

Dabei ist Y die Anzeige des Detektors hinter der Schichtdicke R , R_0 die gesuchte „maximale Reichweite“, K eine Konstante und n eine positive Zahl größer als 1. Um

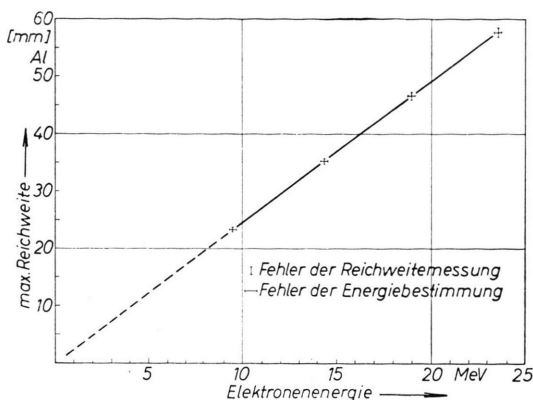


Abb. 3. Energie-Reichweite-Beziehung.

die Konstanten der Potenzfunktion zu finden, wird $\log Y'$ (Y' = Detektoranzeige mit abgezogenem Untergrund) gegen $\log(R_0 - R)$ aufgetragen, wobei für R_0 beliebige Werte eingesetzt werden. Die Kurve, durch die die Meßpunkte für kleine Y' am besten mit einer

Geraden angenähert werden können, liefert die gesuchte „maximale Reichweite“ R_0 . Abb. 2 zeigt eine gemessene AK (●) und die Approximation (x) durch die ermittelte Funktion $Y = K(46,5 - R)^{3,33}$. Der Pfeil weist auf den Normierungspunkt für Meßkurve und Approximation. Man erkennt, daß die Annäherung bis zu $Y = 10\%$ recht gut ist.

Untersuchungen bei gleicher Energie und verschiedenem Strahldurchmesser zeigten, daß die „maximale Reichweite“ vom Strahldurchmesser unabhängig ist. Die in Al gemessenen „maximalen Reichweiten“ sind in Abb. 3 als Funktion der Energie aufgetragen. Die Meßpunkte lassen sich gut durch eine Gerade verbinden, die durch den Nullpunkt geht, und es ergibt sich:

$$R_{\max} = 0,246 E$$

(R_{\max} in cm Al und E in MeV). Die Gültigkeit dieser Relation ist gesichert für $10 \text{ MeV} < E < 23 \text{ MeV}$, vermutlich ist der Gültigkeitsbereich noch größer.

Differenziert man die Energie-Reichweite-Beziehung, so erhält man einen differentiellen Energieverlust der Elektronen in Al. Dieser aus der „maximalen Reichweite“ abgeleitete „minimale differentielle Energieverlust für Ionisation und Anregung“ ist im untersuchten Bereich unabhängig von der Energie der einfallenden Elektronen. Dieses Resultat ergibt sich auch aus der LANDAU-Theorie, ähnlich wie die Energieunabhängigkeit des wahrscheinlichsten Energieverlustes für $\beta > 0,95$.

Über die Wechselwirkungsenergie der Ladungsträger in einem Plasma

Von O. THEIMER

The University of Oklahoma, Department of Physics, U.S.A.

(Z. Naturforsch. 13 a, 568—569 [1958]; eingegangen am 21. April 1958)

Die thermodynamischen Funktionen eines Systems von Punktladungen wurden zum erstenmal von DEBYE und HÜCKEL¹ berechnet und die Resultate dieser Autoren wurden durch zahlreiche spätere Untersuchungen innerhalb des Gültigkeitsbereiches der Theorie als korrekt bestätigt²⁻⁵. Im Hinblick auf diese Sachlage ist es überraschend, daß ECKER und WEIZEL^{6,7} die Wechselwirkung der Ladungsträger in einem Plasma nach einer Methode berechnen, die sowohl in ihren Resultaten als auch in ihren physikalischen Grundlagen mit der DEBYE-HÜCKEL-Theorie unverträglich ist. Noch überraschender ist der Umstand, daß ECKER und WEIZEL die von ihnen eingeführten und im Hinblick auf einige Einwände⁸ erneut vertretenen⁷ Gesichtspunkte nicht

näher begründen, obwohl diese Gesichtspunkte an sich recht wenig plausibel sind. Die letztere Kritik bezieht sich im wesentlichen auf zwei Annahmen, die im nachfolgenden näher diskutiert werden.

1. Die DEBYE-HÜCKEL-Theorie befaßt sich, besonders in der ersten Näherung, mit Ladungssystemen, für die die Wechselwirkungsenergie U_w klein ist verglichen mit der thermischen Energie RT . Dementsprechend ergibt sich die Polarisation des Plasmas durch die Ladungsträger als kleine Abweichung von einem Zustand ohne Korrelation zwischen den positiven und negativen Ladungen und geht mit steigender Temperatur gegen Null. Eine ähnliche Temperaturabhängigkeit erhält man für die Wechselwirkungsenergie

$$U_w = -\bar{N} x e^2/D, \quad (1)$$

$$D = (k T V/8 \pi e^2 \bar{N} x)^{1/2}, \quad (2)$$

da die DEBYESche Abschirmungskonstante D mit wachsender Temperatur gegen unendlich strebt. (\bar{N} = Gesamtzahl der ursprünglich vorhandenen Atome, x = Ionisierungsgrad, e = Ladung des Elektrons, V = Volumen des Plasmas).

¹ P. DEBYE u. E. HÜCKEL, Phys. Z. 24, 185 [1923].

² A. MÜNSTER, Statistische Thermodynamik, Springer-Verlag, Berlin-Göttingen-Heidelberg 1956.

³ A. EUCKEN, Lehrbuch der Chemischen Physik II, 2, Akademische Verlagsgesellschaft, Leipzig 1944.

⁴ R. H. FOWLER, Trans. Faraday Soc. 23, 434 [1927].

⁵ H. S. HARNED u. B. B. OWEN, The Physical Chemistry of Electrolytic Solutions, Reinhold Publishing Corporation, New York 1950.

⁶ G. ECKER u. W. WEIZEL, Ann. Phys., Lpz. 17, 126 [1956].

⁷ G. ECKER u. W. WEIZEL, Z. Naturforsch. 12 a, 859 [1957].

⁸ O. THEIMER, Z. Naturforsch. 12 a, 518 [1957].



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.

Obwohl die Bedingung $U_w \ll RT$ für die meisten von ECKER und WEIZEL diskutierten Plasma-Temperaturen und Ionen-Dichten gut erfüllt ist, beschreiben diese Autoren den Zustand des Plasmas als Abweichung von einem Zustand *maximaler* Korrelation zwischen den positiven und negativen Ladungsträgern, den sie mit einem Ionengitter vergleichen. Sie stellen daher U_w als Summe von zwei Ausdrücken dar, von denen der erste die Form einer Gitterenergie hat und der zweite die DEBYESche Polarisation des Plasmas berücksichtigt:

$$U_w = U_a + U_p = - \left\{ \frac{2 e^2 \bar{\alpha}}{r_0} + \frac{e^2 (1 + \sqrt{2})}{D (\sqrt{2})^3} \right\} \bar{N} x, \quad (3)$$

α = mittlerer MADELUNG-Koeffizient, $r_0 = (V/\bar{N} x)^{1/3}$ = mittlerer Ionenabstand.

Die durch Gl. (3) dargestellte Wechselwirkungsenergie strebt, entgegen allen Erwartungen, mit steigender Temperatur dem konstanten Wert U_a zu. Abgesehen von dieser merkwürdigen Temperaturabhängigkeit ist es zweifellos unzulässig, die DEBYESche Polarisationsenergie ohne nähere Begründung einfach zu der „Gitterenergie“ zu addieren, da die letztere in der DEBYE-HÜCKEL-Theorie keinen Platz hat.

2. In Fällen, in denen nur zwei Arten von Ladungsträgern vorhanden sind, ist die DEBYE-HÜCKEL-Theorie symmetrisch in bezug auf die positiven und negativen Ladungen, auch wenn diese verschiedene Massen haben, da die Massen in den einschlägigen Formeln gar nicht vorkommen. Diese bekannte Tatsache ist bei oberflächlicher Betrachtung etwas befremdend, besonders wenn die Massenunterschiede ausgeprägt sind, z. B. im Fall von Elektronen und Ionen. Man wäre ohne nähere Überlegung geneigt zu glauben, daß die Ionen nichts zur Ladungswolke eines Elektrons, das heißt zur Polarisierung der Elektronenumgebung beitragen können, da sie außerstande sind, den raschen Bewegungen eines Elektrons zu folgen. Es scheint, daß ECKER und WEIZEL auch diesen Fehler gemacht haben, da sie den Beitrag der Ionen zur Ladungswolke eines Elektrons vernachlässigen.

Dies führt zu dem Zahlenfaktor $(1 + \sqrt{2})/(\sqrt{2})^3$ in der Formel (3) für die Polarisationsenergie, der in der DEBYE-HÜCKEL-Theorie nicht aufscheint.

Die Vernachlässigung der Ionenbeiträge zur Ladungswolke der Elektronen entspricht der irrtümlichen Vorstellung, daß eine bewegte Ladungswolke eine Art von Wellenbewegung in einem Medium darstellt, die mit einer Verschiebung der die Wolke bildenden Teilchen verbunden ist. Im Rahmen der DEBYE-HÜCKEL-Theorie hat es jedoch nicht viel Sinn, von einer bewegten Ladungswolke zu sprechen. Die Ladungswolke ist eine Abstraktion, die die Korrelation der positiven und negativen Ladungsträger beschreibt und ein Zeitmittel der Teilchenkonfiguration in der Nachbarschaft eines bestimmten Ions oder Elektrons darstellt. Bewegung der Teilchen, nicht der Wolke, ist wesentlich für diese statistische Deutung, doch handelt es sich natürlich um relative Bewegung zwischen positiven und negativen Ladungsträgern. Selbst wenn die schweren Ionen vollkommen unbeweglich wären, könnten sie zur Ladungswolke bewegter Elektronen beitragen, da sie deren Bahnen so beeinflussen, daß die Elektronen im Zeitmittel von einer DEBYESchen Ladungswolke umgeben sind, zu der die positiven und negativen Partikel in gleichem Maße beitragen.

Zusammenfassend kann man sagen, daß die von ECKER und WEIZEL ohne ausreichende Begründung eingeführte Gitterenergie und Asymmetrie im Verhalten der Ionen und Elektronen eine tiefgreifende Modifikation der bewährten DEBYE-HÜCKEL-Theorie darstellt, die in ihrer derzeitigen Form unhaltbar ist. Im Falle extrem hoher Ionen-Dichten und tiefer Plasma-Temperaturen, wenn die erste Näherung von DEBYE und HÜCKEL versagt, können die Formeln (1) und (2) natürlich nicht mehr verwendet werden. Aber selbst dann ist es nicht zulässig, die höheren Näherungen der DEBYE-HÜCKEL-Theorie einfach durch eine von der Temperatur unabhängige „Gitterenergie“ zu ersetzen.

Edelgase und ihre Isotopenverschiebung im Eisenmeteorit Treysa

VON W. GENTNER, H. FECHTIG und G. KISTNER

Physikalisches Institut der Universität Freiburg i. Br.
(Z. Naturforsch. 13 a, 569–570 [1958]; eingegangen am 25. Juni 1958)

In letzter Zeit wurden von PANETH^{1, 2}, GENTNER³, FIREMAN⁴, GERLING⁵ u. a. umfangreiche Untersuchun-

gen über Edelgase und deren Isotope an verschiedenen Eisen- und Steinmeteoriten vorgenommen. Dabei konnten PANETH u. Mitarb. zeigen, daß sich das Helium in Meteoriten aus He^4 und He^3 zusammensetzt, was auf eine Entstehung durch kosmische Strahlung hinweist. Darüber hinaus konnten GENTNER und ZÄHRINGER³ bei Eisenmeteoriten das gefundene Argon, REASBECK und MAYNE⁶ das gefundene Neon als Restkerne bei Spaltungsprozessen deuten. Nach theoretischen Überlegungen von BAUER⁷ und HUNTLEY⁸ war eine Abnahme der

¹ F. A. PANETH, P. REASBECK u. K. I. MAYNE, *Geochim. Cosmochim. Acta* 2, 300 [1952].

² F. A. PANETH, P. REASBECK u. K. I. MAYNE, *Nature*, Lond. 172, 200 [1953].

³ W. GENTNER u. J. ZÄHRINGER, *Geoch. Cosmoch. Acta* 11, 60 [1955].

⁴ E. L. FIREMAN, *Geoch. Cosmoch. Acta* 11, 252 [1957].

⁵ E. K. GERLING, *Dokl. Akad. Nauk USSR* 107, 4, 559 [1956].

⁶ P. REASBECK u. K. I. MAYNE, *Nature*, Lond. 176, 733 [1955].

⁷ C. A. BAUER, *Phys. Rev.* 74, 225, 501 [1948].

⁸ H. E. HUNTLEY, *Nature*, Lond. 161, 356 [1948].