

Es bedarf noch mehr experimenteller Unterlagen, um weitergehende Aussagen über das Verhalten der Moleküle im Lösungsmittel am Fällungspunkte machen zu können. Es ist vorgesehen, bei tieferen Temperaturen mit reinen Lösungsmitteln zu arbeiten, da das Arbeiten mit Gemischen zusätzliche, nicht ohne weiteres zu übersehende Schwierigkeiten mit sich bringt, vor allem, wenn man bei höheren Temperaturen mißt.

Für die Bereitstellung von Mitteln für diese Arbeit sind wir besonders der Deutschen Forschungsgemeinschaft zu Dank verpflichtet, für die freundliche Überlassung von Präparaten dem Polytechnic Institute of Brooklyn und dem Phys. Chem. Institut der Universität Mainz. Für Gastfreundschaft haben wir dem Institut für Physikalische Chemie der Techn. Hochschule Hannover und insbesondere seinem Direktor, Herrn Prof. Braune, zu danken.

NOTIZEN

Die Kräfte zwischen den Atomen des festen Körpers

Von W. Brenig

Institut für theoretische Physik, Göttingen

(Z. Naturforschg. 9a, 560—561 [1954]; eingeg. am 6. Mai 1954)

Für die Theorie der Gitterschwingungen spielen die atomistischen Kopplungskonstanten Φ_{kl}^{m-n} eine entscheidende Rolle. Sie sind definiert¹ als die zweiten Ableitungen der potentiellen Energie $\Phi(\dots, \mathfrak{R}^m + \xi^m, \mathfrak{R}^n + \xi^n, \dots)$ der Atome nach den Komponenten s_k^m und s_l^n ihrer Verschiebungen ξ^m und ξ^n aus den Gleichgewichtslagen \mathfrak{R}^m und \mathfrak{R}^n . (Obere Indizes beziehen sich auf die Atomnummern, untere auf die Koordinatenrichtungen. Wir beschränken uns auf die Betrachtung von Gittern mit einem Atom in der Elementarzelle.)

Die Bestimmung der Kopplungskonstanten geschah bisher so, daß man ein Modell mit hinreichend wenigen atomistischen Parametern benutzte, die dann aus makroskopischen Daten, in der Hauptsache den elastischen Konstanten, bestimmt wurden. Da man jedoch neuerdings² die Möglichkeit hat, durch Intensitätsmessungen des thermischen Röntgenstreulichtes mehr ins einzelne gehende Aufschlüsse über die Größe der Kopplungskonstanten zu gewinnen, ist es von Interesse, sie auch theoretisch etwas genauer zu untersuchen. Wir geben hier einige Möglichkeiten und Resultate einer entsprechenden Theorie an. Ihre ausführliche Begründung und Anwendung geschieht in einer demnächst erscheinenden Arbeit.

Nach der adiabatischen Näherung von Born und Oppenheimer³ ist die potentielle Energie der Kerne die Summe der Coulomb-Abstoßung zwischen den Kernen und der Gesamtenergie der Elektronen. Diese ist gegeben als Eigenwert der Schrödinger-Gleichung für die Elektronen und enthält die Kernkoordinaten noch als Parameter. Durch zweimalige Ableitung nach den Kernkoordinaten erhält man:

$$\Phi_{kl}^m = -e^2 Z \int \frac{\partial}{\partial X_k^m} \frac{1}{|\mathfrak{R}^m - \tau|} \frac{\partial \rho(\tau)}{\partial X_l^0} d\tau - e^2 Z^2 \frac{\partial^2}{\partial X_k^m \partial X_l^m} \frac{1}{|\mathfrak{R}^m|}; \quad (1)$$

¹ G. H. Begbie u. M. Born, Proc. Roy. Soc., Lond. 188, 179 [1947].

Z ist die Kernladungszahl, $\partial \rho / \partial X_l^0$ die Änderung der Gesamtelektronendichte $\rho(\tau)$ bei der Verrückung des Kernes 0 in Richtung der Koordinate l . Es läßt sich zeigen, daß in primitiven Gittern bei der Kernbewegung insgesamt keine Dipolmomente auftreten. Die Kopplungskräfte haben also im allgemeinen eine kürzere Reichweite als in Ionenkristallen. Bei kubisch raum- und flächenzentrierten Gittern läßt sich $\partial \rho / \partial X_l^0$ näherungsweise als Gradient einer Funktion $\rho^0(\tau)$ schreiben. Aus (1) folgt dann:

$$\Sigma_l \Phi_{ll}^m = -4\pi e^2 Z \rho^0(\mathfrak{R}^m). \quad (2)$$

Würden die Elektronen der Kernbewegung insgesamt starr folgen, so wäre $\rho^0 = \rho$. Dies ist natürlich nicht der Fall, vielmehr hat $\rho^0(\tau)$ die Gestalt $\rho^0 = \rho \cdot \beta(\tau)$, wobei der Bruchteil $\beta(\tau)$ von ρ , welcher sich bei der Verschiebung des Kernes 0 mitbewegt, mit zunehmendem $|\tau|$ von $\beta(0) \approx 1$ auf Null abfällt. Der Abfall ist relativ gleichmäßig außer in der engeren Umgebung der Stellen \mathfrak{R}^n ($n \neq 0$), wo sich der Einfluß der Kerne bemerkbar macht. Dieser Einfluß fällt jedoch aus den Verhältnissen $\beta(\mathfrak{R}^m)/\beta(\mathfrak{R}^n)$ näherungsweise heraus, d. h. $\beta(\tau)$ läßt sich schreiben in der Form $\beta = \zeta(\tau) \varkappa(\tau)$, wobei $\zeta(\tau)$ eine überall gleichmäßig abfallende Funktion ist und $\varkappa(\tau)$ den Einfluß der Kerne beschreibt. $\varkappa(\tau)$ ist überall Eins außer in der engeren Umgebung der Stellen \mathfrak{R}^n , wo es auf einen für alle n gleichen Bruchteil von Eins abfällt.

Man kann damit zunächst eine halbempirische Theorie der Φ_{kl}^m entwickeln, in der nur das Abfallsgesetz der Funktion ζ , und statt der numerischen Werte von $\rho \cdot \varkappa$ die empirischen Werte der elastischen Konstanten vorkommen. Bei den Alkalien stellt sich heraus, daß ζ so schnell abfällt, daß man Nachbarn höherer als dritter Ordnung nicht mehr zu berücksichtigen braucht. Vernachlässigt man bei den Nachbarn dritter Ordnung die Kräfte senkrecht zur Verbindungslinie der Atome (das entspricht der Annahme von Federbindungen), so hat man nur 5 unabhängige atomistische Parameter^{1,2}. Diese lassen sich bestimmen aus den 3 elastischen Konstanten, und den 2 Verhältnissen der Funktion ρ^0 bzw. ζ für die Nachbarn erster, zweiter und dritter Ordnung.

² H. Curien, Thèses, Paris (1952).

³ M. Born u. R. Oppenheimer, Ann. Phys. 84, 457 [1927].



$\zeta(r)$ läßt sich aus den Hartreeschen Gleichungen für die Valenzelektronen bestimmen, wenn man die vereinfachenden Annahmen macht: 1. starre Mitbewegung der inneren Schalen der Atome mit den Kernen, 2. die Wellenfunktion der Valenzelektronen hat im unverzerrten Gitter die Gestalt $b_{\uparrow}(r) = u e^{i\mathbf{r} \cdot \mathbf{r}}$ mit periodischem, von \mathbf{r} unabhängigen, im größten Teil der Elementarzelle konstanten $u(r)$. Es ergibt sich ein exponentieller Abfall $\zeta(r) = A \exp(-|r|/a)/|r|$ mit der Abfallslänge $a = \sqrt{a_0 l^3 / 8\pi}$ (a_0 der Bohrsche Radius, l der Abstand der übernächsten Nachbarn). Da a bei den Alkali von der Größenordnung des Ionenradius ist, liefert die Berücksichtigung der inneren Schalen näherungsweise nur eine Änderung des Zahlenfaktors A , welcher in unserer halbempirischen Theorie keine Rolle spielt.

Wir geben zum Vergleich die Werte der Kopplungskonstanten für drei verschiedene Modelle für Natrium⁴ an: 1. Federbindungen zwischen Nachbarn erster und zweiter Ordnung. 2. Beliebige Kräfte zwischen Nachbarn erster, Federbindungen zwischen Nachbarn zweiter Ordnung. 3. Beliebige Kräfte zwischen Nachbarn erster und zweiter, Federbindungen zwischen Nachbarn dritter Ordnung.

	1.	2.	3.
$\Phi_{11}^{11} = \alpha$	0,29	0,29	0,19
$\Phi_{12}^{11} = \beta$	0,29	0,26	0,24
$\Phi_{12}^{200} = \alpha'$	0,07	0,01	0,08
$\Phi_{22}^{200} = \beta'$	0	0	0,08
$\Phi_{22}^{222} = \beta''$	0	0	0,01
Φ [° K]	164	160	151

) $\cdot 10^{11}$ [dyn/cm²]

⁴ Entsprechende Rechnungen für die Übergangsmetalle sind bedeutend schwieriger wegen der starken Beteiligung der inneren Schalen an den Kopplungskräften. Eine einfache Anwendung der Formel (2) auf die von Curien für α -Fe gemessenen Werte der Kopplungskonstanten legt jedoch schon die Vermutung nahe, daß der bei ihm angegebene Wert von $\alpha' + 2\beta'$ etwas zu klein ist.

Bei 1. wurden die beiden Schubmoduln c_{44} und $(c_{11} - c_{12})/2$ benutzt, bei 2. und 3. alle drei elastischen Konstanten bei 3. zusätzlich die beiden theoretisch bestimmten Verhältnisse $\zeta_1 : \zeta_2 : \zeta_3$.

Die Unterschiede zwischen den drei Modellen sind relativ groß, und es sollte möglich sein, die Richtigkeit des vermutlich besten Modelles 3. mit Hilfe von Röntgenuntersuchungen zu prüfen. Eine erste Prüfung ist schon möglich an den Atomwärmern. Für höhere Temperaturen ($T > \Theta_{\text{Debye}}/2$) gilt nämlich⁵:

$$C_v = 3k \left(1 - \frac{1}{20} \frac{\Theta^2}{T^2} + \dots \right)$$

$$\text{mit } \hbar^2 \Theta^2 = - \frac{1}{3m} \sum_{l, m \neq 0} \Phi_{ll}^m$$

(m die Masse der Atome). Der empirische Wert ist⁶ $\Theta = 155^\circ \text{K}$.

Die benutzten elastischen Konstanten stammen von Quimby und Siegel⁷. Sie weichen von den von Bender⁸ gemessenen merklich ab, zumindestens in der Kompressibilität. Quimby und Siegel vermuten, daß ihre Kompressibilität zu groß ist. Bei Berücksichtigung dieser Tatsache würde die Übereinstimmung von 3. mit der Erfahrung verbessert, die von 1. und 2. jedoch verschlechtert. Die von Bender benutzte Bridgmanische Kompressibilität scheint jedoch zu klein zu sein, denn alle drei Modelle ergeben mit den Benderschen Konstanten merklich zu große Werte für Θ .

Herrn Dr. G. Leibfried danke ich für klärende Diskussionen, ebenso Herrn Prof. R. Becker für sein förderndes Interesse.

⁵ G. Leibfried u. W. Brenig, Z. Phys. **134**, 451 [1953].

⁶ F. Simon u. W. Zeidler, Z. phys. Chem. **123**, 383 [1926].

⁷ S. L. Quimby u. S. Siegel, Phys. Rev. **54**, 293 [1938].

$c_{11} = 0,61, c_{12} = 0,46, c_{44} = 0,59$ ($\cdot 10^{11}$ dyn/cm²).

⁸ O. Bender, Ann. Phys. **34**, 359 [1939].
 $c_{11} = 0,94, c_{12} = 0,78, c_{44} = 0,61$ ($\cdot 10^{11}$ dyn/cm²).

Zur Stabilität senkrechter Schmelzzonen

Von W. Heywang und G. Ziegler

Werkstoff-Hauptlaboratorium der Siemens & Halske A.G.

(Z. Naturforsch. **9a**, 561—562 [1954]; eingeg. am 24. April 1954)

Auf Grund der wachsenden Bedeutung des tiegel-freien Zonenschmelzens für die Halbleitertechnologie^{1,2} wurden die Stabilitätsbedingungen senkrechter Schmelzzonen theoretisch untersucht.

Die Schmelze tropft so lange nicht ab, wie die Oberflächenspannung dem hydrostatischen Innendruck das Gleichgewicht zu halten vermag. Diese Gleichge-

wichtsbedingung führt unter Berücksichtigung der Rotationssymmetrie auf folgende Differentialgleichung für das Schmelzzonenprofil:

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

Hierin bedeuten ζ, ϱ und π die reduzierten Größen der Ortskoordinaten z und r (vgl. Abb. 1) und des inneren Druckes p gemäß dem Zusammenhang

$$\zeta = \sqrt{\frac{dg}{\sigma}} z, \quad \varrho = \sqrt{\frac{dg}{\sigma}} r, \quad \pi = \frac{p}{\sqrt{\sigma dg}} \quad (2)$$

(σ = spez. Oberflächenenergie, d = Dichte, g = Erdbeschleunigung). Dabei ist der Druckparameter π von der

¹ P. H. Keck u. M. J. E. Golay, Phys. Rev. **89**, 1297 [1954].

² R. Emeis, Z. Naturforsch. **9a**, 67 [1954].

Menge der Flüssigkeit in der Schmelzzone abhängig. Die horizontal angenommenen Grenzflächen zwischen flüssiger und fester Phase seien vollkommen benetzt, so daß aus Stabradius und Schmelzonenlänge zwei Randbedingungen für die gesuchte Lösung folgen (Abb. 1). Des weiteren beschränken sich unsere Untersuchungen auf den Fall zeitlich stationärer Zonenprofile. Dies erfordert auf der Erstarrungsseite vertikale Profiltangente (Abb. 1).

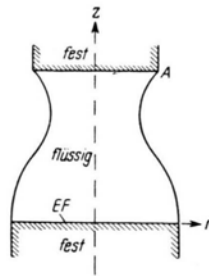


Abb. 1. Schmelzonenform, EF = Erstarrungsfläche.

Geht man von der Erstarrungsseite aus, so ergibt sich bei vorgegebenem Radius in Abhängigkeit vom Druckparameter π eine Schar von Flüssigkeitsprofilen, die jedoch nur einen beschränkten Teil der ζ, ϱ -Ebene überdecken (Abb. 2a, b)³. Der Druckparameter π ist also durch Wahl des Ansatzpunktes A auf der Schmelzseite festgelegt; doch darf dieser nicht völlig willkürlich gewählt werden. Es ergibt sich vielmehr in Abhängigkeit von den Radien eine maximale Schmelzonenlänge, oberhalb deren keine stabilen Zonen mehr existieren.

Für den besonders interessierenden Fall gleicher oberer und unterer Stabradien wurde der Existenzbereich durch analytische Näherung ermittelt. Bewegt sich die Schmelzzone relativ zum Stab nach oben, so ergibt sich der in Abb. 3 aufgetragene Verlauf für die maximale Länge L der Schmelzzone in Abhängigkeit vom Radius R . Für kleine Stabradien wächst die maximale Schmelzonenlänge direkt proportional dem Radius, während sie für große einem konstanten Wert zustrebt.

³ P. H. Keck, M. Green u. M. L. Polk (J. appl. Phys. 24, 1479 [1953]) betrachten im Gegensatz hierzu nur die vom Tropfen her abgeleiteten Flüssigkeits-

Eine Ausweitung auf unterschiedlichen oberen und unteren Stabradius und eine Untersuchung über den Einfluß einer Rotation ist in Vorbereitung.

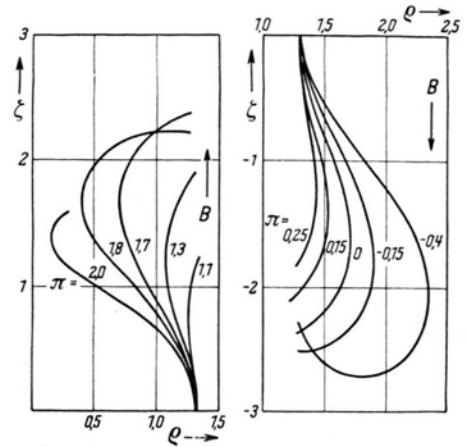


Abb. 2 a. Abb. 2 b.

Profile von Schmelzonen.
B Bewegungsrichtung der Schmelzzone.

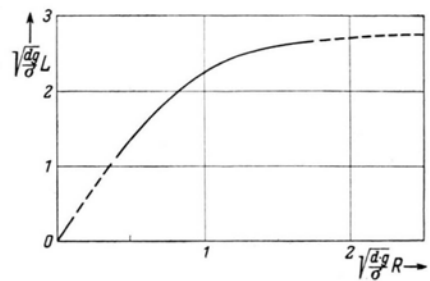


Abb. 3. Stabilitätsbereich senkrechter Schmelzonen.

profile. Diese unvollständige Schar von Lösungskurven gestattet jedoch keinen Überblick über den Existenzbereich.

BESPRECHUNGEN

Zählrohre und Szintillationszähler. Von E. Fünfer und H. Neuert. Verlag G. Braun, Karlsruhe, 1954, XI, 273 S. mit 173 Abb.; Preis geb. DM 29.60.

In dem vorliegenden Buch werden zunächst die recht komplizierten physikalischen Vorgänge bei den verschiedenen Zählrohrtypen, beim Proportionalzähler und beim Auslösezähler beschrieben. Das zweite Kapitel behandelt die Szintillationszähler, welche auf der Auslösung von Lichtblitzen in gewissen Leuchtstoffen durch die energiereiche Strahlung beruhen; auch die Szintillationszähler spielen heute in der Kernphysik eine große Rolle. Die im dritten Kapitel besprochenen Kristallzähler, in welchen Leitfähigkeit erregt wird, werden hingegen technisch noch nicht benutzt.

Zahlreiche Rezepte für die Herstellung verschiedener Typen und für den Nachweis der verschiedenen Arten von Kernstrahlung werden angegeben, die bei der Strahlung auftretenden statistischen Fehler und die bei Verwendung von Zählrohren erforderlichen komplizierten elektronischen Geräte und Schaltungen werden ausführlich behandelt.

In der amerikanischen Literatur sind schon zahlreiche zusammenfassende Darstellungen über Zählrohre erschienen. Das vorliegende Buch füllt eine Lücke auf dem deutschen Büchermarkt aus. Es enthält einen reichen Schatz von Erfahrungen und ist exakt und flüssig geschrieben.

W. Hanle, Gießen.

The Determination of Crystal Structures. Von H. Lipson und W. Cochran. Verlag G. Bell & Sons Ltd., London, 1953. IX, 345 S. mit 325 Abb.; Preis geb. sh. 50.— net.

Dieser 3. Band der Neuauflage des wohlbekanntesten Werkes von W. L. Bragg über den kristallinen Zustand ist einem Teil der Strukturbestimmungsmethode gewidmet, und zwar demjenigen, der einen Satz von experimentellen Strukturamplitudenbeiträgen in Aussagen über die Atomlagen transformiert. Das vorliegende Buch ist wohl das ausführlichste zur Zeit existierende Werk über diese Transformationstechnik, zu der beide Autoren wichtige Beiträge geliefert haben. Die Notwendigkeit für die neuesten Verfeinerungen der Methode ergab sich zum größten Teil aus dem Forschungsgegenstand der Kristallstruktur organischer Stoffe, wie man ohne weiteres aus den angeführten Musterfällen entnehmen kann. Als Beispiele solcher neuartiger Methoden seien erwähnt: Statistik der Intensitäten zwecks Feststellung von Symmetrien, Fliegenauge, Lochkartenmethode, Verfeinerungen der Fourier-Methoden, Verfahren zur Beurteilung der Verlässlichkeit eines Strukturvorschlags. Viele dieser Gegenstände finden ihre erstmalige Beschreibung in einem Buch. Nicht unerwähnt mögen schließlich die Anhänge über Strukturaktoren und Fourier-Maschinen bleiben. Während sich das Werk somit für den Bearbeiter von Forschungsaufgaben von selbst empfiehlt, wird es für denjenigen, der sich in die Methode einarbeiten möchte, sehr wertvoll, weil es zu allen wichtigen Arbeitsgängen Beispiele aus der Praxis vollständig durchführt.

K. Schubert, Stuttgart.

Zeitschrift für Geophysik. Herausgegeben von der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft. Sonderband aus Anlaß des dreißigjährigen Bestehens der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft. Schriftleitung: B. Brockamp, Münster i. W. Verlag Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig, 1953. VIII, 192 S. mit 122 Abb.; Preis brosch. DM 20.—.

Die „Zeitschrift für Geophysik“, die 1924 als Organ der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft begründet wurde, fiel, wie manche andere wissenschaftliche Zeitschrift 1944, dem Krieg zum Opfer. In der Nachkriegszeit gelang es bisher noch nicht, sie wieder erscheinen zu lassen. Um so mehr ist es zu begrüßen, daß aus Anlaß des 30-jährigen Bestehens der Gesellschaft ein Jubiläumsband der Zeitschrift erschienen ist, der — an die alte Tradition nach Inhalt und Ausgestaltung anknüpfend — einen Wiederanfang darstellt und hoffentlich ein regelmäßiges Wiedererscheinen der Zeitschrift einleiten möge! — Der Festband bringt nach einer einführenden Darstellung von W. Hiller „30 Jahre Deutsche Geophysikalische Gesellschaft, 1922—1952“ 20 Einzelarbeiten aus verschiedenen Teilgebieten der Geophysik (Erdmagnetismus, Gravimetrie, Seismik, Ionosphäre, Luftelektrizität, praktische Geophysik). Ein Mitgliederverzeichnis der Gesellschaft beschließt den Band.

H. Israëel, Aachen.

Elektrical Breakdown of Gases, Von J. M. Meek und J. D. Craggs. Verlag Oxford University Press, London, 1953. VII, 507 S. mit 316 Abb.; Preis geb. sh. 60.— net.

Fast gleichzeitig mit dem Buch von Gänger „Der elektrische Durchschlag von Gasen“ haben die beiden englischen Autoren ihr Buch fast gleichen Umfangs über den gleichen Gegenstand der Fachwelt vorgelegt. Beide Bücher sind von bekannten Fachleuten geschrieben und wenden sich an Physiker wie an Elektrotechniker. Man hat aber beim Lesen den Eindruck, daß das Werk von Meek und Craggs in der Art der Darstellung wie der Auswahl der Abbildungen sich ausgesprochen an den wissenschaftlich arbeitenden Gasentladungsphysiker richtet, während das von Gänger für den Elektrotechniker geeigneter sein dürfte. Der Rahmen des Buches ist außerordentlich weit gefaßt, und so findet man in ihm neben dem Beobachtungsmaterial und den Theorien über den elektrischen Durchschlag eine Unzahl interessanter Tatsachen und theoretischer Hinweise aus fast allen Bereichen der Gasentladungen. Über 1300 Literaturzitate und über 300 Abbildungen, die meist Meßergebnisse nicht nur in Kurven, sondern mit den einzelnen Meßpunkten darstellen, sind nur äußere Hinweise auf die Fülle wertvollen Materials, das hier wohl geordnet in kritischer Sicht dargeboten wird.

Einem einleitenden Kapitel über die Elementarprozesse in elektrischen Entladungen folgt die Darstellung des Durchbruches bei geringen Gasdrucken, die der Korona-Entladungen, der experimentellen Untersuchungen über die Entwicklung von Funkenentladungen, des Blitzes und schließlich des Funkenmechanismus. Es folgen die Darstellung der elektrischen Charakteristiken des Durchbruches, des Zusammenhangs zwischen Bestrahlung und Funkenverzögerung, des Hochfrequenzdurchschlages, des Funkenkanals und der „Elektrodeneffekte“, und den Schluß bildet ein kurzes Kapitel über den Übergang von der Glimm- in die Bogenentladung. Ein sorgfältig ausgeführtes Sachverzeichnis und das bei der Fülle der (nicht alphabetisch geordneten) Literaturhinweise besonders wichtige Autorenverzeichnis beschließen das schöne Buch, das jedem Gasentladungsphysiker warm empfohlen werden kann.

W. Finkelburg, Erlangen.

Advances in Electronics. Vol. V. Herausgegeben von L. Marton. Verlag Academic Press Inc., New York, 1953. XI, 420 S. mit mehreren Abb.; Preis geb. \$ 9.50.

Der vorliegende V. Band der „Advances in Electronics“ umfaßt 5 wertvolle Beiträge aus verschiedenen Gebieten der Elektronentechnik. Der erste Beitrag von R. Clark Jones befaßt sich mit den Detektoren für sichtbare und infrarote Strahlung und gibt eine ausgezeichnete Übersicht über die verschiedenen Rauschquellen, die Art des Rauschens und seine spektrale Verteilung und damit über die Empfindlichkeitsgrenzen der Detektoren. Es werden alle bekannten Detek-

toren behandelt, Thermolement, Bolometer, Photozelle, Photoplatte bis zum Auge.

Der folgende Beitrag von R. W. Hayward bringt einen Überblick über β -Strahl-Spektrometer.

Der dritte Teil von F. E. Williams gibt eine eingehende Übersicht über die Lumineszenz fester Körper bis zur Anwendung bei den Schirmen der Kathodenstrahlröhren (Thallium aktivierte Ka. Chloride, Mn aktivierte Phosphore, Schwefelphosphor und Elektrolumineszenz). Hierauf folgt ein kurzer, mehr praktischer Artikel von W. L. Danforth über Thoriumoxyde und Elektronik, auf den eine Übersicht über moderne Vakuumpumpen in der Elektronik-Fabrikation von H. C. Weingartner und S. W. Kennedy folgt.

Im 6. Abschnitt beschäftigt sich R. O. Twiß mit dem stationären (schwingungslosen) Zustand des Magnetrons, und insbesondere mit dessen Raumladungs-

verteilung, mit Berücksichtigung der Geschwindigkeits-Verteilung der Elektronen beim Austritt aus der Kathode. Bei senkrechtem Austritt ist die Raumladung praktisch konstant, dicht von der Kathode an bis zum Hull-Radius. Wenn auch tangentielle Komponenten berücksichtigt werden, durchläuft die Raumladung eine endliche Zahl diskreter Maxima und Minima. Nach allen Anzeichen ist anzunehmen, daß schon vor Einsetzen der „*Travelling-Wave*“-Eigenschwingungen geordnete Plasma-Schwingungen einsetzen.

Ein sehr eingehender Artikel von Ch. J. Hirsch gibt einen Bericht über den Stand des Farb-Fernsehens und in einem letzten kurzen Abschnitt gibt J. S. Scheffner eine Behandlung der Stromkreise des *junction-transistors* (n-p-n bzw. p-n-p Transistoren, die nach Art einer Triode geschaltet sind).

W. O. Schumann, München.

BERICHTIGUNG

Zu S. Peter, Über die Viskosität und die Selbstdiffusion von Flüssigkeiten, Band 9a, 98 [1954].

S. 101 und 102. Im Abschnitt „Abschätzung des Selbstdiffusionskoeffizienten aus der Platzwechselgeschwindigkeit“ muß in Gl. (12) der durch einen

Abschreibefehler entstellte Zahlenfaktor $0,213 \cdot 10^{-16}$ heißen. Außerdem fehlt durch ein Versehen der Faktor $V_f^{-2/3}$ in Gl. (11) und $V_f^{-4/3}$ in Gl. (12), worauf mich freundlicherweise Herr Dörr, Phys. Inst. der T. H. Dresden, aufmerksam machte. Tab. 2 muß entsprechend lauten:

Diffusionsmittel	ΔV_e cm ³	$\sqrt{\xi^2} \cdot 10^9$ in cm	D cm ² d ⁻¹ ber.	D cm ² d ⁻¹ beob.
Hg	0,52	0,44	0,04 (b. 20 ° C)	1,48 (20 ° C)
Pb	0,66	0,46	0,02 (b. 327 ° C)	3,2 (500 ° C)
Sn	0,46	0,35	0,02 (b. 232 ° C)	Au in Pb 3,18 (500 ° C)
Benzol	10,28	2,8	0,42 (b. 20 ° C)	Pb in Sn 1,22 (7,3 ° C) Brombenzol in Benzol

Die geschätzten Werte weichen von den beobachteten Werten, die sich allerdings z. Tl. auf höhere Temperatur beziehen, um etwa 1 bis 2 Zehnerpotenzen ab.