

einer steileren Geraden für  $c < c_M$  (Mischung von M mit B) und einer flacheren Geraden für  $c > c_M$  (Mischung von A mit M) zusammengesetzt ist. Wie man aus Abb. 3 erkennt, liegen die Knicke in den Leitfähigkeitskurven für ähnliche Gemische tatsächlich bei Konzentrationen, die gerade einem stöchiometrischen Verhältnis entsprechen, das gleich dem Verhältnis der Anzahl aromatischer oder aliphatischer Ringe ist (z. B. 2 : 1 bei Benzol-Naphthalin, 2 : 1 für Benzol-Diphenyl, 2 : 1 für Cyclohexan-

Dekalin). Das würde der Vorstellung entsprechen, daß „Ring auf Ring“-Assoziate thermodynamisch bevorzugt sind, wie sie auch an Charge-Transfer-Komplexen beobachtet werden (z. B. Chloranil und Hexamethylbenzol, vgl. <sup>5</sup>).

Herrn Professor Dr. N. RIEHL danken wir herzlich für sein großes Interesse an der Arbeit, das sich in zahlreichen wertvollen und klärenden Diskussionen bekundete.

<sup>5</sup> G. BRIEGLER, Elektronen-Donator-Akzeptor-Komplexe, Springer-Verlag, Berlin 1961, S. 14.

## Ergebnisse der Tieftemperaturforschung XLII. Die Atom- und Elektronenwärme sowie die Entropie des Rheniums zwischen 10 und 298,2 °K<sup>1</sup>

Von U. PIESBERGEN

Physikalisch-Chemisches Institut der Universität Zürich

(Z. Naturforschg. **19 a**, 1075—1079 [1964] ; eingegangen am 2. Mai 1964)

Es wird die Atomwärme des Rheniums an zwei duktilen Körpern verschiedener Dichte und verschiedenen Reinheitsgrades zwischen 10 und 273,2 °K gemessen und die Normalentropie bei 25° zu  $(8,74 \pm 0,02)$  Clausius bestimmt. Die Gitterwärme des Rheniums lässt sich bis 0 °C sehr gut durch eine DEBYESche charakteristische Temperatur von  $\Theta = 275^\circ$  beschreiben, wenn man die auftretende Elektronenwärme von  $C_e = 5,8$  bzw.  $6,6 \cdot 10^{-4} T$  berücksichtigt. Bemerkenswert ist der steile Abfall der  $\Theta$ -Werte zwischen 10 und 50 °K.

Eine Bestimmung des Koeffizienten  $\gamma$  der Elektronenwärme bei tiefen Temperaturen gelingt nicht, da bei 10 °K das  $T^3$ -Gebiet noch nicht erreicht ist, doch schließen sich die Messungen gut an diejenigen im He-Bereich an.

Um die Messungen der Atomwärmenden Übergangselemente, welche seit Jahren am Physikalisch-Chemischen Institut der Universität Zürich durchgeführt werden, zu einem Abschluß zu bringen, wurde im Jahre 1958 im Rahmen einer Dissertation <sup>2</sup> die Atomwärme des Elementes Rhenium gemessen. Es handelte sich hierbei um einen hochgesinterten Metallstab, der jedoch eine um 10% zu kleine Dichte aufwies. Es schien geraten, die Atomwärme des Rheniums nochmals an einem zweiten Körper zu bestimmen, nachdem die erhaltenen Ergebnisse von den bis heute vorliegenden Messungen <sup>3</sup> erheblich abweichen. Die Ergebnisse beider Messungen werden im folgenden mitgeteilt.

### Experimentelles

Beim Meßkörper I handelt es sich, wie schon erwähnt, um einen hochgesinterten Metallstab, von welchem keine Analyse vorliegt. Eine Dichtebestimmung ergab 18,6. Meßkörper II mit einer Reinheit von 99,9% Rhenium enthielt als Verunreinigung Spuren von Al, Ca, Co, Cu, Si und Ti, sowie geringste Spuren von Ba, Cr, Fe, Hg und Ni. Der nach dem Sintern bei höherer Temperatur gehämmerte Körper zeigte eine Dichte von  $20,670_8 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$  bei 16 °C. Ein Schliffbild des Rheniumkörpers II zeigt Abb. 1.

<sup>1</sup> Ergebnisse der Tieftemperaturforschung XLI. Die Atomwärme und die Entropie des Goldes zwischen 12 °K und 273 °K. — P. FRANZOSINI u. K. CLUSIUS, Z. Naturforschg. **18 a**, 1243 [1963].

<sup>2</sup> U. PIESBERGEN, Inaugural-Dissertation, Universität Zürich, 1960.

<sup>3</sup> W.M. T. SMITH JR., G. D. OLIVER u. J. W. COBBLE, J. Amer. Chem. Soc. **75**, 5785 [1953]. — M. HOROWITZ u. J. G. DAUNT, Phys. Rev. **91**, 1099 [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.

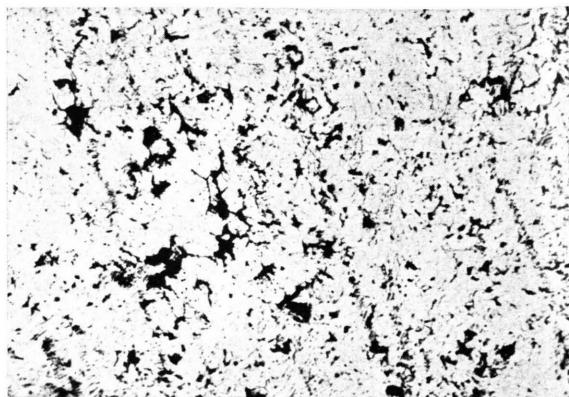


Abb. 1. Schliffbild des Rheniumkörpers II,  
Vergrößerung 150 : 1, ungeätzt.

Beide Körper wurden in der üblichen Weise hergerichtet<sup>4</sup>, in Wasser und Aceton gewaschen, bei 140° für einen Tag im Trockenschrank belassen und anschließend mit den Meßorganen bewickelt. Die aufgebrachten Bleithermometer wurden am Eispunkt (273,16 °K), sowie mit Sauerstoff- und Wasserstoffdampfdruckthermometern geeicht und ihr 0 °C-Widerstand zwischen den Messungen laufend kontrolliert. Der geringfügige Beitrag der Meßorgane zur Wärmekapazität wurde rechnerisch berücksichtigt. Die Abmessungen und das Gewicht der beiden Versuchskörper sind aus Tab. 1 ersichtlich.

	Körper I	Körper II
Länge in mm	36,3	40,35
Durchmesser in mm	13,0	9,07
Gewicht in Gramm	89,25321	52,15791

Tab. 1. Die Abmessungen und das Gewicht der beiden Körper.

### Auswertung

Die Umrechnung von den gemessenen Atomwärmen konstanten Druckes  $C_p$  auf  $C_v$  geschah für 20 °C durch Auswertung der Beziehung

$$C_p - C_v = \frac{\alpha^2 M T}{\varrho}, \quad (1)$$

während die Temperaturabhängigkeit der Differenz der Atomwärmen  $C_p - C_v$  nach der Gleichung

$$C_p - C_v = A C_p^2 T \quad (2)$$

berücksichtigt wurde.

Aus Gl. (1), zusammen mit den Werten der Tab. 2, ergibt sich die Konstante  $A$  in Gl. (2) zu  $A = 10,5 \cdot 10^{-6}$ .

<sup>4</sup> Siehe z. B.: K. CLUSIUS u. U. PIESBERGEN, Z. Naturforsch. **14a**, 24 [1959].

$M$ Atomgewicht	186,22
$\varrho$ Dichte g · cm <sup>-3</sup>	20,90 <sup>5</sup>
$\alpha$ kub. Ausdehnungskoeffizient · 10 <sup>6</sup> grad <sup>-1</sup>	21,79 <sup>5</sup>
$\alpha$ Kompressibilität · 10 <sup>1</sup> cm <sup>2</sup> kg <sup>-1</sup>	2,64 <sup>6</sup>
$C_p$ Atomwärme bei 293,2 °K	5,970
$C_p - C_v$ cal · g-Atom <sup>-1</sup> grad <sup>-1</sup>	6,013
$C_p - C_v$ cal · g-At <sup>-1</sup> grad <sup>-1</sup>	0,110

Tab. 2. Die zur Umrechnung von  $C_p$  auf  $C_v$  verwendeten Werte, gültig für 20 °C.

### Ergebnisse

Abb. 2 zeigt die in Tab. 3 und 4 aufgeführten, gemessenen  $C_p$ -Werte beider Körper. Um einen Vergleich zu ermöglichen, sind die Messungen von

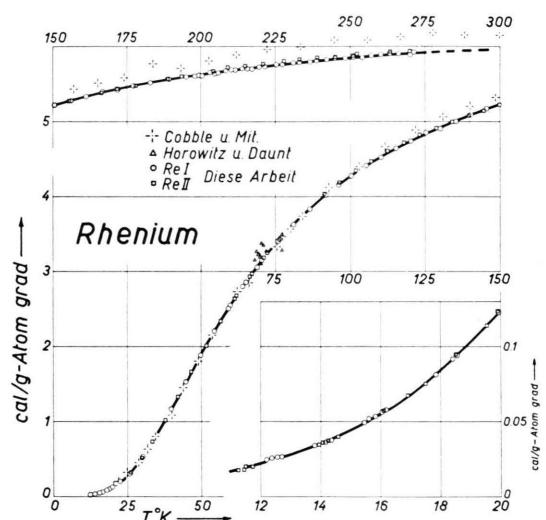


Abb. 2. Verlauf der Atomwärme von Rhenium zwischen 12 °K und Zimmertemperatur. Im rechten unteren Feld ist der Bereich von 12 bis 20 °K vergrößert dargestellt.

COBBLE et al. ebenfalls eingetragen, welchen nur pulverförmiges, gesintertes Material einer Korngröße von 200 mesh zur Verfügung stand. Aus den teilweise großen Differenzen – bis zu 4% – ist zu ersehen, wie schwierig es ist, an pulverförmigen Materialien genaue Molwärmen zu bestimmen.

In den Tab. 5 und 6 sind ausgeglichen Werte für  $C_p$ ,  $C_v$  sowie die Elektronenwärme und die aus diesen Zahlen folgenden DEBYESchen charakteristischen Temperaturen zusammengestellt, während Abb. 3 deren Verlauf über den gesamten Meßbereich zeigt.

<sup>5</sup> C. AGTE, H. ALTERTHUM, K. BECKER, G. HAYNE u. K. MOERS, Naturwiss. **19**, 108 [1931].

<sup>6</sup> P. W. BRIDGMAN, Proc. Amer. Acad. Arts Sci. **84**, 111 [1955].

Meßreihe	$T \text{ } ^\circ\text{K}$	$C_p \frac{\text{cal}}{\text{g} \cdot \text{At}}$	Meßreihe	$T \text{ } ^\circ\text{K}$	$C_p \frac{\text{cal}}{\text{g} \cdot \text{At}}$
III/64	12,20	0,0492	I/17	135,21	4,997
III/60	12,36	0,0256	I/18	140,13	5,070
III/68	12,55	0,0261	I/19	145,45	5,142
III/73	12,71	0,0268	I/20	150,53	5,203
III/65	13,80	0,0340	I/21	155,82	5,261
III/61	13,86	0,0352	I/22	161,11	5,314
III/69	14,16	0,0360	I/23	166,44	5,357
III/74	14,35	0,0375	I/24	171,81	5,402
III/62	15,46	0,0491	I/25	177,20	5,449
III/70	15,83	0,0536	I/26	182,72	5,484
III/75	16,07	0,0566	I/27	189,04	5,537
III/66	16,17	0,0577	I/28	195,08	5,567
III/71	17,85	0,0811	I/33	197,70	5,583
III/67	18,39	0,0914	II/47	199,39	5,592
III/76	18,54	0,0937	I/29	200,57	5,599
III/63	19,04	0,0966	I/34	203,04	5,618
III/72	19,93	0,1228	II/48	204,80	5,627
III/77	22,63	0,199	I/30	206,13	5,641
III/78	25,74	0,307	II/35	208,49	5,660
III/79	30,08	0,533	II/49	210,27	5,667
III/80	34,82	0,824	I/31	211,69	5,682
III/81	39,74	1,162	II/36	214,05	5,684
III/82	44,73	1,525	II/50	215,82	5,691
III/83	49,74	1,883	I/32	217,27	5,692
III/84	54,45	2,197	II/37	219,66	5,721
I/1	54,53	2,196	II/51	221,54	5,740
III/85	59,14	2,492	II/38	225,25	5,760
I/2	59,74	2,538	II/52	227,26	5,767
III/86	63,96	2,798	II/39	230,90	5,778
I/3	65,11	2,846	II/53	232,95	5,782
III/87	68,98	3,047	II/40	236,64	5,796
I/4	70,44	3,131	II/54	238,78	5,805
I/5	75,72	3,386	II/41	242,32	5,830
I/6	81,09	3,612	II/55	244,89	5,834
I/7	86,49	3,815	II/42	248,27	5,856
I/8	91,78	4,024	II/56	250,87	5,857
I/9	96,03	4,152	II/43	254,19	5,842
I/10	100,17	4,258	II/57	256,94	5,871
I/11	105,18	4,394	II/44	260,26	5,881
I/12	110,14	4,516	II/58	263,26	5,882
I/13	115,22	4,612	II/45	266,33	5,891
I/14	120,17	4,726	II/59	269,91	5,913
I/15	125,17	4,821	II/46	271,53	5,913
I/16	130,15	4,910			

Tab. 3. Die Atomwärme von Rhenium I.

$T \text{ } ^\circ\text{K}$	$C_p$	$C_p - C_v$	$C_v$	$\Theta(C_v)$	$C_e$	$C_v - C_e$	$\Theta(C_v - C_e)$
10,00	0,0115	—	0,0115	343	0,0058	0,0057	433
15,00	0,0440	—	0,0440	329	0,0087	0,0353	354
20,00	0,1245	—	0,1245	310	0,0116	0,1129	320
25,00	0,280	—	0,280	295	0,015	0,265	300
30,00	0,528	—	0,528	284	0,017	0,511	287
35,00	0,834	—	0,834	279	0,020	0,813	281
40,00	1,182	0,001	1,181	275	0,023	1,158	278
45,00	1,548	0,001	1,547	273	0,026	1,521	275
50,00	1,898	0,002	1,896	273	0,029	1,867	275
60,00	2,560	0,004	2,556	272	0,035	2,521	274
70,00	3,123	0,007	3,116	271	0,041	3,075	274
80,00	3,580	0,011	3,569	271	0,046	3,523	275
90,00	3,952	0,015	3,937	271	0,052	3,885	276
100,00	4,260	0,019	4,241	271	0,058	4,183	276
110,00	4,512	0,023	4,489	270	0,064	4,425	277
120,00	4,721	0,028	4,693	269	0,070	4,623	278
130,00	4,908	0,033	4,875	266	0,075	4,800	277
140,00	5,070	0,038	5,032	262	0,081	4,951	275
150,00	5,196	0,042	5,154	259	0,087	5,067	275
160,00	5,302	0,047	5,255	257	0,093	5,162	275
170,00	5,392	0,052	5,340	254	0,099	5,242	276
180,00	5,472	0,056	5,416	251	0,104	5,311	276
190,00	5,542	0,061	5,461	247	0,110	5,371	276
200,00	5,604	0,066	5,538	243	0,116	5,422	277
210,00	5,665	0,070	5,595	237	0,122	5,473	276
220,00	5,722	0,075	5,647	228	0,128	5,519	274
230,00	5,772	0,080	5,692	220	0,133	5,558	272
240,00	5,808	0,085	5,723	215	0,139	5,584	274
250,00	5,842	0,089	5,753	209	0,145	5,608	276
260,00	5,872	0,094	5,778	203	0,151	5,627	279
270,00	5,910	0,099	5,811	190	0,157	5,655	277
273,16	5,921	0,100	5,821	186	0,158	5,662	276
293,16	5,983	0,110	5,873	156	0,170	5,703	274
298,16	5,998	0,112	5,886	146	0,173	5,713	273

Tab. 5. Die Atomwärme des Rhenium I in cal/g-Atom° zwischen 10 und 298,16 °K.

$T \text{ } ^\circ\text{K}$	$C_p$	$C_p - C_v$	$C_v$	$\Theta(C_v)$	$C_e$	$C_v - C_e$	$\Theta(C_v - C_e)$
10,00	0,0115	0,0000	0,0115	343	0,0058	0,0057	433
15,00	0,0440	0,0000	0,0440	329	0,0087	0,0353	354
20,00	0,1245	0,0000	0,1245	310	0,0116	0,1129	320
25,00	0,280	0,000	0,280	295	0,017	0,263	301
30,00	0,528	0,000	0,528	284	0,020	0,508	288
35,00	0,834	0,000	0,834	279	0,023	0,811	282
40,00	1,182	0,001	1,181	275	0,026	1,155	278
45,00	1,548	0,001	1,547	273	0,030	1,517	276
50,00	1,898	0,002	1,896	273	0,033	1,863	275
60,00	2,560	0,004	2,556	271	0,040	2,516	274
70,00	3,123	0,007	3,116	271	0,046	3,070	274
80,00	3,580	0,011	3,569	271	0,053	3,516	275
90,00	3,970	0,015	3,955	269	0,059	3,896	275
100,00	4,284	0,019	4,265	268	0,066	4,199	275
110,00	4,540	0,024	4,516	267	0,073	4,444	275
120,00	4,744	0,028	4,716	267	0,079	4,637	276
130,00	4,923	0,033	4,890	264	0,086	4,804	276
140,00	5,073	0,038	5,035	261	0,092	4,943	276
150,00	5,202	0,042	5,160	258	0,099	5,061	276
160,00	5,311	0,047	5,264	255	0,106	5,158	276
170,00	5,410	0,052	5,358	250	0,112	5,246	275
180,00	5,497	0,057	5,440	245	0,119	5,321	274
190,00	5,570	0,062	5,508	240	0,125	5,383	273
200,00	5,638	0,066	5,572	233	0,132	5,440	272
210,00	5,700	0,071	5,629	225	0,139	5,490	270
220,00	5,754	0,076	5,678	216	0,145	5,533	269
230,00	5,797	0,081	5,716	210	0,152	5,564	270
240,00	5,838	0,086	5,752	201	0,158	5,594	271
250,00	5,875	0,090	5,785	191	0,165	5,620	271
260,00	5,907	0,095	5,812	183	0,172	5,641	273
270,00	5,940	0,100	5,840	170	0,178	5,662	273
273,16	5,950	0,101	5,849	165	0,180	5,669	273
293,16	6,013	0,111	5,902	125	0,193	5,709	271
298,16	6,028	0,113	5,915	111	0,197	5,718	271

Tab. 6. Die Atomwärme des Rhenium II in cal/g-Atom°

Tab. 4. Die Atomwärme von Rhenium II.

Die Normalentropien wurden graphisch und rechnerisch zu  $(8,71 \pm 0,02)$  bzw.  $(8,74 \pm 0,02)$  Clausius bestimmt, wobei 0,0077 Clausius für die Entropie bei  $10^{\circ}\text{K}$  gesetzt wurde.

### Tiefe Temperaturen

Rhenium ist bei tiefen Temperaturen in letzter Zeit mehrfach untersucht worden, um den Koeffizienten der Elektronenwärme zu bestimmen. Aus kalorimetrischen Messungen zwischen  $0,4$  und  $4,2^{\circ}\text{K}$  findet KEESOM<sup>7</sup> den Koeffizienten  $\gamma$  der Elektronenwärme zu  $(5,52 \pm 0,05) \cdot 10^{-4}$  cal/g-At grad<sup>2</sup> bei einem DEBYESCHEN  $\Theta$ -Wert von  $(417 \pm 10)^{\circ}\text{K}$ , während BAUPAIN<sup>8</sup> aus Messungen zwischen  $1,2$  und  $24^{\circ}\text{K}$   $\gamma$  zu  $(5,394 \pm 0,062) \cdot 10^{-4}$  und  $\Theta_0$  zu  $(407,4 \pm 10,4)^{\circ}\text{K}$  angibt. WOLCOTT<sup>9</sup> bestimmt aus eigenen Messungen zwischen  $4$  und  $20^{\circ}\text{K}$   $\gamma$  zu  $5,85 \cdot 10^{-4}$  und  $\Theta$  zu  $450^{\circ}\text{K}$ . Aus der Hysterese des Sprungpunkts errechnen DAUNT und SMITH<sup>10</sup> einen Koeffizienten der Elektronenwärme von  $\gamma = 4,6 \cdot 10^{-4}$ . Aus den hier mitgeteilten Werten für  $C_v$  läßt sich kein Term für die Elektronenwärme bei tiefer Temperatur abspalten, da bei  $10^{\circ}\text{K}$  das  $T^3$ -Gebiet noch nicht erreicht ist. Wie aus Abb. 3 zu ersehen ist, steigen die DEBYESCHEN charakteristischen  $\Theta$ -Werte zwischen  $20$  und  $10^{\circ}\text{K}$  noch kon-

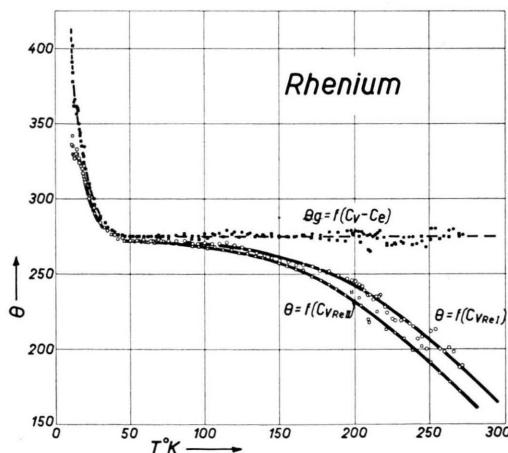


Abb. 3. Verlauf der charakteristischen Temperatur  $\Theta = f(C_v)$  und  $\Theta_g = f(C_v - C_e)$  zwischen  $12^{\circ}\text{K}$  und Zimmertemperatur. Die gestrichelte Kurve zeigt, daß sich die Gitterwärme des Rheniums oberhalb  $50^{\circ}\text{K}$  durch eine DEBYESCHE charakteristische Temperatur von  $275^{\circ}$  darstellen läßt.

<sup>7</sup> W. H. KEESOM u. C. A. BRYANT, Phys. Rev. Letters **2**, 260 [1959].

<sup>8</sup> R. BAUPAIN, Bull. Classe Sci. Acad. Roy. Belg. **47**, 750 [1961].

tinuierlich an. Der  $\Theta$ -Wert für  $20^{\circ}\text{K}$  von 318 stimmt mit dem von WOLCOTT<sup>6</sup> für  $20^{\circ}\text{K}$  gefundenen exakt überein.

### Mittlere Temperaturen

Die auftretenden Abweichungen zwischen den beiden Meßkörpern I und II von maximal  $6\%$ , die in Abb. 4 gegen die Temperatur aufgetragen sind, liegen außerhalb der Meßgenauigkeit.

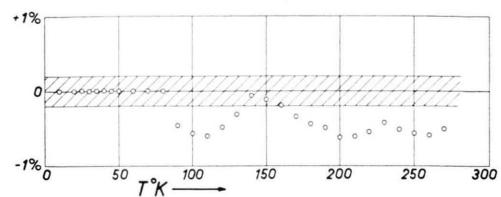


Abb. 4. Die prozentuale Abweichung der  $C_p$ -Werte der beiden Rheniumkörper. Der schraffierte Bereich entspricht einer Abweichung von  $\pm 2\%$ .

Die DEBYESCHEN charakteristischen Temperaturen sinken oberhalb  $50^{\circ}\text{K}$ , wie es für die Übergangsmetalle zu erwarten ist, rasch ab.

Berücksichtigt man die Elektronenwärme — ein Anharmonizitätsglied kann bei dem hochschmelzenden Rhenium vernachlässigt werden —, so erhält man eine Konstanz der  $\Theta$ -Werte bei  $275^{\circ}$  für beide Körper. Dabei muß jedoch für Körper II eine Elektronenwärme von  $C_e = 6,6 \cdot 10^{-4} \cdot T$  in Rechnung gesetzt werden, während Körper I  $C_e = 5,8 \cdot 10^{-4} \cdot T$  zeigt. Dieser Unterschied in der Elektronenwärme erklärt zur Hauptsache die Differenz in den gefundenen Atomwärmern von Re I und Re II, während der Reinheitsgrad und die verschiedene Dichte der beiden Körper nicht meßbar in Erscheinung treten.

Zu beachten wäre in diesem Zusammenhang noch, daß die Korrektur  $C_p - C_v$ , welche bei  $0^{\circ}\text{C}$   $1,7\%$  der Atomwärme beträgt, aus zwei Gründen als zu groß in Rechnung gesetzt worden sein kann:

1. Der röntgenographisch bestimmte Ausdehnungskoeffizient  $\alpha$  ist sicherlich zu groß, während
2. die von BRIDGMAN zwischen 0 und  $30\,000\text{ kg/cm}^2$  bestimmte Kompressibilität zu klein ausfällt.

Dies hat zur Folge, daß  $C_p - C_v$  bei Zimmertemperatur möglicherweise um maximal  $0,010\text{ cal/Mol \cdot grad}$  zu groß berechnet wird und somit die Elek-

<sup>9</sup> N. M. WOLCOTT, Int. Conf. de physique des basses températures, Paris 1955, pp. 286—289.

<sup>10</sup> J. G. DAUNT u. T. S. SMITH, Phys. Rev. **88**, 309 [1952].

tronenwärme  $C_e$  sich um diesen Betrag erhöhen müßte. Andererseits stimmt der Betrag von  $C_e = 5,8$  bzw.  $6,6 \cdot 10^{-4} \cdot T$  gut mit dem bei tiefen Temperaturen von anderer Seite erhaltenen überein. Aus den Messungen von COBBLE et al.<sup>3</sup> folgt  $\Theta = 275$ , jedoch mit einer Elektronenwärme von  $C_e = 14,0 \cdot 10^{-4} \cdot T$ .

Der Vollständigkeit halber seien noch die aus Leitfähigkeitsmessungen folgenden charakteristischen Temperaturen erwähnt: HULM und GOODMAN<sup>11</sup> erhalten  $\Theta(\text{DEBYE}) = 294^\circ$ , ASCHERMANN und JUSTI<sup>12</sup>  $283^\circ$ , während MEISSNER und VOIGT<sup>13</sup>  $310^\circ$  finden.

Die Variation der charakteristischen Temperaturen beim Rhenium ist bemerkenswert groß, ist doch der  $\Theta$ -Wert für  $0^\circ\text{K}$  von  $420^\circ$ <sup>9</sup> um mehr als 50% größer als derjenige für mittlere Temperaturen von

275. Dies ist um so erstaunlicher, als das in hexagonal dichtester Kugelpackung kristallisierende Rhenium ein nahezu ideales Achsenverhältnis von 1,615 zeigt. Ähnlich große Änderungen zeigen nur Zink und Cadmium.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft danke ich für die Überlassung einer Präzisionsmeßbrücke sowie dem verstorbenen Herrn Prof. Dr. KLAUS CLUSIUS für seine großzügige Unterstützung der vorliegenden Arbeit. Nicht zuletzt möchte ich Herrn Dr. RUTHARDT und den technischen Mitarbeitern der Fa. W. C. Heraeus, Hanau, meinen besten Dank dafür aussprechen, daß eigens für die hier mitgeteilten Messungen die Versuchskörper hergestellt und mir leihweise überlassen wurden.

<sup>11</sup> I. K. HULM u. B. B. GOODMAN, Phys. Rev. **106**, 659 [1957].

<sup>12</sup> G. ASCHERMANN u. E. JUSTI, Phys. Z. **43**, 207 [1942].

<sup>13</sup> W. MEISSNER u. B. VOIGT, Ann. Phys., Lpz. **7**, 761, 892 [1930].

## Bestimmung der Reichweite schneller schwerer Ionen in Festkörpern

Ein experimenteller Nachweis des Stenons

Von H. LUTZ \* und R. SIZMANN

Laboratorium für Technische Physik der Technischen Hochschule München

(Z. Naturforsch. **19 a**, 1079—1089 [1964]; eingegangen am 3. Mai 1964)

The range of fast heavy particles in solids is determined by a sensitive method (removal of thin surface-layers by low energy sputtering). The range distributions in various directions of copper single crystals are measured using Kr 85 ions of energies between 25 and 150 keV. The mean range in  $\langle 111 \rangle$  fits the general range vs. energy relation given by LINDHARD and SCHARFF. In  $\langle 100 \rangle$  and especially in  $\langle 110 \rangle$ , the range distributions show long tails which increase the mean penetration of the krypton ions in these directions. These "super ranges" are caused by so-called stenons, i. e. ions which move in the structural "channels" of the f.c.c. lattice.

Über die Eindringtiefe schneller schwerer Ionen von 10—150 keV in Festkörpern sind bisher erst wenige zuverlässige Daten bekannt geworden. Weitere experimentelle Untersuchungen sind deshalb lohnend. Es ist z. B. zu erwarten, daß in einem Kristallgitter die Reichweite *orientierungsabhängig* ist.

Messungen dieser Art lagen bei Beginn der Arbeit noch nicht vor. Theoretische Reichweitebeziehungen sind bisher nur für regellos angeordnete Atome aufgestellt worden<sup>1,2</sup>. Neuere Modelluntersuchungen der Bewegung schneller Teilchen im Kristallgitter mittels Rechenmaschinen<sup>3,4</sup> zeigten eine starke Ab-

\* Auszug aus der von der Fakultät für Allgemeine Wissenschaften der Technischen Hochschule München genehmigten Dissertation des Dipl.-Ing. HANS LUTZ, München 1964 (Tag der Promotion 20. 2. 1964).

<sup>1</sup> K. O. NIELSEN, in Electromagnetically Enriched Isotopes and Mass Spectrometry, Academic Press Inc., New York 1956, S. 68. — N. BOHR, Kgl. Danske Videnskab. Selskab. Mat.-Fys. Medd. **18**, 8 [1948].

<sup>2</sup> J. LINDHARD u. M. SCHARFF, Phys. Rev. **124**, 128 [1961]. — J. LINDHARD, M. SCHARFF u. H. E. SCHIØTT, Kgl. Danske Videnskab. Selskab. Mat.-Fys. Medd. **33**, 14 [1963].

<sup>3</sup> M. T. ROBINSON u. O. S. OEN, Appl. Phys. Letters **2**, 30 [1963]. — M. T. ROBINSON u. O. S. OEN, wird veröffentlicht in Phys. Rev.

<sup>4</sup> J. R. BEELER JR. u. D. G. BESCO, Radiation Damage in Solids, IAEA Vienna 1962, Vol. 1, 43. — J. R. BEELER JR. u. D. G. BESCO, J. Appl. Phys. **34**, 2873 [1963]. — D. G. BESCO u. J. R. BEELER JR., Bull. Amer. Phys. Soc. **8**, 339 [1963].