

# Elektronen-Spinpolarisation bei der Photoionisation unpolarisierter Cäsiumatome mit zirkularpolarisiertem Licht

Untersuchung des Fano-Effekts am Cäsium

U. HEINZMANN, J. KESSLER und J. LORENZ  
Physikalisches Institut der Universität Karlsruhe

Eingegangen am 16. September 1970

## The Fano-Effect with Cesium

Photoelectrons ejected from cesium atoms by circularly polarized light of certain wavelengths are highly spinpolarized according to Fano's theory. Measurements of the spinpolarization of photoelectrons along the wavelength spectrum are reported. The highest degree of spinpolarization obtained experimentally is 100%. Our results reveal a small deviation from the theoretically predicted spinpolarization. Apart from giving information on the influence of spin-orbit interaction on the photoionization process, the Fano-effect turns out to be a simple and efficient method for producing polarized electron beams. Though not designed as a polarized electron source, our present apparatus yields a beam of  $0.3 \cdot 10^{-10}$  Ampere with a polarization of  $81 \pm 3\%$  when a broad unfiltered spectral band is irradiated.

### 1. Einleitung

Schon 1930 wurde von Fues und Hellmann<sup>1</sup> vorgeschlagen, polarisierte Elektronenstrahlen durch Photoionisation polarisierter Alkaliatome mit unpolarisiertem Licht herzustellen. Friedmann<sup>2</sup> berichtete 1961 über eine erste Durchführung dieses Experiments; allerdings konnten die experimentellen Ergebnisse dieser Arbeit später nicht bestätigt werden<sup>3</sup>. Inzwischen wurde dieses Verfahren jedoch mehrfach erfolgreich weiterentwickelt<sup>4-7</sup>. Die Experimente bestätigen, daß mit dieser Methode sehr hohe Polarisationsgrade erzielt werden können.

1 Fues, E., Hellmann, H.: *Physik. Z.* 31, 465 (1930).

2 Friedmann, H.: *Sitzungsber. der Bayer. Akad. d. Wiss., München*, 1961.

3 Bopp, F., Maison, R., Regenfus, G., Siegmann, H. C.: *Z. Physik* 185, 48 (1965).

4 Long, R. L., Raith, W., Hughes, V. W.: *Phys. Rev. Letters* 15, 1 (1965).

5 Coiffet, P.: *Compt. Rend.* 264B, 160, 454 (1967).

6 Baum, G., Koch, U.: *Nucl. Instr.* 71, 189 (1969).

7 Raith, W.: *Atomic physics*, p. 389. New York: Plenum Press 1969.

Das Verfahren konnte sich allerdings bisher nicht als überlegene Quelle polarisierter Elektronenstrahlen durchsetzen.

Eine andere Methode zur Erzeugung polarisierter Elektronenstrahlen, die ebenfalls auf dem Prinzip der Photoionisation beruht, wurde 1969 von Fano vorgeschlagen<sup>8</sup>. Danach sollen Photoelektronen, die von unpolarisierten Alkaliatomen mit zirkularpolarisiertem Licht eines bestimmten Wellenlängenbereichs losgelöst werden, ebenfalls hochgradig spinpolarisiert sein. Dieses Experiment scheint, oberflächlich betrachtet, dem Friedmannschen Experiment sehr ähnlich zu sein – hier polarisierte Photonen und unpolarisierte Alkaliatome, dort unpolarisierte Photonen und polarisierte Alkaliatome. Die beiden Effekte beruhen jedoch auf verschiedenen Voraussetzungen. Die Kriterien für das Auftreten des Fano-Effekts sind analog zu denen für das Auftreten von Polarisierungseffekten bei der Elektronenstreuung, wie sie in unseren früheren Arbeiten herausgestellt wurden<sup>9</sup>. Das hängt damit zusammen, daß in diesen Fällen die Spin-Bahn-Wechselwirkung für die Spinpolarisation verantwortlich ist.

Das Ziel vorliegender Arbeit war es, die Existenz des Fano-Effekts durch Messung des Polarisationsgrads der Photoelektronen nachzuprüfen und damit Aussagen über den Einfluß der Spin-Bahn-Wechselwirkung auf den Photoeffekt zu erhalten.

Erste Ergebnisse wurden bereits an anderer Stelle veröffentlicht<sup>10</sup>.

## 2. Theoretischer Hintergrund

Von Fano wurde 1969 theoretisch vorhergesagt, wie der Polarisationsgrad von Photoelektronen, die mit zirkularpolarisiertem Licht von unpolarisierten Cäsiumatomen losgelöst wurden, von der Wellenlänge des eingestrahlten Lichts abhängt (s. Fig. 1 d und 5). Eine theoretische Beschreibung des Effekts wird im Anhang durchgeführt. An dieser Stelle sei eine anschauliche Erklärung gegeben.

Wir gehen aus von den Polarisierungseffekten bei der Elektronenstreuung. Auch dort ist die Spin-Bahn-Wechselwirkung für das Auftreten der Spinpolarisation verantwortlich. Die Spin-Bahn-Wechselwirkung der einfallenden bzw. gestreuten Elektronen mit dem Targetatom bewirkt, daß der differentielle Streuquerschnitt für „spin up“-Elektronen einen etwas anderen Verlauf hat als derjenige für „spin down“-Elektronen derselben Energie. Bei bestimmten Streuwinkeln treten daher überwiegend Elektronen einer Spinorientierung auf (s. Fig. 1 a). Der Polarisationsgrad der um den Winkel  $\theta$  gestreuten

<sup>8</sup> Fano, U.: Phys. Rev. 178, 131 (1969).

<sup>9</sup> Kessler, J.: Rev. Mod. Phys. 41, 3 (1969).

<sup>10</sup> Kessler, J., Lorenz, J.: Phys. Rev. Letters 24, 87 (1970).

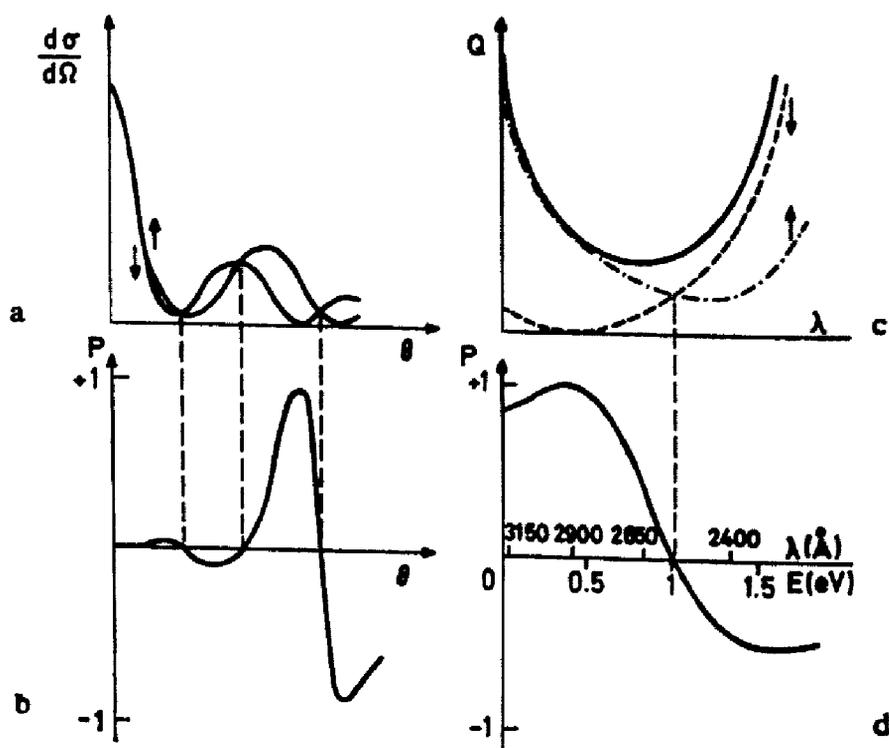


Fig. 1. a Differentieller Wirkungsquerschnitt  $\frac{d\sigma}{d\Omega}$  bei elastischer Streuung niederenergetischer Elektronen. b Spinpolarisation elastisch gestreuter Elektronen. c Totaler Wirkungsquerschnitt bei Photoelektronenemission. — Gesamtwirkungsquerschnitt  $Q$ , - - - - Photoelektronen mit „spin up“, - · - · - Photoelektronen mit „spin down“. d Spinpolarisation der Photoelektronen beim Fano-Effekt

Elektronen ist dann gegeben durch

$$P(\theta) = \frac{N_{\uparrow} - N_{\downarrow}}{N_{\uparrow} + N_{\downarrow}}. \quad (1)$$

$N_{\uparrow}$  bzw.  $N_{\downarrow}$  ist die Anzahl der in den Winkel  $\theta \pm \Delta\theta$  gestreuten Elektronen mit „spin up“ bzw. „spin down“. Hohe Polarisationsgrade treten daher vorwiegend an solchen Stellen auf, wo  $N_{\uparrow} + N_{\downarrow}$  klein und  $N_{\uparrow}$  sehr verschieden von  $N_{\downarrow}$  ist, d.h. meist in der Nähe eines Minimums des differentiellen Wirkungsquerschnitts (s. Fig. 1 b).

Ganz ähnliche Verhältnisse liegen bei der Photoionisation von Alkaliatomen mit zirkularpolarisiertem Licht vor. Hier unterscheidet sich der Wirkungsquerschnitt für Emission von Photoelektronen mit Spin in Vorzugsrichtung von dem mit Spin entgegen der Vorzugsrichtung ebenfalls aufgrund der Spin-Bahn-Wechselwirkung. Die Vorzugsrichtung ist dabei festgelegt durch den Eigendrehimpuls des einfallenden Lichts. Die Summe aus diesen beiden unterschiedlichen Wirkungsquerschnitten ergibt den Gesamtwirkungsquerschnitt für

Photoelektronenemission (s. Fig. 1c). Auch hier treten hohe Polarisationsgrade in der Nähe des Minimums dieses Wirkungsquerschnitts auf (s. Fig. 1d).

Den Einfluß der Spin-Bahn-Wechselwirkung auf die Photoionisation hat als erster Seaton (1951) bei der Berechnung der Wirkungsquerschnitte für Photoelektronenemission von Alkaliatomen untersucht<sup>11</sup>. Dieselben Annahmen über den Einfluß der Spin-Bahn-Kopplung, die Seatons Theorie zugrunde liegen, hat Fermi bereits 1930 zur Berechnung der Intensität der Dublett-Linien schwerer Alkaliatome benutzt<sup>12,13</sup>. Seaton berücksichtigte diesen Einfluß, um zu erklären, warum die Wirkungsquerschnitte ein von Null verschiedenes Minimum besitzen (s. Fig. 1c). Würde nämlich keine Spin-Bahn-Kopplung wirken, wären die beiden Kurven für Spin in Vorzugsrichtung und Spin entgegen der Vorzugsrichtung identisch und hätten eine Nullstelle. Durch die Wirkung der Spin-Bahn-Kopplung wird diese Nullstelle nach Seaton jedoch zu einem von Null verschiedenen Minimum.

Eine Messung des Polarisationsgrades der Photoelektronen ermöglicht es, Aussagen über die unterschiedliche Wellenlängenabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts für die beiden entgegengesetzten Spinzustände zu machen. Daraus läßt sich der Einfluß der Spin-Bahn-Kopplung auf die Photoionisation bestimmen.

Da der Fano-Effekt auf der Spin-Bahn-Kopplung beruht, sollte er am stärksten bei Alkaliatomen großer Ordnungszahlen zu beobachten sein. Fano hat daher quantitative Berechnungen zunächst am Cäsium durchgeführt, jedoch ist der Effekt auch für andere Alkaliatome vorhergesagt.

### 3. Versuchsanordnung

Die prinzipielle Versuchsanordnung zur Messung des Fano-Effekts zeigt Fig. 2. Ein Cäsiumstrahl wird von einem Lichtstrahl aus monochromatischem, zirkularpolarisiertem Licht gekreuzt. Die entstehenden Photoelektronen werden mit Hilfe eines elektronenoptischen Ziehsystems abgezogen. Anschließend werden sie in einem elektrostatischen Beschleunigungsrohr auf eine Energie von 120 keV nachbeschleunigt und durch Mottstreuung auf ihre Polarisation hin untersucht.

#### 3.1. Lichtoptik

Zur Ionisation von Cäsiumatomen sind Lichtwellenlängen unterhalb 3183 Å erforderlich. Als Lichtquelle wird eine Xenon-Hochdrucklampe (Osram XBO 150) benutzt, weil diese im nahen Ultraviolett-Bereich ein intensives kontinuierliches

11 Seaton, M. J.: Proc. Roy. Soc. (London), Ser. A 208, 418 (1951).

12 Fermi, E.: Z. Physik 59, 680 (1930).

13 Putlitz, G. zu: Comments on Atomic and Molecular Physics 1, 51 (1969).

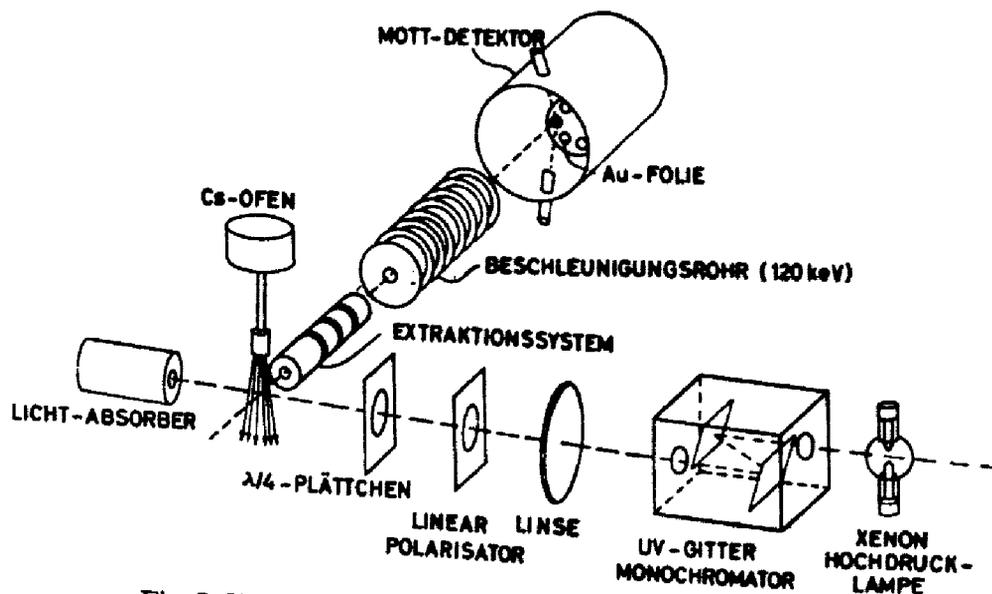


Fig. 2. Versuchsanordnung zur Messung des Fano-Effekts

Spektrum emittiert. Ein Ultraviolett-Monochromator (Bausch & Lomb No. 33-86-25-01) dient dazu, die gewünschten Wellenlängen auszufiltern. Das spektrale Auflösungsvermögen beträgt  $\pm 50$ ,  $\pm 25$  und  $\pm 12,5$  Å, je nach Wahl der Spaltweiten des Monochromators. Durch zwei Quarzglaslinsen wird das Licht auf das Target fokussiert. Der Querschnitt des Lichtstrahls am Target betrug  $0,5 \text{ cm}^2$ , die Divergenz des Lichtstrahls war  $\pm 5^\circ$ . Als Lichtpolarisator wird ein dichroitischer Film verwendet (Käsemann W 68). Als Viertelwellenplättchen dienen zwei Quarzplättchen in Subtraktionslage. In einem optischen Polarisator-Analysator-Experiment wurde die Zirkularpolarisation des Lichts bestimmt (vgl. Abschn. 4.1.). Sie beträgt im betrachteten Wellenlängenbereich zwischen 60 und 97%, je nach Wellenlänge des eingestrahlteten Lichts. Für das Lichteintrittsfenster in die Vakuumkammer wurde einschlierenfreies Quarzglas (Heralux) verwendet, um die Polarisation des Lichts nicht ungünstig zu beeinflussen. Eine Testmessung zeigte, daß das Lichteintrittsfenster keine depolarisierende Wirkung hat. Ein Lichtabsorber verhindert, daß Licht in unkontrollierter Weise zurückreflektiert werden kann.

### 3.2. Cäsiumdampfstrahlofen

Zur Herstellung des Cäsiumstrahls wird der von Eitel, Jost und Kessler beschriebene Ofen verwendet<sup>14</sup>, an dem einige Änderungen vorgenommen wurden. Wegen der chemischen Aggressivität des Cäsiums wurden die aus Teflon bestehenden Dichtungen und Ventilkegel durch Aluminiumteile ersetzt. Die wesentlichen Bauteile des Ofens wurden aus V2A und Aluminiumoxid-Keramik hergestellt. Für jede Messung wird der Ofen mit einer Ampulle von 0,5 g Cäsium gefüllt. Diese Menge reicht aus, um bei Ofentemperaturen von  $180^\circ \text{C}$  Betriebszeiten von 6 Std zu erzielen. In 1 sec treten etwa  $10^{16}$  Atome aus der Düse aus. Eine Abschätzung ergibt, daß der Cs-Dampfdruck im Targetraum etwa  $10^{-4}$  Torr beträgt.

Die Cäsiumampulle wird innerhalb der Apparatur zerschlagen, nachdem die erforderliche Ofentemperatur erreicht ist. Während der Messung kann der Dampf-

<sup>14</sup> Eitel, W., Jost, K., Kessler, J.: Z. Physik 209, 348 (1968).

strahl durch ein Ventil abgestellt werden. Dies ermöglicht eine Messung des Untergrundes derjenigen Photoelektronen, die von aufgedampften Cäsiumschichten der Wände losgelöst werden.

### 3.3. Elektronenoptisches Ziehsystem

Eine schematische Darstellung des elektronenoptischen Ziehsystems zeigt Fig. 3. Dieses Ziehsystem hat vor allem zwei Anforderungen zu erfüllen:

1. Es sollen möglichst alle Photoelektronen abgesaugt werden.
2. Untergrundelektronen sollen zurückgehalten werden.

Die erste Forderung läßt sich leicht durch geeignete Fokussierungseigenschaften des Ziehsystems erfüllen. Durch Messung des von einer Glühkathode emittierten Elektronenstromes wurde festgestellt, daß 70% der entstehenden Elektronen abgesaugt werden. Das elektrische Ziehfeld beträgt ca. 10 V/cm am Targetort.

Um die zweite Forderung zu erfüllen, muß zunächst der Entstehungsort der Untergrundelektronen bekannt sein. Es stellte sich heraus, daß diese vorwiegend von der ersten Elektrode des Ziehsystems kommen, die sich sehr nahe am Atomstrahl befindet, sowie von den Innenwänden der Vakuumkammer, die mit Cäsiumschichten verunreinigt wurden. Die von den Wänden kommenden Untergrundelektronen wurden mit Hilfe einer ringförmigen Abschirmelektrode unterdrückt, welche um die auf

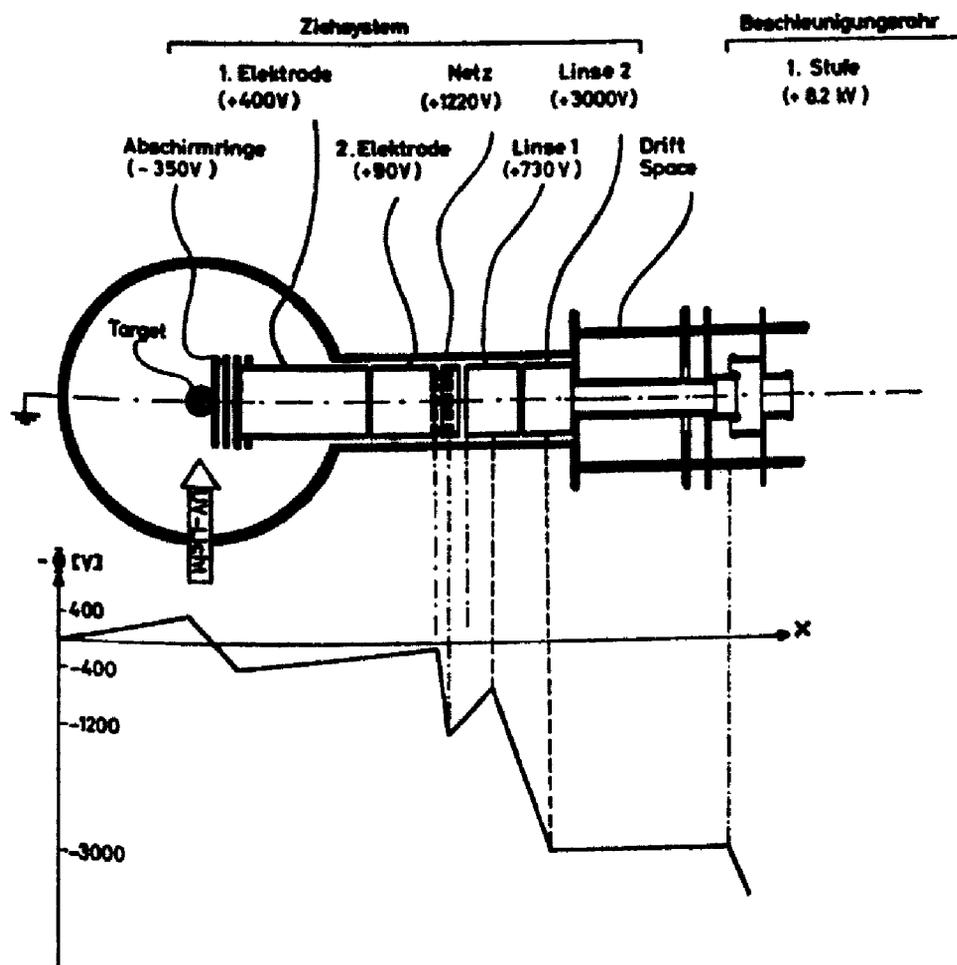


Fig. 3. Schematische Darstellung des elektronenoptischen Ziehsystems und des Potentialverlaufs

hohem positiven Potential befindliche erste Elektrode des Ziehsystems herumgelegt wurde. Diese Abschirmelektrode befindet sich auf starkem negativen Potential und baut vor der ersten Elektrode des Ziehsystems ein Gegenfeld auf, das die von den Wänden kommenden Untergrundelektronen nicht überwinden können. Photoelektronen, die im Targetraum entstehen, werden hingegen in das Ziehsystem hineingedrückt. Die Abschirmelektrode besteht aus vier Windungen von dünnem Wolframdraht, die bei Verunreinigung durch Cäsium ausgeheizt werden können.

Um zu vermeiden, daß die auf der ersten Ziehelektrode entstehenden Untergrundelektronen nachbeschleunigt werden, liegt die zweite Elektrode des Ziehsystems auf einem Potential, das negativ gegenüber dem Potential der ersten Elektrode ist. Das verwendete Ziehsystem entspricht einer Bildwandlerröhre mit umgekehrtem Strahlengang<sup>15</sup>. Dieses System hat die Eigenschaft, daß das Bild des Elektronenstrahls am Eintrittsfenster der ersten Elektrode in natürlicher Größe auf die Ebene des Netzes der zweiten Elektrode abgebildet wird. Die Energie der Elektronen ist beim Erreichen des Netzes nur gering, da sie durch das elektrische Gegenfeld abgebremst werden. Das Potential der zweiten Elektrode wirkt also als Sattelfilterlinse. Dieses System hat gegenüber anderen Energiefilterlinsen folgende Vorteile:

1. Die Transmission ist sehr groß (75 %, gegeben durch die Transmission der Netzelektrode).
2. Es können auch sehr breite Strahlen verarbeitet werden.
3. Das System erfordert keinerlei Justierarbeit.

Nach Durchfliegen der netzförmigen Sattellektrode werden die Photoelektronen in einem starken homogenen elektrischen Feld nachbeschleunigt und anschließend mit zwei Immersionslinsen in das Beschleunigungsrohr fokussiert.

### 3.4. Beschleunigungsrohr und Mott-Analysator

In einem elektrostatischen Beschleunigungsrohr werden die Photoelektronen in sieben Stufen auf 120 keV nachbeschleunigt. Die Potentiale der einzelnen Stufen wurden so gewählt, daß der Elektronenstrahl beim Verlassen des Beschleunigungsrohrs einen Durchmesser von 4 mm hatte.

Durch ein Blendensystem hindurch gelangt der Strahl in eine weitere Streukammer, wo durch Mott-Streuung bei 120 keV der Polarisationsgrad bestimmt wird. Weitere Einzelheiten über das Beschleunigungsrohr und den Mott-Analysator können an anderer Stelle nachgelesen werden<sup>16,17</sup>.

## 4. Meßverfahren und Testmessungen

### 4.1. Test der Lichtoptik

Mit Hilfe eines Photomultipliers (EMI 6256 S), dessen spektrale Empfindlichkeit bekannt war, wurden die Intensitätsverteilungen der verwendeten Lampen aufgenommen. Die Messung zeigte, daß die Intensität der Xenon-Lampe XBO 150 kontinuierlich bis zu 2300 Å abnimmt und unterhalb dieser Wellenlänge nur geringe Intensität auftritt. Durch eine einfache Transmissionsmessung wurden die spektralen

<sup>15</sup> Zworykin, V. K., Morton, G. A.: J. Opt. Soc. Am. 26, 181 (1936).

<sup>16</sup> Jost, K., Kessler, J.: Z. Physik 195, 1 (1966).

<sup>17</sup> Hilgner, W., Kessler, J.: Z. Physik 221, 305 (1969).

Transmissionskurven der Linsen, des Eintrittsfensters an der Apparatur, des Viertelwellenplättchens und der Linearpolarisatoren gemessen. Während die Quarzglaslinsen, das Lichteintrittsfenster und das Viertelwellenplättchen eine konstante Transmission von mehr als 90% im betrachteten Wellenlängenbereich hatten, zeigten die Linearpolarisatoren eine starke Wellenlängenabhängigkeit der Transmission. Die Wellenlängeneinstellung und das Auflösungsvermögen des Monochromators wurde mit Hilfe der Linienspektren einer Hg-Hochdrucklampe und einer Hg-Niederdrucklampe nachgeprüft.

Der Polarisationsgrad des die Polarisatorfolie verlassenden linearpolarisierten Lichts wurde in Abhängigkeit von der Wellenlänge bestimmt. Man erhält diesen Polarisationsgrad, wenn man eine gleichartige Folie als Analysator benutzt und die durchgelassenen Intensitäten  $I_{\parallel}$  und  $I_{\perp}$  bei paralleler und gekreuzter Stellung der Folien mißt. Die Polarisation ergibt sich in diesem Spezialfall aus

$$P_{\text{lin}} = \sqrt{\frac{I_{\parallel} - I_{\perp}}{I_{\parallel} + I_{\perp}}}. \quad (2)$$

Da für alle betrachteten Wellenlängen dasselbe Viertelwellenplättchen verwendet wurde, ist das Licht im allgemeinen nicht zirkular, sondern elliptisch polarisiert. Es interessiert nur der zirkulare Anteil des elliptisch polarisierten Lichts. Das elliptische Licht wird durch Drehung eines Linearpolarisators und Messung der durchgelassenen Intensität analysiert. Der zirkulare Anteil ist gegeben durch<sup>18</sup>

$$P_{\sigma} = \frac{2}{\sqrt{\frac{I_{\text{max}}}{I_{\text{min}}} + \sqrt{\frac{I_{\text{min}}}{I_{\text{max}}}}}, \quad (3)$$

wobei  $I_{\text{max}}$  und  $I_{\text{min}}$  die maximale und minimale durchgelassene Intensität ist.

Bei der Bestimmung der Zirkularpolarisation mußte ferner berücksichtigt werden, daß das Licht vor dem Viertelwellenplättchen nicht vollständig linearpolarisiert ist und das Viertelwellenplättchen selbst depolarisierende Wirkung haben kann<sup>18</sup>.

Nach Berücksichtigung all dieser Korrekturen ergab sich im Wellenlängenbereich zwischen 2300 und 3400 Å ein Polarisationsgrad des zirkularpolarisierten Lichts zwischen 60 und 97%.

Zur Messung der Spinpolarisation der Photoelektronen wurde jeweils 1 min lang rechts- und 1 min lang linkszirkularpolarisiertes Licht

<sup>18</sup> Heinzmann, U.: Diplomarbeit, Universität Karlsruhe (1971).

eingestrahlt. Da der Polarisationsvektor der Photoelektronen dabei sein Vorzeichen ändert, können so apparative Asymmetrien des Mott-Analysators eliminiert werden.

#### 4.2. Der Mott-Analysator

Vor Beginn der Messungen wurden die Zählraten durch Einstellung der Zählerschwellen des Mott-Analysators symmetrisiert. Zu diesem Zweck wurde ein unpolarisierter Elektronenstrahl in die Mott-Kammer geschickt, der mit einer Glühkathode oder durch Photoeffekt mit unpolarisiertem Licht hergestellt wurde.

Zur Eichung des Mott-Analysators wurden die Zählasymmetrien bei vier verschiedenen dicken Goldfolien gemessen und die Sherman-Funktion nach dem üblichen Verfahren der Extrapolation auf Foliendicke Null ermittelt<sup>16</sup>. Dabei wurde für Foliendicke Null der durch die Absolutmessung von Van Klinken<sup>19</sup> erhaltene Wert der Sherman-Funktion benutzt. Für die Meßfolie ergab sich der Wert  $S=0,277 \pm 0,011$ . Da der durch den Fano-Effekt produzierte Elektronenstrahl hohe Intensität und Polarisation besaß, war er für diese Eichmessung sehr geeignet.

Aus den gemessenen Zählraten  $N_1$  (oberer Zähler) und  $N_2$  (unterer Zähler) wird die Polarisation bestimmt aus der Formel

$$P = \frac{1}{S} \frac{N_1 - N_2}{N_1 + N_2}. \quad (4)$$

Der statistische Meßfehler ergibt sich aus

$$\Delta P = (N_1 + N_2)^{-1/2} (S^{-2} - P^2)^{1/2}. \quad (5)$$

#### 4.3. Messungen zur Kontrolle des Untergrunds

Im Laufe der Messung der Spinpolarisation wurden mehrmals drei verschiedene Kontrollmessungen durchgeführt:

1. Zählrate ohne eingestrahktes Licht, Ofenventil zu.
2. Zählrate ohne eingestrahktes Licht, Ofenventil auf.
3. Zählrate mit eingestrahktem Licht, Ofenventil zu.

Die erste Kontrollmessung liefert den Anteil der Untergrundelektronen, die von inneren Wänden der Vakuumkammer kommen, nachdem sich Cäsium dort niedergeschlagen hat (Exoelektronen). Der bei der zweiten Kontrollmessung erfaßte Untergrund wuchs bei höheren Dampfstrahldichten (Ofentemperatur größer als 250 °C) an. Verantwortlich für diesen Untergrund sind wahrscheinlich ionisierende Stöße angeregter Atome. Die dritte Kontrollmessung ergibt den Anteil der von aufgedampften Cäsiumschichten losgelösten Photoelektronen. Durch mehrere Maßnahmen (Erniedrigung der Ofentemperatur, Entwicklung eines geeigneten Ziehsystems, ausheizbare Teile des Ziehsystems) gelang es, den gesamten störenden Untergrund bis auf

<sup>19</sup> Van Klinken, J.: Nucl. Phys. **75**, 161 (1966).

Zählraten von weniger als 10 Impulsen pro Minute zu unterdrücken. Die Messung wurde bis zu solchen Wellenlängen hin durchgeführt, an denen der Meßeffect mindestens fünfmal größer war.

#### 4.4. Messung des Wirkungsquerschnitts

Die Messung diente zur Kontrolle, ob neben den Cäsiumatomen auch zweiatomige Cäsiummoleküle im Dampfstrahl enthalten sind. Da die Wirkungsquerschnitte für Photoelektronenemission von Cäsiummolekülen etwa um einen Faktor 50 größer sind als bei atomarem Cäsium<sup>20</sup>, würde bereits eine geringe Beimischung genügen, um die Messung zu stören. Da die Ionisierungsgrenze der Cäsiumatome bei 3183 Å liegt, können bei Einstrahlung von langwelligerem Licht keine im Grundzustand befindlichen Cäsiumatome ionisiert werden, Ionisation von Cäsiummolekülen ist jedoch möglich, da deren Ionisierungsgrenze bei 3650 Å liegt.

In Fig. 4 ist das Meßergebnis dargestellt. Aufgetragen ist der Quotient aus der Anzahl der in die Zähler gelangenden Photoelektronen und

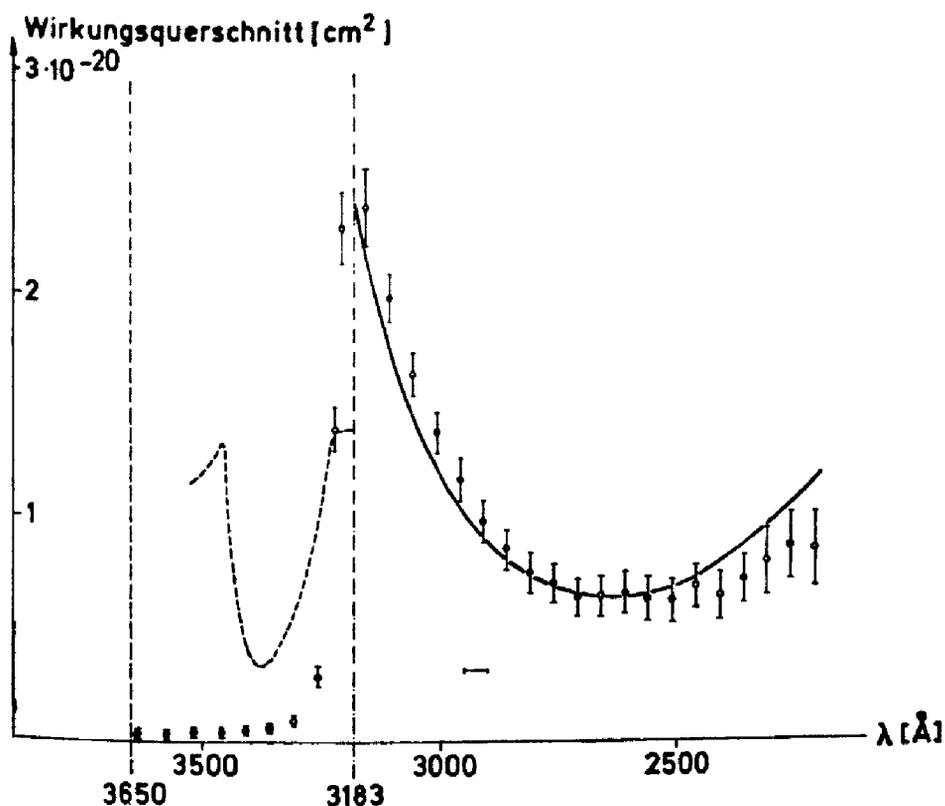


Fig. 4. Wirkungsquerschnitt für Photoionisation von Cäsium.  $\circ$  Meßpunkte (bei 2630 Å an Kurve von Marr und Creek angepaßt), ----- Wirkungsquerschnitt für Cs<sub>2</sub>-Moleküle (an Meßpunkt bei 3230 Å angepaßt), - · - · - Ionisierungsgrenze für Cs (3183 Å), - - - Ionisierungsgrenze für Cs<sub>2</sub>-Moleküle (3650 Å)

<sup>20</sup> Creek, D. M., Marr, G. V.: J. Quant. Radiat. Transfer 8, 1431 (1968).

der Anzahl der einfallenden Photonen. Diese Größe ist proportional zum Wirkungsquerschnitt. Die Meßpunkte wurden mit einer Auflösung von  $\pm 25 \text{ \AA}$  aufgenommen. Der Meßfehler beträgt etwa 10% unter Berücksichtigung der Zählstatistik, der Schwankungen der Dampfstrahldichte und des Fehlers in der Bestimmung der Intensitätsverteilung des Lichts. Die Meßpunkte stimmen mit denen von Marr und Creek<sup>21</sup> im Rahmen der Meßgenauigkeit überein.

Die Messung zeigte, daß im Wellenlängenbereich zwischen 3650 und 3183  $\text{\AA}$  noch Photoelektronen auftraten. Diese Photoelektronen können jedoch nicht von  $\text{Cs}_2$ -Molekülen stammen, da die Meßpunkte nicht die Wellenlängenabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts für Photoionisation von  $\text{Cs}_2$ -Molekülen bestätigen<sup>20</sup>. Außerdem ist die gemessene Intensität der Photoelektronen z.B. bei 3475  $\text{\AA}$  um einen Faktor 13 geringer als eine Abschätzung aus der  $\text{Cs}_2$ -Dampfdruckkurve<sup>22</sup> und dem  $\text{Cs}_2$ -Wirkungsquerschnitt bei 3475  $\text{\AA}$  ergeben würde<sup>23</sup>. Die Beimischung von  $\text{Cs}_2$ -Molekülen ist in unseren Messungen daher vernachlässigbar.

## 5. Ergebnisse und Diskussion

### 5.1. Messung des Fano-Effekts mit monochromatischem Licht

In Fig. 5 sind die Meßergebnisse und die theoretische Kurve dargestellt. Die Meßergebnisse zeigen eine geringfügige Abweichung von der von Fano vorhergesagten Wellenlängenabhängigkeit der Spinpolarisation. Während die theoretische Kurve den Nulldurchgang der Polarisationskurve für die Wellenlänge 2530  $\text{\AA}$  angibt, zeigte sich im Experiment die Spinpolarisation Null bei einer Wellenlänge von etwa 2650  $\text{\AA}$ . Die größte gemessene und auch theoretisch vorhergesagte Spinpolarisation beträgt 100% und ist bisher noch mit keinem anderen Verfahren erzielt worden. Die angegebenen Fehlerbalken sind eine Folge der Zählstatistik und der Tatsache, daß die Reproduzierbarkeit der Messung etwa 5% beträgt.

Einen anderen interessanten Weg zur Nachprüfung der Theorie von Fano schlugen Lubell und Raith ein<sup>24,25</sup>. Ausgehend von einem polarisierten Atomstrahl wurden die Intensitäten  $I^+$  und  $I^-$  der Ionen gemessen, die bei Photoeffekt mit rechts- und linkszirkularpolarisiertem Licht auftraten. Diese Intensitäten hängen folgendermaßen mit der hier

21 Marr, G. V., Creek, D. M.: Proc. Roy. Soc. (London), Ser. A 304, 233 (1968).

22 Nesmeyanov, A. N.: Vapour pressure of the chemical elements, p. 445. Amsterdam: Elsevier Publ. Co. 1963.

23 Popescu, I., Ghita, C., Popescu, A., Musa, G.: Ann. Physik 18, 103 (1966).

24 Lubell, M. S., Raith, W.: Phys. Rev. Letters 23, 211 (1969).

25 Baum, G., Lubell, M. S., Raith, W.: Phys. Rev. Letters 25, 267 (1970).

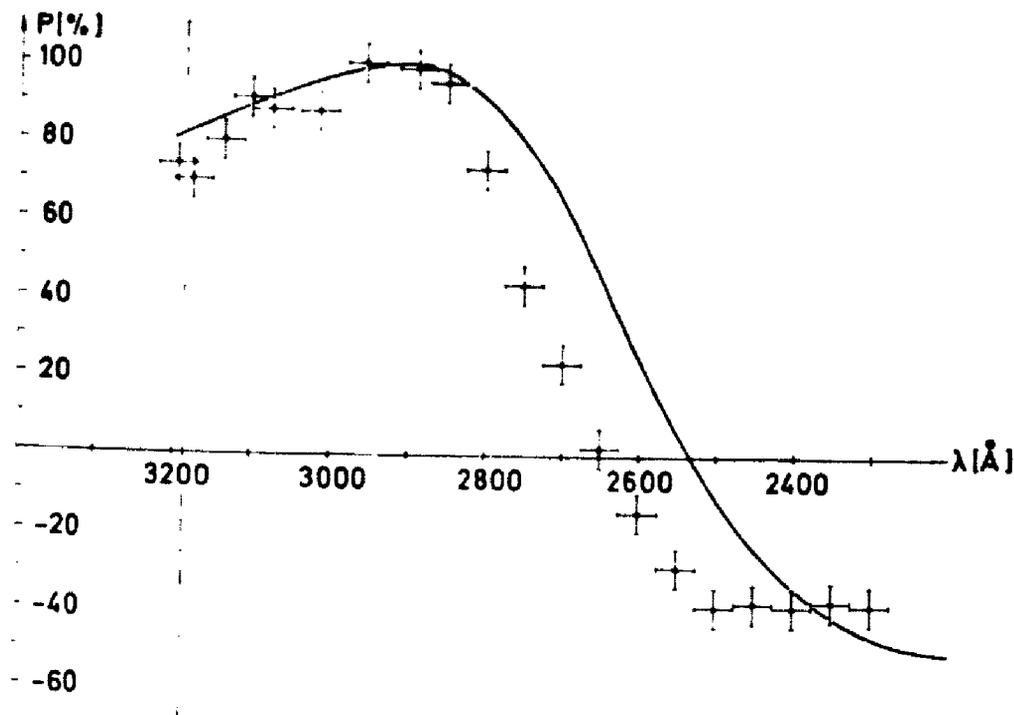


Fig. 5. Spinpolarisation der Photoelektronen,  $\times$  Meßpunkte, — Theorie

betrachteten Spinpolarisation zusammen

$$Q(X) = -P(-X) \quad (6)$$

mit

$$Q = \frac{I^+ - I^-}{I^+ + I^-} \quad (7)$$

Dabei ist  $X$  der von Fano eingeführte Parameter, der die Wellenlängenabhängigkeit des Effekts berücksichtigt (s. Anhang, Abschn. 6).

Unsere Meßwerte zeigen stärkere Abweichung von der aus den Messungen von Lubell und Raith 1969 ermittelten Polarisationskurve<sup>24</sup>, in welcher der Nulldurchgang der Polarisationskurve bei etwa 2460 Å angegeben ist. Es ergibt sich gute Übereinstimmung mit deren Messungen aus dem Jahre 1970<sup>25</sup>. Da in jenen Experimenten der Polarisationsgrad der ausgerichteten Atome nicht genau bekannt war, mußten die Ordinatenwerte der Kurve an die theoretischen Werte angepaßt werden. Die vorliegende Messung der Spinpolarisation ist eine Absolutmessung. Beide Experimente ergänzen sich dadurch, daß das eine Experiment wegen der Beziehung  $-P(-X) = Q(X)$  gerade den Teil der theoretischen Polarisationskurve recht genau messen kann, der im anderen Experiment im schwer zugänglichen kurzwelligen UV-Bereich liegt und deshalb nur schwer nachzuprüfen ist.

### 5.2. Messung des Fano-Effekts mit kontinuierlichem Licht

Über erste Ergebnisse dieses Experiments ist bereits an anderer Stelle berichtet worden<sup>10</sup>. Hier werden die mit einer inzwischen verbesserten Apparatur erzielten Meßergebnisse aufgeführt.

Fanos theoretisch ermittelte Polarisationskurve sagt in einem sehr breiten Wellenlängenbereich eine Spinpolarisation von mehr als 85% voraus, nämlich von der Ionisierungsgrenze bei 3183 Å bis hin zu etwa 2800 Å. Strahlt man ein Spektralband ein, das keine kürzeren Wellenlängen als 2800 Å enthält, so bekommt man einen intensitätsreichen Photoelektronenstrahl mit hoher Spinpolarisation. Zur Durchführung dieses Experiments wurde das ungefilterte Spektrum einer Quecksilber-Hochdrucklampe (Osram HBO 200) eingestrahlt. Die spektrale Intensitätsverteilung einer solchen Lampe zeigt, daß nur wenig Licht mit Wellenlängen unterhalb 2900 Å emittiert wird. In diesem Experiment wird also über einen Wellenlängenbereich der Polarisationskurve gemittelt, in dem Fanos Theorie mehr als 85% vorhersagt. Die dabei in das Target eingestrahlte Intensität dieses Wellenlängenbereichs beträgt etwa 2,5 mW, was einem Photonenstrom von  $4 \cdot 10^{15}$  Photonen pro Sekunde entspricht.

Bei dem Mittelungsprozeß über die Wellenlängen wurden beachtet

1. die spektrale Intensitätsverteilung der Lampe,
2. die Transmission aller Filter und Linsen der Lichtoptik,
3. der Polarisationsgrad des zirkularpolarisierten Lichts,
4. der Gesamtwirkungsquerschnitt (vgl. Fig. 4).

Dabei ergab sich ein gemittelter Polarisationsgrad der Photoelektronen von  $P=80\%$ . Die Messung lieferte in guter Übereinstimmung hiermit einen Polarisationsgrad von  $P=81 \pm 3\%$ .

Die in diesem Experiment gemessenen Photoelektronenströme betragen  $0,3 \cdot 10^{-10}$  Ampere. Man erhält also mit nur geringem Aufwand in diesem Experiment bereits etwa dieselben Ergebnisse, wie sie mit dem inzwischen hochentwickelten Verfahren der Photoionisation polarisierter Alkaliatome mit unpolarisiertem Licht erzielt wurden<sup>4-7</sup>. Durch Verwendung geeigneterer Lampen und Lichtpolarisatoren läßt sich der Elektronenstrom noch weiter erhöhen.

### 6. Anhang: Theoretische Grundlagen zum Fano-Effekt

Optische Übergänge bei Absorption von rechtszirkularpolarisiertem Licht gehorchen den Auswahlregeln

$$\Delta l = \pm 1, \tag{8}$$

$$\Delta m_j = +1. \tag{9}$$

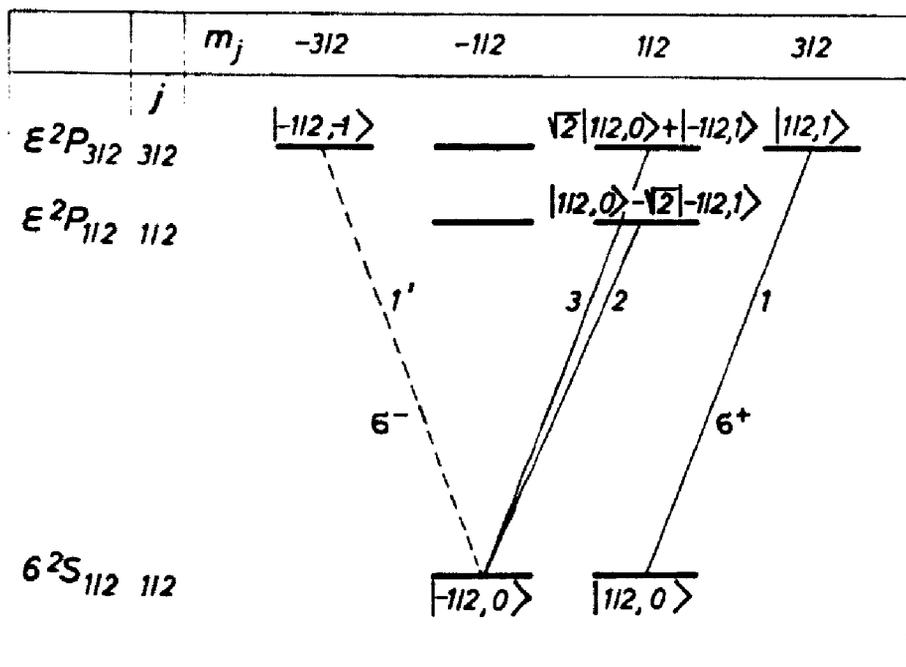


Fig. 6. Termschema des Cäsiums und Übergänge mit rechtszirkularpolarisiertem Licht. Die Wellenfunktionen sind charakterisiert durch  $|m_s, m_l\rangle$

Ausgehend von den beiden gleich stark besetzten Anfangszuständen der Cäsiumatome ergeben sich also folgende erlaubte Übergänge in die Kontinuumsendzustände\* (vgl. Fig. 6)

$$\psi(6^2 S_{1/2}, m_j = -1/2) \rightarrow a \cdot \psi(\epsilon^2 P_{1/2}, m_j = 1/2) + b \cdot \psi(\epsilon^2 P_{3/2}, m_j = 1/2), \tag{10}$$

$$\psi(6^2 S_{1/2}, m_j = 1/2) \rightarrow c \cdot \psi(\epsilon^2 P_{3/2}, m_j = 3/2) \tag{11}$$

mit den Übergangsmatrixelementen

$$a = N \langle \psi(\epsilon^2 P_{1/2}, 1/2) | x + iy | \psi(6^2 S_{1/2}, -1/2) \rangle, \tag{12}$$

$$b = N \langle \psi(\epsilon^2 P_{3/2}, 1/2) | x + iy | \psi(6^2 S_{1/2}, -1/2) \rangle, \tag{13}$$

$$c = N \langle \psi(\epsilon^2 P_{3/2}, 3/2) | x + iy | \psi(6^2 S_{1/2}, 1/2) \rangle. \tag{14}$$

$N$  ist ein Normierungsfaktor. Die z-Achse des Koordinatensystems ist festgelegt durch den Eigendrehimpuls des zirkularpolarisierten Lichts.

Diese Matrixelemente lassen sich mit den bei Schiff<sup>26</sup> angegebenen Wellenfunktionen berechnen. Die Wellenfunktionen für die Anfangs-

\* Es sei darauf hingewiesen, daß alle in Fig. 6 eingezeichneten Kontinuumsniveaus energetisch entartet sind.

26 Schiff, L.: Quantum mechanics, p. 291. New York: McGraw-Hill 1955.

zustände lauten

$$\psi(6^2S_{1/2}, 1/2) = F(r) Y_{0,0}(+), \quad (15)$$

$$\psi(6^2S_{1/2}, -1/2) = F(r) Y_{0,0}(-), \quad (16)$$

und die Wellenfunktionen für die Endzustände lauten

$$\psi(\varepsilon^2P_{1/2}, 1/2) = F_1(r) 3^{-1/2} [(+) Y_{1,0} - 2^{1/2} (-) Y_{1,1}], \quad (17)$$

$$\psi(\varepsilon^2P_{3/2}, 1/2) = F_3(r) 3^{-1/2} [2^{1/2} (+) Y_{1,0} + (-) Y_{1,1}], \quad (18)$$

$$\psi(\varepsilon^2P_{3/2}, 3/2) = F_3(r) (+) Y_{1,1}. \quad (19)$$

Dabei sind (+) und (-) die Spinfunktionen,  $F(r)$  sind die Radialwellenfunktionen der beiden Anfangszustände,  $F_1(r)$  und  $F_3(r)$  sind die Radialwellenfunktionen für die Endzustände mit  $j=1/2$  bzw.  $j=3/2$ . Für  $Y_{l,m}(\theta, \phi)$  sind die bei Condon und Shortley<sup>27</sup> angegebenen Kugelflächenfunktionen zu benutzen. Setzt man diese Wellenfunktionen in die zu berechnenden Matrixelemente ein, so ergibt sich

$$a = 2/3 R_1 N, \quad (20)$$

$$b = -\frac{\sqrt{2}}{3} R_3 N, \quad (21)$$

$$c = -\sqrt{\frac{2}{3}} R_3 N. \quad (22)$$

Hierbei sind die Größen  $R_1$  und  $R_3$  die Radialmatrixelemente, welche die Übergänge in die Kontinuumszustände mit  $j=1/2$  bzw.  $j=3/2$  beschreiben.

Setzt man Gl. (20) und (21) sowie Gl. (17) und (18) in die durch Gl. (10) gegebene Wellenfunktion  $\psi_1$  des Kontinuumszustands ein (Übergänge 2 und 3 in Fig. 6), so erhält man durch Ordnen nach den Spinfunktionen (+) und (-)\*

$$\begin{aligned} \psi_1 &= u_{11}(+) + u_{12}(-) \\ &= -F_3(r) N \frac{1}{3} \sqrt{\frac{2}{3}} \left[ \sqrt{2} (R_3 - R_1) Y_{1,0}(+) + (2R_1 + R_3) Y_{1,1}(-) \right]. \end{aligned} \quad (23)$$

Für die Dichtematrix

$$\rho_1 = \begin{pmatrix} u_{11} u_{11}^* & u_{11} u_{12}^* \\ u_{11}^* u_{12} & u_{12} u_{12}^* \end{pmatrix} \quad (24)$$

\* Es wird vorausgesetzt, daß sich die Radialwellenfunktionen  $F_1(r)$  und  $F_3(r)$  nur wenig voneinander unterscheiden, so daß  $F_3(r)$  als gemeinsamer Faktor vorgezogen werden kann<sup>8</sup>.

<sup>27</sup> Condon, E. U., Shortley, G. H.: The theory of atomic spectra, p. 52. Cambridge: University Press 1959.

des Endzustands erhält man mit  $u_{11}$  und  $u_{12}$  aus Gl. (23) den Ausdruck

$$C \begin{pmatrix} \frac{2}{9} (R_3 - R_1)^2 |Y_{1,0}|^2 \\ \frac{\sqrt{2}}{9} (R_3 - R_1)(2R_1 + R_3) Y_{1,0}^* Y_{1,1} \\ \frac{\sqrt{2}}{9} (R_3 - R_1)(2R_1 + R_3) Y_{1,0} Y_{1,1}^* \\ \frac{1}{9} (2R_1 + R_3)^2 |Y_{1,1}|^2 \end{pmatrix}, \quad (25)$$

wobei  $C = \frac{2}{3} N^2 F_3^2(r)$  ist.

Ebenso erhält man durch Einsetzen von Gl. (22) und (19) in die durch Gl. (11) gegebene Wellenfunktion (Übergang 1 in Fig. 6)

$$\psi_2 = -F_3(r) N \sqrt{\frac{2}{3}} R_3 Y_{1,1}(+). \quad (26)$$

Damit ergibt sich für diesen Endzustand ganz analog die Dichtematrix

$$\rho_2 = C \begin{pmatrix} R_3^2 |Y_{1,1}|^2 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (27)$$

Die Summe der beiden Dichtematrizen  $\rho_1$  und  $\rho_2$  beschreibt den Spin-  
zustand des Photoelektronenstrahls\*

$$\rho = \rho_1 + \rho_2$$

$$= C \begin{pmatrix} R_3^2 |Y_{1,1}|^2 + \frac{2}{9} (R_3 - R_1)^2 |Y_{1,0}|^2 \\ \frac{\sqrt{2}}{9} (R_3 - R_1)(2R_1 + R_3) Y_{1,0}^* Y_{1,1} \\ \frac{\sqrt{2}}{9} (R_3 - R_1)(2R_1 + R_3) Y_{1,0} Y_{1,1}^* \\ \frac{1}{9} (2R_1 + R_3)^2 |Y_{1,1}|^2 \end{pmatrix}. \quad (28)$$

Aus dieser Dichtematrix erhält man die Intensitätsverteilung und die  
Polarisation der Photoelektronen durch folgende Beziehungen:

$$I(\theta, \phi) = \text{Spur } \rho \quad (29)$$

$$P_i(\theta, \phi) = \frac{1}{I(\theta, \phi)} \text{Spur}(\rho \sigma_i), \quad i = x, y, z. \quad (30)$$

\* Die Addition der Dichtematrizen bedeutet eine inkohärente Überlagerung der  
beiden Teilstrahlen, die von den beiden Anfangszuständen ausgehen.

Dabei sind die  $\sigma_i$  die Paulischen Spinmatrizen. Für die Winkelverteilung der Photoelektronen folgt also

$$I(\theta, \phi) \propto (R_3 - R_1)^2 + \frac{3}{2} R_3 (2R_1 + R_3) \sin^2 \theta. \quad (31)$$

Wie erwartet ist die Winkelverteilung der Photoelektronen unabhängig vom Azimutwinkel  $\phi$ .

Für die Spinpolarisation der Photoelektronen ergibt sich

$$P_x = -\frac{(R_3 - R_1)(2R_1 + R_3) \cos \theta \sin \theta \cos \phi}{(R_3 - R_1)^2 + \frac{3}{2} R_3 (2R_1 + R_3) \sin^2 \theta}, \quad (32)$$

$$P_y = -\frac{(R_3 - R_1)(2R_1 + R_3) \cos \theta \sin \theta \sin \phi}{(R_3 - R_1)^2 + \frac{3}{2} R_3 (2R_1 + R_3) \sin^2 \theta}, \quad (33)$$

$$P_z = \frac{(R_3 - R_1)^2 + (R_3 - R_1)(2R_1 + R_3) \sin^2 \theta}{(R_3 - R_1)^2 + \frac{3}{2} R_3 (2R_1 + R_3) \sin^2 \theta}. \quad (34)$$

Der Betrag des Polarisationsvektors ist ebenfalls unabhängig von  $\phi$ . Es ist bemerkenswert, daß sich bei  $\theta=0^\circ$  und  $\theta=180^\circ$  ergibt

$$P = P_z = 1.$$

Unabhängig von den Größen  $R_1$  und  $R_3$  und damit unabhängig von der Wellenlänge des eingestrahnten Lichts sowie der Ordnungszahl des Alkaliatoms sind die bezüglich des eingestrahnten Lichts in Vorwärts- und Rückwärtsrichtung emittierten Photoelektronen immer vollständig polarisiert\*. Allerdings liegen bei diesen Richtungen die Intensitätsminima.

Abgesehen von diesem Spezialfall zeigen die Polarisationsformeln, daß der Effekt von den Radialmatrixelementen  $R_1$  und  $R_3$  abhängt. Falls  $R_1 = R_3$  ist, so ergibt sich keine Spinpolarisation, es werden auch keine Photoelektronen in Vorwärts- oder Rückwärtsrichtung emittiert. Im allgemeinen sind aber  $R_1$  und  $R_3$  verschieden, da sich die Radialwellenfunktionen  $F_1(r)$  und  $F_3(r)$  der Kontinuums- $P$ -Zustände mit  $j=1/2$  und  $j=3/2$  unterscheiden. Dieser Unterschied wird durch die Spin-Bahn-Kopplung bewirkt, was leicht veranschaulicht werden kann: Für diejenigen Zustände, für welche  $j=1/2$  ist, sind Spin und Bahndrehimpuls antiparallel, für die Zustände mit  $j=3/2$  sind Spin und

\* Diese Vorhersage wurde schon 1967 von Lue-Yung Chow Chiu gemacht<sup>28</sup>, jedoch beruht der dort beschriebene Effekt nicht auf der Spin-Bahn-Wechselwirkung und tritt auch vorwiegend nur bei höheren Photonenenergien auf. Beim Fano-Effekt spielt dieser Effekt keine Rolle.

28 Lue-Yung Chow Chiu: Phys. Rev. **154**, 56 (1967).

## Bahndrehimpuls parallel. Das Spin-Bahn-Kopplungs-Potential

$$V'(r) \propto \frac{1}{r} \frac{dV}{dr} (\mathbf{l} \cdot \mathbf{s})$$

hat daher für die Zustände mit  $j=1/2$  ein negatives Vorzeichen, d.h. es wirkt ein attraktives Potential. Für  $j=3/2$  ergibt sich ein positives Vorzeichen, d.h. es wirkt ein repulsives Potential. Durch das attraktive Potential werden die Knoten der Radialwellenfunktionen etwas nach innen gezogen, durch das repulsive Potential nach außen geschoben. Je größer die Ordnungszahl des Alkaliatoms ist, desto stärker ist die Spin-Bahn-Wechselwirkung und damit die Beeinflussung der Radialmatrixelemente  $R_1$  und  $R_3$ .

Durch Einführung eines neuen Parameters  $X$  mit

$$X = \frac{2R_3 + R_1}{R_3 - R_1} \quad (35)$$

lassen sich die beiden Radialmatrixelemente  $R_1$  und  $R_3$  in den Polarisationsformeln eliminieren und durch einen einzigen wellenlängenabhängigen Parameter ersetzen

$$P_x(\theta, \phi) = -\frac{2(X-1) \cos \theta \sin \theta \cos \phi}{2 + (X^2 - 1) \sin^2 \theta}, \quad (36)$$

$$P_y(\theta, \phi) = -\frac{2(X-1) \cos \theta \sin \theta \sin \phi}{2 + (X^2 - 1) \sin^2 \theta}, \quad (37)$$

$$P_z(\theta, \phi) = \frac{2 + 2(X-1) \sin^2 \theta}{2 + (X^2 - 1) \sin^2 \theta}. \quad (38)$$

Setzt man den Parameter  $X$  in die Formel für die Winkelverteilung ein, so erhält man

$$I(\theta, \phi) \propto (R_3 - R_1)^2 [2 + (X^2 - 1) \sin^2 \theta]. \quad (39)$$

Während sich die Polarisationsformeln allein durch den Parameter  $X$  ausdrücken lassen, tritt in der Formel für die Winkelverteilung der Photoelektronen noch der Faktor  $(R_3 - R_1)$  auf.

Mittelt man die Spinpolarisation über alle Winkel  $\theta$  und  $\phi$ , was im Experiment durch Extraktion aller in beliebiger Richtung emittierten Photoelektronen erfüllt wird, so erhält man die von Fano angegebene

Polarisationsformel

$$P_z = \frac{1 + 2X}{2 + X^2} \quad (40)$$

und

$$P_x = P_y = 0.$$

Die Messung der Spinpolarisation  $P(\lambda)$  liefert die Wellenlängenabhängigkeit des Parameters  $X$ . Eine Abschätzung dieser Wellenlängenabhängigkeit anhand des Gesamtwirkungsquerschnitts wurde von Fano unter der Annahme durchgeführt, daß sich  $(R_3 - R_1)$  in der Nähe des Minimums des Gesamtwirkungsquerschnitts nur wenig mit der Photonenenergie ändert. Daß diese Annahme erlaubt ist, wurde von Seaton theoretisch gezeigt<sup>11</sup>. Während Fano eine lineare Abhängigkeit des Parameters  $X$  von  $E - E_{\min}$  angibt, benützen Baum, Lubell und Raith zur Approximation ihrer Meßwerte ein Polynom dritten Grades für  $X(E - E_{\min})$ <sup>25</sup>.  $E_{\min}$  ist dabei die Energie des einfallenden Lichts, bei der der Photoionisationsquerschnitt sein Minimum aufweist.

Eine weitere interessante Möglichkeit zur Ermittlung der Wellenlängenabhängigkeit dieses Parameters  $X$  wäre die Messung der Winkelverteilung der Photoelektronen. Dieses Experiment kann sogar mit unpolarisiertem Licht durchgeführt werden; es ergibt sich dieselbe Winkelverteilung wie mit zirkularpolarisiertem Licht

$$I(\theta, \phi) \propto (R_3 - R_1)^2 [2 + (X^2 - 1) \sin^2 \theta].$$

Es genügt bereits, die Intensität der Photoelektronen bei zwei festen Winkeln zu messen, etwa  $\theta_1 = 0^\circ$  und  $\theta_2 = 90^\circ$ , womit folgt

$$X^2 = 2 \frac{I(90^\circ)}{I(0^\circ)} - 1.$$

Der den Fano-Effekt bestimmende Parameter  $X$  kann also auch durch Messung zweier Intensitäten ermittelt werden. Allerdings kann man daraus das Vorzeichen dieses Parameters nicht bestimmen.

Analog zur Berechnung der Spinpolarisation der mit zirkularpolarisiertem Licht losgelösten Photoelektronen lieferte eine einfache Rech-

\* Berücksichtigt man, daß die Kontinuumswellenfunktionen  $\psi(j=1/2)$  und  $\psi(j=3/2)$  eine gegenseitige Phasenverschiebung  $\delta$  haben, so ergeben sich komplexe Radialmatrixelemente  $R_1$  und  $R_3$ . Nach Fano<sup>29</sup> ist jedoch  $\delta$  so klein, daß die Korrektur für  $P_z$  geringer als 1% ist und deshalb hier vernachlässigt werden kann. Wie sich leicht nachrechnen läßt, gilt dasselbe für  $I(\theta, \phi)$ .

<sup>29</sup> Fano, U.: Phys. Rev. **184**, 250 (1969).

nung, die hier nicht wiedergegeben ist, daß man bei Einstrahlung von linear- oder unpolarisiertem Licht  $P_x = P_y = P_z = 0$  für alle Emissionsrichtungen  $\theta$  und  $\phi$  erhält.

Unserem Kollegen Dr. K. Jost, auf dessen Idee das Ziehsystem zurückgeht, danken wir sehr für seine Hilfe. Der Deutschen Forschungsgemeinschaft danken wir für apparative Hilfsmittel, dem Bundesministerium für wissenschaftliche Forschung für Personalmittel.

cand. phys. U. Heinzmann  
Prof. Dr. J. Kessler  
Dr. J. Lorenz  
Physikalisches Institut der  
Universität Karlsruhe  
D-7500 Karlsruhe 1, Engesserstraße 7