahlreichen Diskussionen herzlich danken.

Die Deutsche Forschungsgemeinschaft und das Bundesministerium für Atomkernenergie und Wasserwirtschaft haben die Arbeit in großzügiger Weise finanziell unterstützt.

Literatur

- [1] Vorgetragen auf der Brookhaven Konferenz 1959.
- [2] H. Tolhoek: Rev. Mod. Phys. 28, 277 (1956)
- [3] H. Bienlein u. a.: Z. f. Phys. 154, 376 (1959)
- [4] Diplomarbeit Regenfuss, Erlangen, Phys. Institut
- [5] H. Bienlein, R. Fleischmann und H. Wegener: Z. f. Phys. 150, 80 (1958)
- [6] L. N. Rosentsveig, JETP 4, 455 (1957)
- [7] Nach einer mündlichen Mitteilung von G. Möllenstedt sowie persönliche Mitteilungen aus dem Phys. Inst. in Erlangen und Bonn
- [8] P. Guttinger: Z. f. Phys. 73, 169 (1931)
- [9] E. Majorana: Nuovo Cimento 9, 43 (1932)
- [10] N. A. Renzetti: Phys. Rev. 57, 753 (1940)
- [11] P. Cavanagh et al.: Phil. Mag. 2, 1105 (1957)
- [12] N. Sherman: Phys. Rev. 103, 1601 (1956)
- [13] C. Mohr, L. Tassie: Proc. Phys. Soc. A 67, 711 (1954)
- [14] H. Friedmann: Z. f. Phys. 161, 74 (1961)
- [15] H. Friedburg, W. Paul: Z. f. Phys. 130, 493 (1951)
- [16] H. G. Bennewitz, W. Paul: Z. f. Phys. 139, 489 (1954)
- [17] A. J. Alikhanov et al.: JETP 7, 541 (1958)
- [18] D. Kleppner, N. F. Ramsay and P. Fjelstadt: Phys. Rev. Letters 1, 232 (1958) sowie H. G. Robinson, E. S. Engberg and H. Dehmelt: Bull. Am. Phys. Soc. 3, 9 (1958)
- [19] H. Tolhoek and R. De Groot: Physica 17, 17 (1951)
- [20] B. Mühlischlegel und H. Koppe: Z. f. Phys. 150, 474 (1958)
- [21] H. Tolhoek and R. De Groot: Physica 17, 17 (1951)
- [22] G. Glaser: Z. f. Naturforschung 6a, 706 (1951)
- [23] Kresnin und L. N. Rosentsveig: JETP 5, 288 (1957)
- [24] F. Bumiller, M. Croissiaux and R. Hofstadter: Phys. Rev. Lett. 5, 261 (1960)
- [25] L. Michel: Nuov. Cim. Suppl. 14, 95 (1959)
- [26] V. Bargmann, L. Michel, V. L. Telegdi: Phys. Rev. Lett. 2, 435 (1959)
- [27] A. I. Akhiezer, L. N. Rosentsveig, I. M. Shmushkevich JETP 6, 588 (1958)
- [28] A. Kastler, Proc. Phys. Soc. A 67, 853 (1954)