

Die schwache Anisotropie von $-3,5\%$ kann also einem Anteil von etwa 1% d-Protonen zugeschrieben werden.

Dieses Ergebnis ist andererseits auch auf hiervon unabhängigen Wege zu gewinnen. Betrachtet man nämlich das Verhältnis der Protonenbreiten für d- und s-Protonen bei F^{19} (s. Anm.¹⁴), welches im wesentlichen durch COULOMB- und Zentrifugalwall-effekte bestimmt ist, so findet man bei 340 keV : $I_d/I_s \approx 2,3 \cdot 10^{-6}/2,3 \cdot 10^{-4} = 0,01$.

Nach der Eindringwahrscheinlichkeit sollten also gleichfalls etwa 1% d-Protonen erwartet werden. Die beobachtete Winkelverteilung findet damit eine innerhalb der Fehlergrenzen liegende, recht gute theoretische Bestätigung.

Diese legt es nahe, nun auch die zu erwartenden Winkelverteilungen an den benachbarten $F^{19}(p, \alpha \gamma)$ -Resonanzen bei 483 und 669 keV abzuschätzen, deren γ -Strahlung bislang ebenfalls als isotrop gemessen wurde, und bei denen der gleiche physikalische Sachverhalt erwartet werden kann. Die unter Verwendung der Protonenbreiten und der Phasendifferenzen durchgeführte Rechnung liefert folgende Winkelverteilungen:

$$I_\gamma(483) \sim 1 - 0,029 \cos^2 \Theta,$$

$$I_\gamma(669) \sim 1 - 0,018 \cos^2 \Theta.$$

Diese geringen Isotropieabweichungen dürften bei den bislang üblichen Meßgenauigkeiten unerkant

geblieben sein. Die zu Kontrollzwecken beobachtete Verteilung bei 669 keV wurde hier jedoch nicht so eingehend ausgemessen, daß eine Überprüfung dieser Aussage möglich wäre. Die Resonanz bei 483 keV , auf die an dieser Stelle nicht eingegangen worden ist, dürfte sich wegen des größeren Effektes dazu am besten eignen.

Die gewonnenen Ergebnisse zeigen eindrucksvoll, daß die γ -Winkelverteilungen bei $F^{19}(p, \alpha \gamma)O^{16}$ bei der hier erreichten Meßgenauigkeit nicht ohne weiteres in der bisherigen Weise für Kontrollzwecke verwendet werden können. Die gute Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie im speziellen Fall der 340 keV -Resonanz läßt deutlich erkennen, daß weitere Untersuchungen dieser Art mit verbesserter Experimentiertechnik zu empfehlen sind. Zahlreiche wegen der Ungenauigkeit früherer Messungen noch verborgen gebliebene Feinheiten werden sich dadurch vermutlich aufdecken lassen, bevor die hierbei zur Verfügung stehenden Informationsquellen hinsichtlich der Kernwechselwirkungsparameter voll ausgeschöpft sein werden.

Herrn Prof. Dr. NEUERT danke ich für die Problemstellung und zahlreiche Ratschläge.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft danke ich für die Förderung dieser Untersuchungen durch die Bereitstellung von Mitteln und die Gewährung eines Stipendiums.

¹⁴ R. F. CHRISTY u. R. LATTER, Rev. Mod. Phys. **20**, 185 [1948].

Elastische Streuung negativer Chlor- und Bromionen an Argon, Neon und Stickstoff

Von O. ROSENBAUM

Aus dem Physikalischen Staatsinstitut, Hamburg
(Z. Naturforschg. **13 a**, 838–842 [1958]; eingegangen am 5. Juli 1958)

Aus der Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts der elastischen Streuung lassen sich Rückschlüsse auf die während der Stoßprozesse auftretenden Kräfte ziehen. Nach dem Verfahren von SIMONS ergeben sich die Potentialkurven entsprechend einem Ansatz $V=K r^{-n}$, in dem K und n aus den Meßergebnissen hergeleitet werden. Bei den Ionenenergien von 1000 bis 4000 eV ergeben sich Abstoßungsenergien von einigen eV.

Die Untersuchungen der elastischen Streuprozesse sind insofern interessant, weil aus der Energieabhängigkeit des totalen Streuquerschnitts auf die bei den Stößen wirkenden Kräfte geschlossen werden kann. Im Zusammenhang mit der Streuung von Elektronen

an Edelgasen hat ZWICKY¹ ein Verfahren angegeben, das die auftretenden Streuwinkel mit dem zwischen den streuenden und gestreuten Teilchen existierenden Wechselwirkungspotential verknüpft. SIMONS und mehrere Mitarbeiter haben in zahlreichen Arbeiten²

¹ F. ZWICKY, Phys. Z. **24**, 171 [1923].

² J. H. SIMONS, C. M. FONTANA, E. E. MUSCHLITZ u. S. R. JACKSON, J. Chem. Phys. **11**, 307, 312, 316, 322 [1943].



die Streuung von positiven Ionen in Wasserstoff, Edelgasen und verschiedenen Kohlenwasserstoffen beobachtet und aus den Streuquerschnitten nach einem an das von ZWICKY anlehrende Verfahren die Wechselwirkungsenergie als Funktion des Teilchenabstandes näherungsweise gewonnen. Die Experimente ermöglichen nämlich die Bestimmung der Konstanten K und n in dem oft verwendeten Ansatz für die potentielle Energie $V = Kr^{-n}$. Außer H^+ -Ionen³ wurden in solchen Versuchen keine negativen Ionen verwendet. In der vorliegenden Arbeit wird über die Messung der Wirkungsquerschnitte für die elastische Streuung von Cl^- -Ionen in Neon, Stickstoff und Argon sowie von Br^- in Argon für den Energiebereich von 1000 bis 4000 eV berichtet. Aus den Ergebnissen werden Potentialkurven abgeleitet, die die Abstoßungsenergie für Teilchenabstände unterhalb 10^{-8} cm liefern. Wegen der Gleichheit der Elektronenhüllen bei dem negativen Cl-Ion und dem Argonatom kann der Potentialverlauf der A-A-Wechselwirkung, wie er von BERRY⁴ berichtet ist, mit den eigenen Ergebnissen der Streuung von Cl^- an A verglichen werden.

I. Apparat

Die Streuversuche wurden in einer für diesen Zweck konstruierten massenspektrometrischen Anordnung ausgeführt. Abb. 1 gibt den schematischen Aufbau wieder.

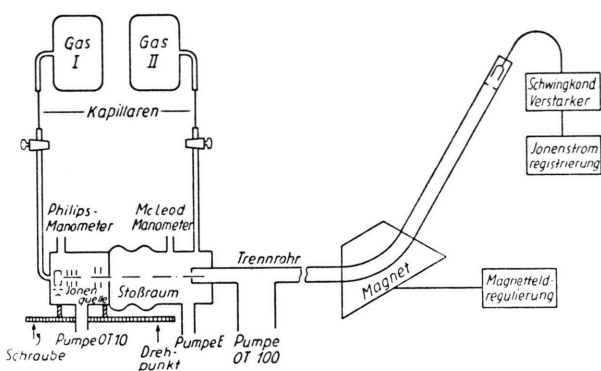


Abb. 1. Schematische Darstellung der Apparatur.

Der wesentliche Unterschied gegenüber einem einfachfokussierenden Massenspektrometer mit magnetischer Ablenkung um 60° besteht 1. in der Möglichkeit, die Ionenquelle gegen das Trennrohr um einen Winkel bis zu einigen Grad zu schwenken und 2. in dem Vorhandensein eines Raumes zwischen der Ionenquelle und dem Ablenkmagneten, der mit einem Gas bis zu 10^{-2} Torr gefüllt werden kann, in dem die Stöße vor sich

gehen. Die Ionenquelle (nach NIER) ist auf einem schwenkbaren Tisch angeordnet, so daß die Einschubrichtung der Ionen in den Stoßraum variiert werden kann. Der Stoßraum ist von zwei Blenden begrenzt, in denen rechteckige Spalte den Ionen den Durchtritt gewähren. Die Eintrittsöffnung hat die Größe $0,7 \times 10 \text{ mm}^2$ und die Austrittsöffnung $1 \times 10 \text{ mm}^2$. Aus einem Vorratsbehälter wird Gas über Kapillaren in den Stoßraum eingelassen und kontinuierlich durch eine Quecksilberdiffusionspumpe (Leybold Modell E) wieder abgepumpt. Mit Hilfe eines Kompressionsmanometers läßt sich der Druck in diesem Raum mit einer Genauigkeit von etwa 4% bestimmen. Anschließend laufen die Ionen durch das Magnetfeld, in dem sie nach ihren m/e -Werten getrennt werden. Am Ende des Trennrohres, das durch eine Öldiffusionspumpe (Leybold OT 100) gründlich evakuiert wird, um weitere unkontrollierte Stöße mit Restgasatomen zu vermeiden, treffen die Ionen auf einen FARADAY-Käfig. Der Ionenstrom wird mit Hilfe eines Schwingkondensatorverstärkers (Frieske & Höpfner FH 408 G) verstärkt und auf ein schreibendes Anzeigergerät gegeben. Der nachgewiesene Ionenstrom beträgt größenordnungsmäßig 10^{-15} bis 10^{-10} A.

II. Das Meßverfahren

Um den totalen Wirkungsquerschnitt der elastischen Streuung zu bestimmen, muß man feststellen, wie groß das Verhältnis der Zahl der um einen gewissen Mindestwinkel abgelenkten Ionen J_s zu der ursprünglich vorhandenen Ionen J_0 ist. Wenn die durchlaufene Wegstrecke L und der Druck p ist, nennen wir

$$\alpha = \frac{1}{pL} \ln \frac{J_0}{J_0 - J_s} = -\frac{1}{pL} \ln \left(1 - \frac{J_s}{J_0} \right)$$

den totalen Wirkungsquerschnitt der Streuung. Während p und L in der verwendeten Apparatur direkt meßbar sind, ist J_s/J_0 nicht ohne weiteres zugänglich. Man kann nämlich nicht die Ionenintensität J_0 , die bei Streuwinkel $\varphi = 0$, d. h. geradem Einschub der Ionen in den Stoßraum, bei Fehlen des Streugases gemessen wird, mit der Ionenintensität vergleichen, die sich ergibt, wenn Ionen unter einem anderen Winkel in die gasgefüllte Stoßkammer eingeschossen werden. Dies ist durch zwei Ursachen bedingt:

1. durch Absorptionseffekte und 2. durch die Richtungsfokussierung des Ablenkfeldes. Die Absorption, die im wesentlichen auf die Entladung der Ionen zurückzuführen ist, worüber auch in einer weiteren

³ E. E. MUSCHLITZ, T. L. BAILEY u. J. H. SIMONS, J. Chem. Phys. **24**, 1202 [1956]; **26**, 711 [1957]. — T. L. BAILEY, T. L. MAY u. E. E. MUSCHLITZ, J. Chem. Phys. **26**, 1446 [1957].

⁴ H. W. BERRY, Phys. Rev. **75**, 913 [1949].

Arbeit⁵ berichtet wird, bewirkt, daß auch bei einem Streuwinkel $\varphi = 0$ der Ionenstrahl bereits geschwächt wird, wenn Gas in den Stoßraum eingelassen wird. Die Richtungsfokussierung des magnetischen Sektorfeldes hat andererseits zur Folge, daß schon bei evakuiertem Stoßraum Ionen nachgewiesen werden, wenn sie unter einem Winkel $\varphi \neq 0$ in die Kammer eingeschossen werden. In Abb. 2 gibt die Kurve I

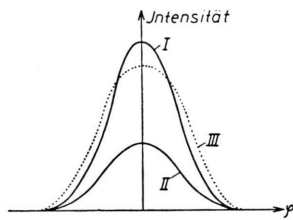


Abb. 2.

die nachgewiesene Ionenintensität in Abhängigkeit des Einschußwinkels wieder. Die Kurve I läßt sich auszeichnen durch eine GAUSS-Kurve

$$J_I(\varphi) = C_I \exp(-\varphi^2/a_I^2)$$

darstellen, mit aus den Experimenten zu entnehmenden Größen

$$C_I = J_I(0) \quad \text{und} \quad a_I = \frac{\varphi_I^{(1/2)}}{2 \sqrt{\ln 2}},$$

worin $\varphi_I^{(1/2)}$ die Halbwertsbreite der Kurve I bedeutet. Mißt man $J(\varphi)$, wenn Gas in die Kammer eingelassen ist, so ist das Maximum (wieder für $\varphi = 0$) jetzt geringer, der Abfall der Intensität zu größeren Winkeln φ hin ist jedoch flacher. Wieder können wir die Winkelabhängigkeit der Intensität durch eine GAUSS-Kurve darstellen:

$$J_{II}(\varphi) = C_{II} \exp(-\varphi^2/a_{II}^2).$$

Da die Größe der Absorption lediglich von der durchlaufenen Wegstrecke L und dem Druck p , nicht aber von dem Einschußwinkel abhängt, können wir diese Intensitätsschwächung also berücksichtigen, indem wir die Werte $J_{II}(\varphi)$ mit einem gemeinsamen Faktor b multiplizieren. Diese Größe b ist durch die Forderung

$$\int_{-\infty}^{+\infty} J_I(\varphi) \, d\varphi = \int_{-\infty}^{+\infty} b J_{II}(\varphi) \, d\varphi$$

bestimmt, die bedeutet, daß die Intensitätsschwächung durch die Absorption genau wieder rückgän-

gig gemacht wird. Die Integrale geben nämlich die Gesamtintensität wieder, und diese soll konstant sein. Wir bekommen also die Kurve III, sie gibt $J_{III}(\varphi) = b J_{II}(\varphi)$ wieder und ist als die Ionenintensität zu interpretieren, die man bei Vorhandensein des Streugases im Stoßraum hätte, wenn keine Absorptionseffekte existieren würden. Die Kurven I und III lassen sich also miteinander vergleichen, bei kleinen Streuwinkeln liegt III unterhalb I und für $|\varphi| > \varphi_0$ ist das Verhältnis $J_{III}/J_I > 0$. Die zwischen den beiden Kurven eingeschlossene Fläche gibt uns die Anzahl der gestreuten Teilchen, und zwar ist das Flächenstück

$$\int_{-\varphi_0}^{+\varphi_0} (J_I - J_{III}) \, d\varphi$$

der Zahl der aus dem Winkelbereich $|\varphi| < \varphi_0$ herausgestreuten Teilchen proportional, während

$$2 \int_{+\varphi_0}^{\infty} (J_{III} - J_I) \, d\varphi$$

die Zahl der in den Winkelbereich $|\varphi| > \varphi_0$ hineingestreu-ten Ionen angibt. Beide Flächen – so war unser Verfahren zur Gewinnung von J_{III} gerade eingerichtet – sind einander gleich. Um zu erreichen, daß auch die Ionen als gestreut berücksichtigt werden, die vom Winkelbereich $|\varphi| > \varphi_0$ in den Bereich $|\varphi| < \varphi_0$ zurückgestreut werden, bzw. innerhalb ihres ursprünglichen Bereichs $|\varphi| < \varphi_0$ oder $|\varphi| > \varphi_0$ bei dem Streuprozeß bleiben, muß ein Faktor $2 \pm 0,5$ angebracht werden. Dieser Korrekturfaktor läßt sich finden, indem man die wirklich auftretenden Streuwinkel abschätzt und überlegt, mit welcher Häufigkeit dann diese Fälle auftreten, die in unserem Auswertungsverfahren unberücksichtigt bleiben. Wir können so das Verhältnis der Flächen

$$2 \int_{-\varphi_0}^{+\varphi_0} (J_I - J_{III}) \, d\varphi$$

zu der Gesamtfläche

$$\int_{-\infty}^{+\infty} J_I(\varphi) \, d\varphi$$

bilden und diesen Quotienten als Anteil der gestreuten an der Gesamtzahl der ursprünglich vorhandenen Ionen J_s/J_0 deuten, so daß wir den Wirkungsquerschnitt

$$\alpha = - \frac{1}{pL} \ln \left(1 - \frac{J_s}{J_0} \right)$$

berechnen können.

⁵ O. ROSENBAUM, Z. Naturforschg. 13 a, 842 [1958].

Wie bei SIMONS² ausführlich beschrieben wurde, ist, wenn das Wechselwirkungspotential in der Form $V = k r^{-n}$ angenommen wird, der Zusammenhang zwischen Streuwinkel φ (im Laborsystem) und dem Abstand r_0 der geringsten Annäherung der Teilchen bei dem Stoß sowie der kinetischen Energie W der stoßenden Ions

$$\text{tg } \varphi = \frac{C K_a}{W r_0^n}, \quad \text{wobei} \quad C = \sqrt{\pi} \frac{\Gamma(n/2+1/2)}{\Gamma(n/2)}$$

eine von n abhängende Konstante ist. Dieser Zusammenhang ist unter der Voraussetzung hergeleitet, daß 1. die auftretenden Streuwinkel klein sind und 2. die Masse der stoßenden Ionen klein gegen die der Streuzentren sei. Von diesen Annahmen kann man sich befreien, wenn statt K_a jetzt $K = K_a f$ verwendet wird, wobei die Korrekturgröße f (die von n und dem Massenverhältnis der Teilchen abhängig ist) von SIMONS in der zitierten Arbeit angegeben ist. Der Zusammenhang zwischen dem Wirkungsquerschnitt α und der kinetischen Energie W ist wegen $\alpha = N \pi r_0^2$ (mit $N = 3,536 \cdot 10^{16}$ der Zahl der in 1 cm^3 bei 1 Torr und 0°C vorhandenen Teilchen) durch

$$\alpha = N \pi \left(\frac{C K}{W \text{tg } \Phi} \right)^{2/n}$$

gegeben, wenn unter $\text{tg } \Phi$ jetzt der Minimalwinkel der Streuung verstanden werden soll, der in dieser Arbeit mit $0,0348$ entsprechend $0,2^\circ$ angenommen wird. Wird nun $\log \alpha$ gegen $\log W$ aufgetragen, so finden wir aus der Neigung der Kurve die Größe n und können aus der Lage der Geraden K_a entnehmen, mit Hilfe der Korrekturgröße f ergibt sich dann $K = f K_a$, womit der Potentialverlauf $V = K r^{-n}$ für einen gewissen r -Bereich der Größe des Wirkungsquerschnitts entsprechend gegeben ist.

III. Die Messungen

Die Bestimmung der Kurve $J_1(\varphi)$ wurde bei auf eine feste Ionenmasse fest eingestelltem Magnetfeld so vorgenommen, daß der Ionenquellentisch nacheinander um jeweils einen Winkel von $21,9'$ geneigt und die zugehörige Ionenintensität bei Nichtvorhandensein des Streugases gemessen wurde. Dann mußte bei gasgefüllter Streukammer ($p \sim 10^{-3}$ bis 10^{-2} Torr) das gleiche Verfahren wiederholt werden, wobei sich $J_{II}(\varphi)$ ergab. Der gemessene Gasdruck wurde bezüglich der Temperatur auf 0°C korrigiert. Von größter Wichtigkeit bei diesen Meßreihen ist die Konstanz des Ablenkmagnetfeldes, da bereits kleine Änderungen zu Verschiebungen der $J(\varphi)$ -Kurven führten. In Abb. 3 sind die Meßresultate zusammengefaßt. Die Genauigkeit ist im we-

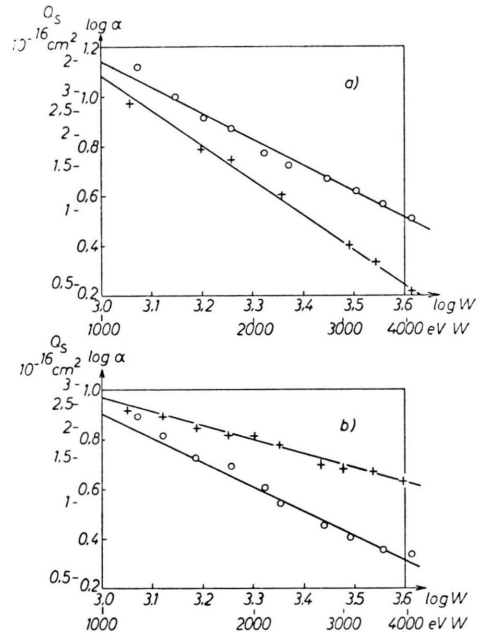


Abb. 3. Wirkungsquerschnitte für elastische Streuung. a) \circ Cl⁻ in Ne; $+$ Cl⁻ in A. b) \circ Cl⁻ in N₂; $+$ Br⁻ in A.

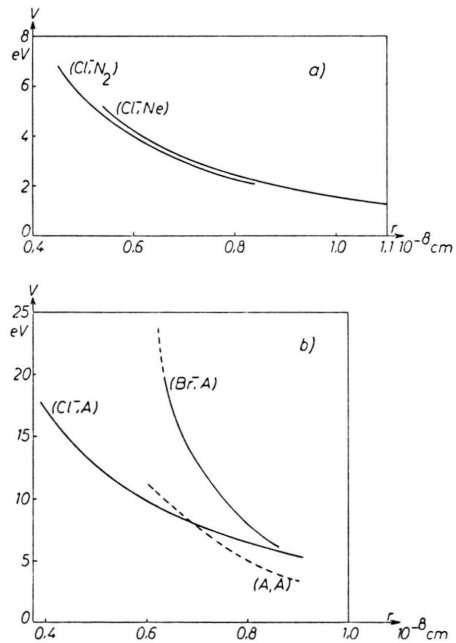


Abb. 4. Wechselwirkungsenergie nach $V = K r^{-n}$. a) Potentialverlauf für Cl⁻ und Ne bzw. N. b) Potentialverlauf für Cl⁻ bzw. Br⁻ und A sowie A und A nach BERRY⁴.

sentlichen durch die obige Annahme über die Zahl der als nicht gestreut erfaßten Ionen begrenzt. So kommen wir zu einem möglichen Fehler von 40% in der Angabe

von K , während die Angabe von n bis auf 10% verlässlich ist, wie sich aus der Streuung der Meßresultate ergibt.

In Tab. 1 sind die von uns gefundenen Konstanten K und n für die einzelnen Ion – Gas-Kombinationen zusammengestellt, gleichzeitig ist der Gültigkeitsbereich der Potentialdarstellung $V = K r^{-n}$ angegeben.

	Cl- in A	Cl- in Ne	Cl- in N ₂	Br- in A
n	1,43	1,90	1,90	3,74
K	4,57	1,6	1,5	3,4
r in 10 ⁻⁸ cm	0,39–0,91	0,54–1,1	0,45–0,84	0,62–0,86

Tab. 1. Zusammenstellung der aus den Experimenten gewonnenen Konstanten n und K in $V = K r^{-n}$ eV und Gültigkeitsbereich der Darstellung.

Das Vorzeichen von K ist in allen Fällen positiv, wir befinden uns bei den relativ hohen Ionenener-

gien bei den Streuprozessen im Gebiet kleiner Abstände, wo keine anziehenden Kräfte mehr vorhanden sind. Der Verlauf des Potentials ist in Abb. 4 gegeben, zum Vergleich ist die Wechselwirkungsenergie für zwei Argonatome, wie sie BERRY⁴ aus der Streuung von Argonatomen in Argon gefunden hat, angegeben. Wir sehen jedenfalls größenordnungsmäßige Übereinstimmung mit dem Cl-A-Potential, wie sich auf Grund der Ähnlichkeit der Elektronenhüllen erwarten ließ. Die Größe der Wechselwirkungsenergie läßt vermuten, daß bei den Stößen von Ionen in dem Bereich über 1000 eV kinetischer Energie auch mit unelastischen Stößen gerechnet werden muß.

Vorliegende Arbeit ist im Physikalischen Staatsinstitut in Hamburg ausgeführt. Herrn Prof. Dr. H. NEUERT danke ich für zahlreiche Anregungen und Vorschläge sowie stete Unterstützung bei den Untersuchungen.

Absorption und Umladung negativer Chlor- und Bromionen beim Durchgang durch Gase

Von O. ROSENBAUM

Aus dem Physikalischen Staatsinstitut, Hamburg

(Z. Naturforsch. 13 a, 842–846 [1958]; eingegangen am 6. Juli 1958)

Es werden Experimente beschrieben, in denen negative Halogenionen in einer massenspektrometrischen Anordnung eine Gasstrecke durchlaufen müssen. Aus der Intensitätsschwächung der Ionenstrahlen lassen sich die Absorptionsquerschnitte ableiten. Die Beobachtung entstehender positiver Ionen liefert die Umladungsquerschnitte. Die Energieabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte führt zur Klärung der Frage, welche ionenvernichtenden Prozesse wirksam sind. An Hand der MASSEYSchen Theorie der adiabatischen Stöße können die gefundenen Werte plausibel gemacht werden.

Bei vielen Experimenten mit Ionen muß mit dem Zusammenstoß der Ladungsträger mit Restgasatomen gerechnet werden, so daß es naheliegt, sich mit der Klärung der Frage zu beschäftigen, mit welcher Häufigkeit Ionen vernichtet werden, wenn sie eine Gasstrecke zu durchlaufen haben. Experimentelle Untersuchungen dieser Art sind wohl für positive Ionen, mit einer Ausnahme¹ aber noch nicht mit schweren negativen Ionen ausgeführt worden. Mehrere Prozesse sind an der Absorption beteiligt, so daß ein Vergleich mit den über diese Einzelprozesse angestellten Experimenten die Energieabhängigkeit des gemessenen Absorptionsquerschnitts verstehen läßt und das Überwiegen verschiedener Prozesse in gewissen Energiebereichen erklärt werden kann. Besondere Untersuchungen wurden über die Umladung

angestellt, einem Vorgang, bei dem in einem Stoß gleichzeitig zwei Elektronen von dem negativen Ion abgestreift werden, so daß ein positiv geladenes Ion übrig bleibt. Dieser Prozeß ist kürzlich von DUKELSKII und FEDORENKO² zuerst beschrieben und die ersten Wirkungsquerschnittsmessungen für Halogenionen in Edelgasen für den Energiebereich von 5 bis 17,5 keV veröffentlicht worden. Die eigenen Messungen schließen sich an diesen Energiebereich nach unten hin an; in ihnen ist auch der Einfluß der Absorptionseffekte für die entstandenen positiven Ionen berücksichtigt worden.

¹ F. L. McCrackin, Phys. Rev. 86, 135 [1952].

² V. M. DUKELSKII u. N. V. FEDORENKO, J. Exp. Theor. Phys. USSR 29, 473 [1955]; JETP Sov. Phys. 2, 307 [1956].