

M. & R. used capillary cells made of quartz, while we had Alsint cells <sup>1</sup>. M. & R. report that their cells were corroded by the melt and were discarded after some time. In some preliminary experiments we tried Vycor cells, but we found that they were corroded so rapidly by the  $\text{Li}_2\text{MoO}_4$  melt that they cracked after 2 hours, while the lifetime of a cell containing molten  $\text{Li}_2\text{WO}_4$  was 12 hours <sup>9</sup>. In comparison the corrosion by  $\text{Li}_2\text{SO}_4$  is small. Apparently high conductivity readings might be due either to a widening of the capillary bore by corrosion, or to permeation of the quartz by lithium ions. The rates of both these phenomena are likely to increase rapidly with temperature. This would cause a high apparent tem-

perature gradient for the measured conductivity, and would explain why M. & R. found an unusually large temperature dependence. Widening of the bore would result in a time dependent "conductivity" <sup>10</sup>, while permeation is more difficult to detect with certainty. Corrosion observations for halide melts indicate that a certain migration of lithium ions might occur at elevated temperatures in Vycor and some ceramics <sup>11, 12</sup>. Summarizing we find that permeation or corrosion phenomena are the most likely explanation of the observed discrepancy.

This work has been supported by "Statens Naturvetenskapliga Forskningsråd".

<sup>9</sup> On the other hand, M. & R. (private communication) find that tungstate melts are more corrosive than molybdate melts. The disagreement between their and our corrosion observations might be due to several reasons such as: differences in purity or composition of the salts, or to the fact that they used quartz and we Vycor for the cells.

<sup>10</sup> M. & R. checked the calibration of each cell after a complete set of measurements and discarded those cells where there was a change in cell constant. They doubt that corrosion influenced their data (private communication).

<sup>11</sup> A. LUNDÉN, unpublished, see also A. LUNDÉN, Corrosion Sci. **1**, 62 [1961].

<sup>12</sup> The migration of lithium ions through quartz under the influence of a high electric field has been studied by J. PAULY, C. R. Acad. Sci., Paris **252**, 2407 [1961].

## Die Atomverteilungskurven für festes und flüssiges Aluminium nach Untersuchungen an SAP

H. RUPPERSBERG und H. J. SEEMANN

Institut für Metallphysik und Metallkunde der Universität des Saarlandes, Saarbrücken

(Z. Naturforschg. **20 a**, 104—109 [1965]; eingegangen am 12. September 1964)

Es wurde die Atomverteilungskurve für festes und für flüssiges Aluminium in der Nähe der Schmelztemperatur bestimmt. Die Untersuchungen wurden an Sinteraluminium (SAP) durchgeführt.

Die für die feste Phase ermittelte Wahrscheinlichkeitskurve stimmt bis 20 Å zufriedenstellend mit der für ein Al-Gitter errechneten Kurve überein. Das mittlere Schwankungsquadrat beträgt für benachbarte Atome etwa 0,05 Å<sup>2</sup>, für entferntere Atome etwa 0,08 Å<sup>2</sup> und ist damit kleiner, als nach der DEBYESCHEN Theorie abgeschätzt wird.

In der Schmelze kann man für die ermittelten 8,3 Atome der ersten Koordinationsschale einen definierten mittleren Abstand angeben, der 2 bis 3% kleiner ist als in der festen Phase. In der Größe der thermischen Schwankungen ist kein Unterschied festzustellen.

Weiterhin wird gezeigt, daß man auch den Atomen im unsymmetrischen Teil des ersten Maximums der Schmelze einen definierten mittleren Abstand vom Bezugsatom zuordnen kann.

In einer vorhergehenden Arbeit <sup>1</sup> wurde die an Hand von RÖNTGEN-Interferenzaufnahmen ermittelte Atomverteilungskurve von flüssigem Kupfer mit den für das hexagonale und das kubische Gitter bei der Schmelztemperatur berechneten Kurven verglichen. Die Berechnung basiert auf Abschätzungen der thermischen Relativbewegung entfernter Atome und der

Korrelation in der Bewegung benachbarter Atome. Um beurteilen zu können, inwieweit diese Abschätzungen zutreffen, wurde versucht, die Atomverteilungskurve für die feste Phase in der Nachbarschaft des Schmelzpunktes nach der gleichen röntgenographischen Methode experimentell zu ermitteln wie für die flüssige Phase.

Als Versuchsstoff wählten wir Sinter-Aluminium, das in der metallischen Matrix dispergierte Alu-

<sup>1</sup> H. RUPPERSBERG, Soc. fr. Métall. Journ. Automne, Paris 1963; Mem. Sci. Rev. Met. **61**, 709 [1964].



miniumoxydteilchen enthält und unter der Bezeichnung SAP bekannt ist. Dieses Material besitzt bemerkenswerte Eigenschaften, die für unsere Untersuchungen von besonderem Vorteil sind: SAP zeigt im festen Zustand beim Erhitzen auf Temperaturen bis in die Nähe des Al-Schmelzpunktes keine oder nur geringfügige Rekristallisation. Außerdem bleibt nach Überschreitung des Schmelzpunktes die äußere Form der Proben erhalten, während sich die metallische Matrix im Inneren verflüssigt. Auch dünne SAP-Plättchen verändern ihre Gestalt bei vorsichtigem Aufschmelzen nicht, so daß auf diese Weise Durchstrahlungsaufnahmen angefertigt werden können.

Mit der Atomverteilungskurve des geschmolzenen Aluminiums haben sich bereits GAMERTSFELDER<sup>2</sup> sowie DUTCHAK, MYKOLAYCHAK und KLYM<sup>3</sup> befaßt. Da jedoch die von diesen Autoren erhaltenen Ergebnisse stark voneinander abweichen, war es schon aus diesem Grunde erwünscht, im Rahmen der vorliegenden Arbeit eine Neubestimmung der Atomverteilungskurve des flüssigen Aluminiums vorzunehmen.

### Versuchsdurchführung und Auswertung

Zur Untersuchung gelangte SAP 960, das neben Aluminium (als Hauptmasse) 3,7% Aluminiumoxyd enthält. Das von der Schweizerischen Aluminium A.G. gelieferte Ausgangsmaterial lag in Form von stranggepreßten Stangen vor.

Gegenüber RÖNTGEN-Strahlen verhält sich das Oxyd im SAP quasi amorph; weder im festen noch im aufgeschmolzenen Zustand konnten vom Oxyd herrührende Interferenzen in den RÖNTGEN-Aufnahmen gefunden werden.

*Festes Aluminium dicht unterhalb des Schmelzpunktes:* Da das stranggepreßte Ausgangsmaterial eine Textur hat, die sich ohne weiteres nicht beseitigen läßt, wurden die Untersuchungen an Feilspänen vorgenommen. Zur Aufnahme der Röntgenogramme diente die bereits an anderer Stelle<sup>1</sup> beschriebene Apparatur, ein Goniometer (Bauart Müller PW 1050) mit einer Hochtemperaturkammer. Als Strahlung benutzten wir MoK $\alpha$ -Strahlung unter Verwendung von Ross'schen Doppelfiltern. Die ebene Oberfläche der in einer Graphitküvette enthaltenen Feilspänefüllung blieb während der Rückstrahlungsaufnahme konstant um 10° gegen

das Primärbündel (Öffnungswinkel  $\frac{1}{2}^\circ$ ) geneigt. Die Versuchstemperatur betrug ca. 650 °C.

Die gemessene Intensität wurde zunächst bezüglich Absorption und Polarisierung korrigiert. Sodann wurde der verhältnismäßig geringe Streuanteil des Aluminiumoxyds nach einem von HENDUS und MÜLLER<sup>4</sup> beschriebenen Verfahren in Abzug gebracht unter der vereinfachenden Annahme einer völlig ungeordneten Struktur des Oxyds. Die zur Umrechnung in absolute Einheiten notwendige Angleichung bei großen Winkeln ist mühe-los möglich, sofern der Atomformfaktor des Aluminiums auf Dispersion korrigiert und die relativistische Korrektur der inkohärenten Streuung berücksichtigt wird. Die entsprechenden Zahlenwerte wurden den Tabellen von SAGEL<sup>5</sup> entnommen.

Die schließlich ermittelte Funktion  $i(s)$  ist in Abb. 1\* dargestellt,  $i(s)$  ist die auf ein Atom bezogene Abweichung der Streuintensität der untersuchten Substanz von der Intensität, die eine völlig regellose Anordnung der Atome ergäbe. Dabei ist  $s = (4\pi \sin \vartheta)/\lambda$  ein Maß für den Streuwinkel  $2\vartheta$ .

Nach der Theorie von ZERNICKE und PRINS<sup>6</sup>, DEBYE und MENKE<sup>7</sup> sowie WARREN und GINGRICH<sup>8</sup> wird die radiale Atomverteilungskurve  $V(r)$  (Näheres s. unten) aus  $i(s)$  durch Integration erhalten gemäß

$$V(r) = 4\pi r^2 \varrho(r) \\ = 4\pi r^2 \varrho_0 + \frac{2r}{\pi} \int_0^\infty s i(s) \sin(sr) ds. \quad (1)$$

$\varrho_0$  ist die mittlere Zahl der Atome pro Å<sup>3</sup> und wird aus der makroskopischen Dichte berechnet. Da  $i(s)$  nur bis zu einem endlichen Wert gemessen werden kann, muß dementsprechend die Integration abgebrochen werden. Als Abbrucheffect treten in der Atomverteilungskurve in den Flanken der großen reellen Maxima Nebenmaxima auf. Diese Erscheinung ist schon bei flüssigen und amorphen Stoffen sehr störend, sie kann in noch stärkerem Maße bei der Ermittlung der Atomverteilungskurve von kristallinen Stoffen hervortreten; deshalb sind in diesem Fall die Ergebnisse von zweifelhaftem Wert, vgl. z. B. VINEYARD<sup>9</sup>. Daß ein entsprechender Versuch hier trotzdem unternommen wurde, hat folgende Gründe: Erstens klingen die Extremwerte in der  $i(s)$ -Kurve, Abb. 1, als Folge der großen thermischen Schwankungen der Atome bei der Versuchstemperatur sehr schnell aus, so daß der Fehler, resultierend aus dem Abbrechen der Integration bei  $s=8,5$ , voraussichtlich klein wird, und zweitens kann — wie unten gezeigt wird — kontrolliert werden, inwieweit die erzielten Resultate richtig sind.

<sup>2</sup> C. GAMERTSFELDER, J. Chem. Phys. **9**, 450 [1941].

<sup>3</sup> JA. I. DUTCHAK, A. G. MYKOLAYCHAK u. N. M. KLYM, Fiz. Metal. Metalloved SSSR **14**, 548 [1962].

<sup>4</sup> H. HENDUS u. H. MÜLLER, Z. Naturforschg. **12a**, 102 [1957].

<sup>5</sup> K. SAGEL, Tabellen zur RÖNTGEN-Strukturanalyse, Springer-Verlag, Berlin 1958.

<sup>6</sup> F. ZERNICKE u. J. PRINS, Z. Phys. **41**, 184 [1927].

\* Abb. 1, 2, 4, 5 auf S. 106.

<sup>7</sup> P. DEBYE u. H. MENKE, Phys. Z. **31**, 797 [1930]; Erg. techn. Röntgenkde. **2**, 1 [1931].

<sup>8</sup> B. E. WARREN u. N. S. GINGRICH, Phys. Rev. **46**, 368 [1934]. — B. E. WARREN, J. Appl. Phys. **8**, 645 [1937].

<sup>9</sup> G. H. VINEYARD, Liquid Metals and Solidification, Amer. Soc. Metals, Cleveland, Ohio 1958, p. 1—48.

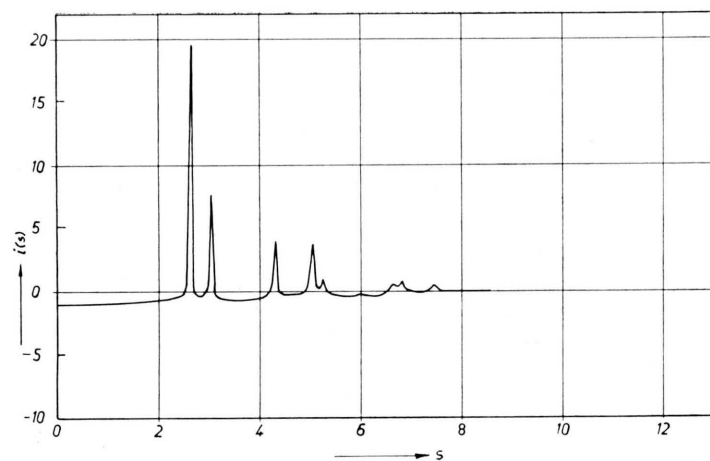
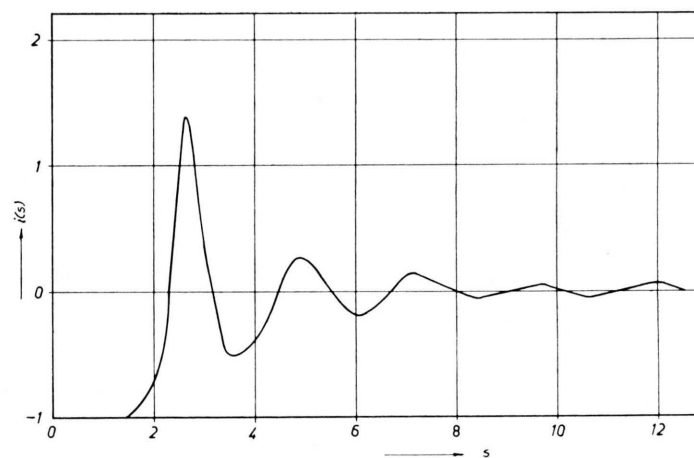
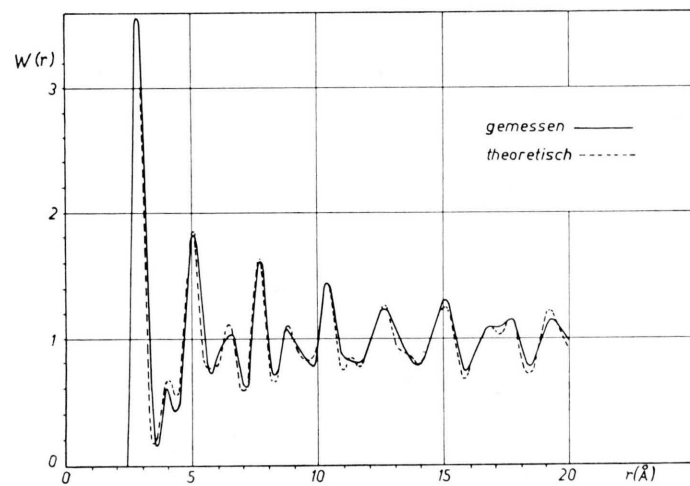
Abb. 1. Funktion  $i(s)$  für festes Aluminium bei 650 °C.Abb. 2. Funktion  $i(s)$  für flüssiges Aluminium bei 670 °C.

Abb. 4. Wahrscheinlichkeitskurve für festes Aluminium (ausgezogen) und für ein Al-Gitter (gestrichelt).

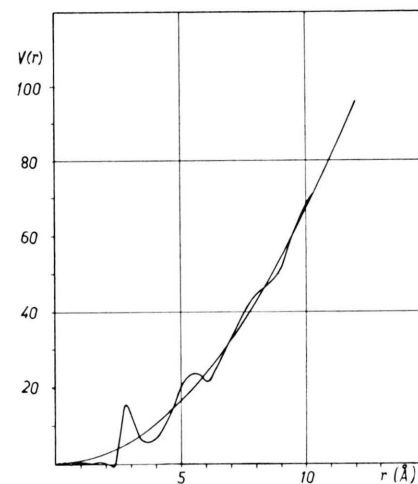


Abb. 5. Atomverteilungskurve für flüssiges Aluminium bei 670 °C.

Das Integral in Gl. (1) wurde auf der X 1 der Firma Electrológica gelöst<sup>10</sup>; die ermittelte Atomverteilungskurve zeigt Abb. 3.

*Flüssiges Aluminium dicht oberhalb des Schmelzpunktes:* In diesem Fall wurden sowohl Rückstrahl- als auch Durchstrahlungen angefertigt.

Für die Rückstrahlungen wurde ein  $15 \times 8 \times 3$  mm<sup>3</sup> großes Plättchen aus SAP 960 so in eine Graphitküvette eingespannt, daß es sich beim Aufschmelzen des Aluminiums nicht verbiegen konnte. Das Plättchen blieb bei der Aufnahme konstant um  $10^\circ$  gegen den Primärstrahl geneigt. Die gebeugte Intensität wurde bei ca.  $670^\circ\text{C}$  von  $s=3$  bis  $s=13$  bestimmt.

Die Durchstrahlungsaufnahme wurde an einem Plättchen vorgenommen, dessen Dicke  $d = \mu^{-1}$  ( $= 0,7$  mm) betrug, wobei  $\mu$  der Massenschwächungskoeffizient ist. Der Fehler in der Intensität, der durch eine Abweichung von der angegebenen Plättchendicke hervorgerufen wird, ist klein. Eine Abweichung in der Dicke von 10% führt zu folgenden winkelabhängigen relativen Fehlern der gemessenen Intensität: Für  $2\vartheta = 20^\circ$ : 0,3%; für  $2\vartheta = 40^\circ$ : 1,4%. Mit der Durchstrahlungsanordnung wurde von  $s=0,617$  (entspr.  $2\vartheta = 4^\circ$ ) bis  $s=7$  gemessen.

Nachdem die mit den beiden Verfahren erhaltenen Intensitätskurven bezüglich Absorption und Polarisation korrigiert waren, stimmten sie im überlappenden Bereich, von  $s=3$  bis  $s=7$ , praktisch überein. Die so erhaltene, in einem willkürlichen Maßstab vorliegende Kurve  $J(s)$  muß nun zur Normierung an die Funktion:

$$Y(s) = (f^2_{\text{Al}} + C_{\text{Al}}) + p \cdot (f^2_{\text{Al}_2\text{O}_3} + C_{\text{Al}_2\text{O}_3}) \quad (2)$$

angepaßt werden ( $f$  = Atomformfaktor;  $C$  = COMPTON-Streuung;  $p$  = Zahl der  $\text{Al}_2\text{O}_3$ -Moleküle pro Al-Atom). Hierzu wurde die Kurve  $J(s)$  Punkt für Punkt durch  $Y(s)$  dividiert. Es wird eine Funktion  $x(s) = J(s)/Y(s)$  erhalten, die schon die gleiche Form wie die gesuchte Funktion  $i(s)$  hat, jedoch noch um einen beliebigen Ordinatenwert  $x_m$  oszilliert. Irgendwelche Fehler, z. B. der Versuch, die Kurve  $J(s)$  an eine Kurve  $Y(s)$  mit nicht korrigiertem  $f^2$  anzugleichen, machen sich dadurch bemerkbar, daß  $x(s)$  nach oben oder nach unten fortläuft und dadurch kein  $x_m$  ermittelt werden kann.  $i(s)$  berechnet sich daraufhin zu:

$$i(s) = \frac{Y}{f^2_{\text{Al}}} \frac{1}{x_m} (x - x_m) \quad (3)$$

Der Verlauf von  $i(s)$  ist in Abb. 2 dargestellt; bei einem Vergleich mit Abb. 1 ist auf den vergrößerten Ordinatenmaßstab zu achten. Die Kurve zeigt 5 Maxima, die mit Ausnahme des letzten gleichmäßig ausklingen. Da bei großen Winkeln die Meßwerte ohnehin unsicher sind, wurde bei der Integration, die zu der in Abb. 5 dargestellten Atomverteilungskurve führt, das 5. Maximum fortgelassen, wodurch der Abbrucheffect gemildert wird.

<sup>10</sup> Wir danken der Deutschen Forschungsgemeinschaft, von der die Rechenmaschine zur Verfügung gestellt wurde, desgl. auch Herrn Dipl.-Phys. H. MARTIN für die Programmierung.

## Diskussion der Ergebnisse

### a) festes Aluminium

Die radiale Atomverteilungskurve, Abb. 3, stellt ein räumliches und zeitliches Mittel über die Atomabstände im betrachteten Volumen dar. Ausgehend von einem in den Ursprung des Koordinatensystems

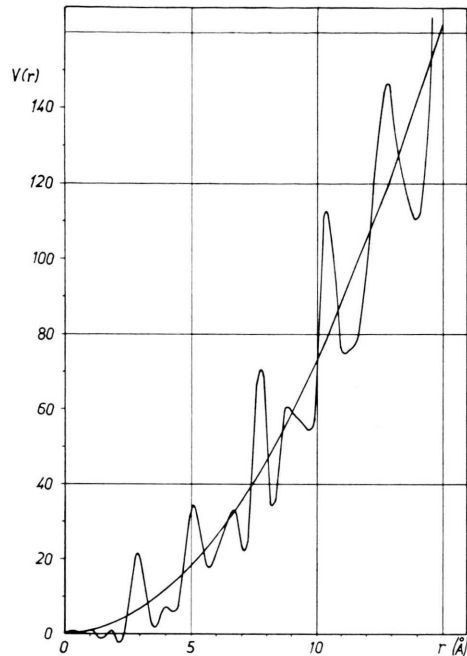


Abb. 3. Atomverteilungskurve für festes Aluminium bei  $650^\circ\text{C}$ .

gelegten Bezugsatom geben die Abszissenwerte die Abstände, die zugehörigen Ordinatenwerte die Zahl der Atommittelpunkte pro Abstandseinheit an. Das Integral

$$\int_{r_1}^{r_2} 4\pi r^2 \varrho(r) \cdot dr$$

ist gleich der Zahl der Atommittelpunkte, die im zeitlichen und räumlichen Mittel einen Abstand zwischen  $r_1$  und  $r_2$  von dem Mittelpunkt des Bezugsatoms haben.

Wegen der endlichen Größe der Atome sollte die Atomverteilungskurve bei kleinen Abständen mit der Abszisse zusammenfallen. Die Wellungen zwischen 0 und  $2,3 \text{ \AA}$  in Abb. 3 sind auf das Abbrechen der Integration und auf Meßfehler zurückzuführen.

Die Lage der nächsten Nachbarn wird angenähert durch eine GAUSS-Kurve beschrieben, die 12,3 Atome umfaßt. Der Überschuß von 0,3 Atomen liegt inner-

halb der Fehlergrenze. Der Abstand des ersten Maximums von 2,91 Å stimmt mit dem Wert überein, den man unter Berücksichtigung der thermischen Ausdehnung für Aluminium beim Schmelzpunkt errechnet. Das mittlere Schwankungsquadrat beträgt 0,05 Å<sup>2</sup>.

Weitere große Maxima liegen in der Wahrscheinlichkeitskurve  $W(r) = \varrho(r)/\varrho_0$ , Abb. 4, in den auf das erste Maximum bezogenen relativen Abständen von 1,76, 2,68, 3,60, 4,4 usw. Diese Zahlen stimmen gut mit denen überein, die für das kubisch-flächenzentrierte Gitter errechnet werden<sup>1</sup>, nämlich: 1,74, 2,64, 3,55 und 4,35. Die Maxima sind hier jedoch viel stärker ausgeprägt als in der nach der DEBYESchen Theorie berechneten Kurve. Das mittlere Schwankungsquadrat großer Atomabstände ergibt sich aus der gemessenen Kurve zu 0,08 Å<sup>2</sup>, während nach der DEBYESchen Theorie ein Wert von 0,25 Å<sup>2</sup> abgeschätzt wird, s. LEIBFRIED<sup>11</sup>.

Zur Kontrolle der Meßergebnisse wurde unter Verwendung der drei Daten – Abstand nächster Nachbarn, Schwankung des kleinsten und Schwankung der größeren Atomabstände – die Wahrscheinlichkeitskurve für das kubisch-flächenzentrierte Gitter bis zur 50. Koordination berechnet. In Abb. 4 ist diese Kurve (gestrichelt) zusammen mit der experimentell ermittelten Kurve (ausgezogen) dargestellt. Die gute Übereinstimmung beweist, daß die gemessene Kurve den wahren Sachverhalt im großen und ganzen richtig wiedergibt, womit sogleich gezeigt wird, daß die oben angeführten Bedenken hinsichtlich des angewandten Verfahrens im vorliegenden Fall nicht zutreffen. Überraschend ist die Übereinstimmung bis zu großen Abständen. Die Kurven der Flüssigkeiten werden demgegenüber in der Regel schon nach 7 bis 10 Å abgebrochen, weil sie dann zu ungenau werden.

Bei hohen Temperaturen kann man demnach für die feste Phase über die Bestimmung der Atomverteilungskurve die thermischen Schwankungen großer und kleiner Atomabstände und damit die Korrelation in der Bewegung benachbarter Atome bestimmen.

### b) Flüssiges Aluminium

GAMERTSFELDER<sup>2</sup> fand in der Beugungskurve (vgl. Abb. 2) vor dem ersten großen, bei  $s = 2,65$  liegenden Maximum ein kleines Maximum mit einem

Abszissenwert von  $s = 1,2$ . Diese Beobachtung können wir nicht bestätigen.

Zum Vergleich mit den in der Literatur angegebenen Atomverteilungskurven sollen die Abszissen der Schnittpunkte mit der Parabel  $4\pi \cdot r^2 \cdot \varrho_0$  dienen (s. Abb. 5):

|  |     |     |     |     |       |
|--|-----|-----|-----|-----|-------|
| GAMERTSFELDER <sup>2</sup>                     | 2,5 | 3,4 | 4,8 | 5,9 | 7,2 Å |
| DUTCHAK, MYKOLAY-<br>CHAK U. KLYM <sup>3</sup> | 2,4 | 3,2 | 4,2 | 5,0 | 5,9 Å |
| unsere Werte                                   | 2,5 | 3,3 | 4,7 | 5,9 | 7,1 Å |

In der Wahrscheinlichkeitskurve finden wir die Maxima bei den folgenden, noch mit anderen Daten verglichenen relativen Abszissenwerten:

|                        |   |      |      |      |
|------------------------|---|------|------|------|
| Al flüssig             | 1 | 1,86 | 2,7  | 3,5  |
| Cu flüssig             | 1 | 1,81 | 2,7  | 3,5  |
| verwackeltes Al-Gitter | 1 | 1,75 | 2,66 | 3,5  |
| SCOTT                  | 1 | 1,83 | 2,64 | 3,45 |

Die letzten Werte wurden von SCOTT<sup>12</sup> empirisch für eine ungeordnete dichte Packung von Stahlkugeln ermittelt.

Das erste Maximum der von uns an flüssigem Aluminium gemessenen Atomverteilungskurve liegt bei 2,84 Å gegenüber 2,91 Å im festen Zustand.

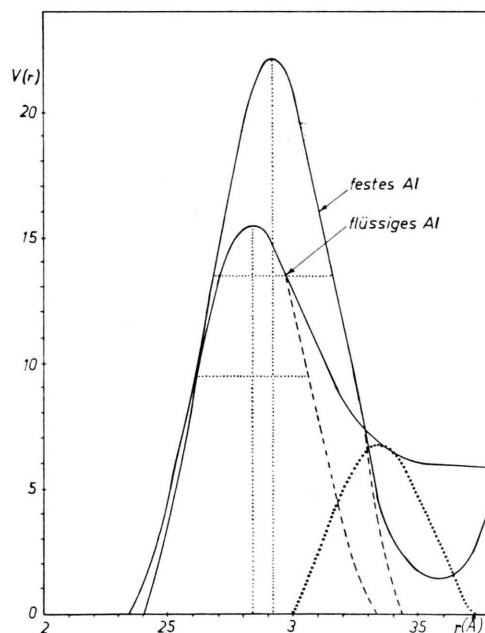


Abb. 6. Erstes Maximum der Atomverteilungskurven für festes und für flüssiges Aluminium.

<sup>11</sup> G. LEIBFRIED, Handbuch der Physik, Springer-Verlag, Berlin 1955, Bd. VII, 1, p. 260.

<sup>12</sup> G. D. SCOTT, Nature, Lond. **188**, 908 [1960]; **194**, 956 [1962].



Der häufigste Abstand nächster Nachbarn ist danach in der Schmelze um etwa 2,5% kleiner als in der festen Phase. Eine Verminderung um den gleichen Betrag, von 2,59 auf 2,51 Å, wurde beim Kupfer gefunden<sup>1</sup>. Der Effekt ergibt sich in der gleichen Größe auch bei den von PFANNENSCHMID<sup>13</sup> untersuchten Metallen Silber und Gold, sofern die thermische Ausdehnung in der festen Phase berücksichtigt wird.

Aus dem ersten Maximum kann, wie Abb. 6 zeigt, ein symmetrischer Anteil abgespalten werden, der angenähert durch eine GAUSS-Kurve beschrieben wird und einen Flächeninhalt von 8,3 Atomen hat; zum Vergleich führen wir an: Kupfer 8,5 Atome<sup>1</sup>, Argon 8 Atome (GINGRICH und TOMPSON<sup>14</sup>). Die Breite der Kurve (punktiert) ist die gleiche wie die Breite des ersten Maximums des festen Aluminiums. Daraus ist zu schließen, daß es in der Schmelze, ebenso wie im Kristall, einen definierten Abstand nächster Nachbarn gibt, und daß dieser Abstand thermischen Schwankungen unterworfen ist mit Amplitudenverteilungen, die einer GAUSS-Verteilung entsprechen. Eine eventuelle Änderung dieser Schwankungen beim Schmelzen ist kleiner als die Meßgenauigkeit.

Wenn es in der Schmelze für Paare aus *benachbarten* Atomen einen exakt definierten Abstand gibt, so trifft das vielleicht auch für entferntere Atome zu. Sehr wichtig für das Verständnis des Aufbaus der flüssigen Phase ist dabei die Frage nach dem Zustand derjenigen Atome in der Schmelze, die sich in Abständen aufhalten, welche in der festen Phase zwischen der ersten und der zweiten Koordinationsschale liegen. Im Auftreten dieser Atomabstände liegt einer der wesentlichen Unterschiede zur Atomverteilungskurve der festen Phase. Diese Zwischenatome dürften — vielleicht im Zusammenwirken mit größeren thermischen Schwankungen entfernter Atome<sup>1</sup> — die Ursache für das raschere Ausklingen der Atomverteilungskurve der Schmelzen sein. Wenn nun die genannten Atome einen definierten Abstand zum Referenzatom im Ursprung haben, so muß sich ihre Lage durch eine GAUSS-Kurve um diesen Abstand beschreiben lassen. Daß dies beim flüssigen Aluminium ebenso wie beim flüssigen Kupfer<sup>1</sup> und beim

flüssigen Argon<sup>14</sup> möglich ist, zeigt die punktierte Kurve in Abb. 6.

Sie umfaßt 2,7 Atome (Cu: 2,5; Ar: 2,5 Atome). Das Maximum liegt bei 3,35 Å; der Quotient aus diesem Abstand und dem Abstand des ersten Maximums beträgt bei Al 1,18 (Cu: 1,16; Ar: 1,16). Ein solcher Abstand kommt im idealen Al-Gitter nicht vor. Man findet ihn jedoch zwischen den Atomen rechts und links einer SHOCKLEY-Versetzung, die etwa in der (111)-Ebene liegt und bei einem BURGERS-Vektor von  $\frac{1}{6}[\bar{1}2\bar{1}]$  in der Richtung  $[0\bar{1}1]$  verläuft: das ist die Versetzung mit dem kleinstmöglichen Abstand angrenzender Atome, der entsprechende Quotient beträgt 1,154<sup>15</sup>. Die Möglichkeit, daß Versetzungen Strukturelemente in Flüssigkeiten sein können, wurde schon vor Jahren von MOTT<sup>16</sup> sowie von EYRING und Mitarb.<sup>17</sup> in Erwägung gezogen, aber nicht weiter verfolgt. SIOL<sup>18</sup> hat auf der Basis der Versetzungstheorie eine Theorie des Schmelzvorganges erarbeitet.

Wie abschließend bemerkt sei, kann man daran denken, ebenso wie an Aluminium unter Ausnutzung der vorteilhaften Eigenschaften des SAP, auch an anderen Metallen entsprechende Strukturuntersuchungen zur Bestimmung der Atomverteilungskurve im festen und flüssigen Zustand durchzuführen. Eine Formbeständigkeit wie beim SAP kann nach eigenen Versuchen für Kupfer dadurch erreicht werden, daß man sauerstoffhaltiges Kupferpulver mit 1% Aluminiumoxyd (Korngröße ca. 1 µ) sintert. Wir fanden, daß Blöckchen in der Größe von 10 × 5 × 5 mm<sup>3</sup> auch oberhalb der Schmelztemperatur des Kupfers ihre scharfkantige Form behielten. Im Schliffbild war zu erkennen, daß die Oxydteilchen sich nicht zusammenlagerten. Es handelt sich bei dieser Formbeständigkeit offensichtlich um einen Kapillareffekt.

Wir danken der Deutschen Forschungsgemeinschaft für die im Rahmen einer Sachbeihilfe gewährte Förderung dieser Arbeit. Besonderen Dank schulden wir dem mit unserem Institut in enger Verbindung stehenden Institut de Recherches de la Sidérurgie Française (IRSID) in St. Germain-en-Laye für die laufende Unterstützung auf dem uns gemeinsam interessierenden Forschungsgebiet.

<sup>13</sup> O. PFANNENSCHMID, Z. Naturforschg. **15 a**, 603 [1960].

<sup>14</sup> N. S. GINGRICH u. C. W. TOMPSON, J. Chem. Phys. **36**, 2398 [1962].

<sup>15</sup> Natürlich kann die Übereinstimmung der Abstandsquotienten zufällig und durch die für alle drei Flüssigkeiten gleiche Breite des ersten Maximums vorgetäuscht sein.

<sup>16</sup> N. F. MOTT, Proc. Roy. Soc., Lond. A **215**, 1 [1952].

<sup>17</sup> H. EYRING, T. REE u. N. HIRAI, Proc. Nat. Acad. Sci. U.S. **44**, 683 [1958].

<sup>18</sup> M. SIOL, Z. Phys. **164**, 93 [1961].