

Berechnung von Ladungsverteilungen in Elektronenstrahl-Plasma-Hochladungsenquellen

G. Hertenberger, K. Roch und H. Winter *

II. Institut für Experimentalphysik der Technischen Hochschule Wien

(Z. Naturforsch. **28 a**, 1687—1696 [1973] ; eingegangen am 29. Mai 1973)

Calculation of charge state densities in electron beam multiply charged ion sources

Regarding both step by step and direct ionization by electron impact, and including losses from radiative recombination and charge exchange, a simple model for calculation of charge state densities in electron beam multiply charged ion sources has been developed. The diffusion of the created charged particles out of the ionization volume is included in the model. A monoenergetic electron beam of high current density interacts with a gas at a pressure range from 10^{-6} to 10^{-4} Torr. The calculations were performed for Argon, Krypton and Xenon with an impact energy from 2 keV to 10 keV. Influences of several elementary processes were discussed in regard to developments of new types of multiply charged ion sources.

1. Einleitung

Für Beschleuniger, welche schwere Ionen auf Energien bringen können, die zur Auslösung von Kernreaktionen hinreichen, ist es am günstigsten, nach der Erzeugung der zu beschleunigenden mehrfach geladenen Ionen in einer Hochladungsenquelle die Ladungsträger in einem ersten Beschleunigerabschnitt auf Energien von etwa 1 MeV pro Nukleon zu bringen, dann durch Stripping den Ionenladungszustand drastisch zu erhöhen und in einer zweiten Stufe auf die gewünschte Endenergie zu beschleunigen¹; dabei werden an geeignete Ionenquellen etwa folgende Anforderungen gestellt:

- a) Möglichst Erzeugung nur eines Ladungszustandes der Ionen mit

$$0,05 < \bar{\xi} = i/M < 0,1 \quad (1)$$

i Ionenladungszahl, M Massenzahl des Ions bzw. Neutralteilchens;

- b) Vom gewünschten Ladungszustand ein extrahierbarer Teilchenstrom von etwa 10^{13} s^{-1} ;
c) Möglichkeit des Dauerbetriebes;
d) Hoher Wirkungsgrad für geringe Belastung des Vakuumsystemes;
e) Lebensdauer wesentlich größer als Konditionierungszeit (jedenfalls mindestens 20 h).

Derartige Ionenquellen konnten vor allem für Festkörperelemente und chemisch aggressive Elemente bis jetzt noch nicht verwirklicht werden.

Bisher ist vor allem die Penning-(PIG)-Ionenquelle² zum Einsatz gekommen, aber auch das Duoplasmatron³ wurde hinsichtlich seiner Verwendbarkeit als Hochladungsenquelle eingehend untersucht. In beiden Fällen zeigt sich, daß für die Erzeugung entsprechend hoher Ladungszustände auf Grund der benötigten Leistungsdichte im Ionenquellenplasma aus technischen Gründen nur Impulsbetrieb möglich ist, dabei aber trotzdem mit steigender Intensität bzw. Ladungszahl die Lebensdauer der Ionenquelle sehr stark abnimmt.

Es wurden in den letzten Jahren eine ganze Reihe von Vorschlägen gemacht, besser geeignete Konfigurationen zu verwirklichen; diese sind fast ausschließlich vom Bereich der Kernfusionsforschung her inspiriert, da die Möglichkeit der Erzeugung vollkommen ionisierter Atome offensichtlich das Problem lösen würde, sofern es gelänge, die Ionen zufriedenstellend zu einem Ionenstrahl zu formieren. Es ist hierbei vor allem der HIPAC⁴ sowie die auf Ionisationsanordnungen aus dem Bereich der Massenspektrometrie^{5,6} beruhende EBIS⁷ zu nennen. Beiden Vorschlägen inhärent sind extreme technologische Anforderungen vor allem hinsichtlich des zulässigen Restgasdruckes in der Ionenquelle (10^{-10} Torr); die Grundidee besteht darin, daß intensive Elektronenströme im Arbeitgas bei Drucken von etwa 10^{-8} Torr Ionisationsprozesse hervorrufen, welche bei Vorgabe eines ausreichenden Ioneneinschlusses durch stufenweise Ionisation zu hohen Ladungs-

Sonderdruckanforderungen an Institut für Experimentalphysik II der Technischen Hochschule, A-1040 Wien 4, Karlsplatz 13.

* Im Jahre 1973 Gastwissenschaftler bei der Ges. für Schwerionenforschung mbH, Darmstadt (BRD).



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.

zuständen führen sollten. Der niedrige Arbeitsdruck ist aus zwei Gründen erforderlich: Einerseits böte der Elektronenstrahl bis zu seiner Neutralisierung durch die entstehenden Ionen elektrostatischen Einschluß für diese, und andererseits würden dadurch Verluste in der Aufbauphase vermieden. Diese Konfigurationen könnten jedenfalls nur im Impulsbetrieb arbeiten und es wurde darauf hingewiesen, daß in einer EBIS grundsätzlich nur sehr niedrige Ausbeuten an hochgeladenen Ionen erwartet werden dürften⁸; jedenfalls müssen aber extrem hohe Elektronenstromdichten gefordert werden, was wieder zu großen technischen Schwierigkeiten führt⁹.

Einer zweiten Gruppe von neuen Vorschlägen liegen Konfigurationen zugrunde, in denen in einer magnetischen Spiegelanordnung in Plasmen hochgeladene Ionen dadurch erzeugt werden sollen, daß die Plasmaelektronen stark aufgeheizt werden; hierbei sollen im Gegensatz zur ersten Gruppe vor allem direkte Ionisationsprozesse maßgeblich sein, da die Ioneneinschlußzeit sehr klein ist¹⁰. In den Anordnungen ELMO¹¹, PLEIADE bzw. MAFIA¹² und ähnlichen Vorschlägen wird die Aufheizung durch Mikrowellenwirkung erreicht, in der MPIG-Anordnung¹³ durch Einschluß eines intensiven Primärelektronenstrahles; hier liegen die typischen Arbeitsgasdrücke bei etwa 10^{-5} Torr, die Elektronentemperaturen zwischen 1 keV und 100 keV; erste experimentelle Ergebnisse zeigten grundsätzlich die Bestätigung der zugrundeliegenden Vorstellungen, weitere Projekte dieser Art befinden sich im Aufbau^{14, 15}.

Es scheint offensichtlich, daß die derzeit technisch einwandfrei einsetzbaren Ionenquellen für die Verwendung bei Schwerionenbeschleunigern nicht durchwegs genügend hohe Ladungszustände liefern können; die Untersuchung der neuartigen Konfigurationen ist daher von großem Interesse. Realistisch gesehen ist die Entwicklung von Ionenquellen bei hoher Leistungsdichte und einem geforderten Restgasdruck von besser als 10^{-9} Torr als äußerst schwierig zu bezeichnen. Es sollte daher versucht werden, in Form eines graduellen Überganges von klassischen Ionenquellen zu jenen Konfigurationen, welche Arbeitsgasdrücke von etwa 10^{-5} bis 10^{-6} Torr aufweisen, zu gelangen.

Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, für eine technisch relativ leicht zu verwirklichende Konfiguration, welche wir Elektronenstrahl-Plasma-Hochladungionenquelle nennen wollen, nämlich den Einschluß eines Elektronenstrahles ($I_e = 0,1 - 0,5$ A;

$j_e = 10 - 100 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2}$) mit einer Energie von 2 keV bis 10 keV in ein Arbeitsgas bei Drücken zwischen 10^{-4} und 10^{-6} Torr, was Restgasdrücke von etwa 10^{-8} Torr erfordert, zu untersuchen, welche Aufschlüsse über die folgenden Probleme gewonnen werden können:

a) Erweiterung der Kenntnisse über die in derartigen und ähnlichen Anordnungen maßgeblichen Verlustprozesse;

b) Vergleiche zwischen Berechnungen und experimentell bestimmten Ladungsverteilungen;

c) Vergleich zwischen den im Elektronenstrahlplasmaminneren und den durch Extraktion der Ionen aus dem Plasma ermittelten Ladungsverteilungen, um Untersuchungen der für jede Hochladungionenquelle wesentlichen Extraktionsmechanismen zu ermöglichen.

Bei den Berechnungen werden auf der Seite der Erzeugungsprozesse sowohl direkte als auch Einzelstufenionisation berücksichtigt, während Mehrfachstufenionisationsprozesse vernachlässigt werden; als Verlustprozesse sind sowohl Rekombination als auch Ladungsaustausch herangezogen worden.

Aus experimentellen Gründen und vor allem, weil für die Edelgase die entsprechenden Daten vorhanden sind, werden die Berechnungen für Argon, Krypton und Xenon durchgeführt.

Die Entwicklung der Ladungsspektren wurde zeitabhängig verfolgt, um die verschiedenen Einflüsse besser erkennen zu können; dies erfolgte nicht als „burn out“-Prozeß ohne Zufuhr von Neutralgas während des Aufbauvorganges, sondern unter der wesentlich realistischeren Annahme eines Neutralgaszustromes. Schließlich wird durch einen Parameter die Betrachtung einer variablen Einschlußzeit ermöglicht.

2. Berechnung von „Confinement“-Zeiten

Die einfachste Methode zur Abschätzung der notwendigen Ionisationszeiten bei der Annahme, daß ein Atom bis zur Erreichung der n-ten Ionisationsstufe im Ionisationsraum verweilt, und daß ausschließlich Einzelstufenionisationsprozesse maßgeblich sind, besteht in der Berechnung der sog. „confinement“-Zeit τ_c ⁶, welche der Summe der mittleren Lebensdauern der einzelnen Ladungszustände des Atoms unter den gegebenen Einflüssen entspricht:

$$\tau_i = \frac{e}{j_e} \cdot \frac{1}{\sigma_{i,i+1}}; \quad \tau_{c,n} = \sum_{i=0}^{n-1} \tau_i. \quad (2)$$

Unter Verwendung einer Formel von Bethe¹⁶ für die Ionisationswirkungsquerschnitte $\sigma_{i,i+1}$ hat die HIPAC-Gruppe⁴ Ionisationszeiten als confinement-Zeiten für alle Elemente und alle Ladungszustände errechnet¹⁷. Ähnliche Berechnungen wurden in Abhängigkeit von der Energie durchgeführt, wobei darauf hingewiesen wurde, daß speziell bei niedrigen Energien die Bethe-Formel¹⁶ zu kleine Wirkungsquerschnitte liefert¹⁸; da andererseits aber gerade dort die Ionisationszeiten ein Minimum erreichen, ist dieser Bereich für eventuelle praktische Anwendungen am interessantesten. Eine Erweiterung derartiger Rechnungen durch Einbeziehung direkter Ionisationsprozesse sowie eines Verlustparameters, welcher dem ersten Ionisationswirkungsquerschnitt proportional ist, wurde von Darling u. a. durchgeführt¹⁹.

Für die klassische PIG-Ionenquelle existieren mehrere Berechnungen für die Ladungsverteilungen²; im speziellen konnte Fuchs²⁰ zeigen, daß experimentell ermittelte Ladungsverteilungen durch Einbeziehung von Einzelprozessen und stufenweisen Prozessen theoretisch erklärt werden können, wobei die stufenweisen Prozesse von wesentlich größerer Bedeutung sind; Verluste durch Ladungsaustausch bzw. Rekombination wurden dabei nicht berücksichtigt. Untersuchungen der örtlichen Verteilung der Ionisationsprozesse in der PIG-Ionenquelle in Abhängigkeit von ihrer Magnetfeldkonfiguration wurden von Tauth u. a.²¹ durchgeführt; auch dabei wurden experimentell ermittelte Ladungsspektren vorgegeben.

Wenn man den Mechanismus einer Hochladungionenquelle vereinfacht als kombinierte Wirkung von direkter Ionisation und Einzelstufenionisation einerseits und Verlusten durch Diffusion der geladenen Teilchen aus dem Ionisationsvolumen andererseits darstellt, können die bekannten Ionenquellentypen schematisch eingeordnet werden, siehe Abb. 1. Hier wurde eine Berechnung der Ladungsverteilung für Xenon im Energiebereich 100 eV bis 10 keV für verschiedene Größen des Produktes $j_e \times \tau_e$ (Primärelektronenstromdichte \times Einschlußzeit) durchgeführt. Die Wirkungsquerschnitte für direkte Ionisation stammen aus den Arbeiten von Fox²² bzw. Schram²³ und El Sherbini²⁴; die Wirkungsquerschnitte für Einzelstufenionisation wurden mangels ausreichender experimenteller Daten nach einer empirischen Formel von Drawin²⁵ mit Werten von Carlson u. a.²⁶ für die jeweilige Zahl der energetisch

gleichberechtigten Elektronen und die Ionisationspotentiale errechnet.

3. Berechnungsgrundlagen

3.1 Ionisationsvolumen und Neutralgaseinstrom

Das für die Berechnungen maßgebliche Ionisationsvolumen wird durch die Dimension des Elektronenstrahles und das Gebiet, in welchem sich ein Ioneneinschluß erreichen läßt, bestimmt. Der Elektronenstrahlradius sei r , die wirksame Länge L ; die

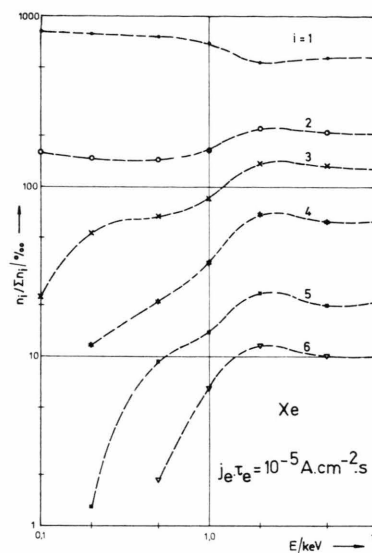


Fig. 1 a

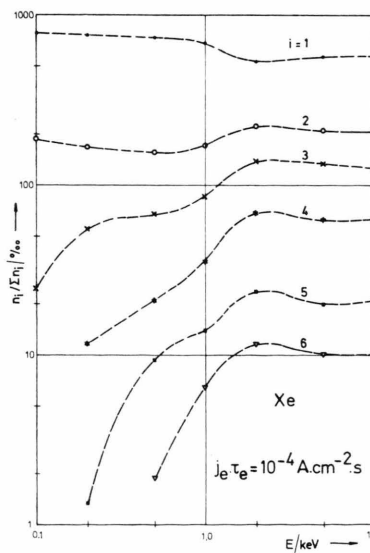


Fig. 1 b

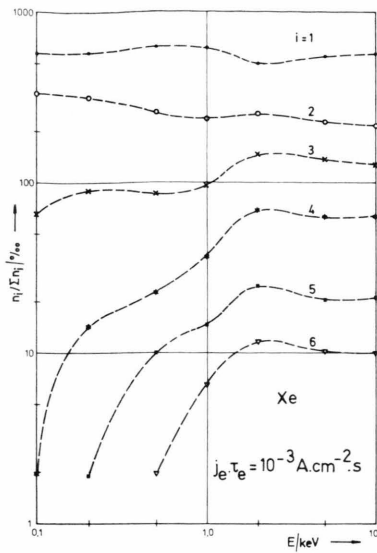


Fig. 1 c

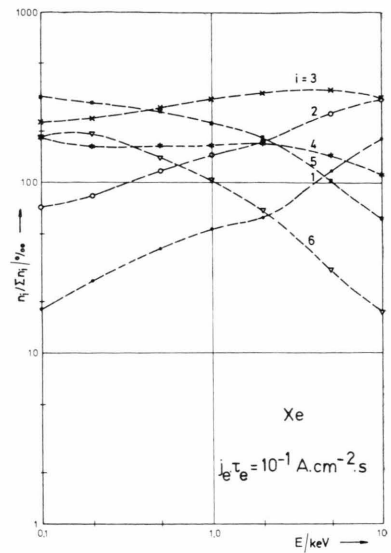


Fig. 1 e

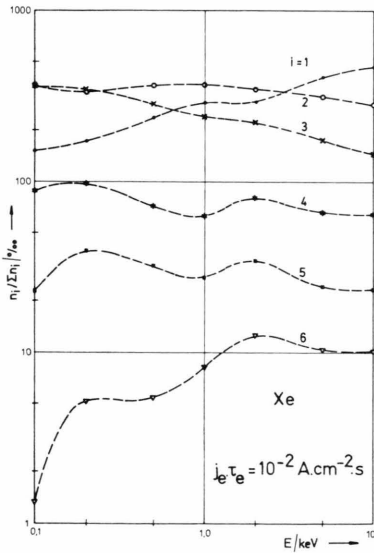


Fig. 1 d

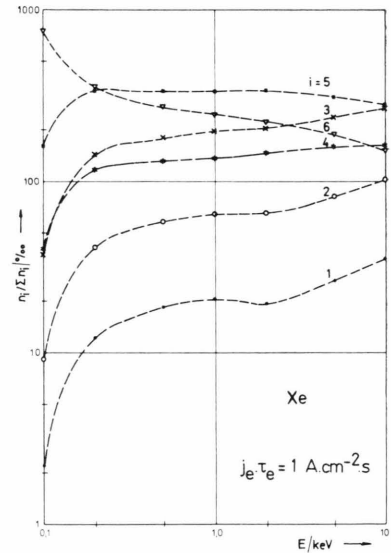


Fig. 1 f

Abb. 1. Berechnung von Ladungsverteilungen für Xenon in Abhängigkeit von $j_e \tau_e$.

für den Neutralgaseinstrom maßgebliche Oberfläche beträgt demnach (es werden vereinfachend konstante Bedingungen im gesamten Ionisationsvolumen vorausgesetzt):

$$A = 2 r \pi L. \quad (3)$$

Befindet sich im Ionisationsvolumen kein Neutralgas, dann ist die Einstörrate:

$$\frac{dn_0}{dt} = \frac{1}{V} \frac{1}{4} \left(\frac{8 k T_0}{\pi m_0} \right)^{1/2} A \bar{n}_0. \quad (4 a)$$

n_0 Teilchendichte im Ionisationsvolumen, \bar{n}_0 kon-

stante Teilchendichte außerhalb des Ionisationsbereiches, T_0 Neutralgastemperatur, V Ionisationsvolumen.

Allgemein beträgt die Einstörrate, wenn wir innerhalb und außerhalb des Ionisationsbereiches gleiche Temperatur der Neutralteilchen annehmen:

$$\frac{dn_0}{dt} = \frac{1}{2 r} \left(\frac{8 k T_0}{\pi m_0} \right)^{1/2} (\bar{n}_0 - n_0(t)). \quad (4 b)$$

Die angenommene Geometrie des Ionisationsbereiches wird in Abb. 2 gezeigt.

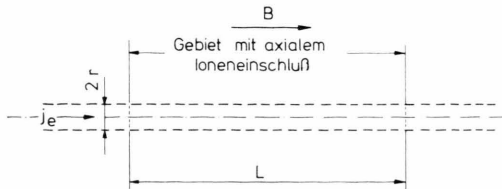


Abb. 2. Geometrie des Ionisationsbereichs.

3.2 Stufenweise Ionisation ($\sigma_{i, i+1}$)

Da bis jetzt kaum experimentelle Ergebnisse vorliegen (die Messungen von Redhead⁶ erlauben keine Schlüsse auf die Größe der Wirkungsquerschnitte), ist man auf Schätzungen oder empirische Formeln angewiesen. Wir haben eine halbempirische Formel von Drawin²⁵, welche sich mittels zweier Parameter an Meßwerte anpassen läßt, gewählt und diese Formel mit den Wirkungsquerschnitten für Ionisation $0 \rightarrow 1$ nach den Messungen von El Sherbini²⁴ verglichen; die Übereinstimmung war im betrachteten Energiebereich so gut, daß keine spezielle Anpassung vorgenommen werden mußte. Abb. 3 bis Abb. 5 zeigen den Verlauf der Wirkungsquerschnitte für Stufenionisation für die Edelgase Ar, Kr und Xe in Abhängigkeit von der Elektronenenergie nach dieser Formel.

3.3 Direkte Ionisation ($\sigma_{0, i}$)

Für die direkte Ionisation kommen im wesentlichen drei Prozesse in Frage:

- Gleichzeitige Entfernung mehrerer äußerer Elektronen,
- Entfernung eines inneren Elektrons mit nachfolgender Emission mehrerer äußerer Elektronen infolge Auger-Effekt,

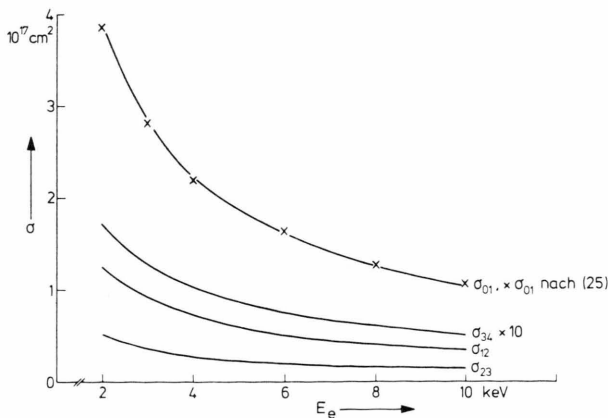


Abb. 3. Wirkungsquerschnitte für stufenweise Ionisation für Argon nach Drawin in Abhängigkeit von der Energie:
 $\sigma = 2,66 z \pi a_0^2 (E_i^H/E_i)^2 f_1 [(U-1)/U^2] \ln 1,25 f_2 U$.

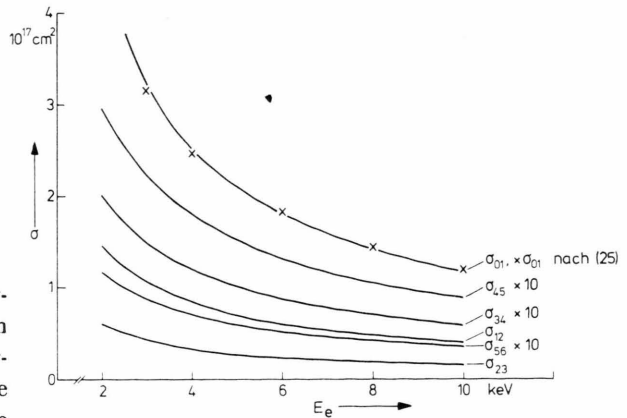


Abb. 4. Wirkungsquerschnitte für stufenweise Ionisation für Krypton in Abhängigkeit von der Energie, σ wie in Abbildung 3.

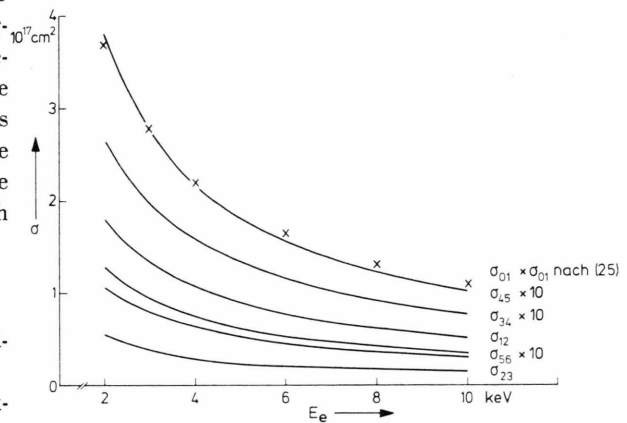


Abb. 5. Wirkungsquerschnitte für stufenweise Ionisation für Xenon in Abhängigkeit von der Energie, σ wie in Abbildung 3.

- Elektronen-„shake off“.

Die Prozesse der direkten Ionisation wurden von Carlson u. a.²⁶ theoretisch untersucht, es ist aber noch nicht möglich, experimentell ermittelte Wirkungsquerschnitte vollkommen zu deuten und man ist daher genötigt, auf experimentelle Daten zurückzugreifen; wir haben die Arbeiten von El Sherbini²⁴ und Schram²³ mit den darin angegebenen Wirkungsquerschnitten verwendet.

3.4 Rekombinationsprozesse ($\alpha_{i, i-1}$)

Die Rekombination von Ionen mit den schnellen Primärelektronen kann vernachlässigt werden, jene mit den langsamen Sekundärelektronen hingegen nicht ohne weiteres. Wir betrachten nur die Rekombinationsereignisse, welche den Ladungszustand des

Ions jeweils um 1 erniedrigen. Auf Grund der Eigenschaften des hier vorliegenden Plasmas können wir das Korona-Modell^{27, 28} heranziehen, wo nur die Strahlungsrekombination, infolge der geringen Teilchendichten aber nicht die Drei-Körper-Rekombination maßgeblich ist. Es gilt für die Teilchenverluste durch Rekombination:

$$dn_i/dt = -n_e n_i \langle \sigma_{i,i+1} v_e \rangle = -\alpha_{i,i+1}(T_e) n_e n_i. \quad (5)$$

Für die Rekombinationsraten $\alpha_{i,i+1}(T_e)$ (n_e Dichte der Sekundärelektronen) verwenden wir die in²⁸ angegebene Beziehung:

$$\alpha_{i,i+1} = 2,05 \cdot 10^{-12} E_{i-1}/T_e^{1/2} \text{ (cm}^3 \text{ s}^{-1}) \quad (6)$$

E_{i-1} Ionisationspotential des $(i-1)$ -fach geladenen Ions (eV), T_e Temperatur der Sekundärelektronen (K).

Die Berücksichtigung der Quasineutralität des Plasmas verlangt (die Dichte der schnellen Primärelektronen kann hier in erster Näherung gegenüber jener der Sekundärelektronen vernachlässigt werden):

$$n_e = \sum_{i=1}^n i n_i. \quad (7)$$

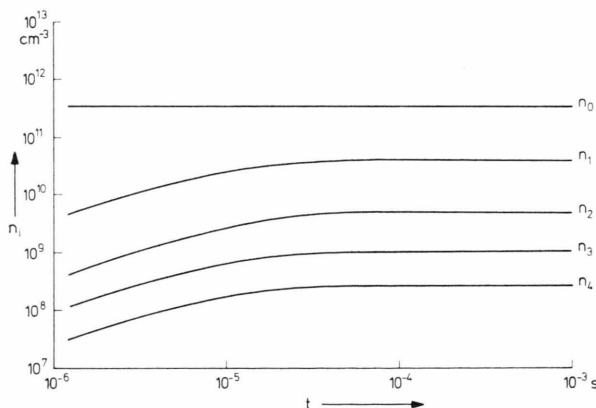


Abb. 6. Aufbau der Ladungsverteilung als Funktion der Zeit: a) $\tau_e = 10 \mu\text{s}$, ladungsunabhängig; $j_e = 50 \text{ Acm}^{-2}$; $E = 2 \text{ keV}$; $p_0 = 10^{-5} \text{ Torr}$. b) $\tau_{ei} = 0,5/v_i$; $T_i = i \text{ eV}$; $j_e = 50 \text{ Acm}^{-2}$; $E = 2 \text{ keV}$; $p_0 = 10^{-5} \text{ Torr}$. a) Annahme einer

3.6 Einfluß der Ioneneinschlußzeit (τ_e)

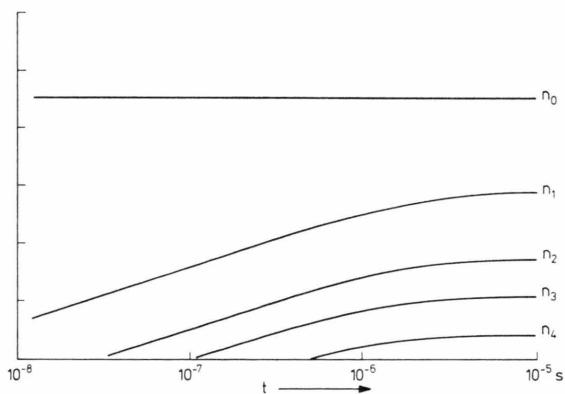
Während des Plasmaaufbaues durch die Einwirkung des intensiven Primärelektronenstrahles auf das Neutralgas herrscht im Strahl ein Überschuß an negativer Raumladung, welcher allerdings rasch abgebaut wird, bis das Plasma quasineutral geworden ist. Während dieser Aufbauzeit ist ein radialer

3.5 Ladungsaustausch ($\beta_{0,i}$)

Die Berücksichtigung des Einflusses von Ladungsaustauschprozessen ist schwierig, da hierüber für mehrfach geladene Ionen im betreffenden Energiebereich kaum Daten vorliegen. Wir beschränken uns hier von vornherein auf Ladungsaustausch zwischen Ionen und Neutralteilchen, wobei wir außerdem nur Fälle betrachten wollen, in denen jeweils ein Elektron ausgetauscht wird; der symmetrische Ladungsaustausch erbringt keine Änderung der Gesamtsituation und muß daher nicht berücksichtigt werden. Da auch keine Daten über die Abhängigkeit des Ladungsaustausches vom Ionisationsgrad der Teilchen bekannt sind, wollen wir in weiterer Vereinfachung Ladungsunabhängigkeit annehmen. Für symmetrische Ladungsaustauschprozesse finden wir in²⁹ Wirkungsquerschnitte in der Größenordnung 10^{-14} cm^2 ; um die wahrscheinlich mit dem Ladungszustand ansteigenden Wirkungsquerschnitte zu berücksichtigen, rechnen wir zur Abschätzung hier mit 10^{-13} cm^2 , was uns Verlusten infolge Ladungsaustausch von

$$\beta_{0,i} = (2,5/M^{1/2}) 10^{-8} \text{ (cm}^3 \text{ s}^{-1}) \quad (8)$$

ergibt.



für alle Ladungszustände gleichbleibenden Einschluß- bzw. Verlustzeit. b) Annahme einer mit dem Ionisationsgrad der Teilchen absinkenden Einschlußzeit. (Ordinatenbezeichnung bei Abb. 6 b wie bei Abbildung 6 a.)

Ioneneinschluß gegeben (elektrostatischer Einschluß); da die Aufbauzeiten aber je nach Neutralgasdruck in der Größenordnung ms (UHV-Bedingungen) bzw. μs (10^{-4} Torr) liegen, kommt dieser kurzzeitige Anfangseinschluß für unsere Anordnung nicht in Betracht. Während in axialer Richtung Einschluß durch entsprechende Potentialbarrieren möglich ist, muß in radialer Richtung der Diffusionsver-

lust der Ionen berücksichtigt werden. Da wir es mit einem plasmaartigen Gebilde zu tun haben, diffundieren die Ladungsträger ambipolar aus dem Ionisationsraum. Durch Anlegen eines magnetischen Feldes in axialer Richtung kann die Ambipolardiffusion verringert werden.

Da aber andererseits mit Sicherheit angenommen werden kann, daß das im betrachteten Falle vorliegende Plasma sehr instabil ist und dadurch die Diffusion erhöht wird, ist eine Betrachtung der Flugzeiten der Ionen im Ionisationsvolumen eine pessimistische Abschätzung für die Einschlußzeit, während die Betrachtung der Ambipolardiffusion sicher zu zu hohen Einschlußzeiten führt. Würde reine Flugzeit-Betrachtung gewählt, so müßte berücksichtigt werden, daß die Ionen mit höherem Ionisationszustand höhere Energien haben, welche ihnen durch die elastischen Wechselwirkungen mit den Primärelektronen während ihrer Ionisationszeit übertragen werden; dementsprechend wäre ihre Flugzeit und damit Einschlußzeit geringer. Wenn wir aber für alle Ionen eher pessimistische Einschlußzeiten wählen, können wir Unabhängigkeit der Einschlußzeit vom Ionisationszustand ansetzen, um unsere Berechnungen einfacher zu gestalten. Wir berücksichtigen daher den Einschluß in der Berechnung durch einen subtraktiven Term n_i/τ_e für jeden Ladungszustand, wobei wir für die Einschlußzeit τ_e

$$10 \mu s < \tau_e \leq 100 \mu s \quad (9)$$

einsetzen wollen.

3.7 Einfluß der Ionenextraktion

Durch Anlegen eines Extraktionsfeldes an einem Ende des Ionisationsraumes können die Ionen extrahiert und evtl. zu einem Strahl formiert werden. Das Extraktionsfeld stört die Quasineutralität des Plasmas in Bereichen, deren Abmessungen größenordnungsmäßig der Debye-Länge

$$\lambda_D = (k T_e / 4 \pi e^2 n_e)^{1/2} \quad (10)$$

entsprechen.

In unserem Falle ergibt das für $T_e = 5 \text{ eV}$ und $n_e > 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ etwa 0,2 mm, ist also in der räumlichen Ausdehnung zu vernachlässigen. Die extrahierten Ionen werden dem Plasma entzogen, auch hier können wir annähernd Unabhängigkeit vom Ionisationszustand der Ionen voraussetzen; der Einfluß der Extraktion ist also in den Diffusionsverlusten inbegriffen und ein Bruchteil derselben.

4. Durchführung der Berechnungen

Unter Berücksichtigung der erwähnten Erzeugungs- und Verlustprozesse gelangen wir für die Dichten der einzelnen Ladungszustände im Ionisationsvolumen zu folgendem System nichtlinearer Differentialgleichungen, wobei hier der Einfachheit halber mit j_e nicht mehr die elektrische Stromdichte der Primärelektronen, sondern deren Teilchenstromdichte bezeichnet wird:

$$\begin{aligned} dn_0/dt = 2,5 \cdot 10^6 (\bar{n}_0 - n_0) / M^{1/2} - j_e n_0 \sum_{k=1}^s \sigma_{0,k} \\ + n_1 n_e \alpha_{1,0} - n_0 \sum_{k=2}^s \beta_{0,k} n_k, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} dn_1/dt = -j_e n_1 \sigma_{1,2} + j_e n_0 \sigma_{0,1} + n_2 n_e \alpha_{2,1} \\ - n_1 n_e \alpha_{1,0} + n_0 \sum_{k=2}^s \beta_{0,k} n_k + n_2 n_0 \beta_{0,2} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} dn_i/dt = -j_e n_i \sigma_{i,i+1} + j_e n_0 \sigma_{0,i} - j_e n_{i-1} \sigma_{i-1,i} \\ + n_{i+1} n_e \alpha_{i+1,i} - n_i n_e \alpha_{i,i-1} \\ + n_{i+1} \beta_{i+1,0} n_0 - n_i \beta_{i,0} n_0 - n_i / \tau_e, \\ i = 1, \dots, s. \end{aligned} \quad (11)$$

$$n_e = \sum_{j=1}^s k n_k. \quad (7)$$

Das Gleichungssystem (11) kann in der vorliegenden Form nur durch ein Iterationsverfahren gelöst werden; es wurde ein Rechnerprogramm nach dem Runge-Kutta-Prinzip erstellt³⁰; in dieses Programm können folgende Parameter eingegeben werden:

Ionenmasse M ; Primärelektronenstromdichte j_e ; Ionisationswirkungsquerschnitte;

Rekombinationsraten in Abhängigkeit von der Temperatur der Sekundärelektronen; Koeffizienten für den Ladungsaustausch; Neutralgasdichte im Außenraum.

Die Ergebnisse (Ladungsdichten der einzelnen Ionisationszustände) werden in Diagrammen in Abhängigkeit von der Einwirkungszeit des Elektronenstrahles vom Rechner gezeichnet.

5. Diskussion der Ergebnisse

Bei den ersten Rechnungen stellte sich bereits heraus, daß die Berücksichtigung einer Veränderungsmöglichkeit für den Neutralgasdruck im Ionisationsvolumen nicht notwendig war, da nur am Beginn der Ionisationseinwirkung eine leichte Absenkung der Neutralgasdichte auftrat und dann durch Nach-

strömen aus dem Außenraum Stabilisierung erfolgte.

Weiter wurde deutlich, daß der Einfluß der Rekombination tatsächlich vernachlässigbar klein ist, solange die Ionendichte geringer als die Neutralgasdichte bleibt. Ein Vergleich der Einflüsse von Rekombination und Ladungsaustausch für den Verlust an Ladungsträgern kann durch folgende Abschätzung gemacht werden:

Rekombination: $dn_i/dt = -\alpha_{i,i-1} n_i n_e$; nach (6) folgt für $\alpha_{i,i-1}$:

$$E_{i-1} \approx 100 \text{ eV}; \quad T_e \approx 5 \text{ eV}; \quad \alpha_{i,i-1} \approx 10^{-12};$$

Ladungsaustausch: $dn_i/dt = -\beta_{i,i-1} n_0 n_i$; nach (8) folgt für $\beta_{i,i-1}$:

$M=100$; Wirkungsquerschnitt zwischen 10^{-14} cm^2 und 10^{-13} cm^2 ;

$$2,5 \cdot 10^{-9} > \beta_{0,i} > 2,5 \cdot 10^{-10}$$

das heißt, daß der Einfluß des Ladungsaustausches jenen der Rekombination deutlich übersteigt, zumal in unserem Falle die Neutralgasdichte n_0 die Dichte der Sekundärelektronen n_e praktisch immer übertrifft.

Die Einflüsse beider Prozesse erweisen sich aber wiederum als geringfügig gegenüber den Verlusten durch Diffusion aus dem Ionisationsvolumen:

$$n_i/\tau_e > n_i n_0 \beta_{i,i-1} > n_i n_e \alpha_{i,i-1}$$

bzw.:

$$10^4 < 1/\tau_e < 10^5,$$

$$10^1 < n_0 \beta_{0,i} < 10^4,$$

$$10^{-2} < n_e \alpha_{i,i-1} < 10.$$

Der Einfluß der Rekombination steigt also direkt mit dem Ionisationsgrad des Plasmas an und kann bei vollionisierten Plasmen jenen des Ladungsaustausches (jedenfalls, solange Ladungsaustausch zwischen verschiedenen Ionen unbeachtet bleibt) annähernd erreichen. Andererseits ist aber der Einfluß des Ladungsaustausches bei unseren Ergebnissen bereits deutlich zu erkennen:

In den Abb. 7 b bis 9 b ist durch die Geraden, welche für verschiedene Neutralgasdrücke jeweils die Dichten gleicher Ladungszustände verbinden, angedeutet, daß bei höheren Neutralgasdrücken Einflüsse von Ladungsaustausch, welche sich ja infolge stufenweiser Ionisationsprozesse für steigenden Ionisationsgrad der Teilchen stärker bemerkbar machen, wirksam werden.

Allgemein ist zu sagen, daß die hier behandelten Verhältnisse infolge der geringen Werte von $j_e \cdot \tau_e$

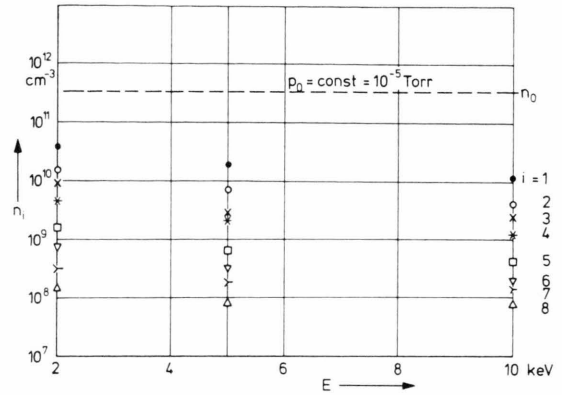


Abb. 7 a. Ladungsverteilungen bei Argon in Abhängigkeit von der Primärelektronenenergie. Stromdichte 50 Acm^{-2} ; Verlustzeit $10 \mu\text{s}$.

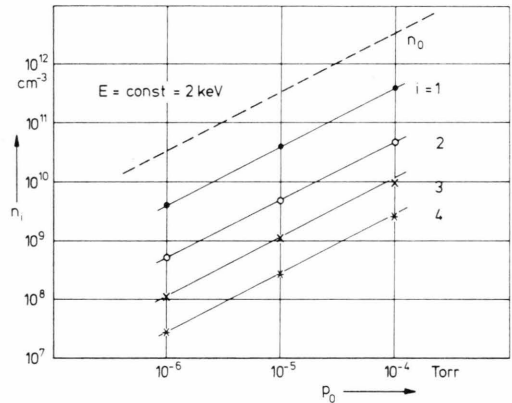


Abb. 7 b. Ladungsverteilungen bei Argon in Abhängigkeit vom Neutralgasdruck. Stromdichte 50 Acm^{-2} ; Verlustzeit $10 \mu\text{s}$.

($= 5 \cdot 10^{-4}$) noch keinen maßgeblichen Einfluß der stufenweisen Ionisation ermöglichen, siehe hierzu auch Abb. 1; Rechnungen unter Weglassung der Stufenprozesse bei den gemachten Annahmen haben keine bedeutenden Änderungen der Ladungsverteilungen ergeben; nur beim zweiten und dritten Ladungszustand ist eine Anhebung durch stufenweise Ionisationsprozesse klar zu erkennen. Unsere Ergebnisse spiegeln also in erster Linie den Verlauf der Wirkungsquerschnitte für direkte Ionisationsprozesse wider und zeigen damit auch den Einfluß der Primärelektronenenergie; diese ist im betrachteten Bereich für die relative Ladungsverteilung praktisch ohne Belang, da alle Wirkungsquerschnitte für direkte Ionisation ihr Maximum weit überschritten haben; der Ionisationsgrad des Plasmas bzw. die

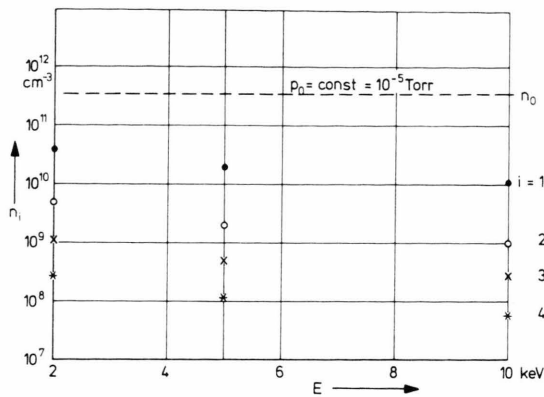


Abb. 8 a. Ladungsverteilungen bei Krypton in Abhängigkeit von der Primärelektronenenergie. Stromdichte 50 Acm^{-2} ; Verlustzeit $10 \mu\text{s}$.

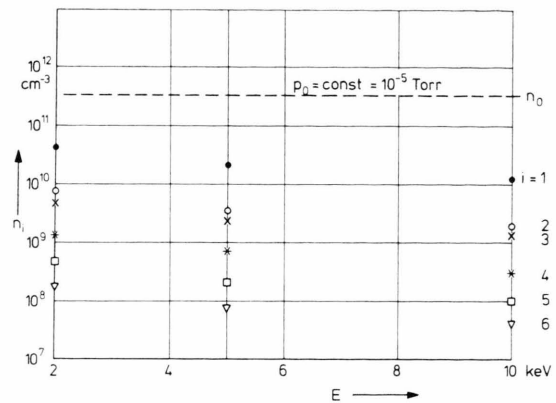


Abb. 8 b. Ladungsverteilungen bei Krypton in Abhängigkeit vom Neutralgasdruck. Stromdichte 50 Acm^{-2} ; Verlustzeit $10 \mu\text{s}$.

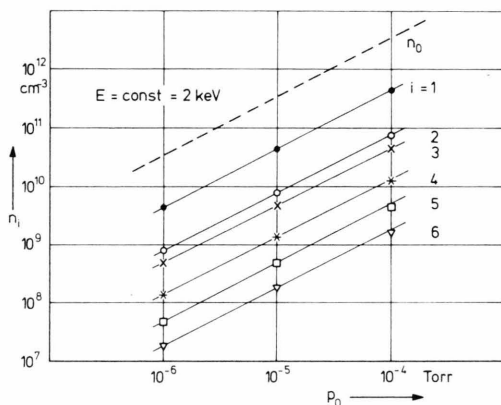


Abb. 9 a. Ladungsverteilungen bei Xenon in Abhängigkeit von der Primärelektronenenergie. Stromdichte 50 Acm^{-2} ; Verlustzeit $10 \mu\text{s}$.

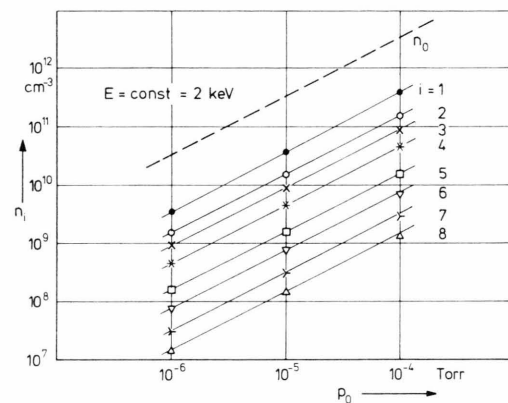


Abb. 9 b. Ladungsverteilungen bei Xenon in Abhängigkeit vom Neutralgasdruck. Stromdichte 50 Acm^{-2} ; Verlustzeit $10 \mu\text{s}$.

absoluten Dichten der einzelnen Ladungszustände werden aber, wie ein Blick auf die Abb. 7 a bis 9 a lehrt, von der Primärelektronenenergie deutlich bestimmt.

In Abb. 6 a und 6 b sind typische Ergebnisse für den zeitlichen Aufbau der Ladungsverteilung gegeben, einmal unter Annahme einer für alle Ladungszustände gleichbleibenden Einschluß- bzw. Verlustzeit, zum anderen unter der Annahme einer mit dem Ionisationsgrad der Teilchen absinkenden Einschlußzeit (vergleiche hierzu Diskussion in Kap. 3.6); aus dem zeitlichen Verlauf der einzelnen Ladungsdichten erkennen wir, daß infolge des Überwiegens der Diffusionsverluste über Rekombinations- und Ladungsaustauschverluste die Einschlußzeit τ_e den Zeitpunkt für die Erreichung des stationären Zustandes bestimmt.

Die zeitabhängige Berechnung ist also nur dann sinnvoll, wenn die Ladungszustände während der Aufbauphase untersucht werden sollen und wenn entsprechende experimentelle Möglichkeiten zur Beobachtung während dieser Anfangszeiten gegeben sind. Sollen hingegen aber nur Aussagen über die endgültige Ladungsverteilung für einen bestimmten Parametersatz $E; j_e; \tau_e; n_0$ gemacht werden, ist eine Berechnung, welche von vornherein von stationären Verhältnissen ausgeht, wesentlich einfacher und daher zu empfehlen.

Die Autoren danken Herrn Prof. Dr. F. Viehböck für sein kritisches Interesse und dem Fonds zur Förderung der wissenschaftlichen Forschung für die Unterstützung dieser Arbeit sowie dem Interfakultären Rechenzentrum der Universität Wien für die zur Verfügung gestellte Rechenzeit.

- ¹ Chr. Schmelzer, Proc. Int. Conf. Mult. Charged Heavy Ion Sources and Acc. Systems (ICOMCHISASS), Gatlinburg, Tenn., 1971 IEEE NS-19, 2 [1972].
- ² J. R. J. Bennett, *ibid*; A. S. Pasyuk u. Y. P. Tretyakov, Proc. 2nd Int. Conf. Ion Sources, Wien 1972.
- ³ J. Illgen u. a., ICOMCHISAAS 1971.
- ⁴ G. S. Janes u. a., Phys. Rev. **145**, 925 [1966].
- ⁵ F. Baker u. J. B. Hasted, Phil. Trans. Roy. Soc. **261**, 33 [1966].
- ⁶ P. A. Redhead, Can. J. Phys. **45**, 1791 [1967]; P. A. Redhead u. C. P. Gopalaraman, Can. J. Phys. **49**, 585 [1971].
- ⁷ E. D. Donets u. a., Proc. 1st Int. Conf. Ion Sources, Saclay 1969.
- ⁸ R. Becker u. H. Klein, GSI-Bericht 71-3, GSI Darmstadt 1971.
- ⁹ R. Becker, Proc. 2nd Int. Conf. Ion Sources, Wien 1972.
- ¹⁰ H. Postma, Physics Letters **31 A**, 196 [1970].
- ¹¹ A. van der Woude, ICOMCHISAAS 1971.
- ¹² S. Bliman u. R. Geller, Report EUR-CEA-FC-603. P. Aparid u. a., Proc. 2nd Int. Conf. Ion Sources, Wien 1972.
- ¹³ I. Alexeff u. W. D. Jones, ICOMCHISAAS 1971.
- ¹⁴ K. Wiesemann u. H. C. Herbert, GSI-Bericht 71-3, GSI Darmstadt 1971.
- ¹⁵ H. Tamagawa u. a., Japan. J. App. Phys. **11**, 1226 [1972].
- ¹⁶ H. A. Bethe, Ann. der Physik **5**, 325 [1930].
- ¹⁷ J. D. Daugherty u. a., Phys. Rev. Letters **20**, 369 [1968].
- ¹⁸ W. Schmidt u. R. Becker, GSI-Bericht 71-3, GSI Darmstadt 1971.
- ¹⁹ R. L. Darling u. a., ICOMCHISAAS 1971.
- ²⁰ G. Fuchs, ICOMCHISAAS 1971.
- ²¹ T. Tauth u. a., GSI-Bericht 71-3, GSI Darmstadt 1971; ICOMCHISAAS 1971.
- ²² R. E. Fox, Advances in Mass Spectrometry Pergamon press, London 1959, p. 397.
- ²³ B. L. Schram, Physica **32**, 197 [1966].
- ²⁴ M. van der Wiel u. a., Physica **42**, 411 [1969]; Th. El Sherbini u. a., Physica **48**, 157 [1970].
- ²⁵ H. Drawin, Z. Physik **164**, 513 [1961].
- ²⁶ Th. A. Carlson u. a., Report ORNL-4562, Oak Ridge 1970.
- ²⁷ G. Elwert, Z. Naturforsch. **7 a**, 432 [1952]; Z. Naturforsch. **7 a**, 703 [1952].
- ²⁸ R. W. P. McWirth, Plasma Diagnostic Techniques, Academic Press, New York 1965.
- ²⁹ J. B. Hasted, Physics of Atomic Collisions, Kap. 12, Butterworths, London 1972.
- ³⁰ K. Roch, Diplomarbeit, TH Wien 1973.