

Abb. 3. Temperaturfunktion der Diffusion von Kr-85 in  $\text{ThO}_2$  (gestrichelt: Xe-133, strichpunktiert: J-131, punktiert: Rn-222).

vielleicht durch einen Fehler in der Bestimmung der Gesamtaktivität ( $F=1$ ) an Xe-133 erklärt werden, der durch die sehr hohe Aktivität der Probe bedingt sein

- <sup>5</sup> R. LINDNER u. H.J. MATZKE, Z. Naturforschg. **14 a**, 1074 [1959].  
<sup>6</sup> R. LINDNER u. H.J. MATZKE, Z. Naturforschg. **14 a**, 582 [1959], übersetzt als AERE-Trans 845 und CEA-tr-A 856.  
<sup>7</sup> J. BELLE, A. B. AUSKERN, W. A. BOSTROM u. F. S. SUSKO, WAPD-T-1155 [1960].

System	Kr-85	Xe-133	Literaturhinweis
$\text{ThO}_2$	32	30	vorl. Arbeit, <sup>1</sup>
$\text{UO}_2$ a)	47	49	<sup>5, 6</sup>
	66; 74	72	<sup>7, 7</sup>
$\text{UO}_{2.12}$	48	48	<sup>5, 6</sup>
$\text{U}_3\text{O}_8$	17	20	<sup>5, 6</sup>
Ag exp.	34	37	<sup>8, 9</sup>
Ag theor.	35	36	<sup>10, 10</sup>

Tab. 1. Aktivierungsenergien (kcal/Mol) der Diffusion von Kr-85 und Xe-133.

a) Für die Diffusion in  $\text{UO}_2$  wurden von verschiedenen Autoren praktisch gleiche Aktivierungsenergien für die Diffusion von Kr-85 und Xe-133 gefunden. Eine Zusammenstellung der bisherigen Meßergebnisse findet sich in Ann. <sup>11</sup>. Die großen Unterschiede zwischen den Ergebnissen verschiedener Forschungsgruppen erklären sich wohl durch verschiedene Versuchsmaterial und den markanten Einfluß des Sauerstoffgehalts des verwendeten Oxyds; Oxyde mit Sauerstoffüberschluß weisen geringere, Oxyde mit Sauerstoffunderschluß höhere Aktivierungsenergien auf.

könnte. Die relativ geringe Gesamtkonzentration an Kr-85 konnte jedoch genau gemessen werden.

Prof. Dr. R. LINDNER danke ich für wertvolle Anregungen und Förderungen, dem Schwedischen Rat für Atomforschung für Unterstützung. Der Gastaufenthalt am hiesigen Institut wurde durch Mittel des Bundesministerium für Atomkernenergie, Bad Godesberg, ermöglicht.

<sup>8</sup> J. M. TOBIN, Acta Metall. **5**, 398 [1957].

<sup>9</sup> J. M. TOBIN, Acta Metall. **7**, 701 [1959].

<sup>10</sup> J. M. TOBIN, Acta Metall. **8**, 781 [1960].

<sup>11</sup> H.J. MATZKE u. R. LINDNER, Z. Naturforschg. **16 a**, 845 [1961].

## Mittlere Geschwindigkeit der bei der Kathodenerstreuung von Metallen ausgesandten Partikel

Von KONRAD KOPITZKI und HANS-ERHART STIER

Institut für Strahlen- und Kernphysik der Universität Bonn  
(Z. Naturforschg. **16 a**, 1257—1259 [1961]; eingeg. am 24. Oktober 1961)

Zur theoretischen Klärung der Kathodenerstreuung ist es von Interesse, experimentelle Ergebnisse über die Geschwindigkeit des zerstäubten Materials zu besitzen. Wir haben für eine Reihe von Metallen, die mit Edelgasen einer Energie von 35 keV beschossen wurden, die mittlere Geschwindigkeit der dabei emittierten Metallatome gemessen. Das verwendete Meßverfahren <sup>1</sup> soll an Hand von Abb. 1 erläutert werden.

Ein Strahl monoenergetischer Edelgasionen trifft im Hochvakuum auf eine Kathode K aus dem zu untersuchenden Metall, deren Oberflächenschicht bei dem Auftreffen der Ionen zerstäubt wird. Hierbei werden Metallatome in alle Richtungen des oberen Halbraumes

<sup>1</sup> G. K. WEHNER, Phys. Rev. **114**, 1270 [1959].

ausgesandt. Ein Teil von ihnen trifft auf ein Aluminiumplättchen W, das die eine Waagschale einer empfindlichen Mikrowaage ist. Dadurch wird auf diese Waagschale eine Kraft

$$K_I = \dot{M} \bar{v}_n$$

ausgeübt, wenn  $\dot{M}$  die pro Zeiteinheit auftreffende Masse und  $\bar{v}_n$  die Komponente der mittleren Geschwindigkeit der auftreffenden Partikel senkrecht zur Oberfläche der Waagschale W ist. Die Waagschale wird also zunächst beim Einsetzen der Kathodenerstreuung nach oben ausgelenkt. Durch die auftreffenden Metallatome, die an der Waagschale haften bleiben, wird aber gleichzeitig das Aluminium-Plättchen allmählich schwerer. Diese Vergrößerung seines Gewichtes treibt das Plättchen mit der Kraft

$$K_G = \dot{M} g t$$

nach unten, die der Zeit  $t$  proportional ist. In dem Zeitpunkt  $t_0$ , in dem das langsam wieder nach unten sinkende Plättchen seine Ausgangsstellung von neuem erreicht, kompensiert das Gewicht der auf die Waagschale aufgestäubten Masse gerade die Kraft, die auf Grund des Impulses der ankommenen Partikel die



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.

Waagschale nach oben treibt; das heißt, es gilt

$$K_I = K_G$$

oder

$$\bar{v}_n = g t_0.$$

Durch eine einfache Zeitmessung kann also die Normalkomponente  $\bar{v}_n$  der gesuchten mittleren Geschwindigkeit und damit die mittlere Geschwindigkeit  $\bar{v}$  selbst bestimmt werden.

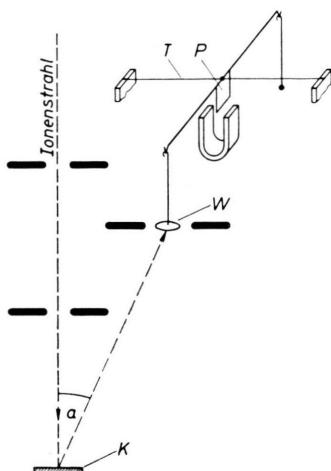


Abb. 1. Anordnung zur Bestimmung der mittleren Geschwindigkeit der bei der Kathodenzerstäubung ausgesandten Metallatome. Die zur Messung verwendete Torsionswaage hat eine Empfindlichkeit von etwa  $10^{-6}$  g/mm. Auf einem ungefähr  $10 \mu$  dicken Torsionsfaden T aus Quarz ist ein Waagebalken aus Quarz aufgeklebt, der als Waagschale ein Aluminium-Plättchen W und ein entsprechendes Gegengewicht trägt. Das Aluminium-Plättchen W dient als Auffänger für die zerstäubte Substanz. Die Schwingungen der Waage werden durch die Wirbelströme gedämpft, die in dem Aluminium-Streifen P bei seiner Bewegung in einem inhomogenen Magnetfeld entstehen.

Wesentliche Voraussetzungen für die Genauigkeit der Geschwindigkeitsmessungen bei der vorgegebenen experimentellen Anordnung sind:

a) Die zerstäubte Substanz, die auf die Waagschale trifft, muß vollständig an ihr haften bleiben, da sonst die Geschwindigkeit zu hoch gemessen wird. Die Wiederzerstäubung der an der Waagschale anhaftenden Substanz beim Auftreffen der Atome muß also vernachlässigbar klein sein. Das ist bei den verhältnismäßig kleinen Geschwindigkeiten der auftreffenden Atome und der für unsere Messungen angegebenen Fehlergrenze hinreichend erfüllt.

b) Der Gasdruck in der Nähe der Kathodenoberfläche muß so klein gehalten werden, daß die mittlere freie Weglänge der emittierten Atome groß ist gegenüber dem Abstand der Waagschale W von der Kathode K. Dann wird die Geschwindigkeit der Atome auf ihrem Wege von der Kathode zur Waagschale nicht durch Zusammenstöße mit Molekülen des Restgases verändert.

Für ein Reihe von Metallen sind in Tab. 1 die Meßergebnisse für die mittlere Geschwindigkeit und die

Element	$\bar{v}$ in $10^8$ cm/sec	$\bar{E}$ in eV
C	43,7	119
Al	38,1	204
Mn	22,2	140
Fe	28,2	231
Co	22,0	148
Ni	17,1	89
Cu	11,5	44
Zn	4,8	8
Nb	23,7	272
Mo	21,4	230
Pd	10,4	60
Ag	6,1	21
Cd	4,5	12
In	7,8	37
Sn	9,6	57
Sb	8,6	47
Ta	15,6	230
W	13,9	184
Pt	7,5	57
Au	4,4	20
Tl	3,2	11
Pb	3,6	14
Bi	4,7	24

Tab. 1.

mittlere kinetische Energie  $\bar{E}$  der bei der Kathodenzerstäubung mit Xenon-Ionen von 35 keV ausgesandten Atome angegeben. Der mittlere Meßfehler ist etwa 10%. Die Ionenstromdichte betrug ungefähr  $40 \mu\text{A}/\text{cm}^2$ . Die Messungen wurden an Atomen ausgeführt, die unter einem Winkel  $\alpha = 30^\circ$  gegen die Normale zur Kathodenoberfläche austraten. Der Druck in der Kammer war stets kleiner als  $10^{-5}$  Torr. Als Kathoden wurden möglichst reine Metalle mit mechanisch und elektrolytisch polierter Oberfläche verwandt. Die mittlere kinetische Energie der ausgesandten Atome ist nach unseren Messungen sehr viel größer als die Energie der Metallatome bei einer Verdampfung. Das bedeutet, daß die Kathodenzerstäubung einem normalen Verdampfungsvorgang nicht entsprechen kann. Bei der Kathodenzerstäubung mit Ionen niedrigerer Energie hat schon

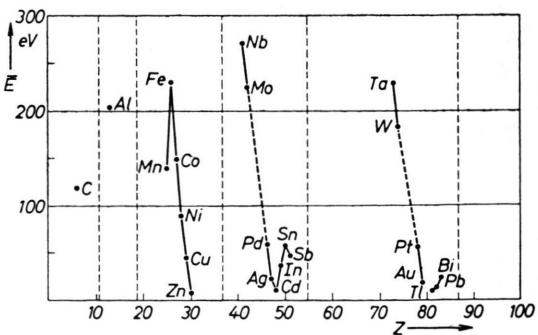


Abb. 2. Mittlere kinetische Energie  $\bar{E}$  der bei der Zerstäubung von Metallkathoden mit 35 keV-Xenon-Ionen ausgesandten Metallatome in Abhängigkeit von der Ordnungszahl Z der Kathodensubstanz.

WEHNER bei einigen Metallen derartig hohe Austrittsgeschwindigkeiten der Atome festgestellt<sup>1, 2</sup>.

In Abb. 2 ist die mittlere Energie  $E$  der bei der Zerstäubung ausgesandten Atome in Abhängigkeit von der Ordnungszahl des betreffenden Metalls aufgetragen. Bemerkenswert ist die Gesetzmäßigkeit, mit der sich die Energie  $E$  in den einzelnen Perioden des periodischen Systems ändert. In jeder der untersuchten Perioden tritt bei den Elementen der zweiten Nebengruppe Zn, Cd und Hg, bei denen also die Zustände in der äußeren s-Schale der Elektronenhülle gerade besetzt sind, ein Minimum von  $E$  auf. Interessant ist auch ein Vergleich mit dem Verlauf der Zerstäubungsraten, das heißt der Zahl der pro einfallendes Ion ausgesandten

Atome, für die betreffenden Metalle, wie sie zum Beispiel von ALMEN und BRUCE<sup>3</sup> gemessen wurden. An den gleichen Stellen des periodischen Systems, an denen die Minima der Energie  $E$  auftreten, liegen die Maxima der Zerstäubungsraten, die sich periodisch in den einzelnen Gruppen ändern. Je größer die Zerstäubungsraten eines Metalls ist, desto kleiner ist im allgemeinen die mittlere kinetische Energie der ausgesandten Atome. Über die Abhängigkeit der mittleren Geschwindigkeit der ausgesandten Partikel von der Art und Energie der auf die Kathode auftreffenden Ionen werden wir in einer zusammenfassenden Arbeit berichten.

Für die stetige Förderung dieser Arbeit möchten wir Herrn Prof. Dr. W. RIEZLER besonders danken.

<sup>2</sup> G. K. WEHNER, J. Appl. Phys. **31**, 1392 [1960].

<sup>3</sup> O. ALMEN u. G. BRUCE, Nucl. Instrum. Meth. **11**, 257 [1961].

## Strahlen aus kondensiertem Helium im Hochvakuum

Von E. W. BECKER, R. KLINGELHÖFER und P. LOHSE

Kernforschungszentrum Karlsruhe,  
Institut für Kernverfahrenstechnik  
der Technischen Hochschule

(Z. Naturforsch. **16 a**, 1259 [1961]; eingegangen am 11. November 1961)

In früheren Arbeiten<sup>1, 2</sup> wurde gezeigt, daß sich durch Expansion eines Gases aus einer Düse „kondensierte Molekularstrahlen“ herstellen lassen, d. h. im Hochvakuum laufende Materiestrahlen, die aus größeren, durch VAN DER WAALS-Kräfte gebildeten Molekül- bzw. Atomagglomeraten bestehen. Für die Erzeugung solcher Strahlen ist im allgemeinen eine um so tiefere Düsentemperatur erforderlich, je tiefer der Siedepunkt des Strahlgases liegt.

Bereits in der ersten Arbeit<sup>1</sup> konnten durch Kühlen der Düse mit flüssigem Wasserstoff Strahlen aus kondensiertem Wasserstoff hergestellt werden. Nach Verbesserung des Kryostaten und der Pumpeinrichtungen wurden nunmehr auch Strahlen aus kondensiertem Helium erzeugt.

Die experimentelle Anordnung war dieselbe wie früher<sup>2</sup>. Die Düse und der Abschäler wurden mit flüssigem Helium, die Kollimatorblende mit flüssigem Stickstoff gekühlt. Beide Kühlbäder standen unter Atmosphärendruck. Zur Beobachtung des Kondensationsvorganges wurde die Geschwindigkeitsverteilung der Strahlen nach der früher<sup>3</sup> beschriebenen Laufzeitmethode bestimmt. Die mit 2 Schlitzten von 1,35 mm Breite versehene Unterbrechcerscheibe hatte einen Durchmesser

von 348 mm und rotierte mit 4300 Umdrehungen pro Minute. Der Laufweg der Strahlen zwischen der Unterbrechcerscheibe und der in Strahlrichtung 1 mm breiten aktiven Zone des Ionisationsdetektors betrug 300 mm.

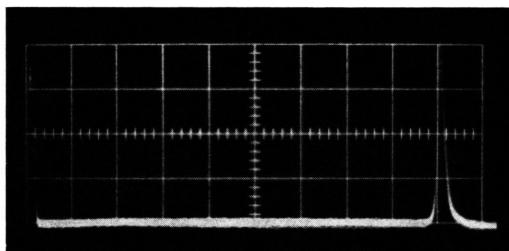


Abb. 1. Laufzeit-Oszillogramm eines im Hochvakuum laufenden kondensierten Heliumstrahls. Die Breite eines Rasterfeldes entspricht 200  $\mu$ s.

Abb. 1 zeigt das mit einem Einlaßdruck von 740 Torr erzielte Oszillogramm, auf dem links der zur Markierung des Zeitnullpunktes dienende Lichtblitz und rechts das Laufzeitspektrum des Strahls zu erkennen sind. Die Auswertung liefert eine wahrscheinlichste Geschwindigkeit in Strahlrichtung von 165 m/sec. Die Halbwertsbreite der Ionenstromverteilung würde bei Einzelatomen einer Strahltemperatur von etwa  $1 \cdot 10^{-3}$  K entsprechen.

Mit Staurohr und Membranmikromanometer wurde in 45 mm Entfernung von der Kollimatorblende eine Stromdichte von  $4 \cdot 10^{17}$  Atomen/cm<sup>2</sup> · sec gemessen.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft danken wir für eine Sachbeihilfe.

<sup>1</sup> E. W. BECKER, K. BIER u. W. HENKES, Z. Phys. **146**, 333 [1956].

<sup>2</sup> E. W. BECKER, R. KLINGELHÖFER u. P. LOHSE, Z. Naturforsch. **15 a**, 644 [1960].

<sup>3</sup> E. W. BECKER u. W. HENKES, Z. Phys. **146**, 320 [1956].