

die freie Öffnung der Austrittsblende gerade berührt. Mit den bisher üblichen runden Blenden kann man daher die Dunkelfeldbilder besonders hell machen, wenn das Bild der Eintrittsblende die freie Öffnung der Austrittsblende gerade berührt. Dieser Fall ist in Abb. 1 a schematisch dargestellt, wobei die in der Austrittsblendenebene herrschende mehr oder weniger große Stromdichte durch entsprechend enge Punktierung und die strahlenundurchlässigen Felder der Austrittsblende durch Schraffieren gekennzeichnet sind. Aber auch unter diesen Umständen kann nur ein relativ kleiner Bruchteil der gestreuten Strahlen die Austrittsblende passieren und zur Abbildung beitragen. Wesentlich hellere Dunkelfeldbilder sind dann zu erwarten, wenn das Bild der Eintrittsblende die Austrittsblende nicht nur in einem Punkt berührt, wie in Abb. 1 a, sondern längs ihrer gesamten Begrenzungen, wofür Abb. 1 b und 1 c zwei Beispiele darstellen. Hierbei werden die freien Öffnungen der Eintrittsblende genau auf strahlundurchlässige Felder der Austrittsblende abgebildet und strahlundurchlässige Felder der Eintrittsblende auf freie Öffnungen der Austrittsblende. Die Blenden sind zueinander komplementär.

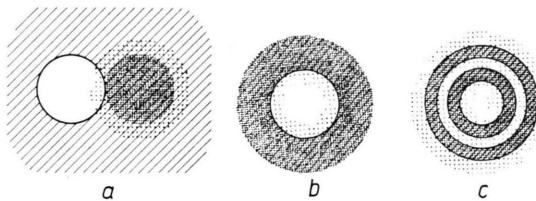


Abb. 1. Schematische Darstellung der bei der Dunkelfeldabbildung vorliegenden Intensitätsverteilung in der Austrittsblendenebene (Aperturblendenebene) für  
a) die bisher übliche Arbeitsweise,  
b) ein komplementäres Blendenpaar nach Abb. 2,  
c) ein komplementäres Blendenpaar nach Abb. 3.

Beispiele für solche komplementären Blendenpaare sind in den Abb. 2 und 3 dargestellt. Bei vorgegebener Austrittsblende hängt natürlich die Größe der Eintritts-

blende vom Abbildungsmaßstab bei ihrer Abbildung in die Austrittsblendenebene ab. Zur deutlicheren Darstellung der Komplementarität sind die Eintrittsblenden

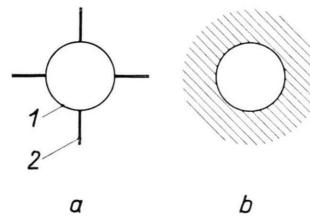


Abb. 2. Komplementäres Blendenpaar aus Kreisblenden.  
a) Eintrittsblende; das freitragende Blendefeld 1 wird von dünnen Stegen 2 getragen. b) Austrittsblende.

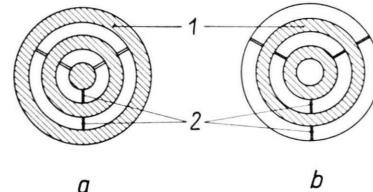


Abb. 3. Komplementäres Blendenpaar aus Zonenblenden. Die freitragenden Blendefelder 1 werden von dünnen Stegen 2 getragen. a) Eintrittsblende, b) Austrittsblende.

in den Abb. 2 und 3 um diesen Abbildungsmaßstab stärker vergrößert dargestellt als die Austrittsblenden. Die Zonendurchmesser des komplementären Zonenblendenpaares nach Abb. 3 kann man natürlich so wählen, wie sie von HOPPE<sup>6</sup> zum Korrigieren des Öffnungsfehlers angegeben worden sind, so daß sich gleichzeitig noch eine Verbesserung des Auflösungsvermögens erzielen ließe. Der Verfasser hält es für wahrscheinlich, daß sich die von der Zonenblende nach HOPPE theoretisch zu erwartende Verbesserung des Auflösungsvermögens erst bei Verwendung einer komplementären Eintrittsblende in der Praxis verwirklichen läßt.

Eine ausführliche Darstellung der hier skizzierten Gedanken soll an anderer Stelle erscheinen.

### Die Energieabhängigkeit der Anregungswahrscheinlichkeiten für die Zustände $^2P_{3/2}$ und $^2P_{1/2}$ der Edelgationen Argon, Krypton und Xenon

Von F. J. COMES und H. G. SÄLZER

Institut für Physikalische Chemie der Universität Bonn  
(Z. Naturforsch. 19 a, 1230—1232 [1964]; eingeg. am 4. August 1964)

Die Messungen der Photoionisation von Gasen<sup>1</sup> wurde weiter forgesetzt und auf die Messung der kinetischen Energie der bei der Ionisation gebildeten Elek-

<sup>1</sup> F. J. COMES u. W. LESSMANN, Z. Naturforsch. 16 a, 1038 u. 1396 [1961]; 17 a, 704 [1962]; 19 a, 65 u. 507 [1964]. — F. J. COMES u. A. ELZER, Z. Naturforsch. 19 a, 721 [1964].

tronen ausgedehnt. Bei der Photoionisation



entstehen Ionen ( $A^+$ ) und Photoelektronen ( $e^-$ ). Die letzteren besitzen fast die gesamte Überschußenergie ( $h\nu - I$ ;  $I$  = Ionisierungsenergie von  $A$ ). Während die Messung der Ionen nur Auskunft darüber gibt, daß ein Ionisationsakt stattgefunden hat und wie groß sein Wirkungsquerschnitt ist, hat die Messung der Photoelektronen einen größeren Informationsgehalt. Wird bei der Ionisation das Ion angeregt, so läßt sich aus der Ionisierungskurve der Anregungsquerschnitt ohne zusätzliche Annahme über den Ionengrundzustand nicht bestimmen. Durch die Messung der Intensität und Energie der entstandenen Elektronen kann eine solche Bestimmung durchgeführt werden.



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

This work has been digitized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition "no derivative works"). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.

Die Messung erfolgt am besten in einer zylindrischen Gegenfeldanordnung<sup>2</sup>. Es wurde eine Anordnung benutzt, die aus zwei Halbzylindern besteht. Werden beide Zylinder getrennt mit einem Verstärker verbunden, und ist die Gegenspannung beider Systeme gleich groß, so wird theoretisch der Strom Null als Differenz zwischen beiden Verstärkern gemessen. Bei einem geringen Spannungsunterschied wurde der differenzierte Strom als Funktion der Gegenspannung und der eingesetzten Differenzspannung gemessen. Durch diese Methode wird der zu messende Strom sehr empfindlich nachgewiesen, da durch Abgleichen der beiden Meßanordnungen die elektrischen Störungen für beide Systeme annähernd gleich groß gemacht werden können. Die durch Lichtimpulse (Impulsdauer 1–2  $\mu$ sec, Folgefrequenz 50 Hz) erzeugten Elektronenimpulse werden durch Kathodenfolger einem Verstärker zugeführt, der den Differenzstrom nachweist und ihn einer Torschaltung zuführt. Mit dieser Torschaltung können wählbar lange Bereiche an wählbaren Stellen des Meßimpulses herausgeschnitten und dem Anzeigegerät zugeführt werden. Dadurch kann der Einfluß der Ionen unterdrückt und die elektrische Reststörung weiter erniedrigt werden.

Die Edelgase haben mit Ausnahme von Helium eine äußere (p)<sup>6</sup>-Schale. Bei der Ionisierung entsteht das Ion im  $^2P_{3/2}$ - oder  $^2P_{1/2}$ -Zustand, wenn eines der 6p-Elektronen abgetrennt wird. Das abgelöste Elektron kann sowohl die Serie  $ns$  als auch  $md$  durchlaufen. Die Termmultipletts sind nach ( $jj$ ) gekoppelt. Dabei entstehen unter Berücksichtigung der Auswahlregeln die Einzelterme

$$(p)^5_{3/2} s_{1/2} \text{ bzw. } (p)^5_{3/2} d_{3/2}, d_{5/2} \quad (2)$$

und

$$(p)^5_{1/2} s_{1/2} \text{ bzw. } (p)^5_{1/2} d_{3/2}. \quad (3)$$

Es konvergieren drei Serien nach  $^2P_{3/2}$  und zwei nach  $^2P_{1/2}$ .

Von BEUTLER<sup>3</sup> wurde gefunden, daß die Serien (3) oberhalb der Grenze  $^2P_{3/2}$  als asymmetrische und stark verbreiterte Linien im Ionisationskontinuum erscheinen. Dieses röhrt von der Tatsache her, daß die angeregten Atome durch Autoionisation zerfallen. In einer ausführlichen Theorie hat FANO<sup>4</sup> das Verhalten von autoionisierenden Teilchen beschrieben. Der von BEUTLER gefundene Effekt läßt sich mit Hilfe dieser Theorie als eine Wechselwirkung von diskreten Zuständen mit einem oder mehreren Kontinua verstehen. Durch diese Wechselwirkung wird der Absorptionskoeffizient in der Nähe der zunächst als diskret zu deutenden Terme stark verändert und führt zu einer scheinbaren Erhöhung der Oszillatorenstärke. Die Integration über den gesamten verbreiterten Term muß jedoch nach Aussage der Theorie zu den normalen Oszillatorenstärken ohne Wechselwirkung führen. Durch eine Analyse des Profils der verbreiterten Linien sollte es möglich sein,

den Anteil der Absorption in das ungestörte Kontinuum zu bestimmen; das ist die Wahrscheinlichkeit für den Übergang in das  $^2P_{3/2}$ -Kontinuum, die bei Abwesenheit der nach  $^2P_{1/2}$  konvergierenden Serien vorhanden wäre. Der Grenzwert dieser berechneten Übergangswahrscheinlichkeit an der Seriengrenze  $^2P_{1/2}$  wäre zu vergleichen mit dem Anteil der Übergangswahrscheinlichkeit in das  $^2P_{3/2}$ -Kontinuum, der in der Gesamtabsoption bei Energien oberhalb der  $^2P_{1/2}$ -Grenze enthalten ist.

Die Ausdehnung der Theorie der Konfigurationswechselwirkung auf den Fall wechselwirkender Kontinua läßt es möglich erscheinen, daß oberhalb der  $^2P_{1/2}$ -Grenze die Übergangswahrscheinlichkeit in das  $^2P_{3/2}$ -Kontinuum durch Einwirkung des  $^2P_{1/2}$ -Kontinuums verändert wird. Dieses hätte zur Folge, daß sich die aus dem Gebiet zwischen den Zuständen  $^2P_{3/2}$  und  $^2P_{1/2}$  ermittelte Übergangswahrscheinlichkeit in das  $^2P_{3/2}$ -Kontinuum von dem Wert unterscheidet, den man oberhalb der  $^2P_{1/2}$ -Grenze aus der Messung der Photoelektronen findet.

Der Absorptionskoeffizient der Edelgase Argon, Krypton und Xenon wurde von HUFFMAN und Mitarbeitern<sup>5</sup> von der jeweiligen Ionisationsgrenze bis etwa 600 Å und besonders im Bereich zwischen den Grenzen  $^2P_{3/2}$  und  $^2P_{1/2}$  sorgfältig vermessen. Gegen die Grenze  $^2P_{1/2}$  werden die Autoionisationslinien nicht mehr aufgelöst, und es wird schließlich der integrierte Wert des Absorptionskoeffizienten gemessen, der sich additiv aus dem Übergang in das ungestörte Kontinuum und der Autoionisation zusammensetzt. Aus einer Kenntnis des integrierten Wertes der Absorptionskoeffizienten der nach  $^2P_{1/2}$  konvergierenden Serien vor der Ionisierungsgrenze  $^2P_{3/2}$  ließe sich eine Abschätzung des Beitrages der autoionisierenden Zustände zum Gesamtkontinuum machen, da diese nach der Theorie ebenfalls die normalen Absorptionskoeffizienten nicht gestörter diskreter Zustände besitzen. Der verbleibende Rest ist dann das ungestörte Kontinuum.

Die Messung des Verhältnisses der Übergangswahrscheinlichkeiten  $W$  für die beiden Kontinua  $^2P_{3/2}$  und  $^2P_{1/2}$  ( $(W(3/2)/W(1/2))$  oberhalb der Grenze  $^2P_{1/2}$ ) ergibt für Argon 2,1<sub>4</sub>, für Krypton 1,6<sub>9</sub> und für Xenon 1,6<sub>6</sub> unabhängig von der Photonenergie (Abb. 1 a, b, c). Vergleicht man das aus den Messungen von HUFFMAN und Mitarbeitern aus der Stufe bei  $^2P_{1/2}$  erreichbare Verhältnis (Ar: 4,5; Kr: 4,2; Xe: 4,6), so sieht man, daß diese Werte erheblich von den eigenen Messungen abweichen. Die Abweichung muß auf die von dem  $^2P_{3/2}$ -Kontinuum abzuhängende integrierte Übergangswahrscheinlichkeit der autoionisierenden Zustände und auf eine mögliche Konfigurationswechselwirkung der Kontinua zurückgeführt werden. Die Meßwerte von ( $(W(3/2)/W(1/2))$  in Abb. 1 scheinen für sehr kleine Überschußenergien des energieärmeren Elektrons anzusteigen. Der Anstieg ist möglicherweise apparativer Art, da Gegenfeldmessungen von Elektronen der Ener-

<sup>3</sup> H. BEUTLER, Z. Phys. **93**, 177 [1935].

<sup>4</sup> U. FANO, Phys. Rev. **124**, 1866 [1961].

<sup>5</sup> R. E. HUFFMAN, Y. TANAKA u. J. C. LARRABEE, J. Chem. Phys. **39**, 902 [1963]; Appl. Optics **2**, 947 [1963].

<sup>2</sup> F. J. VILOSOV, B. L. KURBATOV u. A. N. TERENIN, Soviet Phys.-Doklady **6**, 1, 490 [1961]. — M. I. AL-JOBOURY u. D. W. TURNER, J. Chem. Soc., Lond. **1963**, S. 5141. — R. J. SCHOEN, J. Chem. Phys. **40**, 1830 [1964].

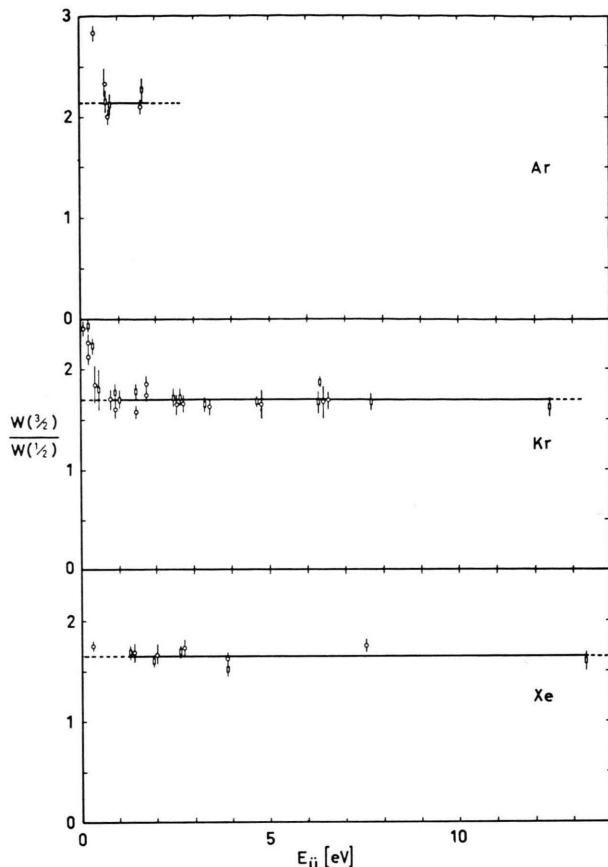


Abb. 1. Verhältnis der Anregungswahrscheinlichkeiten  $W$  für die Ionenzustände  $^2P_{3/2}$  und  $^2P_{1/2}$  ( $W(3/2)/W(1/2)$ ) der Edelgasionen des a) Argons, b) Kryptons und c) Xenons als Funktion der Überschußenergie  $E_{\ddot{u}}$ . Die Meßwerte (○) und (□ \*) wurden durch zwei verschiedene und unabhängige Auswerteverfahren gewonnen. — Die Größe des Differenzstromes lässt sich sowohl durch Messung des Maximalstromes (□ \*) als auch durch Messung des integrierten Stroms (○) einer Differenzstrom-Gegenspannungskurve bestimmen.

gie 1/10 eV sehr störanfällig sind, und besonders magnetische Felder einen Effekt hervorrufen können, der das Verhältnis ansteigen lässt. Sollte der Anstieg ein echter Effekt sein, so wäre damit die Konfigurationswechselwirkung der Kontinua nachgewiesen.

In Abb. 2 sind die gemessenen Gesamtkontinua der drei Edelgase aufgetragen. Gleichzeitig ist zu jedem

\* In der Abb. als Rechtecke gezeichnet.

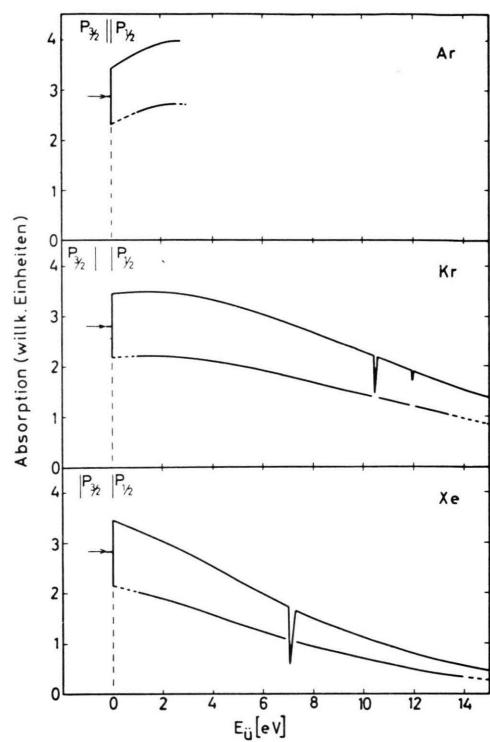


Abb. 2. Ionisationskontinua der Edelgase Argon, Krypton und Xenon und zugehörige Anteile des  $^2P_{3/2}$ -Kontinuums (untere Kurve). Der mit → gekennzeichnete Wert entspricht der von HUFFMAN und Mitarb.<sup>5</sup> gemessenen Absorption vor der Grenze  $^2P_{1/2}$ .

Kontinuum das  $^2P_{3/2}$ -Kontinuum gesondert eingezzeichnet. Die Absorptions- bzw. Ionisationskontinua sind dem Querschnitt nach in willkürlichen Einheiten einge tragen. Der Frequenzverlauf der Kontinua wurde aus Messungen von HUFFMAN und Mitarbeitern sowie von SAMSON<sup>6</sup> zusammengesetzt. Die Kurven beginnen jeweili g kurz vor der  $^2P_{1/2}$ -Grenze.

Als Resultat der Untersuchungen folgt, daß zur Zeit über die mögliche Existenz einer Konfigurationswechselwirkung der Kontinua noch keine eindeutige Aussage gemacht werden kann.

Wir danken Herrn Prof. Dr. W. GROTH für die ständige Förderung dieser Arbeit und der Deutschen Forschungsgemeinschaft für die Bereitstellung von Mitteln für ihre Durchführung.

<sup>6</sup> J. A. R. SAMSON u. F. L. KELLY, G. C. A. Technical Report No. 64-3-N [Januar 1964].