

## Die Winkelverteilung bei Streuversuchen an Molekularstrahlen

Von E. GERSING, R. JAECKEL und H. PAULY

Physikalisches Institut der Universität Bonn  
(Z. Naturforsch. 14 a, 1083—1084 [1959]; eingeg. am 22. Oktober 1959)

In Fortsetzung früherer Arbeiten an gekreuzten Molekularstrahlen<sup>1,2</sup> wurde der differentielle Streuquerschnitt für die Streuung von Kalium- an Quecksilberatomen im Winkelbereich zwischen 5 und 150 Grad gemessen.

Abb. 1 zeigt die Apparatur. Im Unterschied zu früheren Anordnungen läßt sich der LANGMUIR-TAYLOR-Detektor (9) auf dem gestrichelt eingezeichneten Kreis (10) ganz um den Sekundärofen (8) bewegen. Diese

Bewegung kann außerdem in verschiedenen Höhen über dem Streuzentrum erfolgen. Die Winkelauflösung der Anordnung beträgt 1 Grad. Alle von Primärstrahlteilen getroffenen Teile der Apparatur werden mit flüssiger Luft gekühlt. Dadurch läßt sich der Untergrund, der von reflektierten Teilchen herröhrt, im Winkelbereich zwischen 40 und 150 Grad auf einen unmeßbar kleinen Anteil herabsetzen. Bei 25 Grad bleibt ein Untergrund von 2% und bei 10 Grad ein Untergrund von 4% der Streuintensität stehen. Diese Streuintensität wird so gewählt, daß keine Mehrfachstreuung auftritt. Die Streuung am Restgas (unter  $5 \cdot 10^{-7}$  Torr) trägt zum Untergrund nichts Meßbares bei.

Um aus den Messungen des differentiellen Streuquerschnittes Aussagen über das Wechselwirkungspotential zwischen den Stoßpartnern zu erhalten, muß ähnlich wie bei der Auswertung von Messungen der Transport-

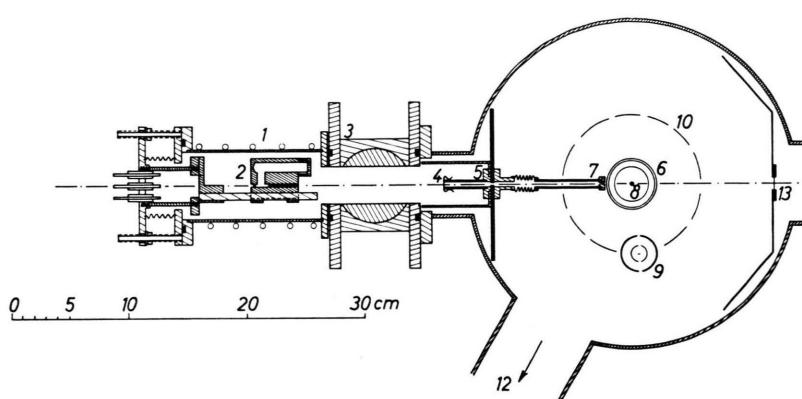


Abb. 1. Apparatur. 1 Ofenkammer mit Primärofen (2), 3 Ventil, 4 Strahlunterbrecher, 5 gekühlte Eintrittsblende, 6 gekühlte Glocke über dem Sekundärofen (8) zur Kondensation des Sekundärstrahls, 7 Hauptspalt, 9 Detektor, 10 Bahn des Detektors, 11 Justierfenster, 12 Anschluß der Diffusionspumpe, 13 gekühltes Auffangblech.

erscheinungen in Gasen verfahren werden. Für das Potential wird ein algebraischer Ansatz mit einigen freien Parametern gemacht, der dem allgemeinen Charakter des Wechselwirkungspotentials angepaßt ist. Hiermit wird der differentielle Streuquerschnitt als Funktion dieser Parameter berechnet, und durch den Vergleich mit den Meßwerten werden die Parameter festgelegt. Berechnungen dieser Art, die für den hier in Frage kommenden Winkelbereich mit Hilfe der klassischen Mechanik erfolgen können, sind für eine große Zahl von Parameterwerten bei MASON<sup>3</sup> tabelliert. Dabei wird ein Buckingham(exp. 6)-Potential verwendet. Gleiche Berechnungen wurden von uns für ein LENARD-JONES-(12,6)-Potential durchgeführt. Die Ergebnisse, die man mit den verschiedenen Potentialfunktionen erhält, differieren nur geringfügig.

Für die Auswertung der Messungen wurden die Sekundärstrahlteilchen zunächst als ruhend betrachtet, da die Hg-Atome schwer sind im Vergleich mit den K-Atomen des Primärstrahls. Dabei ergeben die Messungen bei größeren Winkeln gegenüber den theoretischen Kurven zu wenig Intensität, wie Abb. 2 zeigt. Ursache hier-

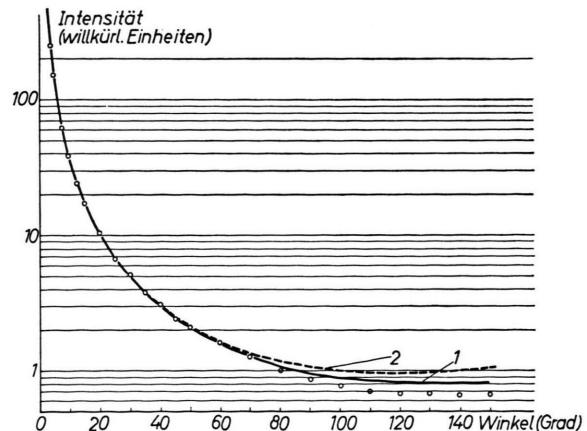


Abb. 2. Differentieller Streuquerschnitt, gemessen in der Ebene des Streuzentrums. Kurve 1 gehört zu einem Parameterwert  $\varepsilon = k T$  ( $\varepsilon$  Potentialtiefe,  $k$  BOLTZMANN-Konstante,  $T$  Primärofentemperatur), Kurve 2 gehört zu  $\varepsilon = 0,2 k T$ . Die Kurven sind nach MASON<sup>3</sup> berechnet, die eingezeichneten Punkte sind die Meßwerte.

<sup>1</sup> W. JAWTUSCH, R. JAECKEL u. G. SCHUSTER, Z. Phys. 141, 146 [1955].

<sup>2</sup> H. PAULY, Z. angew. Phys. 9, 600 [1957].

<sup>3</sup> E. A. MASON, J. Chem. Phys. 26, 667 [1957].



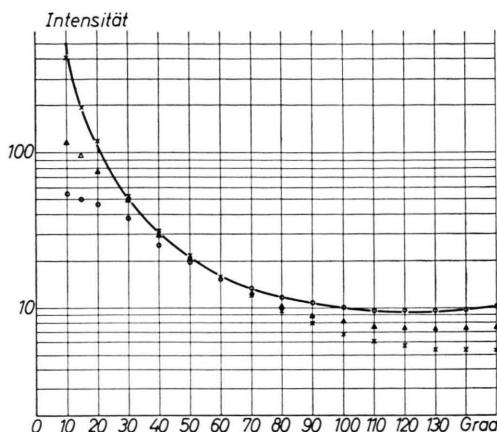


Abb. 3. Differentieller Streuquerschnitt, in verschiedenen Höhen über dem Streuzentrum gemessen.  $\times$  in der Ebene des Streuzentrums,  $\triangle$  10 mm über dieser Ebene,  $\circ$  20 mm über dieser Ebene. Die eingezeichnete Kurve entspricht Kurve 2 aus Abb. 2.

für ist die Bewegung der Sekundärstrahlteilchen. Beim Stoß übertragen sie auf die Primärstrahlteilchen einen Impuls in Richtung des Sekundärstrahls („Pumpwirkung“ des Sekundärstrahls), der um so größer ist, je kleiner der Stoßparameter (entsprechend je größer der Ablenkwinkel) ist.

Dies läßt sich experimentell prüfen, wenn man die Intensitätsverteilung in verschiedenen Höhen über dem Streuzentrum mißt. Abb. 3 zeigt, wie mit wachsender Höhe über dem Streuzentrum die Intensität bei großen Winkeln zunimmt, während sie bei kleinen Winkeln abnimmt. Man erkennt deutlich, wie mit größer werden dem Ablenkwinkel die abgelenkten Teilchen aus der Ebene des Streuzentrums herausgehoben werden.

Einzelheiten über die durchgeführten Versuche, die Apparatur und eine ausführliche Diskussion der Ergebnisse werden in Kürze an einer anderen Stelle veröffentlicht.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft danken wir für die Unterstützung dieser Untersuchungen durch Gewährung von sachlichen Mitteln und eines Forschungsstipendiums an den einen (H. P.) von uns.

### Der Gesamtwirkungsquerschnitt des Stoßprozesses zwischen Kaliumatomen und Chlormolekülen

Von H. GIENAPP

Forschungsinstitut für Physik der Strahlantriebe e. V.,  
Stuttgart-Flughafen

(Z. Naturforsch. 14 a, 1084—1085 [1959]; eingeg. am 17. Oktober 1959)

Seit den Untersuchungen von POLANYI an Niederdruckflammen<sup>1</sup> ist bekannt, daß Geschwindigkeitskonstanten chemischer Reaktionen in Gasen wesentlich größer sein können, als sich aus der Stoßzahl bei Einsetzen der gaskinetischen Wirkungsradien errechnen läßt. Diese Beobachtung ist außer in der chemischen Kinetik beispielsweise auch im Zusammenhang mit Fragen der Transporterscheinungen in reagierenden Gasgemischen wichtig. Es wurden daher zu ihrer weiteren Klärung Versuche durchgeführt, die Wirkungsquerschnitte von Stoßprozessen chemisch reaktionsfähiger Partikel direkt zu messen. Von den bekannten experimentellen Methoden erschien die Methode der gekreuzten Molekularstrahlen besonders zur Lösung dieser Aufgaben geeignet.

Beim Fehlen von Mehrfachstreuung ergibt sich die Intensität  $I$  eines Partikelstrahles nach Durchlaufen einer Schicht der endlichen Dicke  $s$  zu  $I = I_0 \cdot e^{-s/\lambda}$ ;  $I_0$  = Intensität vor dem Durchlaufen der Schicht,  $\lambda$  = mittlere freie Weglänge in der Schicht.

Aus der mittleren freien Weglänge ergibt sich der Gesamtwirkungsquerschnitt  $Q$  des Stoßprozesses zu<sup>2</sup>

$$Q = \frac{2\sqrt{\pi} I(\alpha)}{A n},$$

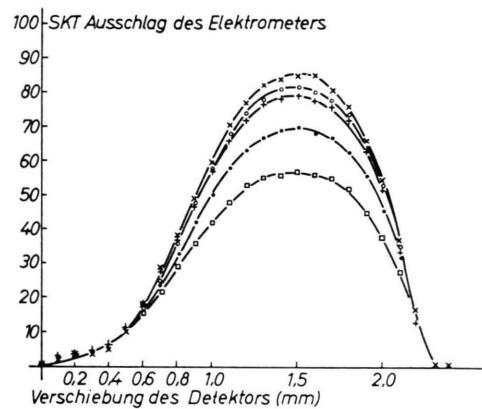


Abb. 1. Intensitätsverteilung im Querschnitt des breiten Kaliumatomstrahles bei verschiedenen Chlorofentemperaturen.

$n$  = Anzahl der Sekundärstrahlteilchen im Streuzentrum pro  $\text{cm}^3$ ,  $I(\alpha)$  = tabellierte Funktion der Massen der Stoßpartner ( $M_1$  bzw.  $M_2$ ) und der Temperaturen der Öfen ( $T_1$  bzw.  $T_2$ ),

$$\alpha = \frac{T_2 M_1}{T_1 M_2}.$$

Die Abb. 1 und 2 zeigen Meßergebnisse über die Schwächung eines Kaliumatomstrahles nach Kreuzung mit einem Chlormolekularstrahl, die erhalten worden sind, indem der Detektor zur Messung der Intensität des Kaliumatomstrahles<sup>3</sup> mit Hilfe einer Mikrometer-schraube hinter dem Streuzentrum quer durch den Strahl bewegt worden ist. Die einzelnen Kurven jeder

<sup>1</sup> M. POLANYI, Atomic Reactions, London 1932.

<sup>2</sup> S. ROSIN u. I. RABI, Phys. Rev. 48, 373 [1935].

<sup>3</sup> In einer späteren Arbeit soll auch eine nähere Beschreibung der Versuchsanordnung gegeben werden.