

tungsprozesse auf, die dann die Verdampfung der Spaltprodukte zur Folge haben. Zwar träfe in diesen Energiebereichen die Formel (6) gerade am besten zu, wenn eine reguläre Verdampfung stattfände, jedoch wird in zunehmendem Maße die Verdampfung durch Spaltung abgelöst. Dieses Problem wurde von Süßmann³ kürzlich behandelt. Faßt man Spaltung und

Verdampfung als gesondert zu betrachtende Probleme auf, so kann Gl. (6) auf ihrem Kompetenzgebiet bei Kernverdampfung durch Höhenstrahlung unbedenklich angewandt werden.

Herrn Dr. G. Süßmann danke ich für manche Diskussion.

Anm. b. d. Korr.: Erst jetzt wird mir die Arbeit von L. Wolfenstein, Phys. Rev. **82**, 690 [1951] bekannt, in der speziellere Fragen behandelt werden.

³ G. Süßmann, Z. Naturforsch. **8a**, 404 [1953].

NOTIZEN

Ortskorrelation der Elektronen in einigen tetragonal verzerrten A1-Strukturen*

Von Konrad Schubert

Max-Planck-Institut für Metallforschung, Stuttgart
(Z. Naturforsch. **9a**, 261–262 [1954]; eingeg. am 22. Dezember 1953)

Für eine Familie von tetragonal verzerrten A1-Strukturen, die dem NiZn (Raumtemperatur-Modifikation) verwandt sind, wurde ein Strukturargument aus dem Bandmodell der Elektronentheorie gegeben, wonach die Fermi-Kugel der Valenzelektronen die Brillouin-Ebenen {111} der unverzerrten vieratomig aufgestellten A1-Struktur tangiert¹. Aus diesem Strukturargument ergab sich eine Voraussage für die Änderung des Achsverhältnisses in Abhängigkeit von der Konzentration des an Valenzelektronen reicheren Legierungspartners. Die Nachprüfung zeigte, daß es Phasen gibt, die die Voraussage erfüllen und solche, die ihr widersprechen. Es ist daraus zu entnehmen, daß noch ein anderes Strukturargument von Bedeutung für diese Strukturfamilie sein muß. Als solches wurden Wirkungen angesehen, die mit den d-Schalen der Atome zusammenhängen. Nun hatte sich bei der Diskussion der CuAl₂-Strukturfamilie gezeigt, daß die d-Elektronen des einen Partners mit den Valenzelektronen beider Partner einer Verbindung in Ortskorrelation treten können (Durchdringungskorrelation), was sich alsdann in der Kristallstruktur bemerkbar macht. – Ein Atom ist besonders geneigt zu einer Durchdringungskorrelation, wenn die Dichte der d-Elektronen an der Atomoberfläche groß ist und nicht von Valenzelektronen abgeschirmt wird. Es liegt daher nahe anzunehmen, daß beispielsweise im NiZn die zehn d-Elektronen des Nickelatoms mit den zwei Valenzelektronen des Zn-Atoms in Ortskorrelation stehen. Zu einem plausiblen Vorschlag gelangt man wie folgt: Man unterteile eine kubische Zelle durch Halbieren der Kanten in 8 Würfel und lege in die Mitte der Hälfte dieser Würfel ein Atom, so daß man eine A1-Struktur erhält. Man lege nun auf die Kantenmitten jedes zentrierten Würfels einen Elektronenplatz und gelangt so

zu einer Elektronenanordnung mit 24 Plätzen je A1-Zelle. Diese Ortskorrelation würde zu dem Aufbau der Verbindungen NiZn, AuCu, CuTi₃, ZrH₂ usw. passen. Es gibt (in der ausführlichen Mitteilung zu erörternde) Gründe dafür, daß diese an sich kubische Ortskorrelation bestrebt ist, das Atomgitter tetragonal so zu verzerren, daß die *c*-Achse kürzer als die *a*-Achse wird. Bei den Verbindungen der Art NiMn, PdMn usw. wird man annehmen dürfen, daß fünf d-Elektronen des Mn nicht in die Ortskorrelation eintreten, d. h. von ihr statistisch unabhängig bleiben. Nun läßt sich aus dem Erfahrungsmaterial entnehmen, daß die Konzentration einer Phase der Art NiZn sich bis zu 25 At% gegen die Seite des Komplexbildners (Ni, Pd, usw.) verschieben kann. Ergänzt man die oben genannte Ortskorrelation durch Zentrierung der Kubooktaeder zu einer kubisch flächenzentrierten Ortskorrelation, so können maximal 32 Elektronen je Zelle, also 8 je Atom untergebracht werden. Zu dieser Zahl passen die Verbindungen NaBi, MgIn, TiAg, Mo₃N usw. und die Phasen der Art NiZn, welche mehr als 50 At% des Komplexbildners enthalten, wie z. B. Ni₂Ga.

Wird die Zahl 32 überschritten wie bei Au₃Zn oder Ni₃V und PbO oder InBi, so wird jedenfalls die zum NiZn gehörige Ortskorrelation unmöglich. Man kann ihren offenbar energetisch vorteilhaften Einfluß erhalten, wenn man senkrecht zur *c*-Achse des Atomgitters eine weitere Elektronenebene einschiebt. Man käme dann zu maximal 40 Elektronenplätzen, d. h. bei der Annahme, daß jeder Atomrumpf im Mittel einen Platz zudeckt, zu 36 zu besetzenden Stellen. Zu dieser Zahl passen Au₃Zn, Ni₃V usw. und gemäß obiger Annahme auch die Abschreckmodifikation von Au₃Mn. Da bei einer zusätzlich eingeschobenen Elektronenebene die Lagenfolge der Elektronenebenen nicht mehr periodisch mit der Zelle ist, paßt obige Annahme auch zu der Beobachtung, daß Au₃Zn bzw. Ni₃V eine gegenüber der Unterstruktur verdoppelte *c*-Achse haben. Schiebt man zwei Elektronenschichten je *c*-Achse ein und kontrahiert das Elektronengitter längs der *c*-Achse, so gelangt man zu plausiblen Ortskorrelationen für PbO (B 10) und InBi, die insbesondere die Parameter des schweren Atoms zu verstehen gestatten.

* Eine ausführliche Mitteilung erscheint in der Z. Metallkunde.

¹ K. Schubert, Z. Metallkunde **43**, 1 [1952].



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 digitalized 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.

Ähnliche Verhältnisse liegen vor bei den Strukturen von $TiAl_3$, $NbAl_3$ und $ZrAl_3$. – Besetzt man in der A1-Struktur des Al die Oktaeder- und Tetraederlücken alle mit einem Elektron, so hat man gerade drei Elektronen je Atom untergebracht. Die Ortskorrelation ist vom A2-Typ mit „vertriebenen“ Elektronen. Ersetzt man ein Al je Zelle durch ein Ti, so daß sich also die Verbindung $TiAl_3$ ergibt, so kann diese Ortskorrelation nicht mehr vorliegen, wenn man Durchdringungskorrelation annimmt, d.h. das Ti vier Elektronen in die Ortskorrelation beisteuern läßt. Durch Einschieben einer zusätzlichen Elektronenebene, in diesem Fall einer Ebene senkrecht zur c -Achse mit zwei Elektronen je Kristallgittermasche erhält man eine Ortskorrelation, die nicht nur die besonderen Atomlagen zu verstehen gestattet, sondern auch die beobachtete Dehnung des Achsverhältnisses.

Bei $NbAl_3$ hätte man anzunehmen, daß eine Elektronenebene mit vier Plätzen je Kristallgittermasche eingeschoben wird. Bei $ZrAl_3$ und Ti_1Al_1 wird man ähnliche Annahmen machen dürfen. Auch in diesem Falle verknüpft also die Ortskorrelationsannahme die Besonderheiten der Struktur mit einer Bedingung für ihr Auftreten.

² K. Schubert, Z. Metallkunde, erscheint demnächst.

³ C. H. Johansson u. J. O. Linde, Ann. Phys., Lpz. 25, 1 [1936].

Eine ähnliche Deutung wie bei den oben genannten Strukturen läßt sich auch beim CdHg bzw. TiCu (Hochtemperaturphase) geben: Man unterteile die Diagonalen der vieratomigen Zelle in vier und die c -Achse in zwei Teile und zentriere die so gegebenen Würfel. Man hat dann 32 Plätze je Zelle, d. h. 16 je Verbindungsge- wicht in guter Übereinstimmung mit den beiden be- kannten Beispielen.

Durch die Ortskorrelation des NiZn wird die Beob- achtung erklärt, daß das Achsverhältnis in Abhängig- keit von der Konzentration bei 50 At% (falls dieser Wert im Homogenitätsbereich der Phase liegt) einen Extremwert aufweist^{1,2}, ferner, daß die unter (über) etwa 0,85 liegenden Achsverhältnisse i. allg. mit zu- nehmender Annäherung an 50 At% steigen (fallen)². Weiterhin ergibt das Ortskorrelationsargument eine Möglichkeit, die orthorhombischen Varianten (z. B. CuAu II³) zu verstehen. Es wird auch die Tatsache ver- ständlich, daß das Achsverhältnis mit steigender Temperatur gegen den für eine A2-Struktur gültigen Wert 0,71 fällt¹, bzw. gegen den für eine A1-Struktur gültigen Wert 1,00 steigt⁴ und daß dieser Anstieg pro- portional dem Ordnungsgrad der Struktur ist⁵.

⁴ K. Ohshima u. G. Sachs, Z. Phys. 63, 210 [1930]; U. Dehlinger u. L. Graf, ebd. 64, 359 [1930].

⁵ N. N. Buinow, J. exp. theoret. Physik 17, 41 [1947].

Sprünge in Versetzungslinien

Von Alfred Seeger und Hubert Blank

Max-Planck-Institut für Metallforschung, Stuttgart, und Institut für theoretische und angewandte Physik der Technischen Hochschule Stuttgart

(Z. Naturforschg. 9a, 262–263 [1954]; eingeg. am 9. Febr. 1954)

In der angelsächsischen Literatur wird als „*dislocation jog*“ eine Stelle in einer Versetzungslinie bezeichnet, an der eine Versetzung von ihrer Gleitebene E_1 in eine dazu parallele Gleitebene E_1' überspringt. Wir bezeichnen einen solchen Übergang als Versetzungssprung. Ein Versetzungssprung entsteht im allgemeinen dann, wenn eine Versetzungslinie 1 mit Burgers-Vektor b_1 und Gleitebene E_1 von einer nicht in E_1 gelegenen Versetzungslinie 2 mit Burgers-Vektor b_2 geschnitten wird. Man faßt den Sprung oft zweckmäßigerweise als ein kurzes Stück der Versetzungslinie 1 auf, das wegen der Konstanz des Burgers-Vektors längs einer unverzweigten Versetzungslinie ebenfalls den Burgers-Vektor b_1 hat.

¹ W. T. Read, Jr., Dislocations in Crystals, Mc Graw-Hill, New York 1953, p. 84 f. Es wird hier behauptet, daß die Sprungebene senkrecht auf der Gleitebene E_1 stünde.

² Auf den Unterschied zwischen b und b' (lokaler

In der Literatur finden sich Angaben über die Gleitebene E_{Sp} und die Richtung des als Versetzung aufgefaßten Sprunges nur für extreme Spezialfälle. Eine als allgemeingültig bezeichnete Aussage in einem soeben erschienenen Buch¹ ist unrichtig. Es erscheint deshalb zweckmäßig, auf den Sachverhalt kurz einzugehen.

Allgemeine, d. h. von den Einzelheiten der Atom- anordnung unabhängige Aussagen kann man dann machen, wenn die Länge der ins Spiel kommenden Burgers-Vektoren groß gegen den Abstand nächster Nachbarn ist, d. h. also höchstens in Gittern mit Basis. Wir behandeln zunächst diesen Fall und geben dann am Schluß dieser Mitteilung die Resultate für das zur Zeit interessanteste Beispiel eines Translationsgitters, nämlich das flächenzentriert-kubische Gitter.

Die Gleitebene des Sprunges kann im Fall „großer“ Burgers-Vektoren aus der Definition des Burgers-Vektors abgeleitet werden. Diese besagt, daß zwei unmittelbar benachbarte Punkte P und Q, zwischen denen eine Versetzung mit Burgers-Vektor b_2 hindurchwandert, eine zusätzliche Verschiebung relativ zueinander um b_2 erleiden² (Abb. 1). Das zusätzliche Versetzungs-

Burgers-Vektor, siehe F. C. Frank, Phil. Mag. 42, 809 [1951]) sowie auf die Definition des Vorzeichens des Burgers-Vektors (siehe B. A. Bilby, Research 4, 387 [1951]) gehen wir hier nicht ein. Beides läßt sich leicht berücksichtigen.

stück, das nach dem Durchkreuzen der Kontinuität wegen einzufügen ist, hat die Richtung von b_2 . Die Gleitebene E_{Sp} des Sprunges ist also die von b_1 und b_2 aufgespannte Ebene.

Sind die beiden Versetzungen 1 und 2 vollständig und nicht in Teilversetzungen dissoziiert und wirken keine zusätzlichen äußeren Kräfte, so kann man – von einem unten zu besprechenden singulären Fall abgesehen – nähere Angaben über die Länge des Versetzungsstückes im Sprung machen. Es wird sich nämlich unter den oben genannten Umständen während und unmittelbar nach der Sprungbildung durch Gleitbewegungen in den Ebenen E_1, E_1' und E_{Sp} der kürzeste mögliche Verlauf der gesamten Versetzungslinie 1 einstellen. Dies ist erreicht, wenn die Versetzung einschließlich Sprung in einer einheitlichen Ebene E_{St} verläuft.

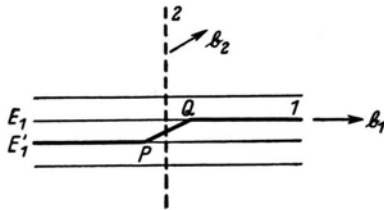


Abb. 1. Projektion der Versetzungsanordnung mit Sprung auf die Streckenebene der Versetzung 1.

Diese Ebene ist dadurch definiert, daß sie durch die Normale zur Gleitebene E_1 und die Tangente an die Versetzungslinie 1 im Kreuzungspunkt aufgespannt wird. Im Falle einer ganz in einer einzigen Gleitebene verlaufenden Versetzungslinie ist E_{St} mit der durch Binormale und Tangente aufgespannten rektifizierenden Ebene oder Streckenebene der von der Versetzung beschriebenen ebenen Kurve identisch. Obwohl bei räumlich verlaufenden Versetzungslinien Binormale und Gleitflächennormale im allgemeinen nicht zusammenfallen und damit die obige Definition von E_{St} von der differentialgeometrischen Definition der Streckenebene abweicht, übernehmen wir doch der Anschaulichkeit wegen die Bezeichnung *Streckenebene* für E_{St} in die Theorie der Versetzungen.

Man kann die oben gefundenen Ergebnisse folgendermaßen formulieren: Bei großen Burgers-Vektoren ist die Gleitebene E_{Sp} des Sprunges in der Versetzung 1 die von b_1 und b_2 aufgespannte Ebene; Richtung und Länge der Versetzungslinie im Sprung ist beim Fehlen zusätzlicher Einflüsse gegeben durch Richtung und Betrag der Projektion von b_2 in der Ebene E_{Sp} auf die Streckenebene E_{St} der Versetzung 1.

Der erwähnte singuläre Fall ist, daß die Versetzungslinie 1 vor dem Kreuzen eine reine Schraubenverset-

zung ist. Die obige Aussage über die Gleitebene E_{Sp} bleibt weiterhin richtig. Dagegen ist das über die Länge des Sprunges Gesagte nicht mehr richtig. Man erkennt dies schon daran, daß eine Schraubenversetzung unendlich viele Gleitebenen und damit auch unendlich viele Streckenebenen besitzt. Welche Gleitbewegung die Versetzung während und nach der Sprungbildung ausführt, hängt in diesem Falle vor allem davon ab, welche der unendlich vielen geometrisch möglichen Gleitebenen in der betreffenden Kristallstruktur energetisch bevorzugt sind. Eine allgemeingültige Aussage läßt sich deshalb hier nicht machen.

Wenn die Burgers-Vektoren nur nächste Nachbarn im Gitter verbinden, so gelten die obigen Überlegungen deswegen nicht mehr, weil nicht – wie oben vorausgesetzt worden war – nur Gleitbewegungen auftreten können, sondern sich nunmehr die durch lokale Zurechtrücken der Atome möglichen energetisch günstigsten Anordnungen einstellen werden. Man diskutiert die Verhältnisse am besten an Hand von Skizzen.

Das Ergebnis für das flächenzentriert-kubische Gitter ist³: Für Stufenversetzungen in der Gleitebene $E_1 = (11\bar{1})$ mit Burgers-Vektor $b_1 = a/2 \cdot [101]$ erhält man beim Schneiden von Schraubenversetzungen mit Burgers-Vektor b_2 die in Tab. 1 angegebenen Gleitebenen E_{Sp} für den entstehenden Sprung.

$b_2 = a/2 \cdot [10\bar{1}]$	$[\bar{1}01]$	$[0\bar{1}1]$	$[01\bar{1}]$	$[110]$	$[\bar{1}\bar{1}0]$
$E_{Sp} =$	(010)	$(10\bar{1})$	$(10\bar{1})$	(010)	(010)

Tab. 1. Gleitebene E_{Sp} für Sprung in Versetzung 1 ($E_1 = (11\bar{1})$, $b_1 = a/2 \cdot [101]$) beim Schneiden einer Schraubenversetzung mit Burgers-Vektor b_2 .

Diese Resultate gelten auch dann, wenn die Versetzung 2 keine reine Schraubenversetzung und die Versetzung 1 keine reine Stufenversetzung ist. Man muß hierfür lediglich voraussetzen, daß die elastische Wechselwirkung zwischen den beiden Versetzungen nicht so stark ist, daß sie sich nahezu parallel stellen und deshalb unter sehr spitzem Winkel schneiden.

Aus unserer Diskussion geht hervor, daß es selbst in den einfachsten Fällen je nach Art der beteiligten Versetzungen mehrere verschiedene Typen von Sprüngen gibt, die im allgemeinen eine verschiedene Energie haben. Auf die beim Vorhandensein von Stapelfehlern auftretenden Komplikationen wird in einer ausführlichen Arbeit eingegangen werden⁴. Die Auswirkung der Sprungbildung auf die Gesetze der plastischen Verformung wird ebenfalls an anderen Stellen diskutiert^{3,5}.

³ H. Blank, Diplomarbeit Stuttgart 1954.

⁴ A. Seeger, Theorie der Kristallplastizität II, erscheint demnächst.

⁵ A. Seeger, Theorie der Kristallplastizität I, erscheint demnächst.