

eine brauchbare Näherung darstellt. Der Mehrteilchentreß läßt sich durch Beschränkung des Stoßparameters angenähert berücksichtigen und dem nichtadiabatischen Verhalten kann mit UNSÖLD<sup>10</sup> durch Einführung einer nach Maßgabe der Intensitäten gemittelten STARK-Effekt-Konstanten Rechnung getragen werden. Der Einfluß der Elektronenstöße ergibt sich dann aus der Faltung des statistischen Profils mit einer Dispersionsverteilung bestimmter Halbwertsbreite  $\Delta$ . Im Beispiel der Abb. 1 erhalten wir auf diese Weise die Kurven  $\mu = 1; 2$ ; und 4 aus dem VERWEILSchen Profil, wenn die Halbwertsbreite  $\Delta$  zu  $\Delta = \mu \cdot 5,5 \cdot 10^{-2} \text{ Å} / \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$  gewählt wird.

<sup>10</sup> A. UNSÖLD, Physik der Sternatmosphären, Springer-Verlag, Berlin 1955.

Nimmt man  $T = 10^4 \text{ }^\circ\text{C}$  an, so entsprechen diese Werte Elektronendichten  $n_e = 4,1 \cdot 10^{13}; 6,5 \cdot 10^{14}$  und  $1,6 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ . Der Einfluß der Elektronen ist also überraschend groß. Bei der Bewertung der Ergebnisse sind wir uns bewußt, daß es sich aus den genannten Gründen um eine Abschätzung handelt. Dies kann jedoch nicht die Feststellung gefährden, daß der Einfluß der Elektronen nicht zu vernachlässigen ist und eine Verflachung des statistischen Profils bedingt.

Bei der  $H_\alpha$ -Linie ist wegen der intensitätsstarken unverschobenen Komponente der Einfluß der Elektronen noch einschneidend. Es ergeben sich größerenordnungsmäßige Abweichungen von den eingangs wiedergegebenen Näherungsformeln der Halbwertsbreite  $\Delta$ .

Einzelheiten werden demnächst an anderer Stelle veröffentlicht.

## Über die effektive Ionisierungsspannung eines Atoms im Inneren des Plasmas

Von O. THEIMER

The University of Oklahoma, Department of Physics, USA  
(Z. Naturforsch. 12 a, 518—519 [1957]; eingegangen am 4. Mai 1957)

Bei der Berechnung der thermischen Ionisierung von Gasen mit Hilfe der SAHA-Gleichung wird die elektrostatische Wechselwirkung zwischen den Ladungsträgern im allgemeinen vernachlässigt. ECKER und WEIZEL haben kürzlich gezeigt<sup>1</sup>, daß diese Wechselwirkung bei den im Plasma auftretenden Trägerdichten ziemlich groß ist, doch enthalten ihre Formeln einen unbekannten Parameter  $\alpha$ , der die numerische Berechnung der Wechselwirkungsenergie mit großer Unsicherheit belastet. In dieser Note wird gezeigt, daß die durch  $\alpha$  bedingte Unsicherheit leicht beseitigt werden kann.

ECKER und WEIZEL stellen die Wechselwirkungsenergie als Summe von zwei Ausdrücken dar, von denen der erste die Form einer Gitterenergie hat und der zweite die DEBYE'sche Polarisation des Plasmas berücksichtigt:

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

$D$  = DEBYE'sche Abschirmungskonstante,  $\bar{\alpha}$  = mittlerer MADELUNG-Koeffizient,  $\bar{N}$  = Gesamtzahl der ursprünglich vorhandenen Atome,  $x$  = Ionisierungsgrad,  $r_0 \sim \sqrt[3]{V/Nx}$  = mittlerer Ionenabstand,  $e$  = Ladung des Elektrons,  $V$  = Volumen des Plasmas.

Der MADELUNG-Koeffizient  $\bar{\alpha}$  stellt definitionsgemäß einen Zeitmittelwert dar, der über alle möglichen Konfigurationen der Ladungsträger genommen werden muß. ECKER und WEIZEL schlagen für  $\alpha$  den einem kubischen

Gitter entsprechenden Wert 1,76 vor, aber sie warnen, daß dies eine ziemlich willkürliche und mit großer Unsicherheit behaftete Festsetzung ist. Versucht man  $\alpha$  genauer zu berechnen, dann stellt sich bald heraus, daß dieser Koeffizient verschwindend klein ist und daß die mittlere „Gitterenergie“  $U_a$  gegenüber der Polarisationsenergie  $U_P$  vernachlässigt werden kann. Dies folgt unmittelbar aus der Definition von  $\alpha$  als einem Mittelwert über alle möglichen Konfigurationen der Ladungsträger. Da  $\alpha$  im Einzelfall ebensogut positiv wie negativ sein kann, ergibt sich für diesen Mittelwert ungefähr Null,

Für eine genauere Analyse kann man entsprechend der DEBYE-HÜCKEL-Theorie<sup>2</sup> eine radiale Verteilungsfunktion  $\varrho(r)$  für die Ladungsträger einführen, derzu folge  $\varrho(r) dV$  die Wahrscheinlichkeit dafür gibt, daß das Volumelement  $dV$  im Abstand  $r$  von einem beliebigen Zentrum eine Ladung enthält. Bei Vernachlässigung der Wechselwirkung ist  $\varrho(r)$  sowohl für die Ionen als auch die Elektronen innerhalb des Plasmas konstant und außerhalb des Plasmas ( $r > V^{1/3} = R$ ) Null. Wählt man eine beliebige Ladung  $e$  als Zentrum der Ladungsverteilung, dann verhalten sich die übrigen, regellos verteilten Ladungen im Zeitmittel so wie eine homogen geladene Kugel mit Gesamtladung  $-e$ . Das Potential  $P_a$  im Zentrum dieser Kugel ist  $-3e/2R$  und die durchschnittliche Wechselwirkungsenergie  $U_a \sim -3 \bar{N} x e^2 / 2R$ . Da  $R$  eine makroskopische Größe ist, kann man  $U_a$  gegenüber der DEBYE'schen Polarisationsenergie vollständig vernachlässigen. Tatsächlich würde eine endliche Gitterenergie jene Korrelation der Ionen- und Elektronenlagen vorwegnehmen, die durch die DEBYE-HÜCKEL-Theorie berücksichtigt wird.

Als Konsequenz der elektrostatischen Wechselwirkungen erhält man an Stelle einer konstanten Ladungs-

<sup>1</sup> G. ECKER u. W. WEIZEL, Ann. Phys., Lpz. 17, 126 [1956].

<sup>2</sup> P. DEBYE u. E. HÜCKEL, Phys. Z. 24, 185 [1923].



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 digitized 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.

dichte in erster Näherung eine exponentiell abklingende radiale Ladungsverteilung um jedes Ion und Elektron, die man als Polarisation des neutralen Plasmas in der Nachbarschaft geladener Teilchen interpretieren kann<sup>2</sup>:

$$e \varrho(r) = \pm (e/4\pi r D^2) \exp(-r/D). \quad (2)$$

Daraus ergibt sich für die Wechselwirkungsenergie

$$U_P = -\bar{N}x e^2/D. \quad (3)$$

Bei der Berechnung des Ionisierungsgrades  $x$  aus der SAHA-Gleichung muß man noch bedenken, daß die Korrelation der positiven und negativen Träger nicht nur die Energie, sondern auch die Entropie beeinflußt. Mit Berücksichtigung der DEBYESchen Formel<sup>2</sup>

$$D = (k T V / 8 \pi e^2 \bar{N} x)^{1/2} \quad (4)$$

<sup>2</sup> R. BORCHERT, Ann. Phys., Lpz. **6**, 321 [1950].

findet man für die freie Wechselwirkungsenergie

$$F_P = U_P + T(\partial F_P / \partial T) = 2 U_P / 3 \quad (5)$$

und für das chemische Potential der Ladungsträger

$$\mu_P = \partial F_P / \partial (\bar{N} x) = -e^2 / D = e P_P. \quad (6)$$

$P_P$  stellt die durch die elektrostatische Wechselwirkung bedingte Erniedrigung der freien Ionisierungsenergie dar und ist bis auf den Faktor 1,3 mit dem von ECKER und WEIZEL diskutierten Korrekturglied  $\Delta U_P$  identisch. Wegen des Verschwindens von  $U_a$  ist der Einfluß der elektrostatischen Wechselwirkungen aber wesentlich geringer als diese Autoren angenommen hatten. Aus diesem Grund stimmt Gl. (6) ausgezeichnet mit den Messungen von BORCHERT<sup>1, 3</sup> überein, während die Beobachtungen von ELENBAAS<sup>1, 4</sup> nach wie vor ungeklärt bleiben.

<sup>1</sup> W. ELENBAAS, Physica, Haag **4**, 279 [1937]; Phil. Res. Rep. **2**, 442 [1947]; „High pressure mercury discharge“, North Holland Publishing Comp. [1951].

## Appearance-Potentiale von $\text{BF}_3^+$ und $\text{BF}_2^+$ aus $\text{BF}_3$ bei Elektronenstoß

Von H. KREUZER

Physikalisches Staatsinstitut Hamburg  
(Z. Naturforsch. **12 a**, 519 [1957]; eingegangen am 23. Mai 1957)

Für die Betrachtung von Vorgängen in  $\text{BF}_3$ -Zählern ist die Kenntnis des Ionisierungspotentials von  $\text{BF}_3$  und des Appearance-Potentials von  $\text{BF}_2^+$ -Ionen bei Elektronenstoß von Wichtigkeit. Nach einer früheren Messung von KAUFMAN<sup>1</sup> sollte das  $\text{IP}(\text{BF}_3)$  10,25 eV betragen. Da aber das  $\text{IP}(\text{BCl}_3)$  nach OSBERGHAUS<sup>2</sup> den Wert  $12,0 \pm 0,5$  eV hat, schien der genannte Wert frag-

<sup>1</sup> R. KAUFMAN, Phys. Rev. **78**, 332 [1950].

<sup>2</sup> O. OSBERGHAUS, Z. Phys. **128**, 366 [1950].

lich. Die Messung des  $\text{IP}(\text{BF}_3)$  mittels Elektronenstoß z. B. im Massenspektrometer ist deshalb schwierig, weil die relative Häufigkeit von  $\text{BF}_3^+$  gering ist. Bei hier durchgeführten massenspektrometrischen Messungen an Argon- $\text{BF}_3$ -Gasgemischen betrug im linearen Teil der Ionisierungsfunktionen von  $\text{BF}_3^+$  und  $\text{BF}_2^+$  das Verhältnis der Tangenten 6,7%. Nach der Methode der linearen Extrapolation und in bezug auf  $\text{IP}(\text{A}) = 15,77$  eV ergeben sich

$$\text{IP}(\text{BF}_3) = 15,5 \pm 0,3 \text{ eV} \quad \text{und}$$

$$\text{AP}(\text{BF}_2) = 16,25 \pm 0,2 \text{ eV}$$

in Übereinstimmung mit den neueren Werten von LAW und MARGRAVE<sup>3</sup>.

<sup>3</sup> R.W. LAW u. J.L. MARGRAVE, J. Chem. Phys. **25**, 1086 [1956].

## Massenzuordnung und $\gamma$ -Spektrum des 22 min-Lutetium

Von TH. STRIBEL

Hochspannungslaboratorium Hechingen und Institut für Kernphysik der Universität Frankfurt (Main)  
(Z. Naturforsch. **12 a**, 519—520 [1957]; eingegangen am 25. April 1957)

BUTEMENT<sup>1</sup> hat durch einen ( $\gamma$ , p)-Prozeß an Hafnium eine 22 min-Aktivität erhalten, die er chemisch als Lutetium identifizieren konnte. Eine Entscheidung zwischen den in Frage kommenden Massenzahlen 178 und 179 war auf diese Weise nicht möglich. In der Zwischenzeit ist, soweit uns bekannt, diese Aktivität nicht mehr untersucht worden.

<sup>1</sup> F. D. S. BUTEMENT, Nature, Lond. **165**, 149 [1950].

Um zu einer Massenzuordnung zu gelangen, haben wir versucht, diese Aktivität durch einen ( $n, \alpha$ )-Prozeß an Tantal (mit dem einzigen stabilen Isotop 181) zu erhalten. Metallisches Ta wurde mit schnellen Neutronen aus der Li(d, n)-Reaktion etwa eine halbe Stunde bestrahlt, die entstandene  $\gamma$ -Aktivität mit einem Na I-Szintillations-Spektrometer gemessen. Die einzige dabei mögliche störende Aktivität ähnlicher Halbwertzeit ist  $\text{Ta}^{182m}$  (16,5 min); um ihre Bildung möglichst gering zu halten, wurde die Tantal-Probe in 0,5 mm Cd-Blech gehüllt. Bei Diskriminierung auf  $\gamma$ -Energien über 250 keV (um die 180 keV-Linie des genannten Ta-Isomers auszuschließen) fanden wir einen zeitlichen Abfall von etwa 20 min Halbwertzeit. Eine chemische Abtrennung wurde nicht durchgeführt. Da jedoch andere Aktivitäten ähnlicher Periode mit schnellen Neutronen nicht entstehen können, dürfte diese  $\gamma$ -Aktivität mit dem 22 min-Lutetium identisch sein, dem danach die Massenzahl 178 zuzuordnen wäre.