

Über große Wirkungsquerschnitte für Ablenkungen unter kleinen Winkeln bei Stößen zwischen neutralen Atomen

W. Jawtusch, R. Jaeckel und G. Schuster

Physikalisches Institut der Universität Bonn
(Z. Naturforschg. 9a, 475–476 [1954]; eingeg. am 14. April 1954)

In Fortsetzung der früheren Versuche^{1, 2, 3} an gekreuzten Molekularstrahlen wird mit einem Primärstrahl aus Kalium an einer verbesserten Apparatur² (Auflösungsvermögen 9 Bogen-Sekunden) die Streuung an Sekundärstrahlen aus Zn, Cd und Hg ausgemessen. Abb. 1 zeigt Abmessungen und Strahlengang der Apparatur, Abb. 2 typische Meßergebnisse. In Tab. 1 sind die errechneten Wirkungsradien zusammengestellt.

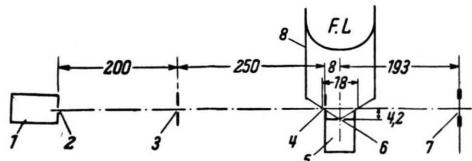


Abb. 1. Schema des Strahlenganges mit Abmessungen.
1. Primärofen für Kalium, 2 Ofenschlitz 0,2 mm \varnothing ,
3 Vorschlitz 0,2 mm breit, 4 Sammelschlitz 0,05 mm
breit und 0,9 mm hoch, 5 Sekundärofen, 6 Ofenschlitz
1,06 mm \varnothing , 7 Wolframfaden des Detektors 0,008 mm \varnothing ,
8 Messingzylinder, mit flüssiger Luft gekühlt.

Die Berechnung der Wirkungsradien erfolgt über die Beziehung⁴

$$r_{1,2}^2 = \frac{2}{\pi^{1/2} v_g \lambda_A} J(\alpha).$$

Dabei bedeuten: $r_{1,2}$ effektiver Stoßradius, v_g Konzentration im Streuzentrum, λ_A mittlere freie Weglänge der Kaliumatome (λ_A wurde aus der Abnahme der Intensität in der Mitte des Strahls berechnet). T_g Temp. des Sekundärstrahls, T_A Temp. des Primärstrahls, M_A Masse Primärstrahlteilchen, M_g Masse Sekundärstrahlteilchen;

$$\alpha = \frac{T_g \cdot M_A}{T_A \cdot M_g}, \quad J(\alpha) = \alpha^2 \int_0^\infty \varphi(x, \alpha) dx.$$

Die Werte für $J(\alpha)$ sind aus Tab. II in obiger Arbeit⁴ entnommen.

Stoßpartner	$r_{1,2}$ effektiv $\cdot 10^8$ cm	$r_{1,2}/\sqrt{2}$ effektiv $\cdot 10^8$ cm
K – Zn	44	31,1
K – Cd	32	22,7
K – Hg	27	19,1

Tab. 1.

¹ R. Jaeckel u. W. Jawtusch, Phys. Bl. 6, 103 [1950].

² W. Jawtusch, Z. Phys. 133, 541 [1952].

³ R. Jaeckel, W. Jawtusch u. G. Schuster, Phys. Verh. 4, 170 [1953].

Es fällt auf, daß die gewonnenen Wirkungsradien mehrfach größer sind, als die aus Viskositäts- und Diffusionsmessungen bekannten klassischen Werte. Bei Stößen von Atomen unter kleinen Winkeln ist bei Zugrundelegung des starrelastischen Kugelmodells (Massey und Mohr⁵) ein um das $\sqrt{2}$ -fache größerer Wirkungsradius zu erwarten. Unsere durch $\sqrt{2}$ dividierten Werte zeigen Spalte 3, Tab. 1.

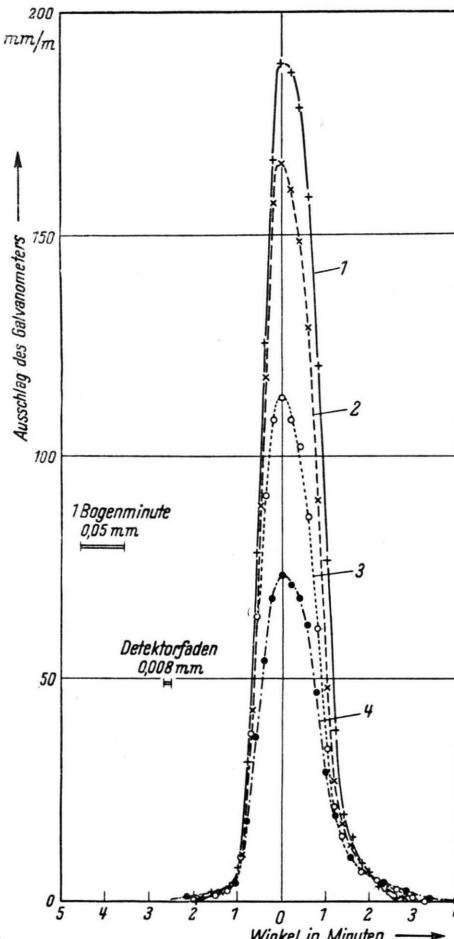


Abb. 2. Primärstrahl: Kalium; Sekundärstrahl: Zink.
Kurve 1: Primärstrahl allein; Kurven 2, 3 und 4 sind
Streukurven bei verschiedenen Ofentemperaturen des
Sekundärofens. Ofentemperatur des Primärofens
235°C. Restgasdruck $2 \cdot 10^{-6}$ Torr.

Auch diese sind noch mehrfach größer als die klassischen Werte. Dies zeigt, daß bei der Streuung zwischen den Atomen weitreichende Kräfte wirksam sein müssen, die zu Ablenkungen der Atome unter kleinen

⁴ S. Rosin u. J. J. Rabi, Phys. Rev. 48, 373 [1936].

⁵ H. S. W. Massey u. C. B. O. Mohr, Proc. Roy. Soc. A 141, 454 [1953].



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.

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.

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.

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.

Winkeln führen. Diese Atome werden bei unserer Apparatur als gestreute Atome gemessen. Bei Messungen der bekannten klassischen Atomradien wurden nur große Ablenkungswinkel berücksichtigt.

Estermann, Foner und Stern⁶, die ebenfalls mit einer Molekularstrahlapparatur sehr hohen Auflösungsvermögens (5 Bogen-Sekunden) arbeiteten, beobachteten im Einklang mit unseren Resultaten für den Stoß Cs-Cs einen Wirkungsradius von 27,3 Å. Messungen anderer Autoren mit ähnlichen Anordnungen beschränkten sich auf Stöße von Kaliumatomen an Edelgasatomen. Ihre Messungen bestätigten die von Massey⁵ für das starrelastische Kugelmodell hergeleitete Gesetzmäßigkeit. Für die Diskussion unserer Ergebnisse ist es wesentlich, daß auf die Atome Zn,

Cd und Hg das starrelastische Kugelmodell nicht mehr anwendbar ist und auf Grund der nicht abgesättigten Schalen weitreichende Kräfte und infolgedessen große Wirkungsquerschnitte für Ablenkungen unter kleinen Winkeln zu erwarten sind.

Es fällt auf, daß die gemessenen Wirkungsradien von Zn, Cd und Hg einen Gang entsprechend ihrer Stellung im periodischen System zeigen. Der Wirkungsradius nimmt von Zn nach Hg ab.

Genauere Einzelheiten über die durchgeföhrten Versuche, die Apparatur, das Berechnungsverfahren und eine Diskussion der Ergebnisse erfolgt in Kürze an einer anderen Stelle.

⁶ J. Estermann, S. N. Foner u. O. Stern, Phys. Rev. **71**, 250 [1947].

Der Anteil der freien Ladungsträger in Germanium an der Absorption im kurzweligen Ultrarot

Von J. Jaumann und R. Kessler

II. Physikalisches Institut der Universität Köln
(Z. Naturforsch. **9a**, 476 [1954]; eingeg. am 6. Mai 1954)

Es ist bekannt, daß im durchsichtigen Gebiet jenseits der Absorptionskante die Absorption von Germanium den nach der Drudeschen Theorie für die freien Ladungsträger der Fremdleitungen erwarteten Wert — auch mit quantenmechanischer Korrektur nach Fröhlich — um zwei bis fünf Größenordnungen übertrifft, wohingegen der Frequenzgang über 8μ ungefähr der Erwartung entspricht. Die von Briggs gefundene genäherte Proportionalität der Absorption mit der Trägerzahl der Fremdleitung von Silicium ist bei Germanium nach Becker und Fan zweifelhaft. Wir haben die Absorption im Temperaturgebiet der *Eigenleitung* bis 300°C im Hochvakuum an p und n Proben mit spez. Widerständen $1/\sigma$ von 42 bis 0,018 Ohm cm (für 20°C) gemessen, wobei Oberflächeneinflüsse durch Messung dreier sehr verschiedener Schichtdicken ausgeschlossen wurden. In diesem Intervall kann man die Trägerzahl und die optische Absorption an *densem* Kristall um viele Größenordnungen völlig reversibel mit der Temperatur verändern. Da die Beweglichkeit und vermutlich eventuelle andere Absorptionsursachen weniger als eine Größenordnung schwanken, röhrt die Absorptionsänderung größtenteils von der Änderung der Trägerzahl her. Dagegen kann man im bisher untersuchten Temperaturbereich der *Fremdleitungen* die Trägerzahl nur durch Züchtung stark verschiedenen dotierter Kristalle genügend variieren. Sie ist dann viel kleiner und ihr Einfluß auf die Absorption wird deshalb durch individuelle Unterschiede *verschiedener* Kristalle fast völlig verdeckt. Das Absorptionsspektrum ist bei allen Proben und Temperaturen strukturlos und von der Bandkante bis $2,8 \mu$ von *konstanter* Stärke, die mit wachsender Temperatur trotz der Beweglichkeitsänderung und sogar nach dem Übergang zu überwiegender Eigenleitung trotz Größenordnungsmäßig erhöhter Trägerzahl, zunächst ungeändert verharrt, dann aber doch steil anwächst und für alle Proben in *genau dieselbe* Asymptote mit der Aktivierungsenergie 0,756 eV übergeht. Sie entspricht dem

erwarteten Wert (0,752 eV) der Aktivierungsenergie des Ausdrucks $1/R^2\sigma$ sehr gut, der für jede Probe und Temperatur durch Messung von σ und der Hall-Konstanten R bestimmt wurde. Das Übergangsgebiet läßt sich sauber in einen temperaturunabhängigen und einen der Asymptote folgenden Teil trennen. Letzterer muß man den Trägern der Eigenleitung zuschreiben. Er übersteigt den theoretischen Wert einheitlich für alle Proben um den Faktor 2300. Bei der Rechnung wurde das Verhältnis von Elektronen- zu Löcherbeweglichkeit gleich 1,5 angenommen. Der temperaturunabhängige Anteil schwankt bei den verschiedenen Proben zwischen 0,4 und $7,9 \text{ cm}^{-1}$. Er erfordert die bekannten, ganz uneinheitlichen, viel höheren Korrekturfaktoren bis $5 \cdot 10^5$, wenn man ihn den freien Trägern der Fremdleitung zuordnen will. Er läßt vorläufig keine Beziehung zu Trägerzahl oder Dotierung erkennen. Diese Absorption muß unbekannten Verunreinigungen oder Störstellen zugeschrieben werden und stellt ein viel empfindlicheres Kriterium für solche dar, als elektrische Messungen. Darin ist der Anteil der freien Ladungsträger der Fremdleitungen im untersuchten Spektralbereich, den man nach dem Vorhergehenden gut schätzen kann, höchstens bei sehr stark dotierten Proben merklich. Im langwelligen Absorptionsspektrum (etwa über 8μ) darf man jedoch wieder ein Hervortreten des Trägeranteils proportional zu λ^2 auch im Temperaturbereich der Fremdleitungen und damit wieder eine genäherte Beziehung zwischen Trägerzahl und Absorption sowie den theoretischen Frequenzgang erwarten.

BERICHTIGUNGEN

Zu L. Holleck und D. Eckardt, Komplexbildung und Termaufspaltung im Absorptionsspektrum Sel tener Erden, Band **8a**, 660 [1953].

S. 662 a, b. Die Unterschriften zu den Abb. 3 und 4 sind vertauscht; die Wellenlängenskalen zu den Abb. 3 und 6 sind verschoben.

Zu L. Holleck und D. Eckardt, Termaufspaltung im Absorptionsspektrum von Erbium und Thulium in Komplexen, Band **9a**, 347 [1954].

S. 640 b. Die seitlichen Beschriftungen der Abb. 2 a und 2 b sind vertauscht.