

Bei festgehaltener Ionentemperatur ergibt sich in Abhängigkeit von der Elektronentemperatur ein gegenläufiges Verhalten der höchstmöglichen Ladungstrennung bei Ionen- und Elektronenschall, das sich in beiden Fällen aus der mit T_e steigenden Elektronendiffusion erklärt. Die bei $T_e < \text{etwa } 10^6 \text{ }^\circ\text{K}$ möglichen großen Elektronendichteschwankungen erfolgen aber praktisch mit der Plasmafrequenz ω_p , und es bleibt damit die bekannte Schwierigkeit, wie es zu verstehen ist, daß elektromagnetische Wellen dieser Frequenz das Plasma verlassen können, da die Dispersionstheorie für $\omega < \omega_p$ Undurchlässigkeit des Plasmas liefert. Genauere Einsicht könnte hier erst die Durchrechnung mehrdimensionaler Bewegungen vermitteln. Für die Ionenschallwellen besteht die eben genannte Schwierigkeit in vergrößertem Maße, denn die stärksten Raumladungsschwankungen erfolgen hier mit Frequenzen in der Umgebung der Ionenplasmafrequenz, die um den Faktor

$\sqrt{\frac{m_e}{m_i}}$ unter ω_p liegt ($m_i =$ Ionenmasse). Ein Ausweg läge nur in der Anharmonizität der Bewegungen, die einen Anteil spektral höher liegender Frequenzen liefert. Im Hinblick auf die nicht im thermischen Gleichgewicht befindlichen äußeren Sternhüllen liegt es nahe, eine Verknüpfung der Radioemission mit dem Ionenschall anzunehmen; insbesondere verdienen die als Relaxationserscheinung deutbaren aperiodischen Verdichtungsimpulse Beachtung, deren Geschwindigkeit zwischen $\sqrt{\frac{5k(T_i + T_e)}{3m_i}}$ und $2\sqrt{\frac{5kT_e}{3m_i}}$ liegt ($k =$ BOLTZMANN-Konstante).

Institut für Theoretische Physik der Technischen Hochschule Hannover.

R. W. LARENZ.

Eingegangen am 17. August 1954.

*) Eine ausführliche Darstellung der Rechnung erfolgt an anderer Stelle.

¹⁾ SCHLÜTER, A.: Z. Naturforsch. 5a, 72 (1950).

²⁾ LARENZ, R. W.: Physik. Verh. 4, H. 2, 30 (1953).

³⁾ Siehe auch LARENZ, R. W.: Naturwiss. 40, 527 (1953).

Über eine Präzisionsbestimmung der Gitterkonstanten von Silber nach dem Rückstrahlverfahren.

Die Bestimmung der Gitterkonstanten des Silbers, das bei röntgenographischen Aufnahmen als Eichpulver verwendet wurde, diente zur Überprüfung einer am Thermostaten betriebenen Rückstrahlkamera¹⁾. Es wurde gefilterte $\text{CoK}\alpha_1$ -Strahlung verwendet, und die hiermit auf ebenem Film unter Glanzwinkeln von 78° und 73° erzielten (420)- und (331)-Interferenzringe wurden ausgewertet. Die meisten Aufnahmen wurden mit einfacher Blende ($\varnothing = 0,5 \text{ mm}$) derart gemacht, daß auf das unter größtem Glanzwinkel erscheinende Interferenzlinienpaar fokussiert wurde. Hierdurch und nach geeigneter Wärmebehandlung des Silberpulvers wurden scharfe, gut ausmeßbare Linien erreicht. Das Vermessen der Aufnahmen (doppelseitig begossener Agfa-Laue-Film) erfolgte entweder an zehn verschiedenen gelegten Ringdurchmessern oder je zweimal an fünf Durchmessern jeder Aufnahme mit einem Komparator von $\frac{1}{100} \text{ mm}$ Ablesegenauigkeit.

Die Auswertung geschah unter Verwendung von zwei Linien gleicher Wellenlänge und desselben Präparat-Film-Abstandes (bis zu 60 mm), aber verschiedener Indizierung, wie sie WEVER und MÖLLER²⁾ beschrieben haben. Unter Zugrundelegung der von ERIKSON³⁾ angegebenen Wellenlänge von $\text{CoK}\alpha_1 = 1,785287 \text{ \AA}$ ohne Berücksichtigung der Wellenlängenfehler (relativer Fehler höchstens $5 \cdot 10^{-6}$) folgte als Mittelwert aus den α_1 -Linien für die Gitterkonstante von Silber bei 20° C $a = 4,07724 \text{ \AA}$ mit einem mittleren quadratischen Fehler (unter Verwendung von 19 Werten) von $0,00004 \text{ \AA}$, während der Mittelwert der berechneten Fehler der Einzelmessungen $0,00019 \text{ \AA}$ betrug.

Die intensitätsschwächeren α_2 -Linien zeigten durch die Überlagerung im Liniendublett mit den wegen ihrer größeren Intensität keine bemerkbare Verschiebung erfahrenden α_1 -Linien beim Vermessen der Filme eine systematische Abweichung nach größeren Parameterwerten zu. Die hiermit erzielten Werte waren $a = 4,07753 \text{ \AA}$ mit $0,00005 \text{ \AA}$ als mittlerem quadratischem Fehler und einem Fehlermittelwert der Einzelmessungen von $0,00021 \text{ \AA}$. — Die Mittelwerte der Abweichungen der Einzelergebnisse vom arithmetischen Mittel (mittlere lineare Fehler) errechneten sich zu $0,00015 \text{ \AA}$ bzw. $0,00016 \text{ \AA}$.

Die nach der asymmetrischen Methode von STRAUMANIS⁴⁾ für Silber bei 25° C ermittelte Gitterkonstante $a = 4,07784 \text{ \AA} \pm 0,00003 \text{ \AA}$ stimmt mit obigem (α_1 -)Wert unter Verwendung des Ausdehnungskoeffizienten von Silber ($19,7 \cdot 10^{-6} \text{ grad}^{-1}$)

und nach Abzug der symmetrischen Brechungskorrektur (für die hier benutzten Ordnungen $0,00020 \text{ \AA}$) mit $a = 4,07724 \text{ \AA} \pm 0,00003 \text{ \AA}$ überraschend gut überein. Dennoch sind die nach der asymmetrischen Methode bestimmten Gitterparameter zuverlässiger als die nach dem Rückstrahlverfahren ermittelten, weil dort die Übereinstimmung der Einzelwerte viel besser als hier ist und die angegebenen Fehler mittlere lineare Fehler sind.

Institut für Experimentelle Physik der Universität Halle.

GERHARD BECHERER und RUDOLF IFLAND.

Eingegangen am 4. September 1954.

¹⁾ BRÜMMER, O.: Diplomarbeit Halle 1951.

²⁾ WEVER, F., u. H. MÖLLER: Mitt. Kaiser-Wilhelm-Inst. Eisenforsch. 15 (1933), Lfg. 6, Abh. 224.

³⁾ ERIKSON, S.: Z. Physik 48, 360 (1928).

⁴⁾ STRAUMANIS, M., u. A. IEVENS: Die Präzisionsbestimmung von Gitterkonstanten nach der asymmetrischen Methode. Berlin 1940.

Bestimmung der Polarisationskorrektur bei der Bremsung schneller Elektronen von 3 bis 15 MeV.

Die nach der BETHE-BLOCH-Formel berechneten Werte des Elektronen-Bremsvermögens von festen und flüssigen Stoffen sind für Energien oberhalb etwa 1 MeV um einen durch den Einfluß der Nachbaratome bedingten, zuerst von FERMI¹⁾ angegebenen Betrag zu verringern. Bei Gasen wird dieser „Polarisationseffekt“ oder „Dichteeffekt“ erst oberhalb 100 MeV merklich. Dieser Umstand läßt sich zu einer experimentellen Bestimmung der Polarisationskorrektur in folgender Weise benützen: Für homogene Elektronenstrahlen wird die Fluoreszenzlichtintensität von Leuchtstoffen im Verhältnis zu der Ionisationswirkung in Luft gemessen und in Abhängigkeit von der Energie der Elektronen aufgetragen.

Als Strahlungsquelle diente eine 15 MeV Siemens-Elektronenschleuder²⁾. Es wurde eine flache, mit Luft gefüllte Ionisationskammer von 8 mm Durchmesser und 3 mm Tiefe verwendet; die Wände und die mittlere Elektrode bestanden

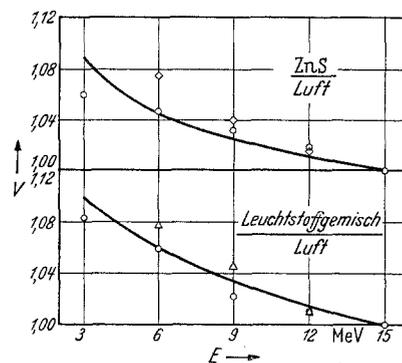


Fig. 1. Verhältnis V aus Fluoreszenzlichtintensität von einem luftäquivalenten Leuchtstoffgemisch bzw. von Zinksulfid und der Luftionisation als Funktion der Elektronenenergie, wobei $V = 1$ für 15 MeV gesetzt wurde. — Theoretische Kurve; \diamond Meßergebnisse in Luft, Anordnung A; \triangle Meßergebnisse in Wasser, Anordnung A; \circ Meßergebnisse in Luft, Anordnung B.

aus graphitiertem Papier (Gesamtdicke etwa $0,1 \text{ mm}$). Die Leuchtstoffschichten aus ZnS bzw. aus einer luftäquivalenten Mischung³⁾ von Anthrazen und 2-Chloranthrazen waren $0,2$ bis $0,8 \text{ mm}$ dick; es wurde auf die Schichtdicke Null extrapoliert. Die Intensität des Fluoreszenzlichtes wurde mit Hilfe eines Sekundärelektronenvervielfachers gemessen. Wegen der CERENKOV-Strahlung konnte die Fortleitung des Lichtes vom Leuchtstoff zur Photokathode nicht in der üblichen Weise mit einem Plexiglasstab vorgenommen werden. Bei der Anordnung A bestand der Lichtleiter aus einem dünnwandigen, innen mit Silber bedampften Aluminiumrohr von 6 mm Durchmesser, das am einen Ende gebogen war. Um einen etwa störenden Einfluß der Rückstreuung der Elektronen an der Aluminiumwand auszuschalten, wurde bei der Anordnung B die Leuchtstoffschicht mit Hilfe einer außerhalb des Elektronenstrahlenbündels befindlichen Plexiglaslinse auf die Photokathode abgebildet, was aber eine wesentliche Verringerung der Lichtstärke zur Folge hat.

Die mit den Anordnungen A und B erhaltenen Verhältniswerte der Fluoreszenzlichtintensitäten, bezogen auf Luftionisation, sind in Fig. 1 als Vierecke und als Kreise eingezeichnet; der Leuchtstoff und die Ionisationskammer waren von