

rungstypen gibt, die von dieser Methode nicht erfaßt werden, und die von der Struktur der Plasmaoberfläche selbst dann noch abhängen, wenn diese als unendlich dünn betrachtet wird. NEWCOMB und KAUFMAN¹² haben, von der eingangs erwähnten Methode des Energieprinzips ausgehend, diese Störungen zweiter Art für den Hohlpinch mit berücksichtigt. Dafür haben sie aber andere Einschränkungen gemacht. Sie betrachten nur eine unendlich dünne

Plasmaschicht, d. h., die hier P genannte Größe ist nur infinitesimal von 1 verschieden. So ist ein unmittelbarer Vergleich ihrer Arbeit mit der vorliegenden nicht möglich.

Ich danke Herrn Prof. Dr. E. FÜNFER, der mir diese Arbeit ermöglichte, Herrn Dr. K. HAIN und Herrn Dr. R. CHODURA für anregende Diskussionen sowie Herrn W. GUTMANN für die Durchführung der numerischen Rechnung mit der G 2 des Max-Planck-Instituts für Physik und Astrophysik.

¹¹ M. N. ROSENBLUTH, Proc. 2. Int. Conf. on Peaceful Uses of Atomic Energy, Genf 1958, Bd. 31, S. 85.

¹² W. A. NEWCOMB u. A. N. KAUFMAN, Univ. California Rad. Lab. UCRL 5434 (1960).

NOTIZEN

On the Effective Ionization Potential of Atoms in the Interior of a Plasma

By DONALD P. DUCLOS* and ALI BULENT CAMEL

Gas Dynamics Laboratory, Northwestern University, Evanston, Illinois, U.S.A.

(Z. Naturforsch. 16 a, 711—712 [1961]; eingegangen am 5. Mai 1961)

ECKER and WEIZEL¹ proposed that the electrostatic contribution to the internal energy, U_w , of a plasma is given by

$$U_w = - \frac{2 e^2 \bar{\alpha} N_e}{r_0} - \frac{1 + \sqrt{2}}{\sqrt{8}} \frac{e^2 N_e}{D} \quad (1)$$

where D is the DEBYE length, $\bar{\alpha}$ is the average MADELUK coefficient, e is the electronic charge, N_e is the electron density, $r_0 = (V/N_e)^{1/3}$ is the average separation distance between particles of like sign, and V is the volume of the plasma. The change in ionization potential ΔI due to the electrostatic interactions in a singly ionized plasma is given by

$$\Delta I = \mu_1^{\text{el}} + \mu_e^{\text{el}} - \mu_0^{\text{el}} \quad (2)$$

where μ^{el} is the electrostatic contribution to the chemical potential, and the subscripts 0, 1, and e refer to neutral particles, ions, and electrons, respectively. Using well-known thermodynamic formulas to obtain the chemical potentials, ΔI is found to be

$$\Delta I = - \frac{8 e^2 \bar{\alpha} N_e^{1/3}}{3 V^{1/3}} - \frac{1 + \sqrt{2}}{\sqrt{8}} \frac{e^2}{D} \quad (3)$$

ECKER and WEIZEL have an additional factor of $\frac{3}{2}$ in the

second term. This appears to be an error which was also noted by THEIMER².

The validity of ECKER and WEIZEL's hypothesis is not obvious, and in fact, it has been subject to some criticism by THEIMER^{2,3} who suggested, among other things, that $\bar{\alpha}$ may be near zero. ECKER and WEIZEL^{4,5} replied to these comments. The second term of Eq. (3), except for the numerical factor, is the DEBYE-HÜCKEL⁶ term, and is well-established theoretically. However, the validity of the first term is somewhat unclear.

The first term can be examined in the light of a theory of electrolytes developed by BERLIN and MONTROLL⁷ for the case of point ions and small fluctuations. BERLIN and MONTROLL found that the thermodynamic functions changed their analytical form at a critical density which can be obtained from

$$\sum_i n_i = \frac{1}{8\pi} \frac{1}{D^3} \quad (4)$$

where the summation is over all of the charged particles in the plasma and $n_i = N_i/V$. For a gas containing only singly charged ions and electrons, the critical electron density is

$$n_e^{\text{crit}} = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{kT}{e^2} \right)^3 \quad (5)$$

where k is BOLTZMANN's constant and T is the temperature. At $T = 10,000^\circ\text{K}$, for example, $n_e^{\text{crit}} = 3.44 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. For charged particle concentrations less than the critical value, the DEBYE-HÜCKEL expressions hold. For concentrations greater than the critical value, more complicated expressions apply. The chemical potential

* Present Address: Plasma Propulsion Laboratory, Republic Aviation Corporation, Farmingdale, New York, U.S.A.

¹ G. ECKER and W. WEIZEL, Ann. Phys., Lpz. 17, 126 [1956].

² O. THEIMER, Z. Naturforsch. 12 a, 518 [1957].

³ O. THEIMER, Z. Naturforsch. 13 a, 568 [1958].

⁴ G. ECKER and W. WEIZEL, Z. Naturforsch. 12 a, 859 [1957].

⁵ G. ECKER and W. WEIZEL, Z. Naturforsch. 13 a, 1093 [1958].

⁶ P. DEBYE and E. HÜCKEL, Phys. Z. 24, 185 [1923].

⁷ T. H. BERLIN and E. W. MONTROLL, J. Chem. Phys. 20, 75 [1952].



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.

for concentrations greater than the critical is given by

$$\mu_j^{el} = kT \left[-\frac{3}{2} \frac{z_j^2 e^2 (\pi \sum_i n_i)^{1/3}}{kT} - \frac{1}{8 (\pi \sum_i n_i)^{2/3} D^2} \right. \\ \left. + \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1}{4 (\pi \sum_i n_i)^{2/3} D^2} \right) + \frac{z_j^2 \sum_i n_i}{\sum_i n_i z_i^2} + \frac{1}{2} \right] \quad (6)$$

where z is the valence of a charged particle.

For a gas consisting only of singly ionized atoms and electrons ($\sum_i n_i = 2 n_e$, $\sum_i n_i z_i^2 = 2 n_e$), substituting Eq. (6) into Eq. (2) leads to

$$\Delta I = -6.45 e^2 n_e^{1/3} + \frac{kT}{2} \ln \left(\frac{1.845 e^2 n_e^{1/3}}{kT} \right) + \frac{3}{2} kT. \quad (7)$$

It is seen that the first term of Eq. (7) is identical to the first term of Eq. (3) except for the numerical factors which are 6.45 and 4.7 respectively (using the value of 1.76 for $\bar{\alpha}$ recommended by ECKER and WEIZEL).

Since the two expressions for ΔI were derived for the same conditions, that is, single ionization and point ions, it appears that the first term of Eq. (3) has some theoretical justification. However, it is important to note that Eq. (7) is valid only for concentrations above the critical concentration. For lower concentrations, it

reverts to the DEBYE-HÜCKEL expression. However, the second and third terms of Eq. (7) are small compared with the first term. Therefore, the BERLIN-MONTROLL expressions for ΔI closely agree with ECKER and WEIZEL's second term for concentrations below the critical, and with their first term for concentrations above the critical.

An investigation by ROTHER⁸ substantiates the above conclusion. From a rough theoretical investigation of the lowering of the ionization potential, he concluded that, at 8000 °K, the MADELUNG coefficient in Eq. (3) is of the order of unity only if the electron density is approximately equal to 10^{20} cm^{-3} or greater.

It should be also noted that BERLIN and MONTROLL's expression for ΔI is not accurate at concentrations of the order of the critical concentration, due to the effect of finite charged particle size or distance of closest approach. It can be shown⁹ that the effect of the finite distance of closest approach becomes important at electron densities somewhat below the critical concentration. However, the result would be to add positive terms to the expression for ΔI , and therefore, Eq. (7) can be expected to give an upper bound for the lowering of the ionization potential.

This work was supported by the U.S. Department of the Air Force under Contract Number AF 40(600)-748, Arnold Engineering Development Center.

⁹ D. P. DUCLOS, Arnold Engineering Development Center, Report AEDC-TN-60-192 [1960].

⁸ H. ROTHER, Ann. Phys., Lpz. 2, 326 [1958].

Paramagnetische Resonanz von Donatoren in Zinkoxyd

VON JÜRGEN SCHNEIDER UND ARMIN RÄUBER

Institut für Elektrowerkstoffe der Fraunhofer-Gesellschaft, Freiburg i. Br.

(Z. Naturforschg. 16 a, 712—714 [1961]; eingegangen am 19. Juni 1961)

Zur Messung der optischen und elektrischen Eigenschaften von Zinkoxyd dienen gewöhnlich Einkristalle, Sinterschichten oder dünne Aufdampfschichten. In diesen Präparationen ist Zinkoxyd ein n-Halbleiter, dessen Leitfähigkeit einem stöchiometrischen Überschuß an Zink zugeschrieben wird^{1, 2}. Durch Tempern der Proben in Zinkdampf bei erhöhter Temperatur und anschließendes Abschrecken können Donatoren in definierter Konzentration in das Gitter eingebaut werden. Die genaue Struktur dieser Donatoren scheint gegenwärtig noch nicht eindeutig festgelegt zu sein, da ein Zinküberschuß im Kristall, unter anderem, sowohl durch Sauerstofflücken als auch durch Zink auf Zwischen-gitterplatz realisiert werden kann. Auch durch die im folgenden beschriebenen EPR-Versuche konnte nicht mit Sicherheit entschieden werden, welche Donatoren-

typen tatsächlich vorliegen. Die Methoden der paramagnetischen Resonanz ergänzen jedoch die bisher durchgeführten Untersuchungen der optischen und elektrischen Eigenschaften des Zinkoxyds.

Für unsere Messungen benutzten wir ein Varian V-4500 EPR-Spektrometer mit 100 kHz Feldmodulation. Die Mikrowellenfrequenz lag bei 9500 MHz. Von den beiden uns zur Verfügung stehenden ZnO-Einkristallen (ca. $0,5 \times 0,5 \times 7 \text{ mm}^3$) wurde der eine mit etwas metallischem Zink in einem evakuierten Quarzrohr abgeschmolzen, für 7 Std. auf 1150 °C erhitzt und dann auf Zimmertemperatur abgeschreckt.

Der vorher nahezu farblose Kristall zeigte nach dieser Dotierung eine intensive rötliche Tönung und eine stark erhöhte Leitfähigkeit, $25 \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$ bei 300 °K und $7,7 \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$ bei 77 °K, gemessen zwischen Indiumelektroden. Bei 300 °K ergab dieser Kristall eine verhältnismäßig schwache, unsymmetrische EPR-Linie, deren integrale Intensität bei 77 °K jedoch auf das 70-fache anstieg (Abb. 1). Vor der Dotierung des Kristalls ließ sich diese Linie bei 77 °K und voller Empfindlichkeit des Spektrometers gerade noch nachweisen. Der g-Faktor zeigte eine kleine aber eindeutige Anisotropie bezüglich der Orientierung der kristallographischen c-Achse im statischen Magnetfeld H_0 . Er betrug

^{1, 2} Für eine zusammenfassende Darstellung der elektronischen Prozesse in ZnO siehe: G. HEILAND, E. MOLLWO u. F. STÖCK-

MANN, Solid State Physics, Bd. 8, Acad. Press, New York 1959; A. R. HUTSON, J. Phys. Chem. Solids 8, 467 [1959].