

In Abb. 2 ist eine der erhaltenen Verzögerungskurven dargestellt. Die Auswertung des Flankenabfalls ergibt die folgende Halbwertszeit des 46 keV-Niveaus von As 72:

$$T_{1/2} = (10,7 \pm 0,3) \text{ nsec.}$$

Eine ausführliche Diskussion des Meßergebnisses erfolgt in einer weiteren Veröffentlichung.

Wir danken Herrn Prof. HANLE für wertvolle Unterstützung und Herrn Dr. W. FLAUGER für zahlreiche Diskussionen. Dem Bundesministerium für wissenschaftliche Forschung sind wir für die Bereitstellung von Forschungsmitteln zu Dank verpflichtet.

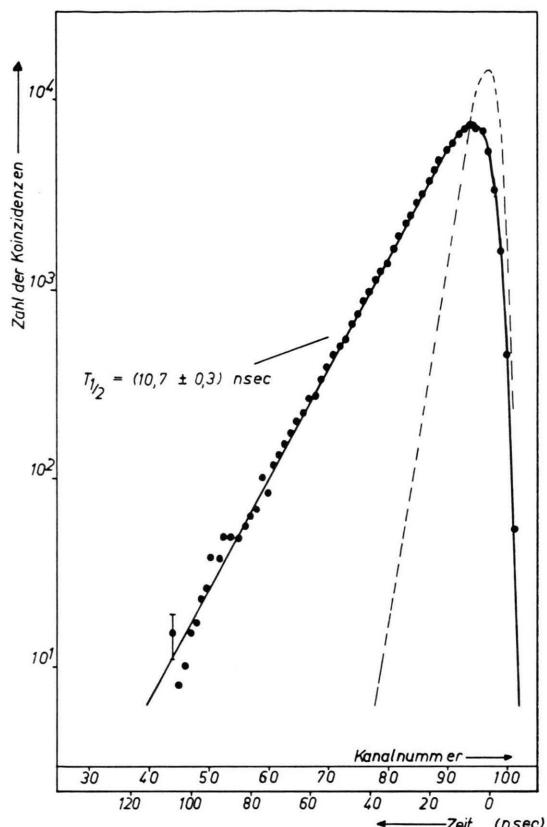


Abb. 2. Verzögerungskurve des 46 keV-Niveaus von As 72; gestrichelt prompte Kurve (aufgenommen mit Co 60  $\beta$ - $\gamma$ -Ko- inzidenzen).

### Untersuchungen des Wechselwirkungspotentials von van der Waals-Molekülen mit Hilfe der „Regenbogenstreuung“

Von E. HUNDHAUSEN und H. PAULY

Institut für Angewandte Physik der Universität Bonn  
(Z. Naturforschg. 19 a, 810—812 [1964]; eingeg. am 17. Februar 1964)

Die experimentelle Untersuchung des sogenannten Regenbogeneffektes<sup>1—5</sup> bei atomaren Stößen gestattet, genaue Aussagen über das Wechselwirkungspotential der Stoßpartner zu machen. Insbesondere kann aus dem Regenbogenwinkel die Tiefe des Potentialminimums  $\varepsilon$  bestimmt werden, da die Lage des Winkels  $\vartheta_R$  von den übrigen Potentialparametern verhältnismäßig wenig beeinflußt wird<sup>6</sup>. Der Verlauf des differentiellen

Streuquerschnittes in der Umgebung des Regenbogens gibt ferner Auskunft über den Gleichgewichtsabstand  $r_m$ , wenn die Abstandsabhängigkeit der Valenzkräfte bekannt ist. Diese Abstandsabhängigkeit der Valenzkräfte kann durch Absolutmessungen des differentiellen Streuquerschnittes gleichzeitig ermittelt werden.

In Fortsetzung früherer Messungen<sup>7, 8</sup> differentieller Streuquerschnitte wurden die VAN DER WAALS-Moleküle NaHg, KHg und RbHg untersucht. Die Apparatur ist in einer anderen Arbeit<sup>8</sup> beschrieben. Sie wurde durch den Einbau eines Geschwindigkeitsselektors für den Primärstrahl (Auflösungsvermögen  $\Delta v/v = 5\%$ ) ergänzt. Die Winkelauflösung beträgt  $\frac{1}{2}$  Grad (in Richtung der Detektorhöhe 1 Grad).

Abb. 1 zeigt ein Meßergebnis. Hier ist der im Labor- system gemessene differentielle Streuquerschnitt  $I(\Theta)$  gegen den Ablenkwinkel  $\Theta$  für die Stoßpartner Na — Hg

- <sup>1</sup> D. BECK, 2. Int. Conf. on the Physics of Electronic and Atomic Collisions, Univ. of Colorado, Boulder, June 12—15 (1961).
- <sup>2</sup> D. BECK, J. Chem. Phys. **37**, 2884 [1962].
- <sup>3</sup> F. A. MORSE, R. B. BERNSTEIN u. H. U. HOSTETTLER, J. Chem. Phys. **36**, 1947 [1962].
- <sup>4</sup> F. A. MORSE u. R. B. BERNSTEIN, J. Chem. Phys. **37**, 2019 [1962].

<sup>5</sup> K. W. FORD u. J. A. WHEELER, Ann. Physics **7**, 259 [1959].

<sup>6</sup> CH. SCHLIER, Z. Phys. **173**, 352 [1963].

<sup>7</sup> E. GERSING, R. JAECKEL u. H. PAULY, Z. Naturforschg. **14 a**, 1083 [1959].

<sup>8</sup> E. GERSING, E. HUNDHAUSEN u. H. PAULY, Z. Phys. **171**, 349 [1963].



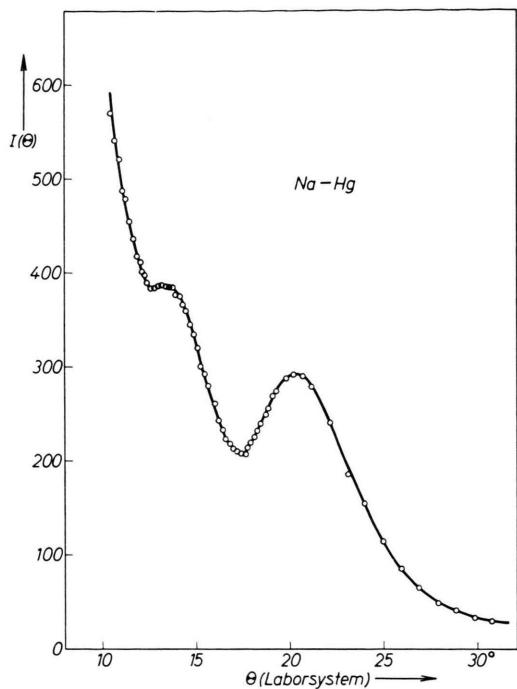


Abb. 1. Differentieller Streuquerschnitt  $I(\vartheta)$  als Funktion des Ablenkwinkels  $\vartheta$  in Grad (Laborsystem) für die Stoßpartner Na-Hg.  $v_{\text{rel}} = 1476 \text{ m sec}^{-1}$ .

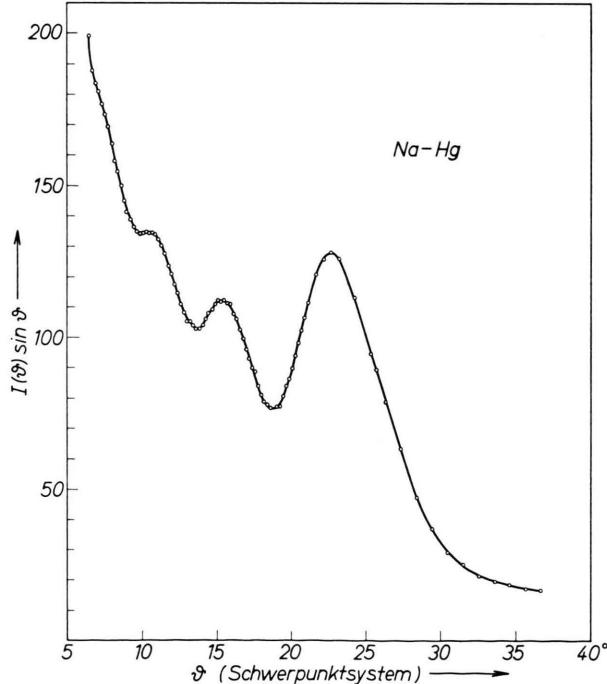


Abb. 2. Differentieller Streuquerschnitt  $I(\vartheta) \sin \vartheta$  als Funktion des Winkels  $\vartheta$  in Grad (Schwerpunktsystem) für die Stoßpartner Na-Hg.

aufgetragen. Zum Vergleich mit den theoretischen Berechnungen müssen die Meßergebnisse auf das Schwerpunktsystem transformiert werden<sup>9, 10</sup>. Abb. 2 zeigt für die Stoßpartner Na-Hg die Größe  $I(\vartheta) \sin \vartheta$  als Funktion des Winkels  $\vartheta$  im Schwerpunktsystem, die direkt mit der halbklassischen Theorie<sup>5, 6</sup> verglichen werden kann. Insbesondere lassen die vorliegenden Messungen deutlich den oszillierenden Verlauf des differentiellen Streuquerschnittes für Winkel, die kleiner als der Regenbogenwinkel  $\vartheta_R$  sind, erkennen, der von der halbklassischen Theorie vorausgesagt wird.

Danach ist der singuläre Teil des differentiellen Streuquerschnittes in der Umgebung des Regenbogens durch

$$I(\vartheta) \sin \vartheta = 2 \pi r_m^2 \beta_R \left( \frac{k r_m}{\tilde{q}} \right)^{1/3} A_i^2(x) \quad (1)$$

$$\text{mit } x = \left( \frac{k^2 r_m^2}{\tilde{q}} \right)^{1/3} (\vartheta_R - \vartheta)$$

gegeben. Dabei ist

$k = m v / \hbar$  Wellenzahl,

$\beta_R = b_R / r_m$ , wobei  $b_R$  der Stoßparameter ist, der zum Ablenkwinkel  $\vartheta_R$  führt,

$r_m$  Abstand des Potentialminimums (Gleichgewichtsabstand),

$A_i(x)$  AIRY-Integral<sup>5</sup>,

$\tilde{q} = \frac{1}{2} \left( \frac{d^2 \vartheta}{d \beta^2} \right)_{\beta=\beta_R}$  zweite Ableitung der klassischen Ablenkfunktion.

$\vartheta_R$  und  $\tilde{q}$  sind Funktionen der reduzierten Energie  $K = E / \varepsilon$  und des Potentialparameters  $n$ , wenn man zur Berechnung des Stoßes ein LENNARD-JONES-(n, 6)-Potential verwendet. Für Winkel kleiner  $\vartheta_R$  zeigt das AIRY-Integral oszillierendes Verhalten, während für  $\vartheta$  größer  $\vartheta_R$  der Verlauf monoton abnehmend ist. Bei der Herleitung von Gl. (1) wird die klassische Ablenkfunktion  $\vartheta(\beta)$  in ihrem Minimum durch eine Parabel ersetzt. Die Meßergebnisse zeigen, daß die Abstände der Extrema in  $I(\vartheta) \sin \vartheta$  bei den ersten beiden Oszillationen gut mit denen des AIRY-Integrals übereinstimmen, während für die weiter entfernten Extrema die Abstände, verglichen mit denen des AIRY-Integrals, abnehmen. Dies ist eine Folge des Abweichens der klassischen Ablenkfunktionen von der Parabelform.

Die Auflösung der Oszillationen in der Umgebung des Regenbogens hängt wesentlich von der Energieauflösung des Experiments ab. Abb. 3 zeigt Meßergebnisse für die K-Hg-Streuung. Die Energie ist gleich groß wie bei der Messung, die in Abb. 2 dargestellt ist. Bei der K-Hg-Messung ist die Auflösung weniger gut,

<sup>9</sup> Die Umrechnung erfolgte auf der Rechenanlage IBM 7090 des Instituts für Angewandte Mathematik der Universität Bonn. Wir danken dem Leiter des Instituts, Herrn Prof. Dr. UNGER, für die Gewährung von Rechenzeit. Herrn R. HELBING danken wir für die Überlassung des zur Umrechnung notwendigen Programms.

<sup>10</sup> Die Gleichungen hierfür sind in einer anderen Arbeit<sup>11</sup> zusammengestellt.

<sup>11</sup> R. HELBING, Bericht aus dem Institut für Angewandte Physik der Universität Bonn 1964.

weil die Geschwindigkeitsverteilung im Sekundärstrahl bei den langsameren Kaliumatomen mehr ins Gewicht fällt.

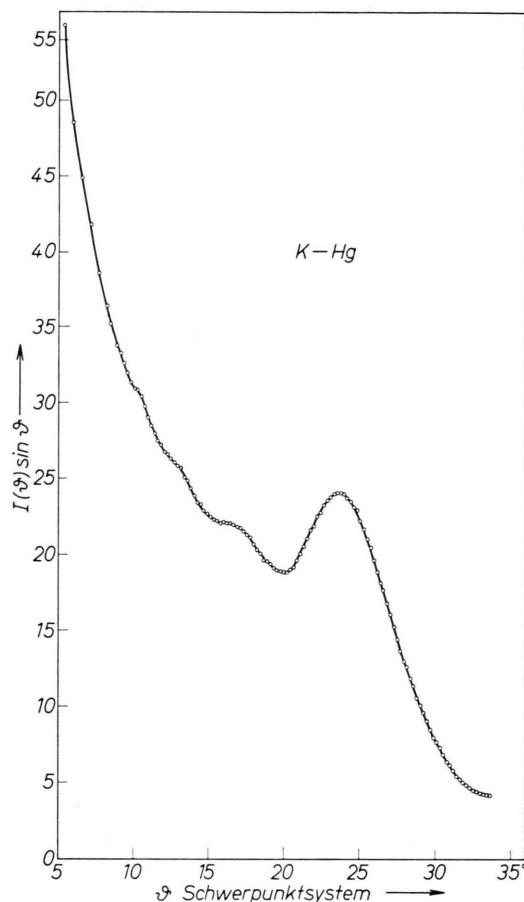


Abb. 3. Differentieller Streuquerschnitt  $I(\theta) \sin \theta$  als Funktion des Winkels  $\theta$  in Grad (Schwerpunktssystem) für die Stoßpartner K-Hg.

Stoßpaar	Na-Hg	K-Hg	Rb-Hg
$n = 12$			
$\epsilon \cdot 10^{14}$ erg	7,89 [572°K]	7,50 [544°K]	7,33 [529°K]
$r_m \cdot 10^8$ cm	7,3	7,6	
$\epsilon \cdot 10^{14}$ erg (nach Bernstein <sup>4</sup> )		7,46 [539°K]	
$n = 8$			
$\epsilon \cdot 10^{14}$ erg	9,03 [653°K]	8,60 [621°K]	8,35 [604°K]
$r_m \cdot 10^8$ cm	5,6	5,9	

Tab. 1.

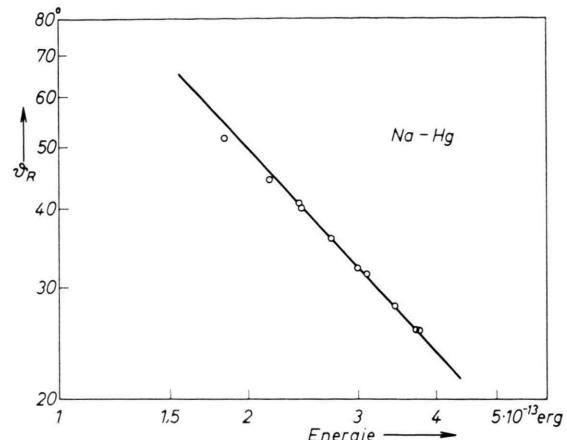


Abb. 4. Regenbogenwinkel  $\vartheta_R$  in Grad als Funktion der Energie (in willkürlichen Einheiten). Stoßpartner sind Na-Hg; die durchgezogene Kurve ist für ein LENNARD-JONES-(12,6)-Potential berechnet.

Abb. 4 zeigt ein Beispiel für die Abhängigkeit des Regenbogenwinkels  $\vartheta_R$  von der Energie; die durchgezogene Kurve ist für ein LENNARD-JONES-( $n,6$ )-Potential mit  $n=12$  berechnet. In Tab. 1 sind die aus den Meßergebnissen bestimmten Potentialparameter  $\epsilon$  und  $r_m$  zusammengestellt, und zwar für zwei verschiedene Werte von  $n$ . Insbesondere wird der Parameter  $r_m$  von  $n$  stark beeinflußt.

Zum Vergleich liegen Messungen von BERNSTEIN<sup>4</sup> für die Stoßpartner K-Hg vor, die mit den vorliegenden Ergebnissen für diese Partner gut übereinstimmen.

Sieht man von der Unsicherheit im Parameter  $n$  ab, der aus den vorliegenden Messungen nicht bestimmt werden kann, da die Absolutwerte der differentiellen Streuquerschnitte nicht gemessen wurden, so ist die Relativgenauigkeit im Potentialparameter  $\epsilon$  etwa 1%, während die Relativgenauigkeit von  $r_m$  3 bis 5% beträgt. Im Falle der Stoßpartner Rb-Hg ist eine Bestimmung von  $r_m$  nicht möglich, da hierbei die Abstände der Regenbogenextrema wegen der kleineren Energieauflösung nur ungenau bestimmt werden können.

Aus dem Verhältnis der Intensität im ersten Regenbogenmaximum zur gemessenen Intensität bei großen Winkeln kann man, wenn man mit theoretischen Berechnungen vergleicht, den Parameter  $n$  abschätzen. Man findet, daß für die vorliegenden Stoßpartner  $n$  kleiner als 12 ist.

Wir danken Herrn Prof. Dr. W. PAUL für die Unterstützung dieser Arbeit. Der Deutschen Forschungsgemeinschaft sei für die Gewährung von Mitteln gedankt.