

UNTERSUCHUNG DER THERMISCHEN EIGENSCHAFTEN IM STOFF AN DER MOSKAUER UNIVERSITÄT

L. P. FILIPPOV

Moskauer Universität, UdSSR

(Eingegangen 6 Juli 1970)

Zusammenfassung—Hier ist eine Übersicht über die letzten Arbeiten gegeben, die am Lehrstuhl für Molekularphysik der physikalischen Fakultät der Moskauer Universität ausgeführt waren. Angeführt wurden die Messergebnisse der Wärmeleitfähigkeit, Temperaturleitfähigkeit, Wärmekapazität, elektrische Leitfähigkeit und der Strahlungskennziffern 11 fester hochschmelzbarer Metalle im Temperaturbereich von 1000–1500 bis 2500–3000 °K. Erörtert werden die Hauptgesetzmässigkeiten des Verhaltens solcher Grössen. Gegeben wird eine Zusammenfassung von Ergebnissen der untersuchten thermischen Eigenschaften für flüssige Metalle bei hohen Temperaturen. Zur Diskussion wurden diese Angaben gestellt. Betrachtet wurden die Gesetzmässigkeiten des Verhaltens der Wärmeleitung und Viskosität nichtmetallischer Flüssigkeiten. Es werden Verfahren zur Berechnung der Wärmeleitfähigkeit vorgeschlagen.

BEZEICHNUNGEN

- λ , Wärmeleitfähigkeit;
- c_p , Wärmekapazität;
- a , Temperaturleitfähigkeit;
- ρ , spezifischer Widerstand (im I. Teil); Dichte (im III. Teil);
- T , absolute Temperatur;
- u , Schallgeschwindigkeit;
- k , Boltzmann-Konstante.

IN DEN vorigen Artikeln, die in dieser Zeitschrift [1, 2] veröffentlicht waren, wurde von manchen Untersuchungen erzählt, die am Lehrstuhl für molekulare Physik der physikalischen Fakultät der Moskauer Universität durchgeführt wurden. Hier wird über die Entwicklung dieser Untersuchungen und neuen Arbeiten auf dem betrachteten Gebiet erzählt.

I. THERMISCHES VERHALTEN FESTER METALLE BEI HOHEN TEMPERATUREN

Als Grundziel solcher Untersuchungen, von den hier die Rede ist, sei das Erlernen von Hauptgesetzmässigkeiten des Verhaltens der Wärmekapazität, Temperaturleitfähigkeit, der

Wärme- und elektrischer Leitfähigkeit hochschmelzbarer Metalle im Temperaturbereich von Hunderten bis 3000°K, d.h. auf dem Gebiet von Zuständen, die durch verhältnismässig grosse Werte von Verhältnissen zwischen der absoluten Temperatur und bezüglichen Debyeschen gekennzeichnet werden.

Die Forschung von Wärmekapazitäten wird ausgeführt im Zusammenhang mit den Problemen der Bedeutung der Elektronen-Wärmekapazität, der Einwirkung der ungarmonischen Schwankungen der Gitter und der Bedeutung der Bildung von thermischen Vakanzen. Bei der Untersuchung von Wärmeleitfähigkeiten ist vom Interesse das Aufsuchen von Faktoren, die den Charakter der von der Temperatur abhängigen Wärmeleitung ermitteln, die Klärung von Fragen der Bedeutung von Gitterwärmeleitung.

Die Notwendigkeit, ein weites Programm von experimentellen Untersuchungen auf diesem Gebiet aufzustellen, ist mit einer grossen Divergenz von Angaben für hohe Temperaturen verknüpft. So kann man, beispielsweise, für ein der viel genauer erlernten Metalle, Platin, Werte finden kann, die sich um zwei Mal

unterscheiden [3]. Zehner Prozenten erreichen die Unterschiede in der Wärmekapazität vieler strengflüssiger Metalle in der Nähe der Schmelztemperatur [4].

Der Widerspruch in den vorhandenen Angaben ist durch die grossen experimentellen Schwierigkeiten zu erklären, die beim Messen von Hochtemperatureigenschaften entstehen, insbesondere bei Wärmeleitung. Dies in Betracht genommen, wurde in unserer Arbeit grosse Aufmerksamkeit der Entwicklung neuer Untersuchungsmethoden geschenkt, die spezifisch für das Hochtemperaturgebiet sind. Unser Verfahren zum Lösen dieses Problems haben wir an der Linie der Verwendung von Verfahren zur periodischen Heizung, die sich durch eine grosse Anzahl von Informationen unterscheiden im Experiment [4] erhalten. Die Arbeit des methodischen Charakters war mit der Entwicklung von vier Methoden vollendet, deren jede das Erhalten vom Gesamtkomplex der Grundwärmekennwerten gewährleistet—Wärmeleitzahl, Temperaturleitung und Wärmekapazität im Laufe eines Versuches. Drei dieser Verfahren waren im Artikel [1] beschrieben. Nämlich: Abart des Angströmverfahrens, bei dem die Heizung durch die Elektronenbombardierung, die Methode zylindrischen Temperaturwellen, die durch Elektronenbombardierung gebildet werden, und endlich, das Verfahren, das stationäre Messungen der Wärmeleitung im Draht und die instationäre Messungen der Wärmekapazität desgleichen Musters durch Heizung mit Wechselstrom vereint (siehe auch [4]).

Das vierte der obengenannten Verfahren stellt die Entwicklung der Methode zur Messung der Temperaturleitfähigkeit dar, gegründet auf den Gebrauch der modulierten Hochfrequenzheizung, die im [4–6] beschrieben war. Die Messungen der Temperaturleitfähigkeit mit dieser Methode kamen auf die Registrierung der Temperaturschwankungen an der Oberfläche eines Zylinders, der geheizt wurde im Wirbelstromofen, dessen Leistung nach dem periodischen Gesetz verändert wurde. Es gelang dieses

Verfahren in ein komplexes Messverfahren an Rechnung der Entwicklung von Verfahren zur Messung von Leistungen, die in den Prüfkörpern bei der Wirbelstromheizung eingeführt werden. Das Wesen dieses Verfahrens besteht in der Ermittlung der elektronischen Induktionskraft, die in der Drahtwindung um den Prüfkörper entsteht. Die elektromotorische Induktionskraft gestattet die Magnetfeldstärke an der Prüfkörperfläche zu ermitteln und dadurch auch die Heizleistung. Für die Verwertung dieses Verfahrens zur Ermittlung der Leistung ist es notwendig, den Leitwert des Prüfkörpers zu kennen; er wird an dergleichen Anlage ermittelt.

Das Block-Schema dieser Anlage wird in der Abb. 1 gezeigt. Der zu untersuchende

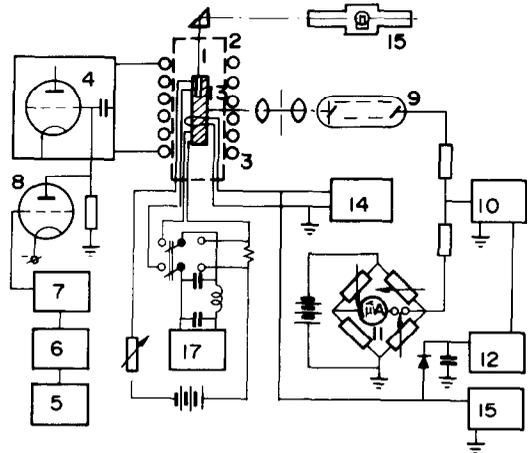


ABB. 1. Blockschaltbild der Einrichtung zur Messung von Komplexen des thermischen Verhaltens durch Elektronen-Modellierungsheizung.

Prüfkörper-I liegt in der Kammer-2 im Innern des Induktors-3, an den die Spannung vom Generator-4 zugeführt wird. Der Arbeitszustand des Generators wird durch eine Modulationseinrichtung gesteuert, die aus Tonfrequenz-generator-5, Unter-setzer-6, mit deren Hilfe die Impulsfolge der Infraschallfrequenz erhalten

lässt, Impulsator-7, der die rechtwinkligen Spannungsimpulse ausbilden, und Verstärkungsstufe-8, die die Spannung auf dem Gitter der Generatorlampe verwaltet,-besteht. Zum Aufspeichern der Temperaturschwankungen in der Probe wird das kontaktlose Verfahren benutzt. Die Ausstrahlung von der Probenoberfläche kommt auf den Fotovervielfacher-9, der an den Gleichstromverstärker-10 angeschlossen ist. Die Gleichkomponente des Signals am Einlauf wird durch das Schema-11 kompensiert, das auch zum Kalibrieren des Verstärkerstreckes gebraucht wird. Die Wechselkomponente des Signals nach einer Verstärkung wird an einem Schleifenoszillograph 12 aufgezeichnet. Der Stromkreis-13 dient zum Messen der Leistung. Die darin entstehende elektromotorische Kraft wird an die Platten der Kathodenstrahlröhre-14 zugeführt, und wird mit der konstanten Spannung von der Batterie verglichen. Die Generatorträgerfrequenz wird mittels des Frequenzmessers-14 ermittelt, die mittlere Temperatur bei der Bohrung mit Pyrometer-16. Der höchste Gesamtfehler bei den einzelnen Messungen der Temperaturleitfähigkeit macht 4-8% aus. Wärmekapazität und Wärmeleitzahl—7-10%. Die Einzelheiten bezüglich der Theorie dieses Verfahrens und dessen Gebrauches sind in [4-7] angegeben. Die Methodik wird für die Forschungen im Temperaturbereich von 1000 bis 2500°K verwendet.

Gehen wir jetzt zu den Messergebnissen über. Die Kennziffern der studierten Probe sind in der Tafel 1 angegeben. Die Sicherheit des erhaltenen experimentellen Angaben wurde mehrere Male geprüft durch das Wechseln von Grundverhältnissen des Experimentes (Abmessungen der Proben, Frequenz und Ausschlag der Temperaturschwankungen) und durch den Vergleich von Angaben, die sich bei verschiedenen Methodenabweichungen ergaben. Die Zusammenfassung von Angaben für die Wärmekapazität wird im Abb. 2 dargestellt.

Bei der Analyse des ermittelten experimentellen Stoffes wird Aufmerksamkeit zugewendet der Abwesenheit des Wärmekapazitätsaufstieges bei Molybdän, Tantal, Niob, Vanadin, Iridium und Rhodium im Temperaturbereich höher als 0,8 der Schmelztemperatur, der für die ersten drei Metalle in den Arbeiten von Ja.A. Kraftmacher und and. beobachtet wurde und mit der Bedeutung thermischer Leerstellen verbunden sind (siehe [15]). Die ermittelten Daten veranlassen uns nochmals nach der Bedeutung von Leerstellen zu fragen. Dieses Problem verdient eine separate Erörterung.

Die zweite Folgerung, die sich auf die Abhängigkeit der Wärmekapazität c_p von der Temperatur bezieht, ist die Funktionennähe $c_p(T/T_{sm})$ (T_{sm} Schmelztemperatur) für verschiedene Metalle. Die Abweichung von Messangaben von der Gesamtlinie

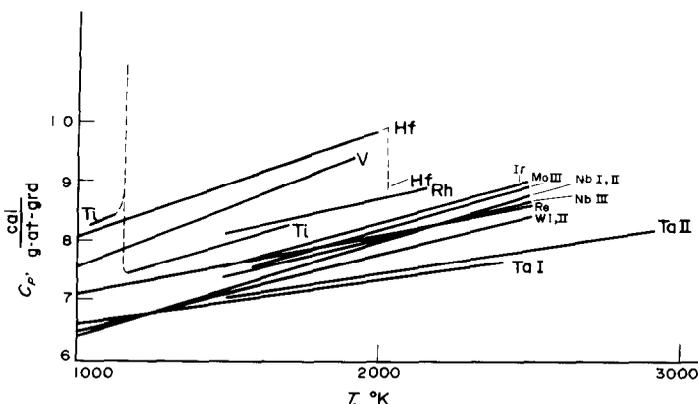


ABB. 2. Eine Übersicht von Messergebnissen für die Wärmekapazität fester schwerflüssiger Metalle.

Tabelle 1.

Metall	No des Probestückes	Charakteristik des Probestückes	Messverfahren	Anmerkung
W	I	Einkristallkern $\phi = 8, l = 50$ 99,95% (10^{-4} % Mo, $5 \cdot 10^{-2}$ % C, $4 \cdot 10^{-3}$ % O)	Induktionsheizung	
W	II	Polykristall-Kern $\phi = 13, l = 70$ 99,94% ($3 \cdot 10^{-3}$ % Mo, $3 \cdot 10^{-2}$ % C, $2 \cdot 10^{-2}$ % N)	Induktionsheizung	Messung von Wärmeleitung eines Probestückes aus Draht, siehe auch in [14]
Mo	I	Einkristall-Kern $\phi = 10,4, l = 75$ 99,99% Mo ($5 \cdot 10^{-3}$ % C, $1 \cdot 10^{-3}$ % O, $1 \cdot 10^{-3}$ % Mg, $8 \cdot 10^{-4}$ % N, $4 \cdot 10^{-4}$ % Si, $9 \cdot 10^{-4}$ % H)	Induktionsheizung	
Mo	II	Polykristall-Kern $\phi = 13,0, l = 75$ 99,9% (0,01% von Sesquioxid, 10^{-2} % Ni)	Induktionsheizung	
Mo	III	Draht $\phi = 0,05, \phi = 0,1, \phi = 0,2$ 99,98% (0,003% Mn, Fe 0,002% Cu, $5 \cdot 10^{-4}$ % Ni, $8 \cdot 10^{-4}$ % Al, $9 \cdot 10^{-4}$ % Cr, $7 \cdot 10^{-4}$ % Pb)	Stromheizung	
V	I	Leer- und Vollstab, Polykristall $\phi = 12, l = 90, \phi_{inn.} = 3,6; 4,8$ 99,72% (0,13% Al, 0,09% Si, 0,05% Fe, 0,055% C, 0,04% Ni, 0,01% N)	Induktionsheizung	Benutzt wurden 2 Verfahrensarten
Nb	I	Einkristallkern $\phi = 13, l = 75$ 99,53% (0,35% Ta, 0,01% C, 0,007% N, 0,074% W, 0,002% Mo)	Induktionsheizung	
Nb	II	Polykristallkern 99,2% (0,3% Ta, 0,08% Ti, 0,04% Fe, 0,04% Si)	Induktionsheizung, Heizung durch Elektronenbombar- dierung (Radial- Temperaturwellen)	Ein Teil von Ergebnissen siehe in [II].
Nb	III	Draht $\phi = 0,2$ 99,62% (0,28% Ta, 0,05% Fe, 0,015% Mo, 0,01% Ti, C)	Stromheizung	Siehe [II] (in [II] für die Zusammensetzung des Probestückes sind Passangaben angeführt worden, hier-unmittelbar Analysenangaben).
Ta	I	Polykristallkern 99,8% (0,15% Nb, 0,008% W, 0,005% Mo, 0,01% Si, Fe, Al, C, O)	Induktionsheizung	
Ta	II	Draht $\phi = 0,2$ 99,9% (0,05% Mo; 0,02% Nb, 0,01% Ti, Si, Al)	Stromheizung	
Ir	I	Draht $\phi = 0,2, 99,99\%$	Stromheizung	
Rh	I	Draht $\phi = 0,02, 99,99\%$	Stromheizung	In der Veröffentlichung [9], gibt es ein Druckfehler, bei der Ziffer an der Ordinatenachse der Abb. soll um eine Teilung nach oben verschoben werden.
Ti	I	Polykristallkern $\phi = 12, l = 90$ 99,8% ($\sim 0,01$ % Al, Cr, Ni, Mo, W, C, Si $\sim 0,02$ % Fe, N, $\sim 0,005$ % Mn, Cu, 0,08% O)	Induktionsheizung	
Zr	I	Polykristallkern $\phi = 9,2, l = 66$ 99,44% (0,2% Al, 0,3% Ti, 0,05% Mg, 0,025% Si, Mn)	Induktionsheizung	
Hf	I	Polykristallkern 99,3% (0,04% SiO ₂ , 0,003% Fe ₂ O ₃ , Cr ₂ O ₃ , MgO, 0,004% TiO ₂ , 0,001% CaO, 0,006% Al ₂ O ₃ ; 0,65% Zr)	Induktionsheizung	

Tabelle 1—continued

Metall	No des Probestückes	Charakteristik des Probestückes	Messverfahren	Anmerkung
Re	I	Einkristallkern 99,99% ($5 \cdot 10^{-3}$ Mo, $1 \cdot 10^{-4}$ Fe, Al, $5 \cdot 10^{-4}$ H, $4 \cdot 10^{-4}$ Si)	Induktionsheizung	Die Angaben für Re sollen als Vordaten angesehen werden, d.h. die Messungen sind ohne Rücksicht auf die Anisotropie ausgeführt worden.

$$c_p = 6 + 3 \frac{T}{T_{sm}} \frac{\text{Kal}}{\text{g-at. grd}} \quad (1)$$

ist, in der Regel, nicht mehr als 5%. Dabei ist es bemerkenswert, dass die Extrapolation der Abhängigkeit (1) zu $T = 0$ ergibt den Wert 6 Kal/g-at. grd entsprechend dem Gesetz von Dulong und Petit.

Das Problem des Verhaltens der Wärmekapazität für konstanten Rauminhalt c_v ist mit einer Erörterung der Bedeutung ungarmonischer Gitterschwankungen und den Beitrag der Elektronen-Wärmekapazität verbunden. Es gibt veröffentlichte Arbeiten, in denen, um den zweiten dieser Faktoren zu eliminieren, die Angaben gebraucht werden, die bei tiefen Temperaturen ermittelt waren (siehe, beispielsweise, [16–19]). Die Anwendung solcher Schemen an den von uns erhaltenen Stoff ergibt für den angarmischen Beitrag ein Bild, das man keinesfalls also einheitliches nennen kann. Für Vanadin, Tantal und Niob wird ein grosser negativer Beitrag erzogen, für Molybdän und Wolfram mit demgleichen räumlich-zentrierten kubischen Gitter—ein positiver Beitrag; für Iridium und Rhodium wird der angarmische Beitrag vernachlässigt klein.

Obwohl der Theorie nach prinzipiell kein Differenzzeichen des angarmischen Beitrags eliminieren wird, sind solche Ergebnisse schwierig mit der existierender Ähnlichkeit in anderen Eigenschaften der zu betrachtenden Metallen zu vereinigen, (Nähe des Verhältnisses der Schmelzwärme auf g-Atom zu der absoluten Schmelzpunkt, Nähe des Verhältnisses der

Ausdampfwärme zu der Schmelzwärme, Nähe des Produkts der Ausdehnungszahl auf den absoluten Schmelzpunkt, Nähe der Grüneisen-Werte) und, endlich, mit dem Dasein von Einheitlichkeiten im Temperaturverhältnis c_p .

Als viel wahrscheinliche Deutung solch eines Standes ist der Unterschied zwischen den Koeffizienten der Elektronen-Wärmekapazität bei hohen Temperaturen und seinem Tieftemperaturwert. Vom Standpunkt der Elektronentheorie der Metallen kann es als Folge, beispielsweise, der Elektronenphononenwechselwirkung sein, die die Elektronenverteilung nach den Energien für Tieftemperaturen beeinflusst und ist unwesentlich für hohe Temperaturen. Die theoretischen Wertungen dieses Effekts, die in der Arbeit [20] für Tantal und Wolfram, sowie in der Arbeit [21] für Vanadin vorgenommen wurden, stimmen gut mit den experimentell ermittelten Daten überein. So ist für Vanadin nach Crebbs $\gamma_0/\gamma = 1,9$ und bei uns $\gamma_0/\gamma = 1,7$ (γ -Elektronen-Wärmekapazitätzahl).

Die weitere Arbeit auf dem Gebiet der Forschung von Wärmekapazitäten fester feuerbeständiger Metalle ist mit der Klärung von c_v -Werten verknüpft, wofür äusserst wichtig ist Versuche anzustellen, die der Kompressibilitätsforschung im Bereich hoher Temperaturen vermittels der Überschalltechnik gewidmet sind.

Gehen wir zur Betrachtung von Angaben über die Wärmeleitung fester feuerbeständiger Metalle über.

Eine Zusammenfassung von Messergebnissen

Met.	No. der Pr	Temp. °K Eigensch.	1000	1100	1200	1300	1400	1500	1600	1700	1800	
W	I, II	a	(0,485)	0,463	0,443	0,424	0,407	0,391	0,376	0,363	0,352	
	I, II	c_p	(6,47)	6,60	6,74	6,87	7,000	7,13	7,27	7,40	7,53	
	I, II	λ	(136)	131,5	127	123	120	118	116	114	112	
	I	ρ	(23,9)	27,1	30,3	33,5	36,7	39,8	43,0	46,2	49,5	
	II	ρ	(24,3)	27,6	30,9	34,1	37,2	40,3	43,5	46,7	49,9	
	I, II	ε		0,120	0,139	0,154	0,169	0,182	0,194	0,205	0,216	
	I, II	ε_λ	(0,45 ₈)	0,45 ₄	0,45 ₀	0,44 ₆	0,44 ₂	0,43 ₈	0,43 ₅	0,43 ₁	0,42 ₇	
	Mo	I	a	(0,415)	0,400	0,385	0,371	0,357	0,343	0,330	0,318	0,306
		I-III	c_p	(6,70)	6,85	7,00	7,15	7,29	7,45	7,62	7,80	8,02
		III	c_p							7,62	7,80	7,96
I		λ	(123,4)	120,0	118,4	115,9	113,5	111,3	109,5	107,7	106,4	
II		λ	(120)	117,4	114,9	112,4	110,1	108,1	106,3	104,6	103,3	
III		λ						97,5	97	96,5	96	
I		ρ	(23)	26,0	28,9	31,8	34,7	37,6	40,5	43,4	46,5	
II		ρ	(24,5)	27,5	30,6	33,6	36,6	39,6	42,7	45,7	48,9	
III		ρ						38,4	41,6	44,8	48,0	
I, II		ε	(0,087)	0,098	0,109	0,120	0,131	0,142	0,152	0,161	0,171	
V	III	ε						0,165	0,175	0,185	0,195	
	I, II, III	ε_λ	(0,420)	0,415	0,41	0,405	0,40	0,395	0,39	0,385	0,38	
	I	a	0,123 ₂	0,122 ₆	0,121 ₉	0,121 ₃	0,120 ₇	0,120 ₀	0,119 ₃	0,118 ₇	0,118 ₁	
		c_p	7,56	7,77	7,97	8,18	8,38	8,59	8,79	9,00	9,20	
		λ	45,0	45,8	46,6	47,3	48,0	48,6	49,2	49,8	50,4	
		ρ	68,0	73,4	78,5	83,5	88,2	92,8	97,5	101,5	105,6	
		ε	0,157	0,173	0,186	0,198	0,207	0,215	0,221	0,226	0,230	
		ε_λ			0,42 ₂	0,41 ₈	0,41 ₃	0,40 ₈	0,40 ₃	0,39 ₉	0,39 ₄	
	Nb	I	a	(0,272)	0,270	0,268	0,266	0,263	0,261	0,259	0,257	0,254
		II	a	(0,252)	0,250	0,248	0,246	0,244	0,241	0,239	0,237	0,235
I, II		c_p	(6,40)	6,56	6,72	6,88	7,04	7,20	7,36	7,52	7,68	
III		c_p						7,44	7,56	7,68	7,80	
I		λ	(67,2)	67,9	68,6	69,2	69,9	70,6	71,3	71,9	72,6	
II		λ	(61,6)	62,2	62,8	63,4	64,0	64,6	65,3	65,9	66,5	
III		λ						66,0	66,7	67,3	68,0	
I		ρ	(42,5)	45,6	48,7	51,8	54,9	58,0	60,9	63,8	66,6	
II		ρ	(45,8)	48,3	51,8	55,1	58,3	61,2	64,0	66,8	69,6	
III		ρ			47,7	50,9	54,1	57,3	60,5	63,6	66,7	
Ta	I, II	ε	(0,108)	0,118	0,128	0,137	0,147	0,156	0,165	0,174	0,188	
	III	ε				0,17	0,18	0,19	0,20	0,205	0,215	
	I-III	ε_λ				0,38 ₄	0,38 ₁	0,37 ₈	0,37 ₅	0,37 ₂	0,36 ₉	
	I	a	(0,229)	0,227	0,225	0,223	0,222	0,220	0,218	0,216	0,215	
	I	c_p	(6,59)	6,67	6,75	6,82	6,90	6,98	7,06	7,14	7,22	
	II	c_p						7,05	7,13	7,23	7,31	
	I	λ	(56,8)	56,9	57,0	57,1	57,2	57,3	57,4	57,5	57,6	
	II	λ					57,5	58,0	58,5	59,0	59,5	
	I	ρ	(45,6)	49,6	53,6	57,3	60,9	64,4	67,8	71,2	74,4	
	II	ρ				55,5	59,5	63,0	66,8	70,2	73,4	
I ₂	I	ε	(0,13)	0,140	0,149	0,159	0,168	0,178	0,187	0,196	0,204	
	II	ε				0,16	0,17	0,18	0,19	0,20	0,21	
	I, II	ε_λ			(0,47)	0,44 ₉	0,44 ₁	0,43 ₅	0,43 ₁	0,42 ₇	0,42 ₄	
		c_p						7,59	7,73	7,88	8,03	
		λ						109	109	108,5	108	
		ρ						34,4	37,3	40,2	43,5	
		ε				0,129	0,136	0,143	0,149	0,156	0,163	
		ε_λ				0,272	0,267	0,262	0,257	0,253	0,248	

2.

1900	2000	2100	2200	2300	2400	2500	2600	2700	2800	2900	3000
0,341	0,332	0,324	0,315	0,307	0,298	(0,290)					
7,66	7,80	7,93	8,06	8,20	8,34	(8,47)					
110,5	109	108	107	106	104,5	(104)					
52,8	56,2	59,6	63,0	66,5	69,9	73,4					
53,2	56,6	60,0	63,4	66,9	70,4	73,9					
0,226	0,234	0,242	0,250	0,256	0,260	0,265					
0,42,3	0,41,9	0,41,5	0,41,2	0,40,8	0,40,4	0,40,0					
0,295	0,284	0,274	0,264	0,255	0,246	(0,237)					
8,25	8,48	8,74	9,00	9,25	9,50						
8,12	8,28	8,48	8,61	8,78	8,95	9,00					
105,1	103,3	102,9	102,1	101,3	100,5	(99,7)					
102,1	101,0	100,0	99,2	98,4	97,7	(97)					
95,5	95	94,5	94	93,5	93	92,5					
49,6	52,8	56,0	59,2	62,6	65,8	(69,2)					
52,5	55,5	58,8	62,1	65,4	68,7	(72)					
51,2	54,4	57,6	60,7	63,8	66,7	69,6					
0,180	0,189	0,198	0,206	0,213	0,221	(0,228)					
0,205	0,215	0,225	0,235	0,245	0,255	0,265					
0,375	0,37	0,365	0,36	0,355	0,35	(0,345)					
0,117,5											
9,41											
51,0											
109,5											
0,233											
0,38,9											
0,252	0,250	0,248	0,246	0,243	0,241	(0,239)					
0,233	0,231	0,228	0,266								
7,84	8,00	8,17	8,33	8,49	8,65	(8,81)					
7,93	8,06	8,20	8,33	8,44	8,60	(8,73)					
73,3	74,0	74,7	75,4	76,0	76,7	(77,3)					
67,1	67,7	68,4	69,0								
68,7	69,3	70,0	70,7	71,3	72,0	(72,7)					
69,6	72,4	75,3	78,4	81,3	84,3	(87,4)					
72,4	75,2	78,0	80,7								
69,9	73,0	76,2	79,4	82,6	85,8	(89)					
0,192	0,200	0,208	0,216	0,224	0,231	(0,238)					
0,225	0,235	0,245	0,255	0,265	0,27	0,27					
0,36,6	0,36,4	0,36,1	0,35,8	0,35,5	0,35,2	(0,34,9)					
0,213	0,211	0,209	0,208	0,206	0,204	(0,202)					
7,30	7,37	7,45	7,53	7,61	7,69	(7,77)					
7,39	7,49	7,57	7,66	7,75	7,83	7,92	8,01	8,09	8,17	8,25	
57,7	57,8	57,8	57,9	58,0	58,1	(58,2)					
60,5	61,0	61,5	62	62,5	63,0	64,0	64,5	65	65,6	66,3	(67)
77,6	81,0	84,4	87,6	91,0	94,3	97,7					
76,6	80,0	83,3	86,4	89,4	92,4	95,4	98,5	101,5	104,5	107,5	(110)
0,213	0,221	0,230	0,238	0,246	0,254	0,263					
0,22	0,23	0,24	0,25	0,26	0,27	0,28	0,29	0,30	0,31	0,32	(0,33)
0,42,1	0,41,8	0,41,6	0,41,4	0,41,2	0,41,0	0,40,8	0,40,6	0,40,4	0,40,2	0,40	(0,40)
8,17	8,32	8,47	8,61	8,76	8,90	9,05					
108	107,5	107	107	106,5	106	(105)					
46,4	49,2	51,9	54,6	57,4	60,2	63,0					
0,170	0,177	0,183	0,190	0,197	0,204	0,211					
0,243	0,238	0,233	0,229	0,224	0,219	0,215					

Tabelle 2

Met.	No. der Pr.	Temp. °K Eigensch.	1000	1100	1200	1300	1400	1500	1600	1700	1800
Rh		c_p						8,18	8,30	8,41	8,52
		λ						108	108	109	109
		ρ				28,1	30,9	33,8	36,6	39,5	41,6
		ε				0,13	0,135	0,14	0,145	0,15	0,155
		ε_λ				0,26	0,25	0,24	0,23 _s	0,23	0,22 _s
Ti		a	(0,068)	0,069	0,081	0,085	0,088	0,091	0,094 _s	0,098	
		c_p	(8,20)	8,40	7,52	7,67	7,82	7,97	8,12	8,27	
		λ	(21,0)	22,0	23,5	25,0	26,3	27,7	29,2	30,7	
		ρ	155	162	150,5	152,8	154,8	156,9	159,0	161,0	
		ε	0,246	0,254	0,247	0,252	0,257	0,262	0,267	0,272	
Zr ₂		a		0,096	0,105	0,135	0,142	0,144	0,146	0,148	0,150
		c_p		8,82	8,46	7,80	7,80	8,00	8,11	8,25	8,42
		λ		27,2	27,2	29,6	31,2	32,5	37,2	37,0	34,8
		ρ		135,8	116,5	118,0	120,0	121,9	124,0	126,2	128,3
		ε		0,240	0,226	0,227	0,232	0,238	0,244	0,250	0,256
Hf		a	(0,093)	0,096	0,099	0,102	0,105	0,109	0,112	0,115	0,118
		c_p	(8,05)	8,25	8,42	8,60	8,78	8,98	9,17	9,35	9,52
		λ	(24)	25,6	27,0	28,4	29,5	30,6	31,9	33,2	34,4
		ρ		137,0	146,5	153,0	154,1	160,8	163	164,6	165,0
		ε	(0,26)	0,266	0,272	0,284	0,291	0,299	0,306	0,312	0,318
Re		a	(0,181)	0,181	0,180	0,180	0,179	0,179	0,178	0,177	0,176
		c_p	(7,12)	7,22	7,32	7,42	7,52	7,62	7,72	7,82	7,92
		λ	(59,5)	60,1	60,6	61,1	61,5	61,9	62,3	62,7	63,1
		ρ	65,5	69,5	73,8	77,2	80,9	83,6	87,2	90,7	93,4
		ε	(0,16)	0,170	0,180	0,189	0,198	0,206	0,214	0,222	0,230
	ε_λ	(0,44)	0,43 _s	0,43	0,42 _s	0,42	0,41 _s	0,41	0,40 _s	0,40	

$$^a \text{ cm}^2/\text{s}, \quad C_p \frac{\text{Kal}}{\text{g-atom} \cdot \text{grad}} \quad \frac{\lambda W}{\text{m} \cdot \text{grad}} \quad \rho \text{ in } \mu\text{ohm} \cdot \text{cm}.$$

In den Klammern sind Daten, die durch Extrapolation erhalten wurden (im Bereich 100°).

ist im Abb. 3 angeführt worden. Die gleichen Daten sind in der Tabelle 2 insgesamt mit den Messergebnissen der Leitfähigkeit und den Werten des summarischen und monochromatischen Emissionsvermögens ($\lambda = 0,65\mu$) angeführt worden. Daraus ist zu ersehen, dass blos in zwei Fällen, für Wolfram und Molybdän, ein Bild beobachtet wird, das von der einfachen Elektronentheorie wahrgesagt wird—Abnahme der Wärmeleitung mit der Temperatur mit dem Streben nach einem asymptotischen Wert. In allen anderen Fällen nimmt die Wärmeleitung mit der Temperatur zu, oder praktisch von der

Temperatur nicht abhängt.

Eine Analyse der Frage über die Faktoren, die das Verhalten der Wärmeleitung ermitteln, führt zu einer gewissen natürlichen Schlussfolgerung, dass die Temperaturabhängigkeit der Wärmeleitung in erster Reihe durch den Charakter der Temperaturabhängigkeit eines einzelnen elektrischen Widerstandes ρ , von der linearen Abhängigkeit des Widerstandes von der Temperatur bestimmt wird. Für Wolfram und Molybdän findet eine geringe Zunahme der Grösse ρ/T mit der Temperatur statt; für die meisten anderen Metalle—eine Abnahme.

—continued

1900	2000	2100	2200	2300	2400	2500	2600	2700	2800	2900	3000
8,64	8,76	8,88	(9,00)								
110	110	(111)									
44,9	47,5	(50)									
0,16	0,165	0,17	(0,175)								
0,21 ₅	0,20 ₅	0,20									
0,151	0,152	0,153									
8,60	8,74	8,90									
35,6	36,4	37,3									
130,4	132,4	134,5									
0,262	0,268	0,274									
0,405	0,40										
0,122	0,122	0,093									
9,70	9,90	9,05									
35,6	36,7	27									
165,6	164,9	155,4	(157,5)								
0,324	0,322	0,307	(0,32)								
0,45 ₅											
0,175	0,175	0,174	0,174	0,173	0,172	0,171					
8,02	8,13	8,23	8,33	8,43	8,54	8,64					
63,5	63,9	64,3	64,6	65,0	65,3	65,6					
96,2	98,9	101,0	103,0	105,1	106,9	108,8					
0,238	0,246	0,253	0,260	0,268	0,275	0,282					
0,39 ₅	0,39	0,38 ₅	0,38	0,37 ₅	0,37	0,36 ₅					

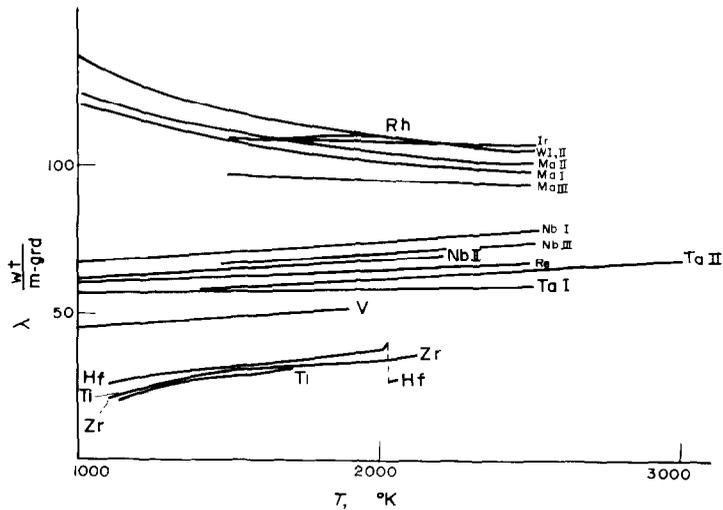


ABB. 3. Übersicht der Messergebnisse für die Wärmeleitung fester schwerflüssiger Metalle.

Dabei ist die Temperaturabhängigkeit $\lambda(T)$ steiler, je stärker ρ/T mit der Temperatur abnimmt.

Eine Analyse experimenteller Kurven $\rho/T = f(T)$ gestattet eine interessante Gesetzmässigkeit zu sehen: je höher der spezifische Widerstand ist, desto steiler nimmt er mit dem Temperaturanstieg ab. Anders gesagt, die relative Änderung des ρ/T mit der Temperatur korreliert mit der absoluten ρ -Grösse. Das gesagte wird in der Abb. 4 gezeigt, wo an der Abszissenachse die ρ/T -Werte bei der Temperatur 1300°K

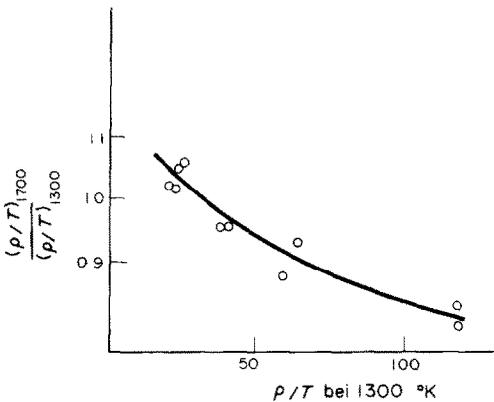


ABB. 4. Korrelation zwischen absoluten Werten für den spezifischen elektrischen Widerstand und seiner Veränderung mit der Temperatur.

abgetragen werden und an der Ordinatenachse ρ/T die Verhältnisse für 1300 K zu ρ/T für 1700°K. Die zu betrachtende Korrelation kann in Verbindung mit den Auffassungen von Mott bezüglich der Leitfähigkeit von Übergangsmetallen. Je höher die Rolle der $s-d$ Wechselwirkung in Absolutwerten des spezifischen Widerstandes ist, desto grösser ist sie auch im Einfluss auf den Temperaturbeiwert.

Das betrachtete Verhalten der Lorenz-Zahlen für die untersuchten Metalle führt zum Schluss, dass die Wärmeleitfähigkeit am Gitter nicht so wichtig ist. Bloss für Wolfram übertrifft der Anteil der Wärmeleitfähigkeit am Gitter 10% aus. Aus der Auszeichnung der Grösse der

Gitterkomponente, die traditionell durchgeführt wird bei Gebrauch der Lorenz-Zahl nach Sommerfeld für die Elektronenkomponente, folgert, dass die Grössenordnung der Wärmeleitung im Gitter die gleiche ist, wie bei den feuerbeständigen Sauerstoffverbindungen. Was die Einzelheiten anbetrifft, so ist gelungen hier eine Korrelation zwischen λ_{Gitter} , einerseits, und Schallgeschwindigkeitsprodukt um die Schmelztemperatur-andererseits zu ermitteln. Diese Gesetzmässigkeit kann geklärt werden, wenn man aus einem einfachen Modell der Wärmeübertragung am Gitter zusammen mit den Erwägungen der Ähnlichkeitslehre ausgeht.

II. THERMISCHES VERHALTEN FLÜSSIGER METALLE

Also Problem dieser Untersuchungen ist die Forschung der Veränderungen in der Wärmeleitung, Leitfähigkeit und Wärmekapazität der Metalle beim Schmelzen, Klärung der Gesetzmässigkeiten des Verhaltens und der Wechselbeziehung dieser Kenngrössen in möglichst weitem Temperaturbereich. Diese Untersuchungen sind ein Bestandteil der Arbeiten des Laboratoriums für Flüssigkeitsphysik, dessen Tätigkeit dem Studium der wichtigsten Seite des Problems des flüssigen Zustandes eines Stoffes gewidmet wird, d.h. der Frage des Charakters der Wärmebewegung in Flüssigkeiten.

Zur Änderung der Wärmeleitfähigkeit, Temperaturleitung, und Wärmekapazität werden grundsätzlich zwei der vier erwähnten Komplexmethoden verwendet (Abschnitt I) und zwar, die Abart des Angstrom-Verfahrens und das Verfahren der Radialtemperaturwellen, die durch Elektronenbombardieren erreicht werden. Die grössten Erfolge sind durch die Verwendung des zweiten dieser Verfahren erreicht worden. Die letzte Variante solcher Methodik, die sich auf den Gebrauch eines kontaktlosen photoelektrischen Verfahrens zum Registrieren von Temperaturschwankungen stützt, gestattet in der letzten Zeit den Temperaturbereich dieser

Methode bis zu $\sim 2000^\circ\text{K}$ [8, 22] zu erweitern. Unten werden Illustrationen angeführt und der Schluss betrachtet, den man aus dem in der Literatur veröffentlichten Material ziehen kann.

In Abb. 5 werden die direkten Versuchangaben für drei Charakteristiken eines flüssigen Zinn-Metalls gegeben, das gründlich studiert wurde. Diese Abbildung gestattet auf den Übereinstimmungsgrad von Daten zu schliessen, die in verschiedenen Experimenten bestimmt wurden und auf die Streuung von Ergebnissen.

Die Zusammenfassung von Messergebnissen für die Wärmekapazität flüssiger Metalle wird in Abb. 6 gegeben. Für Kupfer und Germanium sind Daten angeführt worden, die wie feste, so auch flüssige Phasen betreffen. Wesentliche Veränderungen der Wärmekapazität sind dabei nicht zu bemerken, was mist den Ergebnissen der Untersuchungen für andere Metalle übereinstimmen.

Das Wichtigste, was für Wärmekapazität der untersuchten Metalle kennzeichnend ist, ist der relative schwache Charakter der Temperaturabhängigkeit und die Ähnlichkeit der absoluten Werte für die Wärmekapazität des g-Atoms — das ist ein Tatsache, die von uns eher bezeichnet war und als thermodynamische Ähnlichkeit [4] erklärt. Etwa grössere Wärmekapazitätswerte bei Zerium sind möglich mit der Bedeutung der Innenelektronen verbunden [24].

Für die physikalische Deutung der Angaben nach der Wärmekapazität ist nicht so die Wärmekapazität vom Interesse bei konstantem Druck, wie die Gitter-Wärmekapazität bei konstantem Volumen c_v^0 (Wärmekapazität c_v mit Ausnahme der Elektronenkomponente). Eine Analyse entsprechender Daten führt zum Schluss, dass c_v^0 wesentlich abnimmt mit dem Temperaturanstieg, und für Temperaturen nah dem Schmelzpunkt wird es nah dem Wert 6 Kal/g-at. grd wie nach dem Gesetz von Dulong und Petit.

Es ist eine verschiedene dem c_v^0 eigentliche Betrachtung der Gesetzmässigkeiten möglich. In den Modelltheorien kommt es auf die Betrachtung der Ursachen der Zunahme fort-

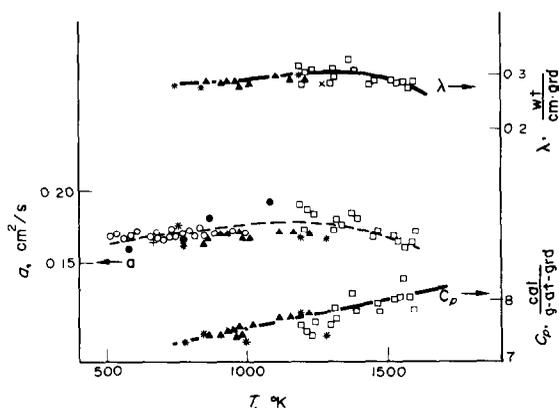


ABB. 5. Messergebnisse für die Wärmeleitung λ , Temperaturleitung a und der Wärmekapazität c_p flüssigen Zinnes. O-Messungen von a vermittels der Radialtemperaturwellen (siehe [2]); + — dasgleiche im Experiment von Ja. I. Dutschak und P. W. Panassiuk [23]; ■ — Messungen mit Angstrom-Verfahren; * — dasgleiche vermittelsdes modifizierten komplexen Angstrom-Verfahrens; ▲ — komplexe Methodenvariante für Radialtemperaturwellen. □ — dasgleiche, Hochtemperaturanlage [8].

schreitender Moden gegenüber den Schwingungsmoden. Eine andere Modellbetrachtung kann auf die Auffassung über die kollektive Bewegungen in einer Flüssigkeit, hyperakustischen Schwankungen begründet sein. Von diesem Standpunkt aus kann die Abnahme der Wärmekapazität mit dem Temperaturanstieg durch die Zunahme der minimalen Frequenz hyperakustischer Verschiebungsschwankungen klar werden, die bei der Zähigkeitsabnahme stattfinden. (Die grössere Begrenzung des Spektrums der Wanken von unten her.)

Eine viel konsequentere Betrachtung des Problems der Wärmekapazität ist mit dem

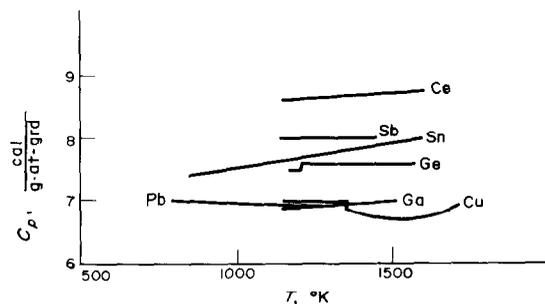


ABB. 6. Messergebnisse für Wärmekapazität flüssiger Metalle.

Gebrauch des Verhältnisses verknüpft, das die innere Energie durch die Radialverteilungsfunktion und Potential der Intermolekularen Kräfte ausdrückt. Die Versuche einer direkten Berechnung vermittels dieser Gleichung stützt an die unbestimmten Kenntnissen des Potentials für flüssige Metalle. Insbesondere von grosser Bedeutung ist das Problem des Potentials der Interaktionskräften für flüssige Metallen im Zusammenhang mit einer Reihe von Arbeiten, in denen sich um den prinzipiellen Unterschied zwischen den flüssigen Metallen und Metalloiden (siehe [25]). Augenscheinlich ist die Frage, ob die effektiven Potentiale in flüssigen Metallen wirklich schwingende sei, jetzt nicht als vollkommen gelöste zu betrachten ist. (siehe, beispielsweise [26]). In diesem Zusammenhang entsteht der Gedanke das Verhältnis zwischen Wärmekapazität und Potential zu verwenden, um gewisse Schlüsse zu ziehen über die Art des Potentials durch einen Vergleich von Berechnungen mit dem Experiment. Solch eine Arbeit ist vor kurzem von Endo und Tamaki [27] ausgeführt worden. Dabei stellte es sich heraus, dass die bei der Berechnung der Wärmekapazität ermittelten Angaben für Potentiale verschiedener Art (stark oszillierte und Lennard-Johns-Potentiale) verhältnismässig wenig unterschiedliche Werte ergeben.

Ein schwaches Verhältnis zwischen der Flüssigkeits-Wärmekapazität und der Potentialenart der molekularen Wechselwirkung kann vermittels mehr oder weniger allgemeiner analytischer Erwägungen gezeigt werden. Diese Erwägungen gründen sich auf der gemeinsamen Verwendung der oben angeführten Abhängigkeit der inneren Energie vom Potential und Virialformel, die den Druck mit dem Wechselwirkungspotential und der Verteilungsfunktion verbindet. Es hat sich herausgestellt, dass für Zustandsbereiche nah der Schmelztemperatur wesentlich ist blos das Verhalten des Potentials in der Nähe des Bodens der Potentialenke, woher man für die Wärmekapazität in erster Annäherung die Gesetze von Dulong und Petit bekommt. Daraus folgt, dass zum

Erreichen einer etwas wesentlichen Information über die Art des flüssigmetallischen Zustandes Untersuchungen des Verhaltens der Wärmekapazität in möglichst höherem Temperaturbereich nötig ist.

Doch gibt es ein Problem, wofür Angaben über die Wärmekapazität von Interesse sind, die zur Zeit erhalten wurden—das ist das Problem des Verhaltens der Zustandsgleichung in der Grüneisenform. Bei der Forschung des Verhaltens des Grünaisenparameters kamen wir zu den nächsten Schlussfolgerungen. Für die von uns untersuchten Zinn und Blei, sowie Natrium und Kalium, wird der Grünaisenparameter beim Schmelzen nicht stark verändert (diese Tatsache war auch in der Arbeit [28] bezeichnet). Mit dem Temperaturanstieg nimmt der Grünaisenparameter schwach ab. Die maximale Temperaturzahl (bei Blei) macht 2% für 100° aus. Der schwache Charakter der Temperaturabhängigkeit des Grünaisenparameters für flüssige Metalle zeugt von der Nähe der Art der Zustandsgleichung für flüssige und feste Metalle.

Die Nähe der Werte des Grünaisenparameters für feste Körper und Flüssigkeiten und dessen schwache Temperaturabhängigkeit ist interessant auch noch für ein Verhältnis—die Umschreibung des Verhaltens flüssiger Metalle den Ähnlichkeitsgesetz nach.

Eine Erwägung der Verhältnisse zwischen den dimensions-losen Grössen, d.h. Verwendung des Gesetzes entsprechender Zustände, ist bequem und genügend günstig durch die Zusammenfassung und Systematisierung der Versuchsergebnisse. Der Grünaisenparameter, indem er ein dimensionsloser Komplex ist, der schwach von der Temperatur abhängt, kann dabei als definierendes Kriterium angesehen werden, d.h. als eine Grösse, deren Wert die Angehörigkeit der Stoffe zu der oder jenen Gruppen thermodynamisch ähnlicher Stoffe vorherbestimmt. Von diesem Standpunkt aus ist es, beispielweise, klar, dass Alkalimetalle zur einer Gruppe ähnlicher Stoffe gehört, und Zinn und Blei—zu einer anderen und, dass deshalb die dimen-

sionslose Verhältnisse, die für Alkalimetalle entsprechen, nicht unbedingt für andere erfüllt werden dürfen. Allgemein kann das Verhältnis zwischen denselben dimensionslosen Werten für Zinn und Blei von anderer Art sein.

Gehen wir zur Frage der Wärmeleitfähigkeit flüssiger Metalle über. Die Ergebnisse unserer Messungen der Wärmeleitung für eine Reihe flüssiger Metalle wird in der Abb. 7 gezeigt (abgeglachte Kurven).

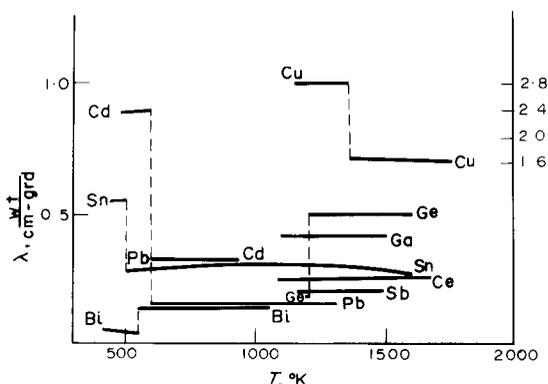


ABB. 7. Messergebnisse für Wärmeleitung flüssiger Metalle.

Ein Vergleich von Wärmeleit. und Leitfähigkeitsprüngen ist von uns in [4] gemacht worden. Sie sind in der Regel einander nah.

Interessant ist die wesentliche Zunahme der Wärmeleitung für Germanium beim Schmelzen, die durch das Entstehen einer Metalleitung gedeutet wird.

Als kennzeichnend für die Temperaturabhängigkeit der Wärmeleitung der zu untersuchenden Gruppe von Metallen ist die Schwache Temperaturabhängigkeit. So ist für flüssiges Zinn, das im Temperaturbereich 1100° geforscht wurde, die Veränderung der Wärmeleitfähigkeit nicht höher als ~10%.

Als höchst interessante Seite der Untersuchung der Wärmeleitung flüssiger Metalle ist das Problem des Verhaltens der Lorenz-Zahl, d.h. das Problem des Parallelismus der Wär-

meileitung und Leitfähigkeit. Unseren Angaben nach ist die Lorenz-Zahl in der Nähe der Kristallisationstemperatur in der Regel etwa höher, als der theoretische Wert $2,44 \cdot 10^{-8}$ ohm/grad², was vom Dasein eines kleinen, aber merklichen Anteils der Molekel (Phonen)-Wärmeleitung zeugt. Dabei ist der relative Anteil der molekularen Wärmeleitung in der flüssigen Phase nah der Schmelztemperatur als Regel etwa höher, als in der festen Phase. Die Erweiterung der Bedeutung der molekularen Wärmeleitung beim Schmelzen wird dadurch geklärt, dass die Elektronenwärmeleitung beim Schmelzen gewöhnlich stärker abnimmt, als die molekulare. Diese Schlussfolgerung wird durch die Ergebnisse unserer Messungen der Wärmeleitung von 10 Metalloidstoffen beim Schmelzen bestätigt, siehe [2, 22].

Als wesentlichste experimentelle Tatsache aus der Zahl der dem Verhalten der Lorenz-Zahl angehörigen sehen wie die Tatsache der merklichen eintönigen Abnahme der Lorenz-Zahl beim Temperaturanstieg an. Bei merklichen Entfernungen vom Schmelzpunkt wird der L-Wert wesentlich kleiner als der theoretische Wert $2,44 \cdot 10^{-8}$ W ohm/grad². So liegen negative Abweichungen vom Wiedemann-Franz-Gesetz für flüssige Metalle vor.

Die ermittelten Ergebnisse widersprechen, vielleicht, nicht den Analyse des existierenden experimentellen Materials, der in den Artikeln von Powell [3, 29] den Schluss von der Erfüllung des Gesetzes von Wiedemann-Franz bestätigt. Die meisten dort angeführten Angaben gehören zu dem Temperaturbereich nah dem Schmelzpunkt, wo auch nach unseren Beobachtungen des Gesetz von Wiedemann-Franz ganz genügend erfüllt wird.

Eine Abnahme der Lorenz-Zahl für eine Reihe flüssiger Metalle ist in der letzten Zeit in den Experimenten zur direkten Messung dieser Größe [30, 31] entdeckt worden.

In der Elektronentheorie für Metalle sind die negativen Abweichungen vom Wiedemann-Franz-Gesetz, die für Tieftemperaturen beobachtet wurden, mit der nicht elastischen Eigen-

schaft der Elektronenstreuung verknüpft ist. Vielleicht ist die gleiche Ursache verantwortlich auch für die Abnahme der Lorenz-Zahl in flüssigen Metallen. Unsere neue Experimentalangaben nötigen uns des Schuss von der Unerfüllung des Gesetzes von Wiedemann-Franz zu revidieren.

III. THERMISCHES VERHALTEN VON METALLOIDFLÜSSIGKEITEN

Eine kurz Übersicht der auf diesem Gebiet durchgeführten Untersuchungen war von uns in dem Aufsatz [2] gegeben. Dort wurden Messmethoden beschrieben, die an der Moskauer Universität entwickelt und verwendet wurden, und angeführt wird eine kurze Zusammenfassung von Ergebnissen bei der Untersuchung der Wärmeleitung. Die diesen Arbeiten angehörigen Details sind im Russischen in der Monographie [22] gegeben.

Hier wird von den grundsätzlichen Verallgemeinerungen erzählt, die sich auf die Wärmeleitung von Flüssigkeiten beziehen und die damit verbundenen Werte, indem man besondere Aufmerksamkeit der angewandten Seite, den Verfahren zur Berechnung der Flüssigkeitseigenschaften zuwendet.

Durch die Analyse des experimentellen Materials, das eine weite Klasse von Stoffen umfasst, durch die Betrachtung, beispielsweise, der Korrelation zwischen Wärmeleitung und anderen physikalisch-chemischen Kennlinien, Zuordnung zwischen Wärmeleitung einer festen und flüssigen Phase, des Verhaltens der Wärmeleitung unterkühlter Flüssigkeiten, sind wir zum Schluss gekommen, dass der Mechanismus der Wärmeübertragung in Flüssigkeiten viel Allgemeines mit dem in festen Körpern [2] hat. In [22] war diese Frage einer viel eingehenden Erörterung unterworfen, und zwar, betrachtet wurde eine Möglichkeit an die Flüssigkeiten ein Modell für die Wärmeübertragung vermittelt hyperakustischer Schwan- kungen des Mediums, Debyewellen anzuwenden.

Bei dieser Betrachtung benutzen wir die Verhältnisse eines Kontinuums: der Relaxationstheorie der Aufnahme und Streuung von Schallen. Ungeachtet des annähernden Charakters der durchgeführten Erwägungen (Betrachtung von Längswellen, Rayleighcharakter der Hyperschallstreuung an den Dichtenfluktuation u.s.w.) war auf diesem Wege gelungen die Grundgesetzmässigkeiten zu erklären, die der Wärmeleitung von Metalloidflüssigkeiten geeignet sind: bestimmt wurden richtige Grössenordnungen für die Wärmeleitung und das Vorzeichen der Temperaturabhängigkeit, geklärt wurde das Bestehen der linearen Korrelation zwischen Wärmeleitung und Schallgeschwindigkeit. Aus dem bestimmten Verhältnis folgte sogar eine neue Tatsache, und zwar, dass die Wärmeleitfähigkeit proportional ist der Wärmekapazität einer Volumeneinheit in der $\frac{2}{3}$ -Potenz. Diese Tatsache war durch die Versuchsdaten bestätigt.

Das von uns erwähnte Verhältnis ist folgender Art:

$$\lambda = \psi u (c_p \rho)^{\frac{2}{3}} k^{\frac{1}{3}} \quad (2)$$

wobei

λ – Wärmeleitfähigkeit

u – Schallgeschwindigkeit (Hyperschall),

c_p – Wärmekapazität,

ρ – Dichte,

k – Boltzmann-Konstante ist.

Der Proportionalitätsfaktor ψ ist kompliziert von vielen physikalisch-chemischen Stoffkennlinien abhängig und auch von solchen, deren exakte Definition umständlich ist. Es ist jedoch wichtig, dass ψ schwach von der Temperatur abhängig und auch wenig von Stoff zu Stoff verändert wird. Praktisch ist für verschiedene Stoffe bei entsprechenden Temperaturen konstant. Im Zusammenhang damit ist es im Verhältnis (2) für die Wärmeleitfähigkeit von Flüssigkeiten an der Sättigungslinie ψ zwäckmässig als empirischen Parameter

anzusehen, der Funktion reduzierbarer Temperaturen oder Dichten ρ/ρ_{cr} ist. Im letzten Fall kann geschrieben werden

$$\lambda = 2,12u(c_p\rho)^{\frac{1}{3}}k^{\frac{1}{3}}\left(\frac{\rho_{cr}}{\rho}\right)^{\frac{1}{3}}. \quad (3)$$

Diese Formel wurde in [22] für 20 Stoffe geprüft, für die es nötige Daten gab. Eine Mittlere quadratische Abweichung der Berechnungen von den Messergebnissen bildet 4,5%. In Abb. 8 wird ein Vergleich zwischen den

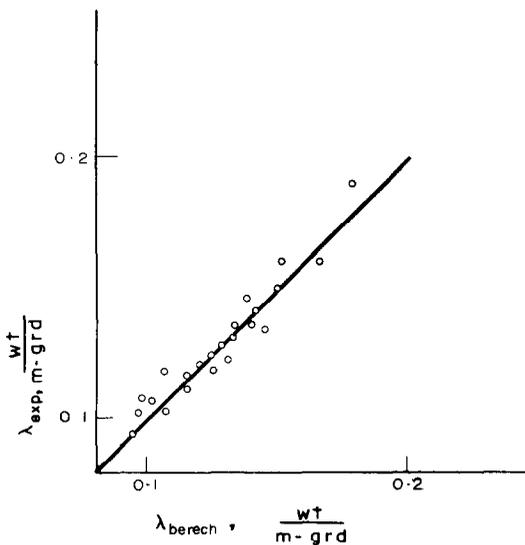


Abb. 8. Vergleich von Berechnungen für die Wärmeleitung von Flüssigkeiten der Formel (3) nach mit dem Experiment.

Berechnungen der Formel (3) nach und der experimentellen Angaben gezeigt, wo an der Abszissenachse die berechneten Werte abgetragen waren, an der Ordinatenachse—die experimentellen Werte. Jedem Stoff dieser Bildkurve entspricht ein Punkt oder zwei Punkte bei extremen Temperaturen (für 10 Stoffe). Eine maximale Abweichung von der geraden Linie (von der Berechnung) erreicht

blos in 3 Fällen 7%. Nach ihrer Wirksamkeit hat das zu betrachtende Rechenverfahren (bezeichnen wir es als I. Verfahren, den nachfolgenden gegenüber) ist sogar ausserhalb der Konkurrenz in der Literatur. Sein Nachteil: die Notwendigkeit die vier Grössen $u, c_p, \rho_{cr}, \rho(T)$ —Berechnungen sind auf die Abnahme der Zahl von Ausgangsdaten gerichtet, die nötig sind für die Vorberechnung der Wärmeleitung. Diese Überlegungen werden sich in erster Linie auf die Ähnlichkeitslehre stützen. Es gibt mehrere Verfahren zur Definition von ρ_{cr} aus anderen Angaben an Hand der Ähnlichkeitslehre. Das Einfachste ist ihre Definition aus den Angaben der Temperaturabhängigkeit der Dichte [33]. Wie in [33] gezeigt, kann die kritische Dichte mit Exaktheit von 1–2% nach der Formel

$$\rho_{cr} \approx 0,253 \left(\rho - T \frac{d\rho}{dT} \right) \quad (4)$$

ermittelt werden.

Praktisch ist zur Kenntnis des ρ_{cr} nur zwei Werte von Dichten im Temperaturbereich unter dem Siedepunkte nötig.

Die Verwendung der Formel (4) zusammen mit (3) gestattet zur Ermittlung der Wärmeleitungsfähigkeit sich auf die Angaben über u, c_p und ρ zu begrenzen.

Als Beispiele für die Berechnung, die in der zweiten Methode in der Tabelle 3 vorgeschlagen wurden, ist ein Vergleich von Rechnungsangaben mit dem Experiment gemacht worden. Dort wurden auch die Ergebnisse der Berechnung mit der ersten Methode gegeben, direkt der Formel (3) nach. Der Vergleich ist für 6 Stoffe durchgeführt worden, für die in [33] die Ergebnisse der Berechnung von ρ_{cr} angeführt werden (diese Auswahl war willkürlich).

Das nächste Stadium der Vereinfachung der Berechnungen kann erreicht werden, indem man die Verwendung direkter experimenteller Schallgeschwindigkeitswerte ablehnt. Zu diesem Zweck verwenden wir die dimensionslose Grösse u^2M/RT_{cr} (M —relative Molekularmasse, R —die Gaskonstante), indem man sie in der

Tabelle 3.

Stoff.	Temp. °C	λ Exp. W m.grd	λ , W/m.grd Formeln (3) Ausgangsdaten:		λ , W/m.grd Formeln (3), (4) Ausgangsdaten:		Formeln (4), (8) and (10) Ausgangsdaten:		λ , W/m.grd Formeln (13) Ausgangsdaten:		λ , W/m.grd Formeln (5) Ausgangsdaten:	
			$u, \rho, c_p, \rho c_p$ (1. Methode)	λ_{ber} λ_{exp}	u, ρ, c_p (2. Methode)	λ_{ber} λ_{exp}	ρ, c_p, M (3. Methode)	λ_{ber} λ_{exp}	u, ρ, c_p (4. Methode)	λ_{ber} λ_{exp}	ρ, c_p, M (5. Methode)	λ_{ber} λ_{exp}
Isopentan	0	0,118	0,126	1,07	0,122	1,03	0,122	1,03	0,119	1,01	0,120	1,02
Hexan	0	0,130	0,133	1,02	1,30	1,00	0,133	1,02	0,130	1,00	0,130	1,00
	40	0,121	0,125	1,03	0,122	1,01	0,123	1,02	0,117	0,97	0,120	0,99
Heptan	0	0,132	0,134	1,01	0,135	1,02	0,127	0,97	0,134	1,02	0,132	1,00
	50	0,121	0,124	1,03	0,125	1,03	0,117	0,97	0,123	1,01	0,121	0,97
Benzol	10	0,150	0,151	1,01	0,148	0,99	0,148	0,99	0,150	1,00	0,150	1,00
	70	0,135	0,141	1,04	0,138	1,02	0,139	1,03	0,135	1,00	0,139	1,03
Chlorbenzol	0	0,131	0,134	1,02	0,131	1,00	0,138	1,05	0,131	1,00	0,138	1,05
	80	0,117	0,116	0,99	0,114	0,98	0,127	1,09	0,112	0,96	0,129	1,10
Methylazetat	20	0,160	0,166	1,04	0,171	1,07	0,158	0,99	0,156	0,98	0,157	0,98

Funktion der reduzierbaren Dichte

$$\frac{Mu^2}{RT_{cr}} = f\left(\frac{\rho}{\rho_{cr}}\right) \quad (5)$$

darstellt.

Weiter ziehen wir in Betracht das Dasein der Regel von Rao, der entsprechend

$$u \simeq c\rho^3 \quad (6)$$

wobei c —die Proportionalitätszahl ist. Bei Berücksichtigung von (5) kann die Funktion (4)

$$\frac{Mu^2}{T_{cr}} = a\left(\frac{\rho}{\rho_{cr}}\right)^6 \quad (7)$$

konkretisiert werden, wobei, a —diegleiche Konstante für verschiedene Stoffe sein muss. Durch Ersetzen von (7) in (3) erhalten wir

$$\lambda = b \frac{T_{cr}^{\frac{1}{2}}}{M^{\frac{1}{2}}} (c_p \rho)^{\frac{2}{3}} \left(\frac{\rho}{\rho_{cr}}\right)^{\frac{4}{3}} \quad (8)$$

wobei b —konstanter Wert ist.

In der Regel hängt das Produkt $c_p \rho$ von der Temperatur sehr schwach ab und die Formel (8) in der Temperaturabhängigkeit äquivalent ist der bekannten Formel von A. S. Predwoditelew:

$$\lambda = B\rho^{\frac{4}{3}} \quad (9)$$

Daraus folgt, dass zur Definition der Wärmeleitwerten in einem bestimmten Temperaturbereich nicht nötig ist die Temperaturabhängigkeit aller Grössen zu kennen, die zu (3) und (8) (c_p, u) zählen, es genügt ihren Wert bei einer Temperatur und die Abhängigkeit der Dichte von der Temperatur zu kennen.

Die in (9) gegebene Konstante b ist von uns durch einen Vergleich zwischen der Formel (9) und den experimentellen Werten der Wärmeleitung für 15 Stoffe ermittelt worden. Wird c_p in Kal/g. grad ausgedrückt und λ —in W/m grad, so ist $b = 0,261$ (die mittlere Abweichung in den b -Werten für verschiedene Stoffe war dabei gleich 3,3%, die maximale erreichte nur in zwei Fällen 7%).

Für praktische Berechnungen nach Formel (9) als Wert der kritischen Temperatur T_{cr} kann nicht ein experimenteller Wert genommen wer-

den, sondern das der Formel nach erhaltene

$$T_{cr} = 0,493 \left(T - \frac{\rho}{(d\rho/dT)} \right). \quad (10)$$

Ergebniss dergleichen Arbeit [33]. In diesem dritten Rechnungsverfahren kann die Wärmeleitungsgrösse aus den Daten ρ, c_p und M gefunden werden. Die Ergebnisse der Berechnung für diegleichen sechs Stoffe sind in Tabelle 3 angeführt worden.

Der Erfolg, der auf dem Wege der Ermittlung der Wärmeleitung auf Grund der Angaben über die Wärmekapazität und der von der Temperatur abhängigen Dichte erreicht war, dient als Grundlage zum Aufsuchen von Verhältnissen, die viel einfacher (direkter) die zu bestimmende Grösse der Wärmeleitung mit dem Koeffizienten der Wärmeausdehnung von Flüssigkeiten verbinden. Das kann gemacht werden, wenn man den Koeffizienten ψ in (2) nicht als Funktion der Dichte, wie in (3) darstellt, sondern als Funktion des Produktes

$$\beta T = \frac{T d\rho}{\rho dT} \quad (11)$$

($d\rho/dT$ —ist die abgeleitete Dichte nach der Temperatur an der Sättigungslinie).

Die Einführung der Variabel βT ist faktisch eine andere Form der Darstellung der vorher gefundenen Abhängigkeit $\psi(\rho_{cr}/\rho)$. Jedoch erhalten wir dabei praktisch Verhältnisse, die vom gewissen Interesse sind.

Eine Analogie zur Formel (3) ist:

$$\lambda = \frac{1}{1,97} u(c_p \rho)^{\frac{2}{3}} k^{\frac{1}{3}} (\beta T)^{\frac{1}{3}} \quad (12)$$

Ein Vergleich von Berechnungen dieser Formel nach mit den Versuchsdaten für diegleichen 20 Stoffe ergibt eine quadratische mittlere Abweichung von 3%, d.h. weniger, als für die Formel (3).

Der Gebrauch von (12) für die Berechnungen ist praktisch auch etwas geeigneter. (Für konkrete Berechnungen kann geschrieben werden:

$$\lambda = 0,307 u(c_p \rho)^{\frac{2}{3}} (\beta T)^{\frac{1}{3}}, \quad (13)$$

wenn u in $\text{cm/s } 10^5$, c_p in Kal/g , ρ in g/cm^3 , für λ in W/m grd ist .

Die Messergebnisse nach Formel (13) sind auch in Tabelle 3 angeführt worden.

Das nächste Rechnungsverfahren erhalten wir durch Elimination der Grösse u aus (13) mit Rücksicht auf die Tatsache, dass der Komplex $u^2 M/RT$ auch betrachtet werden kann als Funktion dergleichen Variabel βT . So gelingt die nächste Formel zu erhalten

$$\lambda = 1,32 R^{\frac{1}{2}} k^{\frac{1}{2}} \frac{T^{\frac{1}{2}} (c_p \rho)^{\frac{1}{2}}}{M^{\frac{1}{2}} (\beta T)^{\frac{1}{2}}} \quad (14)$$

Für die gleiche Gruppe von Stoffen ergibt diese Formel eine mittlere quadratische Abweichung von den experimentellen Werten um 4,6%. Für praktische Berechnungen gebrauchen wir (14) wie folgt:

$$\lambda = 0,0746 \frac{T^{\frac{1}{2}} (c_p \rho)^{\frac{1}{2}}}{M^{\frac{1}{2}} (\beta T)^{\frac{1}{2}}} \quad (15)$$

für λ in W/m grd , c_p in Kal/g , ρ in g/cm^3 . Beispiele zur Berechnung nach dieser Formel sind auch in Tabelle 3 angeführt worden.

Ein Vergleich zwischen der Formel (12) und (14) ergibt ein Verhältnis, das die Ultraschallgeschwindigkeit mit der Grösse der Wärmeausdehnungszahl verbindet:

$$\frac{uM^{\frac{1}{2}}}{T^{\frac{1}{2}} R^{\frac{1}{2}}} \beta T = \text{const} \sim 2,60 \quad (16)$$

oder

$$\frac{uM^{\frac{1}{2}}}{T^{\frac{1}{2}}} \beta T = \text{const} = 0,24$$

(in der letzten Formel ist u in 10^5 cm/s).

Indem man zur Tabelle 3 zurückkehrt und die Bilanz zieht, kann festgestellt werden, dass alle Verfahren zur Definition der Wärmeleitfähigkeit eine fast genügende Exaktheit gewährleistet. Berechnungen mit 2–5 Methoden kommen praktisch nicht gleich in den Berechnungen nach der Ausgangsformel (3). Die Berechnung mit der 4. Methode ist etwa geeigneter und exakter, als die mit der 2. Methode bei dergleichen

Ausgangsdaten. Die Berechnungen mit der 3. und 5. Methoden sind viel bequemer, da sie auf eine geringere Zahl von Angaben beruht.

Die praktische Nützlichkeit des verwendeten Modells der Wärmeübertragung in einer Flüssigkeit war für uns ein Anlass zum Versuch ein analoges Schema von Betrachtungen zur Beschreibung der Zähigkeit von Flüssigkeiten anzuwenden. Eine Analyse des Problems der Übertragung von Impulsen durch hyperakustische Wellen führt zum Schluss, dass eine geeignete Zähigkeits-Größenordnung auf solcher Weise bei der Annahme erhalten werden kann, dass die Geschwindigkeit der Hyperschall-Querschwingungen in einer Flüssigkeit wesentlich niedriger (um eine Ordnung) als die Längswellengeschwindigkeit ist. In diesem Fall wird die Übertragung von Impulsen grundsätzlich von den Querwellen verwirklicht, was das quantitativ widersprüchliche Ergebnis erklärt, das von M. F. Schirokov [32] zur Verwendung dergleichen Konzeption mit Rücksicht nur auf die Längsschwankungen ermittelt war. Dies stimmt auch mit der in [22] gemachten Voraussetzung überein, dass im Mechanismus der Wärmeübertragung nur die Debyesche Längswellen wesentlich sind.

Es sei aber auch zu betonen, dass es auch einen gewissen Zweifel gibt, ob es möglich sei, diese gemachte Voraussetzung zu erklären und sie mit den Tatsachen in Einklang zu bringen, die für strukturlose Stoffe bekannt sind.

Daraus ausgehend, sind wir der Meinung, dass der durchgemachte Weg nur von heuristischer Bedeutung ist und wir den Details entsagen. Führen wir nur die Ausgangsformel an:

$$v = \frac{kT}{3\pi^2 c^4 \rho} \int_0^{\omega_{\max}} \frac{\omega^2 d\omega}{\alpha} \quad (17)$$

v ist die kinetische Zähigkeit,
 c Querwellengeschwindigkeit

$$\omega_{\max} = c \left(\frac{6\pi^2 \rho N_A}{M} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (18)$$

N_A —Avogadro-Zahl; die Absorptionszahl α ist gleich

$$\alpha = \alpha_0 + B\omega^4 \quad (19)$$

wobei $\alpha_0 = c\sqrt{(2)}/v$ die Wellenaufnahme im Medium mit Relaxations-Seherzähigkeit umschreibt und die B -Zahl kennzeichnet die Wellenstreuung an den Dichteschwankungen.

Nach den Transformationen, die mit jeweiligen Begrenzungsannahmen aus (7) verknüpft sind, erhalten wir die Formel

$$v = \tilde{v} \left(\frac{u^2 M}{RT} \right)^{\frac{1}{2}} \Psi \left(\frac{c^2 M}{RT} \right) \quad (20)$$

wobei

$$\tilde{v} = \left(\frac{kTu}{\rho} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (21)$$

wobei u —die Geschwindigkeit des Längshyperschalles ist, und Ψ —die bestimmte Transzendenzfunktion. Da die c -Wert unmittelbar nicht bekannt sind, ist der dimensionslose Faktor Ψ in der bestimmten Formel als empirischer zu betrachten. Gang interessant ist der Dimensionalfaktor \tilde{v} im erhaltenen Verhältnis. Die Berechnungen führen zum Schluss, dass \tilde{v} eine Grösse ist, die sehr schwach von der Temperatur abhängt und verhältnismässig wenig vom Stoff zu Stoff verändert wird. Der Grössenordnung nach ist sie nah der Centistoksen 1/10.

Es sei vom Interesse die "Stabilität" dieser Grösse für eine grosse Gruppe von Stoffen aus Kohlenwasserstoff mit Einschluss aller Kohlenwasserstoffarten: gesättigte, zyklische, aromatische. Für 53 Kohlenwasserstoffen, für die es gelungen ist Angaben über die Ultraschallgeschwindigkeit zu finden, unterscheidet sich die Grösse \tilde{v} vom Wert $\tilde{v} = 1,035 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{s}$ im Durchschnitt weniger als um 1%. Eine maximale Abweichung von dieser Grösse erreicht nur in zwei Fällen 2,5%. Dank den genannten Eigenschaften dieser Grösse ist sie interessant für die Praxis der Verwendung der Ähnlichkeitstheorie beim Aufbau von dimensionslosen

Komplexen, die keine kritische Konstanten erhalten. Die Grösse \tilde{v} mit einfacher Dimension cm^2/s kann äusserst nützlich sein für diese Zwecke.

Die Untersuchung der Temperaturabhängigkeit der Formel (20) führt zur wichtigen Schlussfolgerung, dass in genügend guter Annäherung

$$\Psi = \text{const} = \frac{1}{2\sqrt{(2)}(2\pi)^{\frac{1}{2}}} = 0,192.$$

Auf solche Weise ist für die Zähigkeit die folgende Formel gültig:

$$v = 0,192 \tilde{v} \left(\frac{u^2 M}{RT} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (22)$$

die schon keine empirische Parameter enthält.

Diese Formel ergibt genügende Resultate wie für verflüssigte Gase, als auch für organische normale Flüssigkeiten bei Temperaturen unter dem Siedepunkt.

Bessere Resultate ergibt die folgende empirische Formel

$$v = 1,85 \tilde{v} \exp \left(\frac{1}{50} \frac{u^2 M}{RT} \right). \quad (23)$$

In der Abb. 9 wird die Übereinstimmung

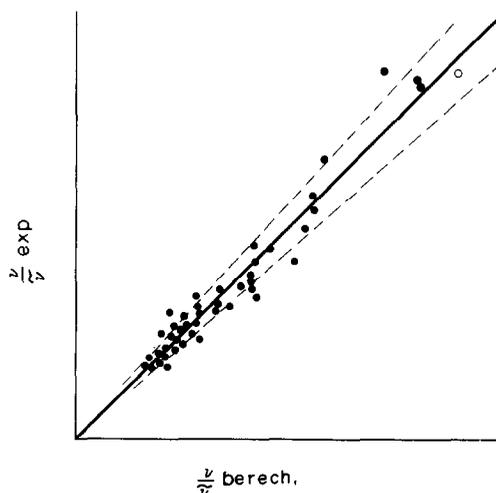


ABB. 9. Vergleich der Berechnungen von Zähigkeiten für Flüssigkeiten nach der Formel (23) mit dem Experiment.

dieser Formel mit dem Experiment für 50 Stoffe angegeben, wo an der Abszissenachse die berechneten Daten abgetragen sind und an der Ordinatenachse die Versuchsdaten. Jeder Punkt in diesem Kurvenbild entspricht einem gewissen Stoff (bei der Temperatur 20°C). Die Punktlinien begrenzen das Zehnprozent-Fehlergebiet an einer der Achsen. Aus der Abbildung ist zu ersehen, dass die zu betrachtende Abhängigkeit den Charakter einer Korrelationsabhängigkeit hat, die Korrelation ist aber ganz gut und kann für praktische Auswertungen der Zähigkeit bei Flüssigkeiten verwendet werden.

In einer Reihe von Fällen kann bemerkt werden ein Existenz von viel wesentlicher als in der Abb. 9 Abweichungen von der Formel (23), wenn die Berechnungen nach (23) sich als herabgemindert erwiesen. Solche Abweichungen finden für Benzol, Tetrachlorkohlenstoff, zyklische Kohlenwasserstoffe statt. Dem anomalen Charakter des Verhaltens der Zähigkeit für die ersten zwei der genannten Stoffe wurde auch früher geschenkt [34]. Möglichst liegt der Grund solcher Abweichungen im verhältnismässig grossen Wert der Dispersion der Hyperschallgeschwindigkeit für Benzol und Tetrachlorkohlenstoff. (Es gibt keine Angaben für zyklische Kohlenwasserstoffe.)

LITERATURVERZEICHNIS

1. L. P. FILIPPOV, Methods of simultaneous measurement of heat conductivity, heat capacity and thermal diffusivity of solid and liquid metals at high temperatures, *Int. J. Heat Mass Transfer* **11**, 331–345 (1968).
2. L. P. FILIPPOV, Liquid thermal conductivity research at Moscow University, *Int. J. Heat Mass Transfer* **11**, 331–346 (1968).
3. P. W. POWELL, Thermal conductivity: A review of some important developments, *Contemp. Phys.* **10**, 579–600 (1969).
4. L. P. FILIPPOV, Messung von thermischen Eigenschaften der festen und flüssigen Metallen bei Hochtemperaturen, *Isd, MGU, M* (1967).
5. L. P. FILIPPOV und L. A. PIGALSKAJA, Messung der Temperaturleitung der Metallen bei Hochtemperaturen, *Teplofiz. Vysok. Temp.* **2**, 384–391, 558–561 (1964).
6. L. P. FILIPPOV und I. N. MAKARENKO, Messverfahren für Komplexen thermischer Kenngrössen für Metalle bei Hochtemperaturen, *Teplofiz. Vysok. Temp.* **1**, 149–156 (1968).
7. I. N. MAKARENKO, A. V. ARUTJUNOV and L. P. FILIPPOV, Messgerät zur Messung von thermischen Eigenschaften der Metallen bei Hochtemperaturen, *Savodskaja Laboratorija* **9**, 1129–1132 (1969).
8. L. P. FILIPPOV, A. V. ARUTJUNOV, I. N. MAKARENKO, I. P. MARDYKIN, L. N. TRUCHANOVA und B. N. CHUSSAINOVA, Untersuchung thermischer Eigenschaften von flüssigen Metallen bei Hochtemperaturen. Unterlagen der II. Allunionskonferenz für Wärmephysik, *M. Isd. Stand.* 116–129 (1969).
9. A. G. SOROKIN, L. N. TRUCHANOVA und L. P. FILIPPOV, Wärmeleitung, Leitwert und Strahlungskenngrössen von Rhodium bei Hochtemperaturen, *Teplofiz. Vysok. Temp.* **2**, 372–374 (1969).
10. B. N. CHUSSAINOVA und L. P. FILIPPOV, Thermisches Verhalten des Molybdän-Monokristalles bei Hochtemperaturen, *Teplofiz. Vysok. Temp.* **5**, 929–930 (1968).
11. L. P. FILIPPOV, A. V. ARUTJUNOV, I. N. MAKARENKO, I. P. MARDYKIN, L. N. TRUCHANOVA und R. P. JURTSCHAK, Untersuchung des thermischen Verhaltens fester und flüssiger Metalle bei Hochtemperaturen. Im Sammelwerk *Wärme- und Stoffübertragung*, Vol. 7, pp. 583–589. *Isd. "Nauka i Technika"*, Minsk (1968).
12. L. A. PIGALSKAJA, L. P. FILIPPOV und V. D. BORISSOV, Temperaturleitfähigkeit vom Wolfram bei Hochtemperaturen, *Teplofiz. Vysok. Temp.* **2**, 293–295 (1966).
13. L. A. PIGALSKAJA, R. P. JURTSCHAK, I. N. MAKARENKO und L. P. FILIPPOV, Thermisches Verhalten des Molbydäns bei Hochtemperaturen, *Teplofiz. Vysok. Temp.* **1**, 144–147 (1966).
14. JU. N. SIMONOVA, L. P. FILIPPOV, Wärmeleitung von Wolfram bei Hochtemperaturen, *Z. Prikl. Mech. Tech. Tschesk. Fiz.* **1**, 111–112 (1965).
15. JA. A. KRAFTMACHER, Wärmekapazität bei Hochtemperaturen und Bildung von Leerstellen bei schwerflüssigen Metallen. Im Sammelwerk *Untersuchungen bei Hochtemperaturen*, pp. 5–54. *Isd. AN SSSR, Novossibirsk* (1966).
16. C. R. BROOKS und R. E. BINGHAM, The specific heat of aluminium from 330 to 890°K and contributions from the formation of vacancies and anharmonic effects, *J. Phys. Chem. Solids* **29**, 1553–1560 (1968).
17. G. R. BROOKS, Analysis of the excess specific heat of copper from 300 to 1200°K, *J. Phys. Chem. Solids* **29**, 1377–1385 (1968).
18. X. A. CHANG und R. HULTGREN, The dilation contribution to the heat capacity of copper and d-brass at elevated temperature, *J. Phys. Chem.* **69**, 4162–4165 (1965).
19. D. L. MARTIN, Analysis of alkali-metal specific heat data, *Phys. Rev.* **139A**, 150–160 (1965).
20. M. F. MANNING und M. J. CHODOROV, Electronic energy bands in metallic tungsten, *Phys. Rev.* **56**, 787 (1939).
21. K. KREBS, Renormalisation effect in the electronic specific heat of vanadium, *Phys. Letters* **6**, 31 (1963).
22. L. P. FILIPPOV, Untersuchung der Wärmeleitfähigkeit bei Flüssigkeiten, *Isd. MGU* (1970).

3. N. I. DUTSCHAK und P. V. PANASSIUK, Thermisches und thermoelektrisches Verhalten flüssiger Legierungen des Blei-Zinn-Systems, *Ukr. Fiz. Zh.* **11**, 4, 445 (1966).
24. F. H. SPEDDING, J. J. MCKEOWN und A. H. DAANE, The high temperature thermodynamic functions of cerium, neodymium and samarium, *J. Phys. Chem.* **64** (3), 288–294 (1960).
25. N. H. MARCH, *Liquid Metals*.
26. V. HARRISON, *Pseudopotentiale in der Metalltheorie*, M. (1968).
27. H. ENDO und S. TAMAKI, A note on the specific heat of liquid sodium, *Phys. Letters* **16** (1), 41–42 (1965).
28. O. J. KLEPPA, Ultrasonic velocities of sound in some metallic liquids, *J. Chem. Phys.* **18**, 1331–1336 (1950).
29. R. W. POWELL, Thermal and electrical conductivities of molten metals, *Thermal Conductivity*, Proc. of the 8th Conference, Vol. 4, 357–365 (1969).
30. R. P. JURTSCHAK und B. P. SMIRNOV, Wärmeleitfähigkeit und Lorenz-Zahl des festen und flüssigen Galliums, *Fizika Tverd. Tela* **10** (5), 1340–1342 (1968).
31. R. P. JURTSCHAK und B. P. SMIRNOV, Wärmeleitung und Lorenz-Zahl des Indiums in festen und flüssigen Zuständen, *Teplofiz. Vysok. Temp.* **1**, 176–177 (1969).
32. M. F. SCHIROKOV, Flüssigkeitsfähigkeit und Übertragung von Impulsen durch Wellen. In der Sammlung *Zähigkeit von Flüssigkeiten und Kolloidlösungen* vol. 2, 35. AN SSSR (1944).
33. L. P. FILIPPOV, Verfahren zur Annäherungsberechnung von kritischen Konstanten, *Z. Fiz. Khim.* **1**, 37, 201–204 (1963).
34. L. P. FILIPPOV, Verwendung der Ähnlichkeitstheorie zur Beschreibung der Eigenschaften bei Flüssigkeiten. IV. Zähigkeit, *Z. Fiz. Khim.* **31** (11), 2435–2437 (1957).

RESEARCH OF THERMOPHYSICAL PROPERTIES AT THE MOSCOW STATE UNIVERSITY

Abstract—The paper is a survey of the recent works carried out at the Molecular Physics Chair, Physical Faculty, Moscow State University. A new method is described for simultaneous measurement of all thermal properties of metals at high temperatures. Measured thermal conductivities, thermal diffusivities, heat capacities, electrical conductivities and emissivities are presented of 11 solid refractory metals in the temperature range 1000–1500 to 2500–3000 °K. The main regularities of the behaviour of those quantities are discussed. The results are summarized on thermal properties of liquid metals at high temperatures. The data obtained are discussed. The behaviour of thermal conductivity and viscosity of non-metal liquids are considered. Methods for prediction of thermal conductivity are proposed.

RECHERCHE SUR LES PROPRIETES THERMOPHYSIQUES A L'UNIVERSITE D'ETAT DE MOSCOU

Résumé—Cet article est une revue des travaux récents menés à la chaire de physique moléculaire à la Faculté de Physique de l'Université d'Etat de Moscou. On décrit une nouvelle méthode de mesure simultanée de toutes les propriétés thermiques de métaux portés à de hautes températures. On a présenté les mesures des conductivités et des diffusivités thermiques des chaleurs spécifiques, des conductivités électriques et des émissivités de onze métaux solides réfractaires dans le domaine de température variant de 1000–1500° K à 2500–3000° K. On discute les régularités principales du comportement de ces grandeurs. On a résumé les résultats sur les propriétés thermiques des métaux liquides à hautes températures. On discute les résultats obtenus. Le comportement de la conductivité thermique et de la viscosité des liquides non métalliques a ensuite été considéré. On a proposé des méthodes d'estimation de la conductivité thermique.

Аннотация—В статье дан обзор последних работ, выполненных на кафедре молекулярной физики физического факультета Московского Университета. Описан новый метод измерения комплекса свойств металлов при высоких температурах. Приведены результаты измерений теплопроводности, температуропроводности, теплоемкости, электропроводности и излучательных характеристик 11 твердых тугоплавких металлов в диапазоне температур от 1000–1500 до 2500–3000°K. Обсуждаются основные закономерности поведения этих величин. Дана сводка результатов исследований тепловых свойств жидких металлов при высоких температурах. Проведено обсуждение этих данных. Рассмотрены закономерности поведения теплопроводности и вязкости неметаллических жидкостей. Предложены способы предвычисления теплопроводности.