

Zur Stabilität senkrechter Schmelzzonen

Von W. HEYWANG

Aus dem Werkstoff-Hauptlaboratorium der Siemens & Halske AG, Karlsruhe
(Z. Naturforschg. 11 a, 238—243 [1956]; eingegangen am 7. Februar 1956)

Die Stabilitätsverhältnisse stationärer senkrechter Schmelzzonen, wie sie insbesondere beim tiegelfreien Zonenziehen auftreten, wurden theoretisch untersucht. Solange keine elektromagnetischen Kräfte wirken, ist die Form der Schmelzzonenoberfläche aus dem Gleichgewicht zwischen der Oberflächenspannung und dem von den Randbedingungen abhängigen hydrostatischen Innendruck bestimmt. Bei großem Unterschied zwischen oberem und unterem Stabradius tritt ein nahezu horizontaler Bereich der Flüssigkeitsoberfläche auf. Hierdurch ist der Innendruck festgelegt, so daß sich die maximale Länge der Schmelzzone in guter Näherung als Funktion der Stabradien angeben läßt. Komplizierter liegen die Verhältnisse bei gleichem oberen und unteren Stabradius; doch konnte durch verschiedene Näherungsmethoden ein guter Überblick über den Existenzbereich stabiler Schmelzzonen in Abhängigkeit vom Stabradius gewonnen werden.

I. Differentialgleichung

Das tiegelfreie Zonenziehen gewinnt in der Halbleitertechnologie steigende Bedeutung^{1, 2}. Es war deshalb von Interesse, die Stabilitätsbedingungen senkrechter Schmelzzonen theoretisch zu untersuchen^{3, 4}. Das Abtropfen der Schmelze wird beim freien senkrechten Zonenziehen, solange keine elektromagnetischen Kräfte (z. B. infolge induktiver Heizung) wirken, lediglich durch die Oberflächenspannung verhindert. Dies ist jedoch nur solange möglich, als die Länge der Schmelzzone einen bestimmten kritischen Wert nicht überschreitet.

Für die mathematische Behandlung sollen folgende Vereinfachungen vorausgesetzt werden:

- Es handele sich um zylindrische Stäbe.
- Die Grenzflächen zwischen flüssiger und fester Phase mögen horizontal verlaufen (Abb. 1).

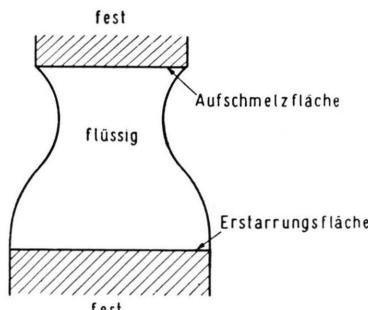


Abb. 1. Schmelzonenform.

- An diesen Grenzflächen bestehen völlige Beisetzung, so daß die Ansatzstelle der Flüssigkeit

keitsoberfläche immer an der Außenkante des festen Zylinders liege (Abb. 1).

- Die Dichteänderung beim Schmelzvorgang werde vernachlässigt.

Des weiteren sollen nur stationäre Schmelzonenprofile betrachtet werden.

Die Differentialgleichung für die Form der Oberfläche erhält man am leichtesten aus der Energiebetrachtung: Die Oberfläche stellt sich so ein, daß die Summe aus der Oberflächenenergie

$$E_o = 2 \pi \sigma \int_0^l r \sqrt{r'^2 + 1} \, dr \quad (1)$$

(σ spezifische Oberflächenenergie) und der Volumenenergie im Erdschwerefeld

$$E_v = \pi g d \int_0^l r^2 z \, dr \quad (2)$$

(d Dichte)

ein Minimum ist. Bei der Wahl der Kurvenform $r(z)$ zur Minimalisierung von

$$E = E_o + E_v \quad (3)$$

muß so vorgegangen werden, daß das Volumen der Flüssigkeit

$$V = \pi \int_0^l r^2 \, dr \quad (4)$$

konstant bleibt. Dies ergibt zusammengefaßt die Variationsbedingung

$$\delta (E_o + E_v - p V) = 0 \quad (5)$$

mit freiem Parameter p . Hieraus folgt nach der EULERSchen Differentialgleichung die Minimumsbedingung

¹ P. H. KECK u. M. J. E. GOLAY, Phys. Rev. **89**, 1297 [1953].
² R. EMEIS, Z. Naturforschg. **9 a**, 67 [1954].

³ P. H. KECK, M. GREEN u. M. L. POLK, J. Appl. Phys. **24**, 1479 [1953].
⁴ W. HEYWANG u. G. ZIEGLER, Z. Naturforschg. **9 a**, 561 [1954].



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition "no derivative works"). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.

$$\frac{r''}{(r'^2+1)^{3/2}} - \frac{1}{r(r'^2+1)^{1/2}} + \frac{1}{\sigma} (p - d g z) = 0, \quad (6)$$

die durch Einführen von

$$z = \sqrt{\frac{\sigma}{g d}} \zeta, \quad r = \sqrt{\frac{\sigma}{g d}} \varrho, \quad p = \sqrt{\sigma g d} II \quad (7)$$

in folgende reduzierte Form übergeht:

$$\frac{\varrho''}{(\varrho'^2+1)^{3/2}} - \frac{1}{\varrho(\varrho'^2+1)^{1/2}} + II - \zeta = 0. \quad (8)$$

Die Differentialgleichung (6) ist anschaulich die Gleichung des Druckgleichgewichtes an einem infinitesimalen Flächenelement der Flüssigkeitsoberfläche. In ihr erscheint neben dem von der Erdschwere herührenden Druck ($-d g z$) ein Zusatzdruck p , der durch die Randbedingungen festgelegt wird.

II. Senkrechtes Tiegelziehen

Da sich diese Randbedingungen beim senkrechten Kristall-Tiegelziehen wesentlich vereinfachen, soll dieser Fall vorweggenommen werden. Hier tritt eine horizontale Flüssigkeitsoberfläche $\zeta = \text{const}$ auf, die nur dort möglich ist, wo das Druckglied ($II - \zeta$) verschwindet. Setzt man für diese horizontale Oberfläche $\zeta = 0$, so vereinfacht sich Gl. (8) zu

$$\frac{\varrho''}{(\varrho'^2+1)^{3/2}} - \frac{1}{\varrho(\varrho'^2+1)^{1/2}} - \zeta = 0. \quad (9)$$

Für $\zeta = 0$ gilt wegen des stetigen Überganges vom horizontalen zum gekrümmten Teil der Flüssigkeitsoberfläche die Randbedingung

$$\varrho' = -\infty. \quad (10)$$

Für große Stabdicken entfällt das 2. Glied in (9), und man erhält in erster Näherung unter Berücksichtigung von Gl. (10)

$$\varrho_1' / \sqrt{1 + \varrho_1'^2} = \frac{1}{2} \zeta^2 - 1. \quad (11)$$

Um auch kleinere Stabdicken zu berücksichtigen, errechnet man das vernachlässigte Glied in erster Näherung:

$$\frac{1}{\varrho_1(\varrho_1'^2+1)^{1/2}} = \frac{1}{\varrho_e} \zeta \sqrt{1 - \zeta^2/4} \approx \frac{\zeta}{\varrho_e} \quad (12)$$

(ϱ_e Stabradius).

Durch Einführen in Gl. (9) erhält man die zweite Näherung:

$$\frac{\varrho_2'}{\sqrt{1 + \varrho_2'^2}} = \frac{\zeta^2}{2} - 1 + \frac{\zeta^2}{2 \varrho_e}. \quad (13)$$

Nun lautet die Stationaritätsbedingung an der Ansatzstelle λ_e des wachsenden Kristalls wegen Voraussetzung d) unter Berücksichtigung von Gl. (7)

$$\varrho' = 0 \quad \text{für} \quad \zeta = \lambda_e = \sqrt{g d / \sigma} \cdot l_e. \quad (14)$$

Aus Gl. (13) ergibt sich daher

$$\lambda_e = \pm \sqrt{\frac{2}{1 + 1/\varrho_e}}, \quad (15)$$

d.h. der Abstand der Erstarrungsfläche von der horizontalen Flüssigkeitsoberfläche ist eine eindeutige Funktion des Stabradius, die in Abb. 2 aufgezeichnet ist. Für $\varrho_e = 0$ ergibt sich in der angewandten Näherung der Wert $\lambda_e = 0$, so daß auch für kleine Stabradien Gl. (15) noch verwertbar sein dürfte.

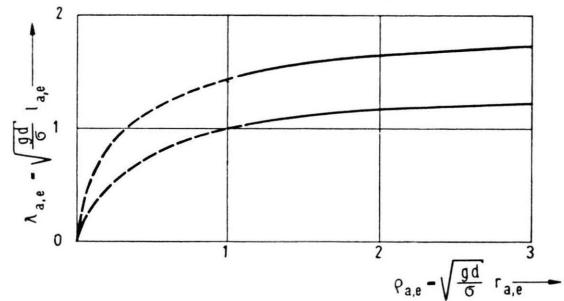


Abb. 2. Maximalabstand der Erstarrungs- und Aufschmelzfläche von der horizontalen Flüssigkeitsoberfläche bei unterschiedlichen Stabradien.

III. Senkrechtes Zonenziehen

A) Stark unterschiedliche Stabradien

Im Falle stark unterschiedlicher Stabradien tritt wie beim Tiegelziehen ein Bereich horizontaler Flüssigkeitsoberfläche auf (Abb. 3), durch den der freie Druckparameter bestimmt wird. Setzt man an dieser Stelle wiederum $\zeta = 0$, so kann man sich auf die oben gewonnenen Ergebnisse beziehen. Für den Abstand der Erstarrungsfläche vom horizontalen Bereich gilt ebenfalls Gl. (15). Nur gewinnt das negative Vorzeichen ebenfalls Sinn, wenn der untere Stab statt des oberen wächst.

Neben dem Abstand der Erstarrungsfläche λ_e interessiert beim senkrechten Zonenziehen der maximale Abstand der Aufschmelzfläche λ_a . Dort gilt für große Stabradien die Randbedingung

$$\varrho' = \infty \quad \text{für} \quad \zeta = \lambda_a = \sqrt{g d / \sigma} \cdot l_a, \quad (16)$$

und man erhält aus Gl. (13)

$$\lambda_a = \pm 2 / \sqrt{1 + 1/\varrho_a}. \quad (17)$$

Der Abstand λ_a wird demnach bei gleichem Stabradius um den Faktor $\sqrt{2}$ größer als λ_e (Abb. 2).

Zu bemerken ist, daß beim Wachsen des kleineren Stabes bei gleichem Abstand $\lambda = \lambda_a + \lambda_e$ zwischen Erstarrungs- und Schmelzfläche eine beträchtlich größere Materialmenge im stationären Zustand aufgeschmolzen ist als im umgekehrten Fall (Abb. 3 a, b).

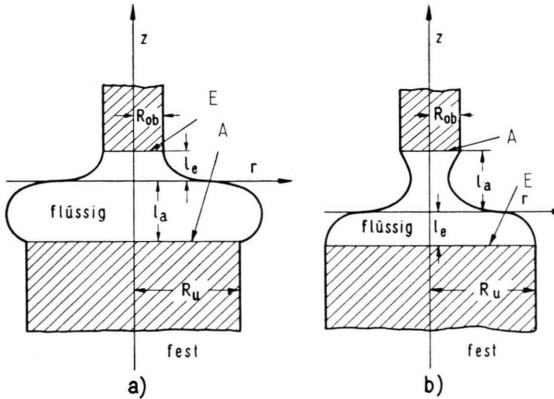


Abb. 3. Schmelzonenprofile bei unterschiedlichen Stabradien; a) aufwärts, b) abwärts bewegte Schmelzonen. E: Erstarrungsfläche, A: Aufschmelzfläche.

B) Gleiche Stabradien

1. Schmelzonenlänge für große Stabdicken

Für große Stabradien ϱ_e geht Gl. (8) über in

$$\varrho''/(\varrho'^2 + 1)^{3/2} + \Pi - \zeta = 0 \quad (18)$$

oder integriert unter Berücksichtigung der Randbedingung (14)

$$\varrho = \int_0^\zeta \frac{(\zeta/2 - \Pi)\zeta}{\sqrt{1 - \zeta^2(\zeta/2 - \Pi)^2}} d\zeta + \varrho_0. \quad (19)$$

Aus der Gleichheit von oberem und unterem Stabradius folgt

$$\int_0^\zeta \frac{(\zeta/2 - \Pi)\zeta}{\sqrt{1 - \zeta^2(\zeta/2 - \Pi)^2}} d\zeta = 0. \quad (20)$$

Eine eingehende Diskussion dieser Gleichung zeigt, daß $|\lambda|$ solange mit $|\Pi|$ steigt, wie der Nenner der Gleichung im gesamten Integrationsbereich nicht verschwindet. Der Maximalwert von $|\lambda|$ ergibt sich daher für verschwindenden Nenner an der Stelle $\zeta = \lambda$, d. h. für

$$\Pi = \frac{1}{2}\lambda - 1/\lambda. \quad (21)$$

Das Einführen von Gl. (21) in Gl. (20) liefert unter Verwendung von

$$\zeta = \lambda t, \quad (22)$$

$$\int_0^1 \frac{t(1 - \frac{\lambda^2}{2}(1-t))}{\sqrt{1-t^2(1-\frac{\lambda^2}{2}(1-t))^2}} dt = 0. \quad (23)$$

Die numerische Auswertung dieser Gleichung führt auf

$$\lambda = \pm 2,84, \quad \Pi = \pm 1,07. \quad (24)$$

Dabei gilt das obere Vorzeichen beim Ziehen der Zone nach oben, das untere beim Ziehen nach unten. Berechnet man unter Zuhilfenahme dieser Werte das vernachlässigte Glied $1/\varrho\sqrt{1+\varrho'^2}$, so zeigt sich, daß es nahezu im gesamten Bereich $0 < \zeta < \lambda$ ungefähr den Wert $1/\varrho_0$ annimmt. Damit ergibt sich in nächster Näherung $\Pi = \pm 1,07 + 1/\varrho_0$, während λ konstant bleibt.

2. Schmelzonenlänge für kleine Stabdicken

Um auch Aussagen über die maximale Schmelzonenlänge bei kleinen Stabradien zu erhalten, entwickelt man ϱ nach Potenzen von ζ :

$$\varrho = \varrho_0 + a\zeta^2 + b\zeta^3 + c\zeta^4. \quad (25)$$

Das Einsetzen in die Differentialgleichung (8) ergibt folgende Zusammenhänge für die Koeffizienten:

$$2a - 1/\varrho_0 + \Pi = 0, \quad b = 1/6, \quad (26)$$

$$c = a^3 - a^2/6\varrho_0 - a/12\varrho_0^2.$$

Da für $\zeta = \lambda$ $\varrho = \varrho_0$ wird, gilt schließlich

$$a + \frac{1}{6}\lambda + c\lambda^2 = 0. \quad (27)$$

Nun ist z. B. der Koeffizient a so zu wählen, daß λ ein Maximum wird, d. h.

$$1 + (dc/d\lambda)\lambda^2 = 0. \quad (28)$$

Durch algebraische Umformungen ergibt sich schließlich mit $\alpha = a/\varrho_0$

$$\lambda = \pm \varrho_0 \frac{12}{\sqrt{12 + 4\alpha - 3\alpha^2}}, \quad (29)$$

$$\varrho_0^2 = \frac{\alpha^2(1-\alpha)}{12\sqrt{12 + 4\alpha - 3\alpha^2}}.$$

Dies ist eine Parameterdarstellung der gesuchten Grenzkurve des Existenzbereichs. Ihre Gültigkeit ist auf kleine α - bzw. ϱ_0 -Werte beschränkt; man erhält schließlich für sie

$$\lambda = \pm \sqrt{12}\varrho_0, \quad \Pi = 1/\varrho_0 + o(\varrho_0^2). \quad (30)$$

Bemerkenswerterweise hängt der Absolutwert der maximalen Schmelzonenlänge weder für große noch für kleine ϱ_0 von der Zugrichtung der Zone ab. Das

bei großen Stabradien aufgetretene, von der Zugrichtung abhängige konstante Druckglied verschwindet bei kleinen Stabradien, so daß der Druck an der Erstarrungsfläche unabhängig von der Zugrichtung umgekehrt proportional zum Stabradius wächst.

3. Näherungsbetrachtung für mittlere Stabradien

Die sich aus Gl. (24) und (30) ergebenden Grenzgeraden geben schon einen gewissen Überblick über den Existenzbereich senkrechter Schmelzzonen (vgl. Abb. 4). Um auch noch einen Anhaltspunkt für die Interpolation zwischen beiden Asymptoten zu erhalten, führten wir folgende Näherungsbetrachtung für den Fall einer eingeschnürten Schmelzone (Erstarrungsfläche unten) durch.

Wenn an der Stelle maximaler Einschnürung das Druckglied $\Pi - \zeta_{\min}$ verschwindet, so läßt sich die Kurve $\varrho(\zeta)$ durch eine Kettenlinie in der Umgebung des Minimums approximieren

$$\varrho = C \cosh \frac{\zeta - \zeta_{\min}}{C}. \quad (31)$$

Der Existenzbereich dieser Kurvenschar ist eingehüllt durch die Geraden

$$\varrho_h = \pm 1,5(\zeta_h - \zeta_{\min}). \quad (32)$$

Des weiteren entnimmt man aus einer der Einfachheit halber mit dem dritten Glied abgebrochenen Potenzreihenentwicklung nach Art der Gl. (25) die genäherten Zusammenhänge (vgl. Abb. 6)

$$\Pi = 1/\varrho_0 + \frac{1}{3}\lambda \quad (33)$$

und

$$\frac{2}{3}\lambda = \zeta_{\min} = \Pi. \quad (34)$$

Die gesuchte Kurve wird nun in dem betrachteten Fall in ihrem oberen Teil durch eine Kettenlinie approximiert, die für $\varrho = \varrho_0$ die Geraden (32) berührt. Daraus ergibt sich zusammen mit Gl. (33) und (34) der Kurvenpunkt

$$\lambda = 2\varrho_0 = \sqrt{6}. \quad (35)$$

Diese Betrachtung läßt sich nun noch dadurch erweitern, daß man auch solche Fälle in Betracht zieht, wo $\Pi - \zeta_{\min}$ nicht völlig verschwindet⁵. Durch Näherungsrechnung erhält man dann aus Gl. (8) an Stelle von Gl. (31)

⁵ Berücksichtigt man neben dem Wert von $\Pi - \zeta$ an der Stelle der Einschnürung auch noch den Gang mit ζ , so ergeben sich weitere in $(\zeta - \zeta_{\min})$ ungerade Korrekturglieder, die in erster Näherung die Breite des Existenzbereiches der Kettenlinie nicht beeinflussen.

$$\varrho = C \cosh \frac{\zeta - \zeta_{\min}}{C} - \frac{1}{4}(\Pi - \zeta_{\min}) C^2 \cos h^3 \frac{\zeta - \zeta_{\min}}{C}. \quad (36)$$

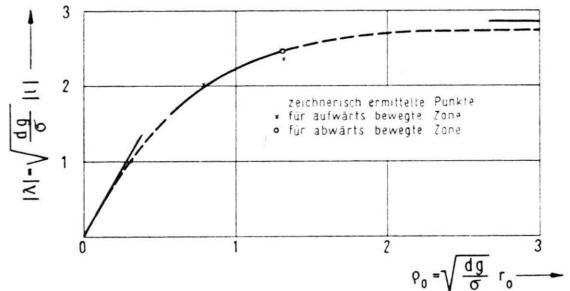


Abb. 4. Maximale Schmelzzonenlänge bei gleichen Stabradien (analytische Näherungskurven sind ausgezogen).

Damit verschiebt sich die Grenze des Existenzbereiches in der Umgebung des betrachteten Punktes (35) um

$$\Delta \zeta_h = \mp \frac{1}{1,5} \Delta \varrho_h = \pm 0,3(\Pi - \zeta_{\min}) \varrho_h^2. \quad (37)$$

Zusammen mit Gl. (33), (34) und (35) erhält man schließlich

$$\lambda = 2\varrho_0 + 0,9\varrho_0^2 \left(\frac{1}{\varrho_0} - \frac{\lambda}{3} \right) \text{ oder } \lambda = \frac{2,9\varrho_0}{1 + 0,3\varrho_0^2} \quad (38)$$

$$\text{und } \Pi = \frac{1}{\varrho_0} + \frac{0,97\varrho_0}{1 + 0,3\varrho_0^2}. \quad (39)$$

Im Bereich um $\varrho_0 = \frac{1}{2}\sqrt{6}$ wurden die Näherungskurven (38) und (39) ebenfalls in Abb. 4 und 5 eingetragen. Sie passen sich gut an die bekannten

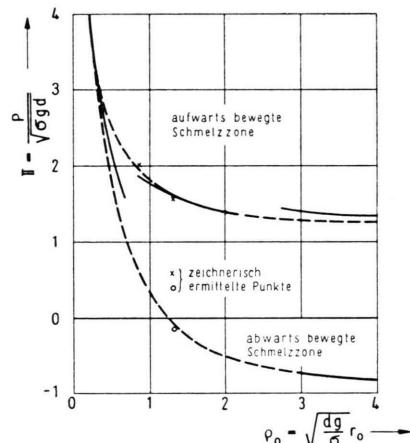


Abb. 5. Druck auf die Erstarrungsfläche bei maximaler Schmelzzonenlänge (analytische Näherungskurven sind ausgezogen).

asymptotischen Kurven an. Nichtsdestoweniger schien es ratsam, diese Näherung auch numerisch zu überprüfen.

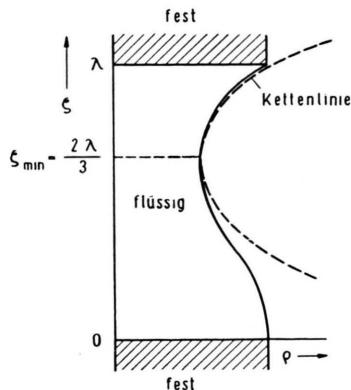


Abb. 6. Schmelzonenprofil.

4. Zeichnerische Lösung

Die Differentialgleichung (8) lässt sich leicht auf die Form bringen

$$r_k = f(\zeta, \rho, \rho', II) \quad (40)$$

(r_k = Krümmungsradius),

da das erste Glied der Gleichung gerade die Krümmung darstellt. Damit ist die Möglichkeit gegeben, spezielle Lösungen für das Stabilitätsproblem schrittweise zu zeichnen durch Zusammensetzung von Teilstücken der Krümmungskreise.

Es wurde nun ρ_0 beliebig gewählt und II solange variiert, bis das Maximum von λ auftrat. Eine so entwickelte Kurvenschar zeigt für aufwärts (entgegen der Erdschwere) laufende Zone Abb. 7 a und

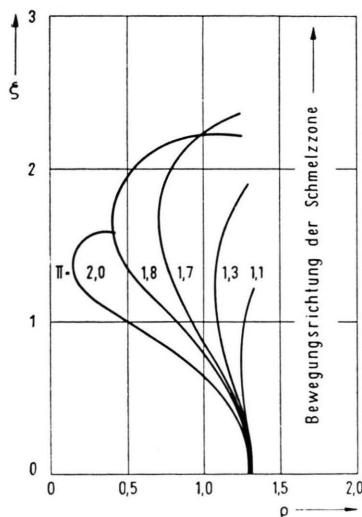
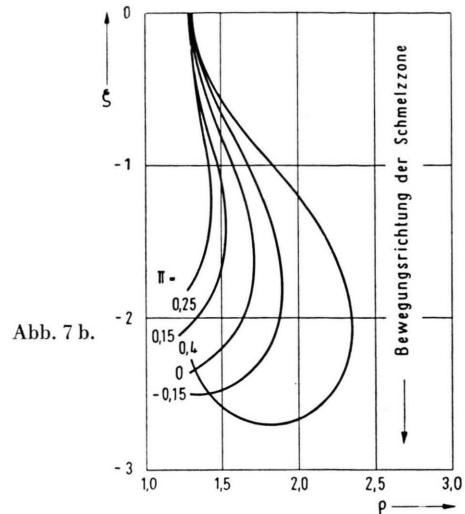


Abb. 7 a.

Abb. 7. Zeichnerisch ermittelte Schmelzonenprofile.

für abwärts laufende Abb. 7 b. Es ergab sich hierbei in Übereinstimmung mit den asymptotischen analytischen Ergebnissen kein nennenswerter Unterschied von λ_{\max} .



Einige auf diese Weise ermittelten Werte von λ_{\max} und II sind in Abb. 4 und 5 eingetragen. Es ergibt sich sowohl für die Schmelzonenlänge als auch für den inneren Druck eine gute Übereinstimmung mit den analytisch gewonnenen Näherungen.

Ferner lassen sich aus den Zeichnungen folgende Gesetzmäßigkeiten entnehmen:

1. Bei aufwärtslaufender Zone ist die Schmelze eingeschnürt, bei abwärtslaufender Zone ausgebaucht.
2. Für konstanten Stabradius wächst bei aufwärtslaufender Zone der Innendruck an der Erstarrungsfläche, je weiter die Stabenden auseinandergezogen werden, während er bei abwärtsfahrender Zone abnimmt. Dies ist verständlich, da die gesamte Flüssigkeitssäule im ersten Fall auf der Erstarrungsfläche lastet, während sie im zweiten Fall an ihr hängt.

IV. Diskussion

Bei der Aufstellung der Differentialgleichung und der Randbedingung (14) wurden einige vereinfachende Annahmen gemacht, deren Zulässigkeit diskutiert werden soll.

Die Begrenzungsflächen der festen Stabenden werden im allgemeinen nicht eben, sondern in die Schmelze gewölbt sein. Solange diese Wölbung in mäßigen Grenzen bleibt, so daß die Benetzung der

Stabenden nicht gestört wird, ist keine Beeinflusung des Ergebnisses zu erwarten, da der hydrostatische Druck durch eine Einbuchtung des festen Teils nicht verändert wird.

Durch die Volumenänderung bei der Phasenumwandlung wird die Stationaritätsbedingung auf der Erstarrungsseite bei genügend langsamer Versuchsführung höchstens unwesentlich verändert. Die angenommene völlige Benetzung über den Querschnitt der festen Zylinder wurde experimentell gut bestätigt.

Die analytische Näherung ist nicht frei von weiteren Vernachlässigungen, doch schließen die Ergebnisse der verschiedenen Näherungsmethoden gut aneinander an. Überdies werden sie durch die Ergebnisse der zeichnerischen Lösung, die bei genügendem Arbeitsaufwand weitgehend der exakten Lösung angenähert werden kann, gut bestätigt.

Allgemein gelten für den stationären Zustand folgende Gesetzmäßigkeiten.

Die maximale Schmelzzone nimmt zunächst mit wachsendem Stabradius linear zu und strebt dann für große Stabradien einem Grenzwert zu. Sie wird höchstens unwesentlich von der Zugrichtung der Zone beeinflußt.

Vergleicht man die für stark unterschiedliche und für gleiche obere und untere Stabdicke gewonnenen

Ergebnisse, so zeigt sich folgendes: Der Grenzwert der maximalen Schmelzzone für sehr dicke Stäbe liegt bei unterschiedlichen Stabradien mit $(\lambda_a + \lambda_e)_{\max}^{\infty} = 3,41$ nicht wesentlich über $\lambda_{\max}^{\infty} = 2,84$ für gleiche Stabradien. Extrapoliert man die für unterschiedliche Stabdicken erhaltenen Ergebnisse auf gleiche Stabradien $\lambda_a = \lambda_e$, so erhält man für $\lambda_{\max} = (\lambda_a + \lambda_e)$ einen Wert, der nur unwesentlich über dem direkt ermittelten Grenzwert liegt. Die Übereinstimmung ist dabei um so besser, je kleiner der Stabradius ist. Eine Interpolation für schwach unterschiedliche Stabradien erscheint damit ohne weiteres möglich.

Im Vorhergehenden wurde nur der stationäre Zustand behandelt, dieser stellt sich erst nach einer gewissen Anlaufzeit ein. Beim ersten Aufschmelzen einer bestimmten Zone wird der hydrostatische Druck durch das aufgeschmolzene Volumen bestimmt; die Stationaritätsbedingung ist selbstverständlich zunächst nicht erfüllt, sondern stellt sich erst beim weiteren Ziehen der Zonen ein. Ist die Schmelze z. B. an der Erstarrungsseite eingeschnürt, so wird weniger erstarren als aufschmelzen; folglich wird das Volumen der Schmelze zunehmen, so daß der Einschnürung entgegengearbeitet wird.

Herrn Dr. G. ZIEGLER möchte ich für viele anregende Diskussionen meinen besten Dank aussprechen.

Die Wirkung von Fremdelementen und Wärmebehandlung auf die elektrischen Eigenschaften von hochgereinigtem Tellur¹

Von H. KRONMÜLLER, J. JAUMANN und K. SEILER

Aus dem Institut für Theoretische und Angewandte Physik der Technischen Hochschule Stuttgart
(Z. Naturforschg. 11 a, 243—250 [1956]; eingegangen am 1. Februar 1956)

Tellur wird durch Destillation und Sublimation soweit gereinigt, daß elektrisch im Störleitungsbereich noch einige 10^{14} Störstellen/cm³ nachgewiesen werden. Der Einfluß geringer Zusätze von As, Sb, Br und J auf HALL-Effekt und Leitfähigkeit wurde im Bereich von -140° C bis 300° C untersucht. Es ergibt sich u. a. in allen Fällen Defektleitung. Die Halogene dotieren viel weniger als As und Sb, die pro Atom etwa 1 Defektelektron erzeugen. Abschreck- und Temperversuche legen die Annahme nahe, daß besonders bei hochgereinigtem Material Fehlordnungsscheinungen die Trägererzeugung mitbestimmen können.

§ 1. Problemstellung

Tellur ist ein gut kristallisierbarer und verhältnismäßig leicht zu reinigender Halbleiter, der deshalb interessant ist, weil er nicht wie Germanium und Silicium amphotter dotierbar ist. Andererseits ist wegen der Strukturverwandtschaft zum Selen zu hoffen, daß Tellur-Untersuchungen Einblicke in den

verwirrten Leitungsmechanismus des Selens ermöglichen. Es ist auch möglich, dünne Tellur-Schichten zu erzeugen und deren Halbleiter-Eigenschaften mit denen des massiven Stoffes zu vergleichen.

¹ Vorgetragen auf der Gautagung der Physikalischen Gesellschaft von Württemberg-Baden-Pfalz vom 25.—27. 4. 1952 in Überlingen (Phys. Verh. 1952, S. 23).