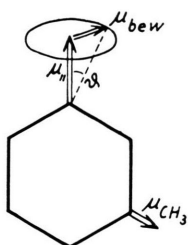


Abb. 3. Die Verteilung der Partialmomente bei *m*-Toluidin.



Spalte der Abb. 2 eingezeichnet. Man sieht, daß dieser Winkel bei fast allen Molekülen nur um 3° vom Mittelwert von 38° abweicht. Auch hier besitzen *o*-Chloranilin und *o*-Toluidin die kleinsten Werte. Wenn man statt der genannten Partialmomente von Cl- und CH_3 - um 10% abgeänderte Werte zur Rechnung benutzt, verändern sich bei den methylsubstituierten Molekülen die ϑ praktisch nicht und bei den Chloranilinen nur um maximal 4° . Diese Ermittlungen des Momentwinkels der NH_2 -Gruppe stimmen mit den früheren Abschätzungen von FISCHER³ ($\vartheta = 40^\circ$) recht gut überein.

Auch die aus μ_{bew} und μ_{\parallel} ermittelbaren Momente der NH_2 -Gruppe zeigen, besonders bei den methylierten Anilinen, daß diese bei nicht orthosubstituierten Molekülen mit dem von Anilin (1,54 D) sehr gut

übereinstimmen, während sie sich mit zunehmender Zahl der Substituenten in 2- oder 6-Stellung verkleinern, um bei 2,6-Dimethylanilin nur noch 1,30 D zu betragen.

Aus dem Vorhergehenden ist zu entnehmen, daß der Einfluß der Substituenten auf die Beweglichkeit der NH_2 -Gruppe am Phenylring nur bei den orthosubstituierten Molekülen merklich, aber auch hier noch klein ist. Es deutet sich sogar die Möglichkeit an, daß dieser nur vorgetäuscht wird und die Abweichungen auf einer Änderung des NH_2 -Partialmoments durch induktive oder mesomere Beeinflussung beruhen. Bei *o*-Chloranilin kann nämlich ein gegenüber den anderen Chlorderivaten vergrößertes NH_2 -Moment errechnet werden. Absorptionsmessungen bei noch kürzeren Wellenlängen müßten letztlich entscheiden, ob das Relaxationsverhalten auch dort durch zwei DEBYE-Terme beschrieben werden kann, und müßten durch eine genauere Bestimmung der molekularen Parameter eine verfeinerte Diskussion ermöglichen.

Herrn Prof. Dr. G. KLAGES möchte ich für viele Diskussionen und die rege Anteilnahme ebenso danken wie der Deutschen Forschungsgemeinschaft, die durch ihre Unterstützung diese Arbeit erst ermöglichen.

Untersuchung der Elektronendichte beim linearen Pinch mit 8,7 mm-Wellen

VON HANS HERMANDSDORFER *

Aus dem Laboratorium für Technische Physik der Technischen Hochschule München
(Z. Naturforsch. 15 a, 979—983 [1960]; eingegangen am 21. Juli 1960)

The plasma cylinder of a fast linear pinch was irradiated radially with a microwave beam (34.4 kMc, $\lambda_0 = 8.7$ mm) and the phase modulation of the wave reflected by the plasma was observed. Though KERR cell pictures show a strong plasma contraction the plasma layer with electron densities about 10^{13} cm^{-3} (the initial deuterium pressure corresponded to a particle density of $3 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$), responsible for the reflection of the used microwaves, is away less than a few millimeters from the inner wall of the discharge tube.

Die verwendete Pinch-Anordnung ist bei FÜNFER u. a.¹ näher beschrieben. Das Entladungsgefäß ist ein durch ebene Kupferelektroden abgeschlossener Glaszylinder von 50 cm Länge und 20 cm Durchmesser. Der Deuteriumdruck entspricht Teilchendichten von einigen 10^{15} cm^{-3} . Über diese Gasfüllung wird eine auf 35 kV aufgeladene Kondensatorbatterie von 30 μf entladen. Die Frequenz des Entladungskreises ist 10^5 Hz ; die maximale Stromstärke beträgt etwa $3 \cdot 10^5 \text{ A}$. Abb. 1

zeigt eine Stromkurve und zu verschiedenen Zeitpunkten (1, 2, 3) gemachte KERR-Zellenaufnahmen der Plasmasäule.

Bei dem hier beschriebenen Versuch wurde der Plasmazylinder durch ein Fenster im Stromrückleiter mit einem Mikrowellenstrahl radial bestrahlt. Die Welle dringt in das Plasma ein, dessen Elektronendichte vom Rand her ansteigt, und wird an der für die verwendete Frequenz von 34,4 GHz kritischen Schicht mit Elektro-

* Diplomarbeit, TH München, 1960.

¹ E. FÜNFER, H. HEROLD, G. LEHNER, H. TUCZEK u. C. ANDELFIN-GER, Z. Naturforsch. 13 a, 524 [1958].



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.

nendichten um 10^{13} cm^{-3} reflektiert. Durch Änderung der Elektronendichteverteilung im Ausbreitungsbereich der Welle wird die Phase der reflektierten Welle moduliert. Diese Phasenmodulation wurde durch Interferenz der reflektierten Welle mit einer vom gleichen Generator abgezweigten stationären Vergleichswelle beobachtet. Aus der beobachteten Phasenmodulation konnte auf den Ort der kritischen Schicht geschlossen werden.

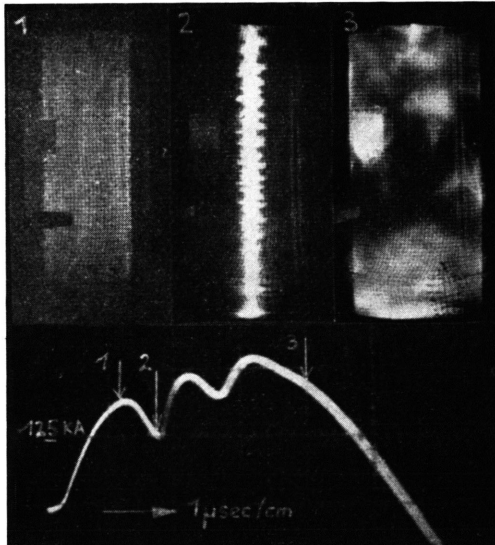


Abb. 1. KERR-Zellenaufnahmen der Plasmasäule und Verlauf des Entladungsstromes. Für die Aufnahmen wurde ein Stromrückleiter aus Kupfernetz verwendet.

Ausbreitungsbedingungen für die Welle im Plasma

Die Versuchsanordnung wurde so gewählt, daß die eingestrahlte Welle parallel dem äußeren Magnetfeld polarisiert angenommen werden kann; damit ist das äußere Magnetfeld ohne Einfluß auf die durch die elektrische Feldstärke der Welle erzwungene Bewegung der Ladungsträger.

Eine ebene, linear polarisierte elektromagnetische Welle breitet sich in x -Richtung in einem magnetfeldfreien Plasma aus. Die elektrische Feldstärke E der Welle führt zu einer Stromdichte j im Plasma. Es gilt das verallgemeinerte OHMSche Gesetz

$$\frac{m}{N e^2} \frac{\partial j}{\partial t} + \eta j = E \quad (1)$$

(m Elektronenmasse [g], $-e$ Elektronenladung [emE], N Dichte freier Elektronen [cm^{-3}], η spezifischer Widerstand [emE]). Kombiniert man die aus den MAXWELL-Gleichungen folgende Gleichung

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} + 4 \pi \frac{\partial j}{\partial t} \quad (2)$$

mit Gl. (1) zu einer Gleichung für E und macht den für ein homogenes Medium möglichen Ansatz

$$\begin{aligned} E &= E_0 \exp \left\{ i \omega \left(\frac{n^* x}{c} - t \right) \right\} \\ &= E_0 \exp \left\{ i \omega \left(\frac{n x}{c} - t \right) \right\} \exp \left\{ -\omega \kappa x / c \right\} \end{aligned}$$

(ω [sec $^{-1}$] Kreisfrequenz der Welle, n Brechungsindex, κ Absorptionsindex), so ergibt sich

$$n^{*2} = (n + i \kappa)^2 = 1 - \frac{(\omega_P / \omega)^2}{1 + i \nu / \omega}. \quad (3)$$

Dabei wurde die Stoßfrequenz eines Elektrons ν [sec $^{-1}$] und die Plasmafrequenz ω_P [sec $^{-1}$] eingeführt:

$$\nu = N e^2 \eta / m, \quad \omega_P = 2 \pi f_P = \sqrt{4 \pi N e^2 c^2 / m}.$$

Die Elektronendichte N_K , bei der die Plasmafrequenz ω_P gleich der verwendeten Frequenz ω ist, wird kritische Dichte genannt. $N_K = m \omega^2 / 4 \pi e^2 c^2$.

Abb. 2 zeigt den Verlauf von n und κ nach Gl. (3) für $\nu / \omega = 0,01$; dieser Wert soll nur als Beispiel dienen (er wäre passend bei der Beobachtung des Afterglow eines sehr reinen Wasserstoffplasmas von 0,1 Torr mit 8 mm-Wellen²).

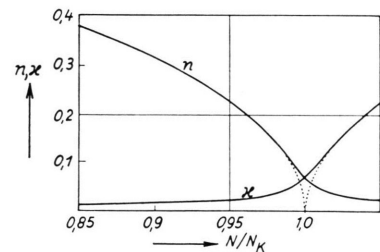


Abb. 2. Brechungsindex n und Absorptionsindex κ eines magnetfeldfreien Plasmas für $\nu / \omega = 0,01$. Punktirt eingetragen ist der Verlauf für $\nu = 0$.

Hat der Brechungsindex in Ausbreitungsrichtung einer Welle einen Gradienten und ist die relative Änderung des Brechungsindex $\Delta n / n$ auf dem Weg einer Wellenlänge λ_0 / n nicht sehr klein, dann erfährt die Welle eine Reflexion. Reflexionsfreie Ausbreitung erfordert

$$\left| \frac{\Delta n}{n} \right| = \left| \frac{dn}{dx} \right| \frac{\lambda_0}{n} \frac{1}{n} = \frac{\lambda_0}{n^2} \left| \frac{dn}{dN} \right| \left| \frac{dN}{dx} \right| \ll 1. \quad (4)$$

Dringt die Welle in ein Medium ein, in dem sich der Brechungsindex nicht sprunghaft ändert, in dem aber Gl. (4) nicht erfüllt wird, so ist man gezwungen, die Gln. (1) und (2) für die elektrische Feld-

² R. F. WHITMER, Phys. Rev. **104**, (3) 572 [1956].

stärke mit dem allgemeinen Ansatz $E = E(x) e^{i\omega t}$ unter Berücksichtigung der Randbedingungen zu lösen, wenn man die Phase berechnen will, die der Ausbreitung der reflektierten Welle im Plasma entspricht. Abb. 3 zeigt das Ergebnis für linearen Anstieg der Elektronendichte nach ANISIMOV u. a. ³. (Die Stoßdämpfung der Welle wurde dabei vernachlässigt. Die Näherung $\nu = 0$ ist dann sehr gut, wenn als Folge des Gradienten der Elektronendichte nur ein unwesentlicher Bruchteil der Welle bis zu Dichten vordringt, bei denen der Verlauf der Näherungskurve für n von der Kurve, bei der ν berücksichtigt ist, merklich abweicht.)

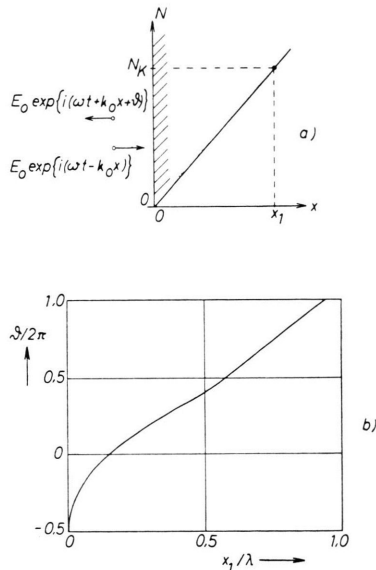


Abb. 3. Durch den Plasmaweg bedingte Phase ϑ der reflektierten Welle bei linearem Anstieg der Elektronendichte. a) Zugrunde gelegte Verhältnisse; b) Phase für verschiedene $dN/dx = N_K/x_1$.

Für die verwendete Frequenz von 34,4 GHz beträgt die kritische Dichte $1,5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$. Dringt die Welle in ein Plasma ein, dessen Elektronendichte vom Rand her ansteigt, dann ist es bei nicht zu kleinem Gradienten der Elektronendichte die Plasmaschicht mit Dichten um 10^{13} cm^{-3} , die hauptsächlich die Reflexion bewirkt. Sie wird als kritische Schicht bezeichnet.

Versuchsanordnung Das Mikrowellen-Interferometer

Abb. 4 zeigt den Aufbau des Mikrowellensystems. Die Hornantenne ist radial auf ein Fenster von 20 cm^2 im Stromrückleiter gerichtet. Der Hornstrah-

ler dient als Sende- und Empfangsantenne. Die reflektierte Welle wird über den Richtungskoppler R2 zum Detektor geführt. Über die Richtungskoppler R1 und R3 wird ihr eine stationäre Vergleichswelle beigelegt.

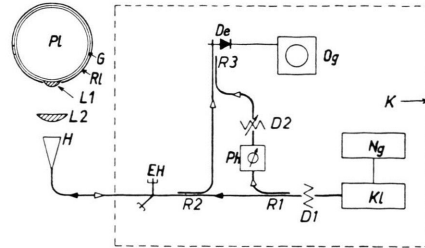


Abb. 4. Aufbau des Mikrowellensystems. Pl: Plasma, G: Entladungsgefäß, R1: Rückleiter, L1: Zylinderlinse, L2: rotationssymmetrische Linse, H: Hornantenne, EH: EH-Abstimmer, Ng: Netzgerät, Kl: Reflexklystron (80 mW), Ph: Phasenschieber, De: Kristalldetektor, Og: Oszillograph, K: Abschirmkabine; D: Dämpfungsglied, R Richtungskoppler.

Zwei Linsen aus Polystyrol zwischen Antenne und Entladungsgefäß sollen die kugelförmige Phasenfläche der von der Hornantenne abgestrahlten Welle in eine der Geometrie der Entladung angepaßte zylinderförmige umwandeln. Die lineare Polarisation der Welle wurde senkrecht zur Achse des Entladungsgefäßes gewählt. Damit ist die Welle im Plasma parallel zum azimuthalen Magnetfeld des Entladungsstromes polarisiert (zusätzliche, stabilisierende Magnetfelder wurden nicht verwendet). Das war erwünscht, weil dann das Magnetfeld ohne Einfluß auf die Ausbreitung der Welle im Plasma ist.

Am EH-Abstimmer lassen sich Reflexionsfaktoren jeder gewünschten Größe und Phase einstellen. Die stationären Reflexionen am Horn, an den Linsen und am Entladungsgefäß werden am Detektor kompensiert, wenn mit dem EH-Abstimmer eine Reflexion gleicher Größe und entgegengesetzter Phase hergestellt wird.

Die am Plasma reflektierte Welle wird auf ihrem Weg zum Detektor mehrmals teilreflektiert. Hauptsächlich durch die Reflexion am Glaszylinder und an den Linsen kommt es so zu einem zweimal am Plasma reflektierten Anteil. Das Amplitudenverhältnis des einmal reflektierten Anteils zum zweimal reflektierten wird auf 4 : 1 geschätzt. Der zweimal reflektierte Anteil macht sich bei der durchgeführten Untersuchung nicht störend bemerkbar.

³ A. I. ANISIMOV, V. E. GOLANT, B. P. KONSTANTINOV u. N. I. VINOGRADOV, Proc. 4th Int. Conf. on Ioniz. Phen. in Gases, III c 729.

Das Zeigerdiagramm Abb. 5 zeigt die Verhältnisse bei der Interferenz der Meß- und der Vergleichswelle. Durch die Interferenz mit der stationären Vergleichswelle wird die Phasenmodulation der am Plasma reflektierten Welle in eine Amplitudenmodulation der zum Kristalldetektor kommenden resultierenden Welle überführt. Die Gleichrichtung durch die Kristalldiode ist hinreichend quadratisch; die auf den Oszillogrammen dargestellte Spannung ist dem Quadrat der resultierenden Amplitude proportional.

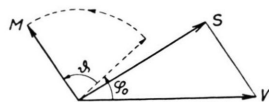


Abb. 5. Zeigerdiagramm zur Interferenz von Meß- und Vergleichswelle. M Meßamplitude; V Vergleichsamplitude; S resultierende Amplitude; ϑ dem Weg im Plasma entsprechende Phase der reflektierten Welle; φ_0 mit dem Phasenschieber beliebig einstellbarer Winkel.

Neben Phasenänderungen können auch Amplitudenänderungen des Meßzeigers die resultierende Amplitude S ändern. Mit der benützten einfachen Anordnung ist es etwas umständlich, die beiden Ursachen zu unterscheiden: Eine kleine Amplitudenänderung des Meßzeigers verhält sich bei Variation des Winkels φ_0 anders als eine kleine Phasenänderung; so führt beispielsweise eine Dämpfung der Meßamplitude immer zur Annäherung der resultierenden Amplitude an die Vergleichsamplitude. Der Winkel φ_0 kann mit dem Phasenschieber im Vergleichszweig beliebig eingestellt werden. Durch Vergleich von Oszillogrammen, bei denen der Phasenschieber verschieden eingestellt war, läßt sich unterscheiden, ob ein in Frage stehender Teil der Kurve in seinem Verlauf überwiegend durch Änderung der Phase oder der Amplitude der Meßwelle bestimmt ist.

Beobachtung während des Afterglow

Das Oszillogramm Abb. 6 zeigt das Mikrowellensignal in der ersten Millisekunde nach der Zündung. Die Pinch-Vorgänge in den ersten Mikrosekunden der Entladung sind bei der langsamen Ablenkgeschwindigkeit des Oszillographen nicht aufgelöst. Bis etwa 450 μsec zeigt das Signal eine sehr langsame Phasenänderung. Das Entladungsgas ist stark ionisiert. Die kritische Schicht ist ganz nah der Gefäßwand. Nach etwa 450 μsec weicht die kritische Schicht mit Elektronendichten um 10^{13} cm^{-3} mit zunehmender Geschwindigkeit radial zurück. Die Meßamplitude nimmt ab, weil die Welle immer weitere Wege in dem absorbierenden

Plasma zurücklegt und weil der Einfluß der Beugung zunimmt, je kleiner das reflektierende Objekt wird. ANISIMOV und Mitarb.³ beobachteten beim Afterglow einer elektrodenlosen Entladung in reinem Wasserstoff von 0,18 Torr (hier verwendeter Druck 0,08 Torr) die Phasenmodulation am Plasma reflektierter Wellen. Als wesentlichen Verlustprozeß für freie Elektronen fanden sie ambipolare Diffusion zu den Wänden; damit stimmt die in Abb. 6 gezeigte Phasenmodulation überein.

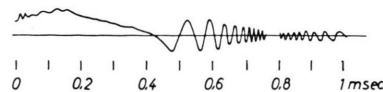


Abb. 6. Mikrowellensignal in der ersten Millisekunde. Der Phasenunterschied zwischen zwei Nulldurchgängen ist π .

Ist die in der Mitte des Entladungsgefäßes vorhandene maximale Elektronendichte unter 10^{13} cm^{-3} abgesunken, so ist das Plasma „durchsichtig“. Der von der dem Mikrowellenfenster gegenüberliegenden Wand reflektierte Anteil wird durch das zu durchlaufende abklingende Plasma moduliert. Seine Amplitude wächst, weil die Absorption durch das Plasma abnimmt.

Beobachtung zur Zeit der Pinch-Vorgänge

Abb. 7 zeigt ein Oszillogramm des Mikrowellensignals in den ersten 5 μsec der Entladung. Anfangs bis 0,3 μsec erinnert die Signalf orm an eine gedämpfte Schwingung: Der von der dem Fenster im Rückleiter gegenüberliegenden Wand des Entladungsgefäßes reflektierte Anteil wird durch das sich

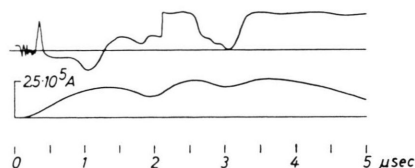


Abb. 7. Mikrowellensignal in den ersten 5 μsec ; unten Stromverlauf.

aufbauende Plasma phasenmoduliert und zunehmend geschwächt. (Die Mitte zwischen dem ersten Maximum und dem ersten Minimum dieses Signalteiles ist die Signalthöhe bei Abwesenheit von Anteilen aus dem Innern des Entladungsgefäßes.) Nach 0,3 μsec ist die Meßamplitude stark erhöht. Zu dieser Zeit erfolgt die Entladung wegen des Skineffekts bevorzugt in der Nähe der Gefäßwand. Die starke Erhöhung der Meßamplitude zeigt, daß die für Reflexion der Mikrowellen maßgebende Elektronendichte von 10^{13} cm^{-3} erreicht ist. Zwischen 0,5 und 0,9 μsec bleibt die Phase ziemlich konstant. Zwischen 0,9 und 1,5 μsec nähert sich die kritische

Schicht weiter der Wand. Nach $1,5 \mu\text{sec}$ zeigt sich eine der bisherigen entgegengesetzte Phasenänderung. Bei $2,1 \mu\text{sec}$ im Augenblick der maximalen Pinch-Kontraktion, erfolgt eine sprunghafte Erhöhung der Plasmakonzentration an der Wand durch Strahlung aus der kontrahierten Plasmasäule; bei Entladungen in verunreinigtem Deuterium, die lichtstärker sind als solche in reinem Deuterium, leuchtet im Augenblick der maximalen Kontraktion das Plasma in Wandnähe auf. Die zweite Kontraktion zeigt sich auch am Mikrowellensignal (zwischen $2,5$ und $3,4 \mu\text{sec}$). Ab $3,4 \mu\text{sec}$ ist die kritische Schicht derart nahe der Wand, daß die turbulenten Prozesse nach etwa $4 \mu\text{sec}$, bei denen Plasma an die Gefäßwand geschleudert wird, wie Abb. 1 zeigt, das Meßsignal fast nicht verändern.

Nach dem Erreichen der kritischen Dichte bei $0,3 \mu\text{sec}$ nähert sich die kritische Schicht im wesentlichen der Gefäßwand. Bei $2,1 \mu\text{sec}$ ist die kritische Schicht der Gefäßwand so nah, daß eine weitere Annäherung keine merkbare Phasenänderung der reflektierten Welle mehr bewirken würde. Die Phasendifferenz zwischen $0,3$ und $2,1 \mu\text{sec}$ beträgt nicht ganz 3π . Demnach ist die kritische Schicht mit Elek-

tronendichten um 10^{13} cm^{-3} während der Pinch-Vorgänge innerhalb weniger Millimeter in der Nähe der Gefäßwand. Andererseits zeigt die gute Übereinstimmung zwischen experimentellen Daten und dynamischen Berechnungen, bei denen eine Kompression der gesamten Masse angenommen war⁴, daß bei der Pinch-Kontraktion ein wesentlicher Teil der Masse mitgeführt wird.

Während der Pinch-Vorgänge kann die $8,7 \text{ mm}$ -Welle nur wenige Millimeter in das Plasma eindringen, die beobachteten Phasenänderungen sind gering. Für eine Welle der doppelten Frequenz ist die kritische Dichte viermal höher, sie dringt tiefer in das Plasma ein. Mit Frequenzen von 35 , 70 und 140 GHz wäre man in der Lage, günstig drei kritische Schichten zeitlich zu verfolgen und so die Gültigkeit vermuteter Dichteprofile zu prüfen.

Mein Dank gebührt Herrn Prof. Dr. FÜNFER für die Anregung und Förderung dieser Arbeit und Herrn Dr. v. GIERKE, der die Durchführung der Untersuchungen mit Mitteln des Max-Planck-Institutes für Physik ermöglichte.

⁴ E. FÜNFER, G. LEHNER u. H. TUCZEK, Z. Naturforschg. **15 a**, 566 [1960].

Klassische nichtlineare Gitterstatik der Stufenversetzung. II: Berechnung

Von F. WAHL

Aus dem Institut für theoretische und angewandte Physik der Technischen Hochschule Stuttgart
(Z. Naturforschg. **15 a**, 983—993 [1960]; eingegangen am 8. Juli 1960)

Für eine Stufenversetzung im KCl-Kristall werden die Lagen der Gitterbausteine und die Verzerrungsenergie ausgerechnet. Die ermittelten Auslenkungen sind in einer Abbildung übersichtlich eingetragen. Die numerische Rechnung wird in den Grundzügen ausgeführt, aber nicht in allen Einzelheiten gebracht. Eine Anzahl mathematischer Hilfsmittel sind in den anschließenden Paragraphen zusammengestellt. Konvergenz- und Divergenzprobleme werden untersucht und die Ergebnisse diskutiert. Bei der Energieberechnung sind noch Einzelbetrachtungen notwendig.

Die vorliegende Arbeit enthält die numerische Berechnung einer Stufenversetzung im KCl-Kristall mit der Methode der nichtlinearen, klassischen Gitterstatik^{1, 2}. Für die Stufenversetzung benutzen wir ein Modell³, dessen Vorteil für die numerische Rechnung in der einfachen Kräfteverteilung liegt, die wir erhalten, wenn wir das Gittergleichungssystem geeignet vorbehandeln. Diese Kräfteverteilung erzwingt

eine Stufenversetzungsstruktur, wie in Anm.³ gezeigt wurde.

Bei der Berechnung einer Versetzungsconfiguration interessieren im wesentlichen die Lage der Gitterbausteine und die Verzerrungsenergie. Zur Berechnung der Gleichgewichtslagen sind eine große Anzahl elementarer Rechnungen durchzuführen, die wir nicht in allen Einzelheiten angeben. Die dafür

¹ E. FUES u. H. STUMPF, Z. Naturforschg. **10 a**, 136 [1955]. Diese Arbeit wird mit (I) bezeichnet, die weiterhin aufgeführten Arbeiten jeweils mit der beigefügten römischen Ziffer.

² E. FUES, H. STUMPF u. F. WAHL, Z. Naturforschg. **13 a**, 962 [1958], (II).

³ F. WAHL, Z. Naturforschg. **14 a**, 901 [1959], (IV).