

- NCRP (1985): A Handbook of Radioactivity Measurements Procedures; 2nd edition. NCRP Report 58, Bethesda, MD: NCRP
- Owen, B. (1972): The beta calibration of radiation survey instruments at protection levels. *Phys. Med. Biol.* **17**, 175–186
- Parkinson, W. C.; Petersen, J. F.; Duplantis, D. C. (1974): On the optimization of the capacitive beam pick-off. *Nucl. Instr. Meth.* **117**, 605–607
- Pate, B. D.; Jaffe, L. (1955): A new material and techniques for the fabrication and measurements of very thin films for use in 4π -counting. *Can. J. Chem.* **33**, 15–23
- Pruitt, J. S. (1971): Electron beam current monitoring system. *Nucl. Instr. Meth.* **92**, 285–297
- PTB-Prüfregeln (1984): Bd. 16. Therapiedosimeter mit Ionisationskammern für Photonenstrahlung mit Energien unterhalb von 3 MeV. Braunschweig: PTB
- Profio, A. E. (1976): *Experimental Reactor Physics*. New York, London, Sidney, Toronto: Wiley
- Reich, H. (Hrsg.) (1990): *Dosimetrie ionisierender Strahlung*. Stuttgart: Teubner
- Reimann, R. (1976): Kapazitive Sonde für Phasenmessungen an einem gepulsten Ionenstrahl. *Nucl. Instr. Meth.* **136**, 397–398
- RöV (1987): Verordnung über den Schutz vor Schäden durch Röntgenstrahlung (Röntgenverordnung – RöV). Bundesgesetzblatt I 114–133
- Schneider, W. (1973): *Neutronenmeßtechnik*. Berlin, New York: de Gruyter
- Schwartz, R. B.; Eisenhauer, C. M. (1980): The Design and Construction of a D₂O-Moderated ²⁵²Cf Source for Calibrating Neutron Personnel Dosimeters Used at Nuclear Power Reactors. NUREG/CR-1024. Washington: U. S. Nuclear Regulatory Commission
- Seelentag, W. W.; Panzer, W.; Drexler, G.; Platz, L.; Santer, F. (1979): A catalogue of spectra used for calibration of dosimeters. GSF-Bericht S 560. München-Neuherberg: GSF
- Storm, E.; Lier, D. W.; Israel, H. I. (1974): Photon sources for instrument calibration. *Health Physics* **26**, 179–189
- StrlSchV (1989): Verordnung über den Schutz vor Schäden durch ionisierende Strahlen (Strahlenschutzverordnung – StrlSchV). Bundesgesetzblatt, Teil I, Nr. **34**, 1321–1376
- Svensson, H.; Jonsson, L.; Larsson, L.-G.; Brahme, A.; Lindberg, B.; Reistad, D. (1977): A 22 MeV microtron for radiation therapy. *Acta Radiol. Ther. Phys. Biol.* **16**, 145–156
- van der Eijk, W. u.a. (1973): Preparation of thin sources, a review. *Nucl. Instr. Meth.* **112**, 343–351
- Wachsmann, F.; Drexler, G. (1976): *Kurven und Tabellen für die Radiologie*. Berlin, Heidelberg, New York: Springer
- Weinhaus, M. S.; Meli, J. A. (1984): Determining P_{ion} , the correction factor for recombination losses in an ionization chamber. *Med. Phys.* **11**, 846–849
- Wille, K. (1992): *Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrontronstrahlungsquellen; eine Einführung*. Stuttgart: Teubner
- Zill, H.; Ebeling, G. (1980): A Facility for the Integration of Neutron Current Densities while Comparing Neutron Source Strength by Means of a Precision Long Counter. *Nucl. Instr. Meth.* **174**, 491–496

7.3 Trägerbündel und Trägeroptik (W. Walcher)*

Unter „Trägern“ sind Träger elektrischer Ladung zu verstehen, also Ionen und Elektronen, mit der Masse $m = M_r \cdot m_u$ (M_r relative Molekül- bzw. Atommasse, m_u = Atommassenkonstante) und der Ladung $q = \zeta \cdot e$ (e Elementarladung, ζ Ladungszahl). Trägerbündel, also Elektronen- und Ionenstrahlen, spielen seit langem eine Rolle in der Elektronenmikroskopie, Beschleunigertechnik und Massenseparation. Dazu treten heute weitere – industrielle – Anwendungsfelder: Ionenimplantation in der Halbleitertechnik, Ionenätzen, Feinstrahl-Elektronen- und Ionenlithographie in der Mikroelektronik, Ionentriebwerke, Einschub schneller neutralisierter Teilchen in Fusionsreaktoren und viele andere. Zur Herstellung der für diese Zwecke geeigneten

*) Durchgesehen und Literatur ergänzt bis 1991 von D. Kamke.

Trägerbündel sind zunächst entsprechende Trägerquellen nötig, die in den Quellen erzeugten Träger müssen zu geeigneten Bündeln geformt und diese zum Target geführt und dabei ggfs. zerlegt werden.

Zusammenfassende Literatur: Amboss (1981), Brown (1989), Forrester (1988), Glavish (1981), Green (1974, 1978), ICIS (1992), Jenkins (1969), Keller (1981), Larson (1981), Lauer (1982), Steffen (1965), Whealton (1981); Proceedings (1978–1981).

7.3.1 Trägerquellen: Ionenquellen

Die Anforderungen an Ionenquellen (im folgenden abgekürzt I.Q.) sind sehr verschieden und hängen vom jeweiligen Verwendungszweck entscheidend ab. Ionenstromstärken vom Mikroamperebereich und darunter bis zum Hundertamperebereich werden gefordert. Fast alle Elemente des Periodensystems sollen mit hoher Ausbeute $\eta = \text{Ionenstrom} / \text{Substanzstrom}$, u. U. als hochgeladene Ionen, erzeugt werden. Die oft erforderlichen hohen Temperaturen, bedingt durch die zur Speisung nötigen Gase und Dämpfe, bringen viele Probleme der Korrosion, Isolation und Lebensdauer (Alton (1981)). Die extrahierten Ionenbündel sollen von optimaler Güte sein.

Zusammenfassende Literatur zu 7.3.1: Alton (1981), von Ardenne (1956), Bohm (1949), Pierce (1954), Walcher (1958), Septier (1983, Part C).

7.3.1.1 Isothermes Plasma

Die Quellen einfach- oder mehrfach geladener Ionen sind immer Plasmen.

In einem abgeschlossenen Raum mit neutralen Wänden (Wandtemperatur T_w) befindet sich ein einatomiges Gas (Edelgas, Metaldampf, relative Atommasse M_r), Druck $p_g = n_g \cdot k T_w$ (k Boltzmannkonstante), Ionisierungsarbeit I . Es dissoziiert (bei genügend hoher Temperatur T_w) gemäß $A^0 \rightleftharpoons A^+ + e$, die Teilchenzahldichten $n^0, n^+ = n_e = n, n^0 + n^+ = n_g$, sind durch das Massenwirkungsgesetz – hier Eggert-Saha-Gleichung genannt (v. Göler (1965)) – verknüpft. Alle Teilchen in diesem Plasma haben die gleiche Temperatur $T^0 = T^+ = T_e = T_w$ und eine dieser Temperatur und ihrer jeweiligen Masse m entsprechende mittlere gaskinetische Geschwindigkeit $\bar{v} = (8kT_w/\pi m)^{1/2}$. Weil $\bar{v}_e \gg \bar{v}^+$, ist die Wandstromdichte $j_e = n_e \bar{v}_e / 4$ größer als $j^+ = n^+ \bar{v}^+ / 4$, die Wand lädt sich negativ auf das Potential $\varphi_w < \varphi_{\text{Plasma}}$ auf. An der Wand entsteht eine „Schicht“ von der Dicke der Debye-Länge $\lambda_D = (e_0 k T_e / n_e e^2)^{1/2}$, mit dem Potentialabfall $(\varphi_{\text{Pl}} - \varphi_w) = (k T_e / 2e) \cdot \ln(2M_r \cdot m_u / \pi m_e)$. Das ins Plasma eintauchende Feld beschleunigt die Ionen, so daß $j^+ = e \cdot n^+ (k T_e / m^+)^{1/2}$ zu setzen ist (Bohm 1949)). Besteht die Wand aus einem Metall mit thermischer Elektronenemission (Austrittsarbeit Φ), so legt dieses durch seinen Elektronendampfdruck die Trägerdichte n_e im Plasma fest. Das Plasmapotential ist dann kleiner als das Wandpotential $\varphi_w > \varphi_{\text{Pl}}$. Der Ionisierungsgrad in diesem Plasma ist

$$n/n^0 = \alpha = \alpha_L \cdot \exp[e(\varphi_w - \varphi_{\text{Pl}})/kT_w] \quad \text{mit} \quad \alpha_L = (g^+/g^0) \cdot \exp[(\Phi - I)/kT_w]. \quad (7.19)$$

Dabei sind g^+ bzw. g^0 die statistischen Gewichte des Ions bzw. Atoms, I ist die Ionisierungsenergie (Tab. T 6.24 in Band 3). φ_{Pl} hängt stark von der Teilchenzahldichte n_g ab, je kleiner n_g , desto negativer φ_{Pl} , desto größer α . Mit $\varphi_w = 0, n_{00} = (2\pi m_e k T_w / h^2)^{3/2}, \Psi_{\text{Pl}} = e\varphi_{\text{Pl}} / kT_w, \Psi_\Phi = \Phi / kT_w$ und $\Psi_I = I / kT_w$ errechnet sich α_{Pl} aus der Gleichung

$$\Psi_{\text{Pl}} = \Psi_\Phi - \frac{1}{2} \Psi_I + \frac{1}{2} \ln(g^+/2g^0) + \frac{1}{2} \ln(n_g/n_{00}) - \frac{1}{2} \ln(1 + \alpha_L \exp(-\Psi_{\text{Pl}})). \quad (7.20)$$

Für $T_W = 3000$ K, $\Phi = 4,6$ eV (Wolfram), $I = 6$ eV (seltene Erden) ist $\alpha_L = 0,0073$. Beim Gasdruck $p = 1$ μ bar ($n_g = 2,4 \cdot 10^{18}$ m⁻³) ist $\exp [e(\varphi_W - \varphi_{PI})/kT_W] = 36,7$, so daß der Ionisierungsgrad $\alpha = 29\%$ wird. Bei $p \approx 1$ mbar wird der Exponentialfaktor 1.

7.3.1.2 Thermische Ionenquellen

Hohlraumquelle (Latushinsky u. Raiko, (1975)). Sie besteht aus einem W-Röhrchen von etwa 8 mm \varnothing , Wandstärke ≈ 1 mm, Länge ≈ 1 cm, geteilt in zwei Kammern. Die hintere Kammer V ist die Verdampfungskammer für die zu ionisierende Substanz, die vordere J die Ionisierungskammer; sie hat eine axiale Öffnung von ca. 0,2 mm \varnothing als Ionenextraktionsöffnung. V und J sind durch einen engen Kanal verbunden und können durch umgebende W-Heizer, evtl. durch Elektronenstoß, getrennt geheizt werden. Wandtemperatur von V im Bereich $T_W \approx 2800$ bis 3300 K gibt $\alpha \approx 0,1$ bis 0,8 für $I < 8$ eV. Dauernde dosierte Zugabe von O₂ kann durch Erhöhung von Φ den Ionisierungsgrad α vergrößern.

Oberflächenionisationsquelle Hierbei wird auf ein geheiztes ($T_W \approx 2200$ bis 3300 K) W-Band ein Atomstrahl der zu ionisierenden Substanzen gerichtet, die Ionen werden durch eine dem W-Band gegenüberstehende Extraktionselektrode abgesaugt.

Bei dieser „offenen“ Anordnung entfällt die Ausbildung eines Plasmagebietes mit erniedrigtem Potential, der Ionisierungsgrad ist nur α_L (s. Gl. (7.19)).

Negative Oberflächenionisation Anstelle von $\Phi - I$ in α_L steht hier $A - \Phi$, wo A die Elektronenaffinität ist. Hier ist also eine Oberfläche niedriger Austrittsarbeit notwendig. Außerdem müssen die emittierten Elektronen durch ein magnetisches Querfeld unmittelbarer Nähe der Oberfläche aus dem Trägerbündel entfernt werden. Björnstad u. a. (1981) verwenden eine ebene LaB₆-Oberfläche, $\Phi \approx 2,36$ bis 3,3 eV (s. 7.3.2), auf die die zu ionisierenden Halogene auftreffen. $\alpha \approx 50\%$ für Br und I.

Glühnoden Sinterkörper (s. Fig. 7.18) können als Glühnoden dienen (Walcher (1943)), sofern sie mit der zu ionisierenden Substanz bevorratet (s. Fig. 7.18a) oder imprägniert (s. Fig. 7.18b) sind und sofern die Austrittsarbeit Φ der Oberfläche des Sinterkörpers größer als die Ionisierungsarbeit I der zu ionisierenden Substanz ist (evtl. Erhöhung von Φ durch Sauerstoff).

7.3.1.3 Sonde im Plasma, Ionenextraktion

Bringt man eine isolierte metallische Sonde S (kalt, keine Elektronenemission) in ein Plasma, so entsteht die in 7.3.1.1 beschriebene Schicht vor der Sonde mit der Potentialdifferenz $\varphi_S - \varphi_{PI}$ (Sonde negativ gegen Plasma). Macht man die Sonde durch Anlegen einer Spannung U_S weiter negativ, so werden die Plasmaelektronen von der Sonde weg zurückgedrängt, es entsteht in einem Abstand d von der Sonde eine „Plasmagrenze“, die positive Ionen emittiert; zwischen Plasmagrenze und Sondenoberfläche fließt ein raumladungsbegrenzter positiver Ionenstrom. Im Falle einer ebenen Sonde gilt für die Dicke d dieser Raumladungsschicht nach Langmuir (1913) die Beziehung

$$\left(\frac{d}{m}\right)^2 = 5,57 \cdot 10^{-8} \left(\frac{\zeta}{M_r}\right)^{1/2} \frac{(U_S/\text{Volt})^{3/2}}{j^+/A m^{-2}} \quad (7.21)$$

j^+ ist dabei die auf die Plasmagrenzfläche auftreffende Ionenstromdichte (s. 7.3.1.1). Für Zylinder- bzw. Kugelsymmetrie der Sonde geben Langmuir u. Blodgett (1923) u. (1924) anstelle d^2 andere Geometriefunktionen für die Perveanz $P = \zeta^{1/2} U^{3/2} / M_r^{1/2} I^+$ (s. 7.3.3.7) an.

Macht man in das Plasmagefäß eine Öffnung (Fig. 7.13a), so quillt das Plasma und die Plasmagrenze in den Außenraum. Legt man an eine „Ziehelektrode“ Z eine negative Spannung U_Z (Fig. 7.13b), so wirkt diese wie eine negative Sonde im Plasma, das Plasma wird zurückgedrängt bei genügend großer Spannung U_Z bildet sich (Fig. 7.13b, c) ein konkaver Meniskus M (Fläche A_M) aus, der als Ionenemitter den Ionenstrom $I^+ = j^+ \cdot A_M$ in das durch das Ziefeld zu formende (s. 7.3.3.3) Bündel sendet. U_Z , d und I sind ungefähr durch Gl. (7.21) verknüpft. Eine Ionenquelle, bei der während des Betriebs durch mechanische Justierung der Ionenstrom optimiert und das Ionenbündel ausgerichtet werden kann, beschreibt Ray (1989). Zur Form der Plasmagrenze: Surrey (1990).

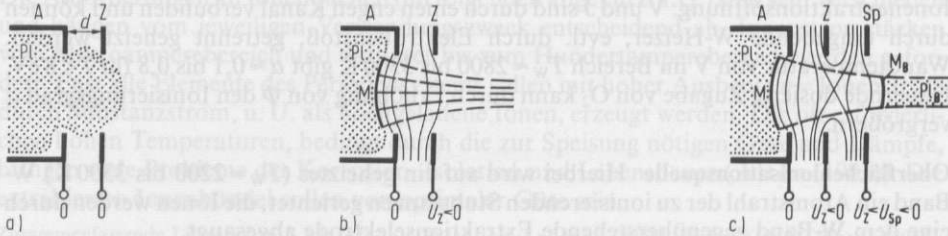


Fig. 7.13 Ionenextraktion aus einem Plasma

Punktiert Plasma Pl und Plasmagrenzen, Z Ziehelektrode (Beschleunigungselektrode), M Meniskus, gestrichelt: Ionenbündel, fein ausgezogen: Äquipotentialflächen
a) und b) Zweielektrodensystem, c) Dreielektrodensystem (s. 7.3.3.8)

7.3.1.4 Bogenplasma

Die meisten Ionenquellen arbeiten als Gasentladungsquellen. Im einfachsten Fall ist (Fig. 7.14a) eine Glühkathode K von einer Anode A umgeben, an der gegen Kathode die Anodenspannung U_A liegt. Im Gasraum zwischen K und A brennt eine Bogenentladung, deren positive Säule aus einem Plasma besteht, in dem wegen des Ladungstransports ein elektrisches Feld herrscht.

Dieses Plasma ist zwar quasineutral ($n^+ \approx n_e$), die Elektronentemperatur T_e ist aber viel größer als die Ionentemperatur ($T_e \gg T^+$, $T^+ \geq T_B$). Vor der Kathode (Sonde im Plasma!) besteht eine ambipolare Raumladungsschicht für die $j_e \leq j^+ \cdot (m^+/m_e)^{1/2}$ ist (Langmuir (1929)). Die in dieser Schicht beschleunigten Elektronen sorgen für die Trägererzeugung im Plasma. Im stationären Fall muß Trägererzeugung gleich Trägervernichtung sein; die Trägerdichte im Plasma wird um so größer, je größer das Verhältnis Erzeugung/Vernichtung ist. Da Volumenrekombination keine Rolle spielt, geschieht die Vernichtung durch Wandrekombination nach Diffusion an die Wand (s. 7.3.1.1). Diese kann durch ein Magnetfeld (Induktion B) stark reduziert werden: Der Diffusionskoeffizient $D_{||}$ der Träger parallel zu B bleibt unbeeinflusst. D_{\perp} (senkrecht zu B) hingegen wird verringert: $D_{\perp} = D_{||} \cdot (r_L/\bar{l})^2$. Dabei ist \bar{l} die gaskinetische mittlere freie Weglänge und $r_L = mv/qB$ der Larmor-Radius. Praktisch alle Bogenionenquellen benutzen diesen „magnetischen Einschluß“.

Die Anodenspannung U_A hat ihren Optimalwert bei etwa der fünffachen Ionisierungsenergie der Gasart, weil dabei der Ionisierungsquerschnitt maximal ist. Das Schichtkriterium $j_e \leq j^+ (m^+/m_e)^{1/2}$ hat zur Folge, daß die Entladung nur oberhalb eines Minimumdrucks der Größenordnung $p_{\min} \approx 10^{-4}$ mbar bestehen kann (Bohm (1949); Riemann (1991); Walcher (1958)). Die Ausbeute η einer Bogenionenquelle ist zunächst unabhängig vom Gasdruck; verlangt man allerdings eine vorgegebene und festgehaltene Geometrie des extrahierten Bündels (festgehaltene Perveanz), so ist die Ausbeute um so größer, je kleiner durch Wahl der übrigen Betriebsparameter der Gasdruck in der Quelle gemacht werden kann (z. B. Walcher (1958)).

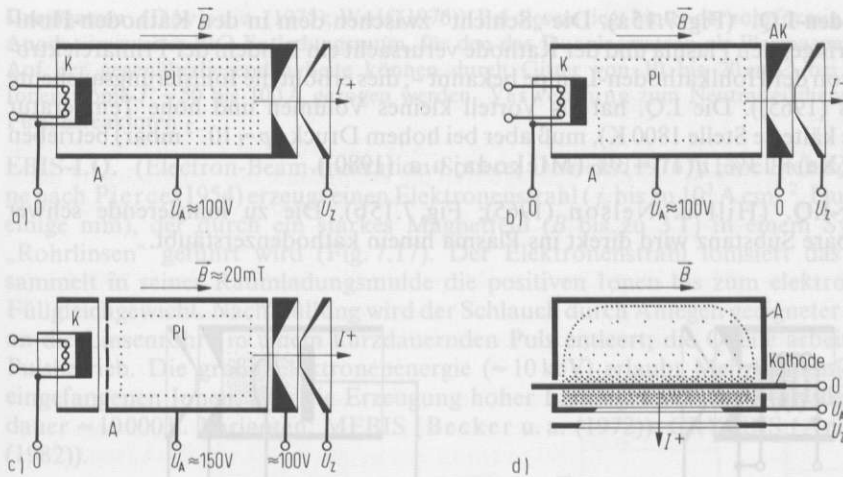


Fig. 7.14 a) Einfache Bogen-I.Q., b) PIG-I.Q., c) FEBIAD-I.Q., d) Freeman-I.Q.

7.3.1.5 Bogenionenquellen

Die im folgenden angegebenen Zahlenwerte für die Betriebsgrößen geben nur die Größenordnung an.

Einfache Bogen-I.Q. (Fig. 7.14a). Bei Extraktion in Achsrichtung $I^+ \approx 0,1$ bis 1 mA. Bei Extraktion senkrecht zur Achse durch einen langen Schlitz $100 \text{ mm} \times 1 \text{ mm}$ (Lempert u. Chavet (1976)): Bogenströme $I_B \approx 7$ bis 12 A ; $U_A \approx 30$ bis 80 V ; $I^+ \approx 20$ bis 30 mA , $B \approx 8 \text{ mT}$; $\eta \approx 10$ bis 35% ; Kathodenlebensdauer 40 h .

PIG-Bogen-I.Q. (PIG = Penning Ionization Gauge, dort allerdings kalte Kathoden, Fig. 7.14b). Bei der einfachen Bogenquelle haben die von K emittierten Primärelektronen bei den herrschenden Drücken i. allg. nur die Chance eines Stoßes. Bildet man die Abschlußplatte AK als Antikathode aus, so pendeln die Primärelektronen mehrfach hin und her. Extraktion axial (Nielsen (1957); Almen u. Nielsen (1975)): $U_A \approx 100$ bis 200 V , $I_B \approx 1$ bis 2 A ; $B \approx 0$ bis 40 mT , Extraktionsöffnung 2 mm bis $5 \text{ mm } \varnothing$, $I^+ \approx 50$ bis $150 \mu\text{A}$ (Edelgase); $p \approx 10^{-4}$ bis 120^{-3} mbar , η (Edelgase) ≈ 10 bis 20% .

FEBIAD-I.Q. (Forced Electron Beam Induced Arc Discharge, Kirchner u. Roeckl (1976)). Durch Einfügung eines Gitters vor der Kathode (Fig. 7.14c) wird das Schichtkriterium (s. 7.3.1.4) außer Kraft gesetzt: $p < p_{\min}$, d.h. noch stabil im Gebiet $3 \cdot 10^{-5} \text{ mbar} < p < 3 \cdot 10^{-4} \text{ mbar}$; Hochtemperaturkonstruktion (kälteste Stelle 2200 K); Edelgasausbeute $\eta \approx 20$ bis 50% ; Gasverbrauch (bezogen auf Normalbedingungen 1013 mbar , 293 K) 10^{-7} bis $10^{-5} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$; vergrößerte Kathodenlebensdauer; $B \approx 20 \text{ mT}$; $I_B \approx 0,4 \text{ A}$ bis $0,6 \text{ A}$.

Freeman-I.Q. (Freeman (1963), Williams (1977); Fig. 7.14d). Extraktion durch einen Schlitz $42 \text{ mm} \times (1 \text{ bis } 2,5) \text{ mm}$. Stabkathode $7,5 \text{ mm}$ hinter dem Schlitz ($I_H \approx 150$ bis 200 A erzeugt $B_H \approx 13 \text{ mT}$); Längsfeld $B \approx 0$ bis 15 mT ; $I_B \approx 5,3 \text{ A}$; $U_A \approx 75 \text{ V}$; $I^+ (\text{Ar}) \approx 5$ bis 15 mA ; $\eta \approx 10$ bis 20% ; Lebensdauer Kathode 100 h . Verbesserung des räumlichen Strahlprofils durch Zusatzelektronen an den Enden der Kathode (Sampayan (1988)).

Hohlkathoden-I.Q. (Fig. 7.15a). Die „Schicht“ zwischen dem in den Kathoden-Hohlraum eindringenden Plasma und der Kathode verursacht ein Pendeln der Primärelektronen – wie von der Hohlkathoden-Lampe bekannt –, dies erhöht die Ionisierungsausbeute (Sidenius (1965)). Die I.Q. hat als Vorteil kleines Volumen und hohe Temperatur (allerdings kälteste Stelle 1800 K), muß aber bei hohem Druck ($p \approx 10^{-2}$ mbar) betrieben werden; $\eta(\text{Xe}) \approx 13\%$, $\eta(\text{Tl}) \approx 3\%$ (Mlekodaj u. a. (1980)).

Zerstäuber-I.Q. (Hill u. Nelson (1965); Fig. 7.15b). Die zu ionisierende schwer verdampfbare Substanz wird direkt ins Plasma hinein kathodenzerstäubt.

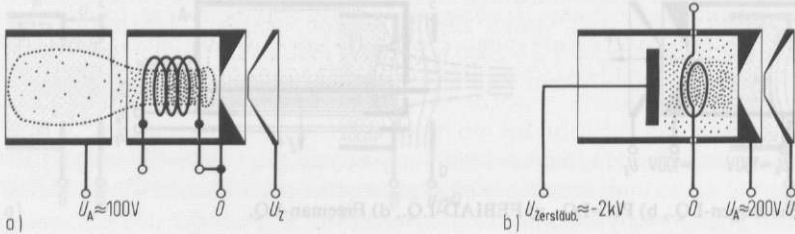


Fig. 7.15 a) Hohlkathoden-I.Q., b) Zerstäuber-I.Q.

Duoplasmatron (von Ardenne (1956)). Wird der Entladungskanal eines Bogens stark verengt (Blende, Kapillare), so reicht die Trägerdichte im weiten Kanal nicht aus, um den Strom im engen Kanal zu befördern. Vor der Verengung bildet sich eine Doppelschicht (als Blase sichtbar) mit einer Spannung 50 bis 100 V, die die Elektronen beschleunigt, so daß durch Zusatzionisation die Trägerdichte n im engen Kanal vergrößert wird. Dies geschieht in Fig. 7.16 vor der Zwischenelektrode ZE. Sie und A (\varnothing 1 bis 2 mm) sind aus Eisen und bilden den Mantel einer Polschuhlinse, im Kanal herrscht daher ein großes B ($\approx 0,3$ T). Das Plasma tritt aus A aus; weil n nicht über den Querschnitt homogen ist, ergibt sich kein kugeliges Meniskus, die Quellemittanz (s. 7.3.3.2) ist schlecht. Daher ist hinter A ein „Ausdehnungsbecher“ (expansion cup) für das Plasma angebracht. $p \approx 0,1$ bis 1 mbar (hauptsächlich für H); $I_B \approx 10$ bis 70 A; $U_B \approx 100$ bis 250 V; $I^+ \approx 10$ bis 100 mA; Gasstrom (bezogen auf Normalbedingungen 1013 mbar; 293 K) $\approx 2 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ und mehr; Kathodenlebensdauer 100 h. Verwendung im Impulsbetrieb für Beschleuniger (Protonen).

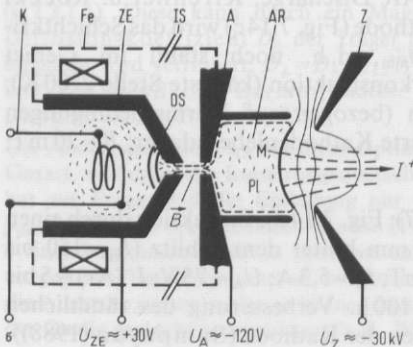


Fig. 7.16

Duoplasmatron-I.Q.

K Kathode,

ZE Zwischenelektrode,

A Anode,

AR Ausdehnungsraum,

Z Ziehelektrode,

Fe Eisenschluß zwischen ZE und A (beide aus Fe),

IS Isolierung ZE/A,

DS Doppelschicht

Duopigatron (Davis u. a. (1975); Wolf (1976)). Bei diesem liegt hinter der röhrenförmig erweiterten Anode ein zweiter PIG-Entladungsraum, für den das Duoplasmatron als Plasmaspeicher dient. Auf der gegenüberliegenden Seite können durch Gitter von 10 bis 20 cm \varnothing bei $U_B \approx 50$ kV Ionenströme $I^+ \approx 50$ bis 100 A gezogen werden. Verwendung zum Neutralteilcheneinschuß in Fusionsreaktoren.

EBIS-I.Q. (Electron-Beam-Ionization-Source; Donets (1976)). Eine Elektronenkanone nach Pierce (1954) erzeugt einen Elektronenstrahl (j_e bis zu 10^3 A cm⁻², Durchmesser einige mm), der durch ein starkes Magnetfeld (B bis zu 3 T) in einem System von „Rohrlinsen“ geführt wird (Fig. 7.17). Der Elektronenstrahl ionisiert das Gas und sammelt in seiner Raumladungsmulde die positiven Ionen bis zum elektrostatischen Füllgleichgewicht. Nach Füllung wird der Schlauch durch Anlegen geeigneter Potentiale an die Linsenrohre in einem kurzdauernden Puls entleert; die Quelle arbeitet nur im Pulsbetrieb. Die große Elektronenenergie (≈ 10 keV) erlaubt Mehrfachionisation der eingefangenen Ionen, also die Erzeugung hoher Ladungszustände. Kathoden-Lebensdauer ≈ 10000 h. Varianten: MEBIS (Becker u. a. (1972)). CRYEBIS (Arianer u. a. (1982)).

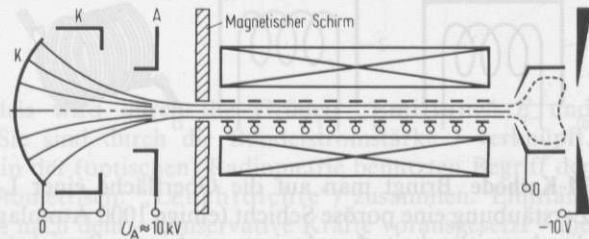


Fig. 7.17
EBIS-I.Q.

Hochfrequenz-I.Q. (Freisinger u. a. (1979), (1987)). Erzeugung von Wasserstoffionen für Ionentriebwerke.

Sputter-Ionenquellen für negative Ionen (Middleton (1983), Brand (1977), Alton (1989)). Da in Plasmen die Dichte negativer Ionen in der Regel gering ist, werden Sonderkonstruktionen benützt, insbesondere Sputter-Quellen, bei denen zunächst aus einer thermischen Ionenquelle (7.3.1.2) ein Cs⁺-Ionenbündel extrahiert wird, das nach Beschleunigung auf ein Target fällt. Dort führt die Zerstäubung bei gleichzeitiger Verminderung der Austrittsarbeit durch absorbierte Cs-Atome zur Emission negativer Ionen des Targetmaterials. Die negativen Ionen werden abgesaugt (Alton (1987, 1988)).

7.3.2 Trägerquellen: Elektronenquellen

Sowohl im Vakuum als in Bogenentladungen werden Glühkathoden verwendet. Sie sollen große Emissionsstromdichte j_e bei kleiner Betriebstemperatur T_B , d. h. kleiner Verdampfungsrate der Werkstoffe, liefern und unempfindlich gegen „Vergiftung“ durch Restgase (speziell Sauerstoff) bzw. das Betriebsgas sein. Sie sollen eine lange Lebensdauer haben, d. h. bei Verwendung in einer Entladung (Ionenquelle, LASER) kleine Zerstäubungsraten besitzen. Reine Metalle – W, Ta, Re – geben bei Betriebstemperaturen $T > 2000$ K Emissionsstromdichten $j_e < 1$ A cm⁻². Die genannten Anforderungen werden besser erfüllt durch W-Sinterkörper – hergestellt aus reinem W-Pulver, Korngrößengemisch 1 bis 5 μ m, Porosität 10% bis 30%, evtl. unter Beimischung von Mo- oder Re-Pulvern – in Verbindung mit einem Gemisch aus BaCO₃, CaCO₃, Al₂O₃, das in Luft zu 3BaO · CaO · Al₂O₃ zusammengeschmolzen wird. Ausgenutzt wird dabei die Erniedrigung der Austrittsarbeit des W durch eine Adsorptionsschicht von Ba (bzw. Sr); das im Betrieb von der

Oberfläche verdampfende Ba wird aus einem Vorrat dauernd nachgeliefert, daher der Name Vorratskathoden (dispenser cathodes). Die Form der Oberfläche (konvex, eben, konkav) der Sinterkörper kann den Bedürfnissen angepaßt werden. Formkörper sind im Handel erhältlich. Zusammenfassende Literatur zu 7.3.2: Jenkins (1969), Orloff (1989), Septier (1983, Part C).

L-Kathode (nach Lemmens, Erfinder, Fig. 7.18a). Das von der Oberfläche verdampfende Ba/Sr diffundiert aus dem Vorrat durch die Hohlräume des Sinterkörpers nach. Austrittsarbeit $\Phi \approx 2$ eV, Betriebstemperatur $T_B \approx 1200$ bis 1400 K, Emissionsstromdichte $j_e \approx 1$ bis 5 A cm⁻². Lebensdauer bis zu 10000 h.

Schwammkathode (Fig. 7.18b). Der Sinterkörper wird in eine Schmelze (≈ 2000 K) des Ba-Ca-Al-Gemisches gebracht und saugt sich damit voll (imprägnierte Kathode). Ba diffundiert aus diesem Vorrat nach. Daten ähnlich L-Kathode.

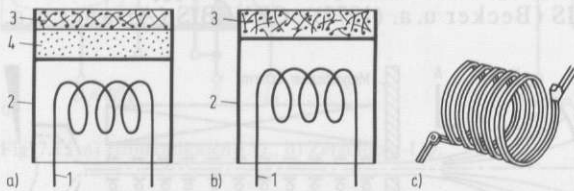


Fig. 7.18

- a) L-Kathode: 1 W-Heizwendel, 2 Tiegel aus W, Mo, oder Ta, 3 Sinterkörper, 4 Ba-Sr-Al-Vorrat
 b) Schwamm-Kathode, bei der die Hohlräume des Sinterkörpers 3 mit dem Ba-Sr-Al-Vorrat gefüllt sind. 1, 2, 3 wie bei a)
 c) Direkt geheizte Schwammkathode in Wendelform

M-Kathode Bringt man auf die Oberfläche einer L- oder Schwammkathode durch Zerstäubung eine poröse Schicht (einige 1000 Atomlagen) Os und/oder Ru auf, so wird die Austrittsarbeit Φ reduziert: niedrigere Betriebstemperatur $T_B \approx 1200$ bis 1300 K, größere Lebensdauer bis zu 13000 h.

Direkt geheizte Schwammkathode (Fig. 7.18c). Zum Betrieb in Gasentladungen (z. B. LASER) verwendet man Wendeln, die aus einem entsprechenden Sinter-Vollzylinder ausgefräst und anschließend imprägniert werden. In einer Bogenentladung ist $T_B \approx 1320$ bis 1470 K; bei $T_B \approx 1400$ K wird $j_e \approx 5$ A cm⁻²; Lebensdauer in der Entladung mehr als 1000 h, im Vakuum 10000 h.

Lanthan-Hexaborid (LaB₆)-Kathoden werden hauptsächlich für Feinfokus-Strahlen-Geräte in Form feiner geätzter Spitzen mit einem Krümmungsradius < 1 μ m verwendet. Normierte Strahldichte (s. 7.3.3.5) $B_n \approx 2,5 \cdot 10^6$ A cm⁻²sr⁻¹ gegenüber W-Spitzenkathoden mit $B_n \approx 3,7 \cdot 10^5$ A cm⁻²sr⁻¹.

Langlebensdauer-Kathode aus LaB₆ (Goebel u. a. (1978)). Für Hochstrombogenentladungen hat sich beim Duopigatron-Betrieb eine von innen beheizte LaB₆-Hohlkathode nach Fig. 7.19 bewährt (s. 7.3.1.5, Duoplasmatron). Emissionsstrom $I_e \approx 800$ A, Emissionsstromdichte $j_e \approx 26,7$ A cm⁻², Gasdruck $p_g \approx 7,5 \cdot 10^{-2}$ mbar, Lebensdauer ≈ 300 h.

Wolfram-Haarnadel-Kathoden In Elektronenmikroskopen und anderen, an laufender Pumpe arbeitenden elektronenoptischen Geräten verwendet man Wolframkathoden in Haarnadelform. Bei besonderen Anforderungen an die räumliche Kohärenz des Elektronenstrahls werden auch Haarnadeln mit flach angeschliffener Spitze (Lanzettkathode) oder einer an einen angeschweißten Draht angeätzten Spitze (Spitzenkathode) verwendet. Diese Kathoden sind ziemlich unempfindlich gegen Ionenaufprall aus dem

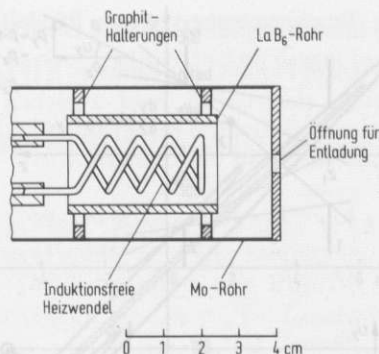


Fig. 7.19
LaB₆-Kathode großer Lebensdauer für hohe Stromstärken

Restgas, vertragen Belüftungen bei abgeschaltetem Heizstrom und sind leicht austauschbar. Neuerdings wird auch die Feldemission aus einkristallinen W-Spitzen ausgenutzt (vgl. Kaspar (1982), Ätzverfahren bei Lemke (1990)).

7.3.3 Bündeleigenschaften

Die „Güte“ eines Trägerbündels wird durch die Größen „Emittanz“ E und „Brightness“ B beschrieben. Sie sind durch die Bündelstromstärke I verknüpft. Brightness hängt mit dem auch in der (optischen) Radiometrie benutzten Begriff der „Strahldichte“ (s. 6.2.1.1, photometrisch: „Leuchtdichte“) zusammen. Emittanz wurzelt im Liouvilleschen Satz, nach dem – konservative Kräfte vorausgesetzt – die Teilchenanzahldichte im sechdimensionalen Phasenraum eine Konstante ist, niemals abnehmen, nur – im Falle von Aberrationen – zunehmen kann. Die Emittanz eines Trägerbündels kann daher niemals kleiner werden als die der Trägerquelle; sie hängt im übrigen eng zusammen mit der Abbeschen Sinusbedingung. In den meisten Auswendungsfällen kann man die z -Bewegung abeparieren, bei schlanken Bündeln auch die y - und x -Bewegung getrennt betrachten (streng nur im homogenen Feld); das ermöglicht die Definition einer vierdimensionalen bzw. zweidimensionalen Emittanz (vgl. z. B. Lichtenberg (1969)).

Weitere zusammenfassende Literatur zu 7.3.3: Banford (1966); Pierce (1954), Septier (1967), (1980, Part A); Walcher (1958).

7.3.3.1 Emittanz in einem schlanken Bündel

Trägerbündel in Ionen- und Elektronengeräten – abgesehen von der Beschleunigungsstrecke unmittelbar vor der Emitterfläche, s. 7.3.3.3 – sind i. allg. schlank im Sinne der Gaußschen Dioptrik (Abstand von der Bündelachse = z -Achse klein gegen relevante Längen, Neigung gegen die Achse $\tan u \approx \sin u \approx u$). Wird ein Bündel wie in Fig. 7.20 durch zwei Kreisblenden begrenzt (optisches Bündel), so beschreibt man die Gesamtheit seiner Teilchen (Impuls p) an einem festen Ort z in zwei zweidimensionalen Schnitten y , $p_y = p \cdot \sin u_y$, und x , $p_x = p \cdot \sin u_x$ des vierdimensionalen Phasenraumes bzw. des Raumes y, u_y, x, u_x . Die letztere Darstellung wählt man, weil die Vektoren (y, u_y) bzw. (x, u_x) längs des Bündels durch den Matrixformalismus (s. 7.3.4) weiter verfolgt werden können. Bei einem idealen Bündel sind die Flächen A_1, A_2 in Fig. 7.21 mit Punkten (Teilchen) homogen belegt, die Flächeninhalte gleich: $A_1 = A_2$ (Liouville).

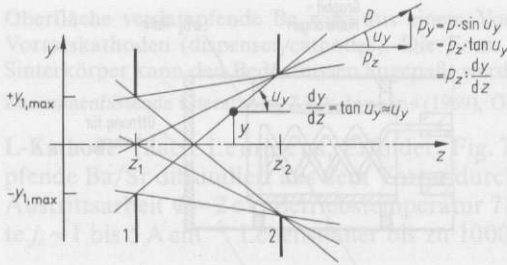


Fig. 7.20 Durch zwei Blenden begrenztes („optisches“) Bündel

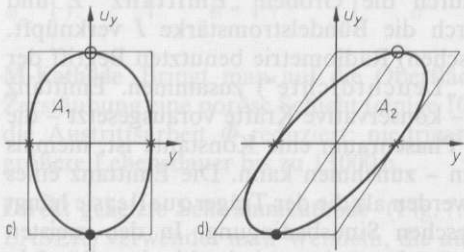
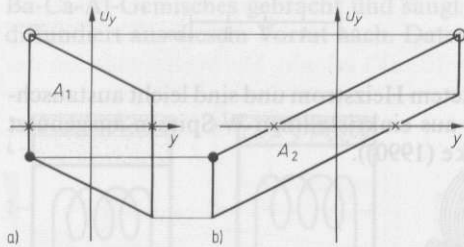


Fig. 7.21 Zweidimensionaler Schnitt y, u_y durch den Phasenraum
 a, b Phasenporträt des „optischen“ Bündels nach Fig. 7.20
 a) an der Stelle z_1 , b) an der Stelle z_2
 c, d Phasenporträt eines „Normal“-Bündels
 c) an einer Stelle z , d) an einer Stelle $z + l$
 Die Flächen A_1 und A_2 sind gleich groß

Wird ein Bündel, dessen Träger „elastisch“ an die z -Achse gebunden sind (s. z. B. 7.3.4 Sektorfelder) durch ein zylindrisches Rohr begrenzt, ist das Phasenporträt dieses sogenannten Normalbündels eine Ellipse (Fig. 7.21 c), die sich nach Durchlaufen eines „geraden Stückes“ verdreht (Fig. 7.21 d). Ein reelles Bündel hat ein Phasenporträt nach Fig. 7.22. Neben einem Kern, der in der Praxis durch eine Ellipse angenähert wird, jedoch nicht homogen mit Teilchen belegt ist, sind Höfe und Ohren vorhanden.

Beschreibt man die Ellipse durch eine Matrix, so kann die Veränderung des Phasenporträts des Bündels durch ein Strahlführungssystem mit Hilfe des Matrixformalismus (s. 7.3.4) verfolgt werden. An Stellen z , an denen die Ellipse aufrecht steht (Fig. 7.21 c) hat das Bündel einen engsten Querschnitt, eine Taille; sie kann u. U. kleiner sein als ein Bild einer Spalt- oder Loch-Blende.

Als „vierdimensionale Emittanz“ E_4 eines Bündels definiert man eine zum vierdimensionalen Phasenvolumen des Normalbündels

$$V_4 = 16 \cdot y_{\max} \cdot p_{y, \max} \cdot x_{\max} \cdot p_{x, \max} \tag{7.22}$$

proportionale Größe. Beim rotationssymmetrischen Bündel ($y_{\max} = x_{\max}$, $u_y = u_x = u$) ist mit $p = m\gamma\beta c$, wo $\beta = v/c$, c Vakuum-Lichtgeschwindigkeit, $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$, m Ruhe-

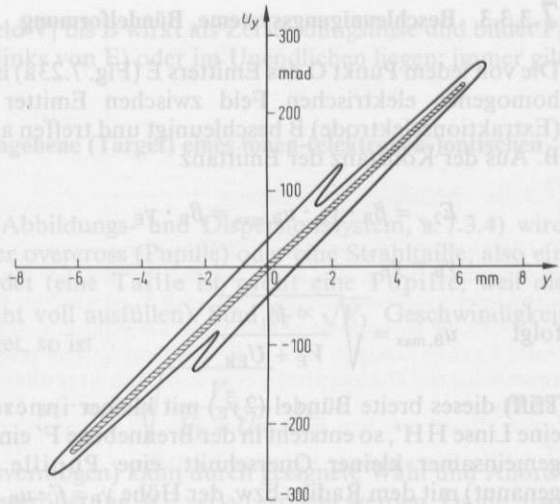


Fig. 7.22

Phasenporträt des aus einer Duoplasmatronquelle extrahierten Protonenbündels (nach van Steenberg (1965))

Schraffiert: Hohe Phasenraumdichte (Stromdichte). $U_B = 30$ kV, $I = 60$ mA, $A = 550$ mm · mrad

masse:

$$V_4 = 16 m^2 \cdot c^2 \cdot (\beta\gamma)^2 \cdot y_{\max}^2 \cdot \sin^2 u_{\max}, \quad (7.23)$$

$$E_4 \stackrel{\text{def}}{=} \frac{16}{\pi^2} (\beta\gamma)^2 \cdot y_{\max}^2 \cdot \sin^2 u_{\max}. \quad (7.24)$$

E_4 ist nach Liouville (im Idealfall) konstant. Ein Vergleich mit der Abbeschen Sinusbedingung $n^2 \cdot y_{\max}^2 \cdot \sin^2 u_{\max} = \text{const}$ zeigt, daß die allgemeine trägeroptische Brechzahl $n = \beta\gamma$ bzw. nichtrelativistisch $n = \beta = v/c$ ist. Ist für Teilchen mit der Ladung q die Größe $V = mv^2/2q$ die der Geschwindigkeit v äquivalente Spannung, so ist $n \propto \sqrt{V}$. Sind y - und x -Bewegung (annähernd) separierbar, so ist die zweidimensionale Emittanz

$$E_2 \stackrel{\text{def}}{=} \frac{4}{\pi} \beta y_{\max} \cdot \sin u_{\max} \approx \frac{4}{\pi} \beta y_{\max} u_{\max} = \frac{1}{\pi} \cdot A \quad (7.25)$$

proportional zum Flächeninhalt des Phasenporträts.

7.3.3.2 Emittanz einer Quellfläche (Emitter)

Emitter (Glühkathode, Glühanode, Plasmagrenzfläche) emittieren i. allg. Träger mit einer (Maxwell-)Verteilung der Geschwindigkeiten. Es genügt häufig, mit einer mittleren Geschwindigkeit \bar{v} , im folgenden v_E genannt, isotrop in den Halbraum emittierter Träger zu rechnen (Fig. 7.23a). Dann ist mit $n_E = \beta_E = v_E/c \propto \sqrt{V_E}$ die Quell-emittanz wegen $\sin u_{\max} = 1$

$$E_{2,E} = \frac{4}{\pi} \cdot \beta_E \cdot y_E.$$

Dabei ist V_E die zu v_E äquivalente Spannung (vgl. oben).

7.3.3.3 Beschleunigungssysteme, Bündelformung

Die von jedem Punkt O des Emitters E (Fig. 7.23 a) isotrop emittierten Träger werden im homogenen elektrischen Feld zwischen Emitter E und Beschleunigungselektrode B beschleunigt und treffen als Bündel kleiner Öffnung $u_{B,max}$ auf B. Aus der Konstanz der Emittanz

$$E_{2,y} = \beta_B \cdot y_B \cdot u_{B,max} = \beta_E \cdot y_E$$

$$y_B = y_E$$

folgt
$$u_{B,max} = \sqrt{\frac{V_E}{V_E + U_{EB}}} \tag{7.26}$$

Trifft dieses breite Bündel ($2y_E$) mit kleiner innerer Divergenz $u_B = 0 \dots \pm u_{B,max}$ auf eine Linse HH', so entsteht in der Brennebene F' ein allen von E emittierten Teilbündeln gemeinsamer kleiner Querschnitt, eine Pupille P (in der Fachsprache overcross genannt) mit dem Radius bzw. der Höhe $y_P = f' \cdot u_{B,max}$. Wegen $E_{2,y} = \text{const}$ gilt für nicht zu große Winkel $u_{P,max}$

$$\beta_P \cdot y_P \cdot u_{P,max} = \beta_B \cdot y_B \cdot u_{B,max} = \beta_E \cdot y_E \tag{7.27}$$

In vielen praktischen Fällen (Fig. 7.23 b) sind Beschleunigungsstrecke und Linse in einer kugel- oder zylindersymmetrischen Anordnung vereinigt. Die kugelförmigen (zylinderförmigen) Äquipotentialflächen von E bis V_1 erzeugen etwa im Kugelmittelpunkt (in der Zylinderachse), den overcross (Pupille!) P_1 mit dem Radius (der Höhe) y_{P_1} ; das

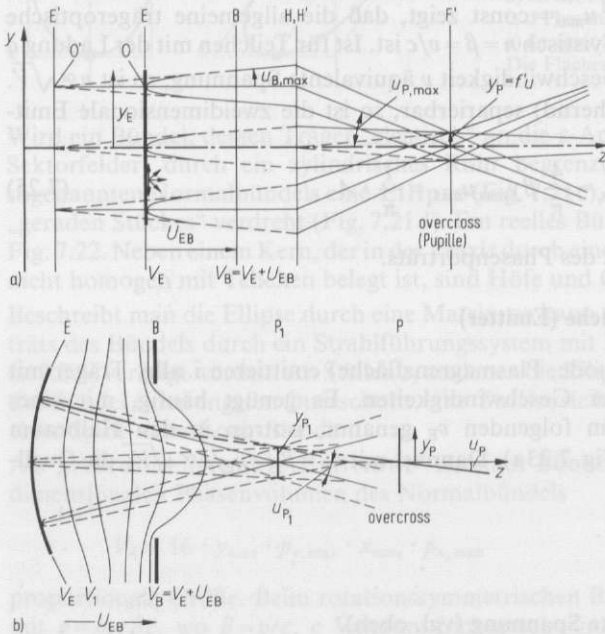


Fig. 7.23
 Zur Entstehung eines overcross in einer Beschleunigungsstrecke
 a) ebener, b) gewölbter Emitter E
 B Beschleunigungselektrode, Öffnung in B kreisförmig oder spaltförmig

weitere beschleunigende Potentialfeld V_1 bis B wirkt als Zerstreulinse und bildet P_1 in P ab. P kann auch virtuell sein (links von E) oder im Unendlichen liegen: immer gilt aber Gl. (7.27).

7.3.3.4 Trägerbündel in der Aufgabenebene (Target) eines Ionen-(elektronen-)optischen Geräts

Durch ein Strahlführungssystem (Abbildungs- und Dispersionssystem, s. 7.3.4) wird nicht die Emittierfläche, sondern der overcross (Pupille) oder eine Strahltaile, also ein engster Bündelquerschnitt abgebildet (eine Taille ist nicht eine Pupille, weil die einzelnen Teilbündel die Taille nicht voll ausfüllen). Sind $\beta_T \propto \sqrt{V_T}$ Geschwindigkeit bzw. Äquivalentspannung am Target, so ist

$$\beta_T \cdot y_T \cdot u_T = \beta_E \cdot y_E \quad \text{oder} \quad y_T \cdot u_T = \sqrt{\frac{V_E}{V_E + U_T}} \cdot y_E. \quad (7.28)$$

Kleines y_T (z. B. großes Auflösungsvermögen) kann durch geeignete Wahl und Anordnung der abbildenden Elemente (Vergrößerung $M = y_T/y_P$) erreicht werden. Damit aber die „Öffnung“ u_T des Systems (von hinten gesehen) vorgeschrieben, es sei denn, daß man y_E verkleinert (kleinerer Strom) oder u_T vergrößert.

7.3.3.5 Normierte Strahldichte¹⁾

Die Emittanz ist ein unvollkommenes Maß für die Güte eines Trägerbündels. Für eine volle Bewertung fehlt die Bündelstromstärke. Ein rohes Maß kann man nach Fig. 7.24 angeben als Bündelstrom I durch Bündelquerschnitt A und Raumwinkel Ω , in den I fließt:

$$B = \frac{I}{A\Omega}$$

Die so definierte Größe berücksichtigt weder die innere geometrische Struktur noch die Stromverteilung im Bündel. Geht man von der Strahldichte $L = d^2I/(d\Omega \cdot dA \cdot \cos \vartheta)$ im Bündel (Fig. 7.24b) aus, so gewinnt man eine normierte Strahldichte (Walcher

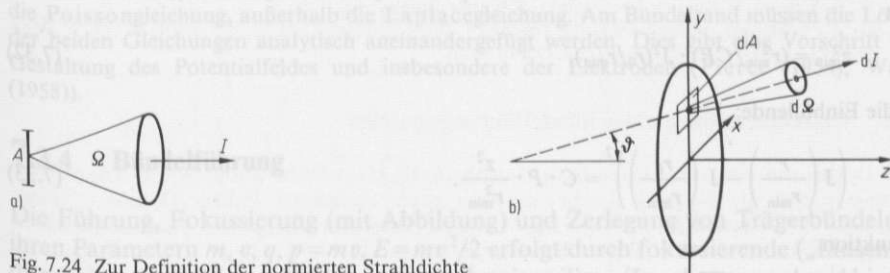


Fig. 7.24 Zur Definition der normierten Strahldichte

¹⁾ Die Größe „Strahldichte“ nichtoptischer Strahlung ist äquivalent der gleichnamigen Größe optischer Strahlung (s. 6.2.1.1). In der Literatur findet man für Strahldichte auch die Bezeichnungen Richtstrahlwert (z. B. von Ardenne (1956)), brightness, brilliance, und es herrscht – auch hinsichtlich der Präzision der Definition – keine Einheitlichkeit (vgl. Walcher (1972)).

(1972))

$$L_0 = \frac{L}{\gamma^2 \beta^2} = \frac{I}{\pi^2 \cdot E_4} \stackrel{\text{def}}{=} B_n \quad (7.29)$$

als Maß für die Güte des Bündels.

7.3.3.6 Messung der Emittanz

Zur Messung von $E_{2,y}$ in einer y, z -Ebene bei $x = \text{const}$ (z. B. $x = 0$) stellt man bei z_1 und $z_2 = z_1 + L$ zwei schmale Spalte S_1 und S_2 parallel der y -Achse fest auf. Hinter S_1 bringt man einen auf verschiedene y_1 -Werte einstellbaren Spalt \bar{S}_1 parallel zur x -Achse an. Mit einem Spalt S_2 hinter S_2 kann man die Koordinate y_2 und damit die Winkel $u_y = (y_2 - y_1)/l$ durchführen und hinter S_2 mit einem Faradaykäfig (s. 7.2.2.3) die Teilbündelströme messen. So erhält man die Grenzen und den Strombelag des Phasenporträts (vgl. auch van Steenberg (1966), Alton (1987, 1988), Nadji (1990)).

7.3.3.7 Raumladung in freien Bündeln

Die gegenseitige Coulomb-Abstoßung der Träger verursacht eine Aufweitung von Trägerbündeln. Die elektrodynamische Anziehung durch das Magnetfeld ist von der Größenordnung $\beta^2 = v^2/c^2$ kleiner und meist vernachlässigbar. Die Berechnung der Aufweitung gelingt für homozentrische Trägerbahnen kleiner Öffnung; für Bündel mit kleiner innerer Divergenz sind die so gefundenen Formeln eine mehr oder weniger gute Abschätzung. Mit der Konstante $C = (2\pi\epsilon_0)^{-1} \cdot (m_0/2e)^{1/2} = 1,29 \cdot 10^6 \text{ V}^{3/2}/\text{A}$ und der Perveanz des Bündels $P \stackrel{\text{def}}{=} (M_r/\zeta)^{1/2} \cdot I/V^{3/2}$, M_r relative Atom- bzw. Molekülmasse, ζ Ladungszahl der Träger, V Äquivalentspannung der Geschwindigkeit (s. 7.3.3.1), ergibt sich

– für einen bandförmigen Strahl (Fig. 7.25) die Einhüllende:

$$\frac{y}{y_m} = 1 - \frac{z}{z_F} + \frac{\pi}{4} CP \cdot \frac{z^2}{y_m \cdot b}; \quad z_{\min} = \frac{2y_m \cdot b}{\pi CP z_F}; \quad (7.30)$$

je nach Größe von P erhält man bei $z > z_F$ eine Fokallinie oder eine Taille bei z_{\min}

– für einen Rundstrahl (Fig. 7.25) stets eine Taille mit dem Radius

$$r_{\min} = r_0 \cdot \exp(-z_F^2/r_0^2 CP), \quad (7.31)$$

am Ort

$$z_{\min}^2 = (r_{\min}^2/CP) \cdot J^2(r_0/r_{\min}), \quad (7.32)$$

sowie die Einhüllende:

$$\left(J\left(\frac{r}{r_{\min}}\right) - J\left(\frac{r_0}{r_{\min}}\right) \right)^2 = C \cdot P \cdot \frac{z^2}{r_{\min}^2}. \quad (7.33)$$

Die Funktion

$$J(x) = 2 \cdot \int_0^{t=\sqrt{\ln x}} e^{t^2} \cdot dt \quad (7.34)$$

ist in Jahnke-Emde (1960) tabelliert. Schneidet man aus dem Strahl (Querschnittsfläche A_{Strahl}) ein kurzes Scheibchen der Länge $\Delta z = l$ heraus, so kann man die Raumladungswirkung dieses Elements als Linsenwirkung beschreiben; die Hauptebene dieser Raumladungslinse liegt in der

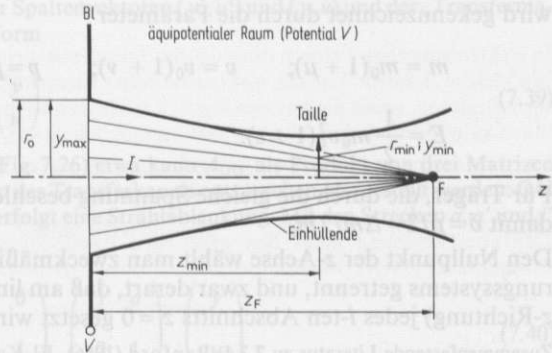


Fig. 7.25
Raumladungswirkung auf ein freies homozentrisches Trägerbündel
Bl Spalt der Höhe y_m und der Breite $b \gg y_m$, oder Kreislochblende, Radius r_0 ; $z_F \gg y_m, r_0$.
F Fokus

Mitte des Scheibchens bei $l/2$, ihre Brennweite ist für den kreisrunden und den bandförmigen Strahl

$$\frac{1}{f_{RL}} = -\frac{\pi}{2} C \cdot P \frac{l}{A_{\text{Strahl}}} \quad (7.35)$$

Damit ist es möglich, die Einhüllende des Bündels in einem beschleunigenden/verzögernden Potentialfeld (näherungsweise) zu berechnen, indem man die brechende Wirkung der Potential-sprünge (s. 7.3.4) und die Raumladungsbrechkraft der dazwischenliegenden freien Stücke hintereinanderschaltet (Walcher (1951)).

7.3.3.8 Raumladungskompensation

Die Raumladung in freien Bündeln kommt praktisch nie voll zur Geltung, weil die Träger im Restgas ionisieren und – in praktischen Fällen – in Zeiten der Größenordnung Mikrosekunden bis Millisekunden im Bündel eine Raumladung entgegengesetzten Vorzeichens aufbauen (z. B. Walcher (1958)). Die langsamen Elektronen (bzw. Ionen im Falle von Elektronenbündeln) bilden mit den in geringem Überschuss vorhandenen Trägern des Bündels eine Art Strahlplasma (Messung der Ionenenergieverteilung bei Kreisler (1985)). In Beschleunigungs- bzw. Verzögerungsgebieten ist dies nicht möglich; am Rande solcher Gebiete muß daher durch geeignete Feldgestaltung das „Auslaufen“ der Kompensationsladungen verhindert werden: Dreielektroden-Extraktionssystem Fig. 7.13c, Pl_B Bündelplasma, M_B Meniskus am Bündel. Im Bündel gilt die Poissongleichung, außerhalb die Laplacegleichung. Am Bündelrand müssen die Lösungen der beiden Gleichungen analytisch aneinandergesetzt werden. Dies gibt eine Vorschrift für die Gestaltung des Potentialfeldes und insbesondere der Elektroden (Pierce (1954); Walcher (1958)).

7.3.4 Bündelführung

Die Führung, Fokussierung (mit Abbildung) und Zerlegung von Trägerbündeln nach ihren Parametern $m, v, q, p = mv, E = mv^2/2$ erfolgt durch fokussierende („Linsen“) und dispersierende („Prismen“) Elemente, die dem jeweiligen Zweck entsprechend hintereinander angeordnet werden. Dabei wechseln sich feldfreie Räume, in denen die Träger gerade Bahnen durchlaufen (sog. gerade Stücke), mit den Linsen und Prismen ab. Zur Beschreibung der Bündelbahnen dient als optische Achse (z -Achse) die Bahn eines Sollteilchens $m_0, v_0, q_0 (=e)$. Der Abstand von der optischen Achse wird in den rechtwinkligen Koordinaten x, y angegeben. Die Abweichung von den Solleigenschaften

wird gekennzeichnet durch die Parameter

$$m = m_0(1 + \mu); \quad v = v_0(1 + \nu); \quad p = p_0(1 + \mu + \nu) = p_0(1 + \delta) \quad (7.36)$$

$$E = \frac{1}{2} m_0 v_0^2 (1 + \varepsilon). \quad (7.37)$$

Für Träger, die durch die gleiche Spannung beschleunigt worden sind, ist $E = \text{const}$ und damit $\delta = \mu/2 = \Delta m/2m_0$.

Den Nullpunkt der z -Achse wählt man zweckmäßig für jeden Abschnitt des Strahlführungssystems getrennt, und zwar derart, daß am linken Ende (\vec{v} nach rechts in positiver z -Richtung) jedes i -ten Abschnitts $z_i = 0$ gesetzt wird (Fig. 7.26).

Zusammenfassende Literatur zu 7.3.4: Banford (1966), El-Kareh (1970), Glaser (1952), (1956), Harting u. Read (1976), Ioanoviciu (1989), Septier (1967), (1980), (1983).

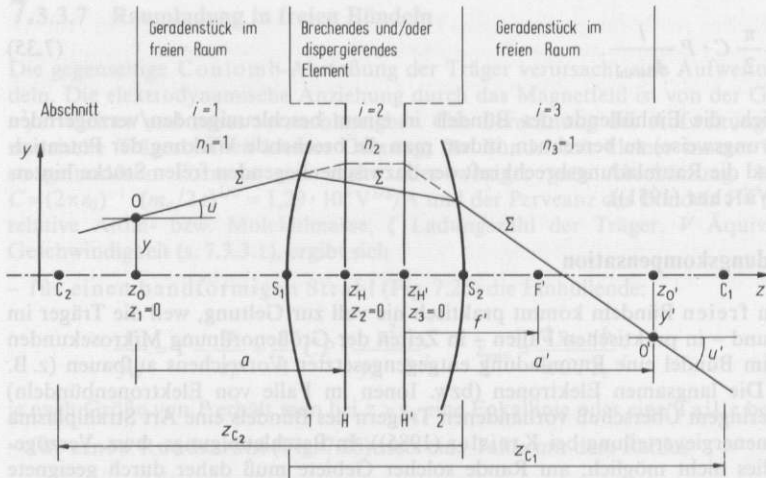


Fig. 7.26 Zur Matrixdarstellung des Strahltransports
 S_1, S_2 Scheitel, F' hinterer Brennpunkt, f' hintere Brennweite.
 C_1, C_2 Krümmungsmittelpunkte der Flächen 1, 2. z_{c1} gemessen von S_1 , z_{c2} gemessen von S_2 . Man beachte, daß O' nicht Bildpunkt von O sein muß!

7.3.4.1 Matrixdarstellung eines Bündelführungssystems

Handelt es sich um ein paraxiales Strahlenbündel¹⁾ (Gaußsche Dioptrik), so können die Koordinate y und die Neigung $dy/dx = \tan u \approx u$ zweier beliebiger Punkte O und O' einer Teilchenbahn im Hauptschnitt y, z (vgl. Fig. 7.26) des Strahlführungssystems durch die linearen Gleichungen

$$y' = a_{11}y + a_{12}u \quad u' = a_{21}y + a_{22}u \quad (7.38)$$

¹⁾ Die folgenden Angaben beziehen sich ausschließlich auf achsennahe Strahlen, d. h. auf Abbildung erster Ordnung. Der Formalismus kann auf Abbildung höherer Ordnung (Bildfehler) erweitert werden (Brown (1967), Brown u. a. (1973)).

verknüpft werden. Unter Verwendung der Spaltenvektoren (y', u') und (y, u) und der „Transfermatrix“ $A_{O'O'}$ läßt sich (7.38) in der Matrixform

$$\begin{pmatrix} y' \\ u' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{pmatrix} = A_{O'O'} \begin{pmatrix} y \\ u \end{pmatrix} \quad (7.39)$$

schreiben. Im Falle einer dicken Linse (Fig. 7.26) etwa kann $A_{O'O'}$ als Produkt von drei Matrizen $A_{H'O'} \cdot A_{HH'} \cdot A_{OH}$, die den drei Teilstücken des Transferkanals entsprechen, dargestellt werden: OH und H'O' sind „gerade Stücke“, in HH' erfolgt eine Strahlblenkung. Mit den Strecken a, a' und f' (Fig. 7.26) wird Gl. (7.39)

$$\begin{pmatrix} y' \\ u' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & a' \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f'} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & a \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} y \\ u \end{pmatrix} \quad (7.40)$$

gerades Stück 3
Linsenablenkg.
gerades Stück 1

Daraus erhält man durch Ausmultiplizieren die Transfermatrix des Übertragungskanals von O nach O' (beliebige Punkte des Strahls Σ , Fig. 7.26)

$$A_{O'O'} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{a'}{f'} & a + a' - \frac{aa'}{f'} \\ -\frac{1}{f'} & 1 - \frac{a}{f'} \end{pmatrix} \quad (7.41)$$

Soll ein von O ausgehendes Strahlenbündel sich in O' vereinigen (Punktabbildung OO'), so muß y' unabhängig von u sein, also in (7.41) das Matrixelement $a_{12} = 0$ sein, woraus die Abbildungsgleichung folgt. (Man beachte die durch die jeweiligen Koordinaten-Nullpunkte festgelegten Vorzeichen der Größen!) In diesem Falle ist $a_{11} = M$ die Vergrößerung ($M = y'/y$) und $a_{22} = 1/M$ deren reziproker Wert.

Der Übergangskanal in Fig. 7.26 von O nach O' kann auch aufgeteilt werden in die Teilstücke OS₁, S₁S₂ und S₂O' mit der Transfermatrix

$$A_{O'O'} = A_{S_2O'} \cdot A_{S_1S_2} \cdot A_{OS_1}$$

Für die dicke Linse in Luft (Fig. 7.26) ist die Scheitelmatrix

$$A_{S_1S_2} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{d}{f_1'} & \frac{d}{n_2} \\ -\frac{1}{f'} & 1 + \frac{d}{n_2 f_2'} \end{pmatrix} \quad (7.42)$$

Dabei bedeuten $f_1' = n_2 \cdot z_{C,1} / (n_2 - 1)$ und $f_2' = z_{C,2} / (1 - n_2)$ die hinteren Brennweiten der brechenden Flächen 1 und 2; $f' = -f_1' \cdot f_2' / (f_2' - f_1' + d)$ ist die hintere Brennweite der Linse, d der Abstand der Scheitel S₁ → S₂; f_2 ist die vordere Brennweite der Fläche 2.

Die Scheitelmatrizen werden bei Übertragungskanälen bevorzugt angewendet, weil die Scheitelabstände direkt meßbar sind.

7.3.4.2 Elektrostatische Brechungselemente

In elektrostatischen Feldern durchlaufen Träger mit gleichem q/m bei gleichen Anfangsbedingungen gleiche Bahnen. Vorteile elektrostatischer Elemente sind ihr geringes Gewicht und die kleine Speiseleistung, sowie die Verwendbarkeit bei hohen Frequenzen; ein Nachteil besteht darin, daß in ihnen keine Raumladungskompensation möglich ist (s. 7.3.3.8).

Die Potentialverteilung von Elektrodenanordnungen (Fig. 7.27a bis c) ist durch die Laplace-Gleichung gegeben. Eine analytische Lösung (El-Kareh (1970)) ist nur in wenigen Fällen möglich. Daher ist es nötig, zur Berechnung der Trägerbahnen in elektrischen Elementen zunächst die Laplace-Gleichung unter den gegebenen Randbedingungen (Elektrodenpotentiale) mit dem Computer zu lösen („Maschenverfahren“ oder „Methode der finiten Differenzen“).

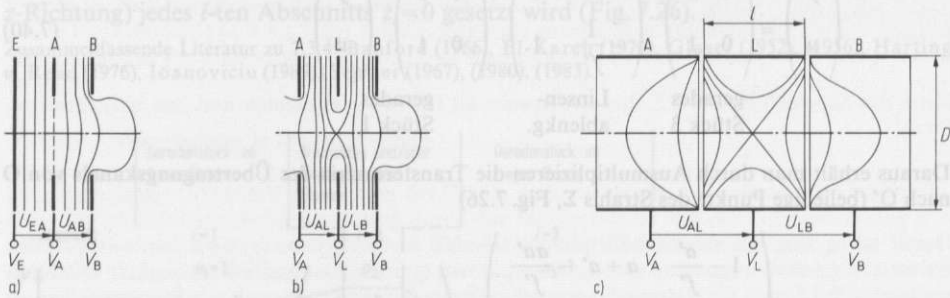


Fig. 7.27 Drei Anordnungen elektrischer Linsen
 Die Zeichenebene kann ein Hauptschnitt einer rotationssymmetrischen oder zylindersymmetrischen Anordnung sein.
 a) Immersionslinse, auch ohne Elektrode A; vgl. auch Fig. 7.13. Diese Linse kann auch zur vergrößerten reellen Abbildung von Strukturen auf der Oberfläche von E im Raum rechts von B dienen
 b) Lochscheibenlinse. Wenn $V_B = V_A$: Einzellinse, wenn $V_B \neq V_A$: Immersionslinse
 c) Rohrlinse, Zeichnung für $V_B = V_A$. Man beachte: Die Potentiale müssen immer auf die Teilchengeschwindigkeit normiert werden: $\sqrt{V} \propto v$; am Emitter: $\sqrt{V_E} \propto v_E$

Man kann das erforderliche Iterationsverfahren abbrechen, wenn das für jeden Maschenpunkt in einem quadratischen Gitter errechnete Potential in ausreichender Näherung gleich dem arithmetischen Mittelwert der Potentiale der Nachbarpunkte ist. Man kann auch die Lösung der Differentialgleichung durch die des entsprechenden Variationsproblems ersetzen, indem man von dreieckigen Flächenelementen ausgeht, über die sich das Potential in erster Näherung linear ändert („Methode der finiten Elemente“). Dieses Verfahren ist insbesondere bei gesättigten magnetischen Polschuhlinen (s. 7.3.4.3) vorzuziehen. Über beide Verfahren vgl. die entsprechenden Kapitel von Weber in Septier (1967) und von Lenz, Munro u. Kasper in Hawkes (1973) u. (1982).

Ist das Potentialfeld bekannt, so kann z. B. nach Fig. 7.28 jeder – auch achsenferne – Strahl sukzessiv durchgerechnet werden. Zu diesem Zweck legt man in die Äquipotentialfläche $i - 1$ einen Potentialsprung $V_i - V_{i-1}$ und denkt sich den Raum zwischen $i - 1$ und i feldfrei. Dann ist die Fläche $i - 1$ eine brechende Fläche (paraxial eine Kugelfläche), vor der die Brechzahl $n_{i-1} \propto \sqrt{V_{i-1}}$ und hinter der die Brechzahl $n_i \propto \sqrt{V_i}$ ist.

Ist $V(z, 0)$ analytisch bekannt, so kann man für eine grobe Abschätzung der hinteren Brennweiten die folgenden Formeln verwenden:

Lochscheibe (Fig. 7.27a)

$$\frac{1}{f'} = \frac{(dV/dz)_A}{4V} \tag{7.43a}$$

Spaltblende (Fig. 7.27a)

$$\frac{1}{f'} = \frac{(dV/dz)_A}{2V} \quad (7.43b)$$

Ist $(dV/dz) < 0$, Verzögerungslinse, so ist $f' > 0$, d. h. Sammelwirkung, und umgekehrt.

Lochscheibenlinse und Rohrlinse (Rotationssymmetrie) (Fig. 7.27b, c)

$$\frac{1}{f'} = \frac{1}{4\sqrt{V_B}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{V''}{\sqrt{V}} dz \quad \text{hintere Brennweite} \quad (7.44a)$$

$$\frac{1}{f} = -\frac{1}{4\sqrt{V_A}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{V''}{\sqrt{V}} dz \quad \text{vordere Brennweite} \quad (7.44b)$$

Für Zylindersymmetrie (Spaltblenden statt Lochblenden) steht in Gl. (7.44a) und (7.44b) anstelle der 4 eine 2 im Nenner.

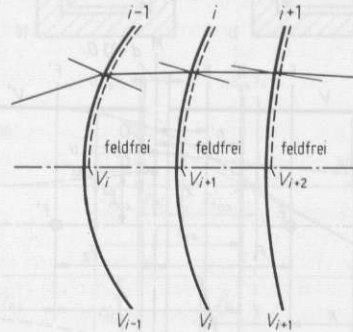


Fig. 7.28

Zur Durchrechnung eines Trägerstrahls im Potentialfeld

$V = \text{Äquivalentspannung (Spannungsäquivalent der Geschwindigkeit)}$

Einzellinse nennt man eine Linse mit $V_A = V_B$. Dann ist $f' = -f$. Einzellinsen sind immer Sammellinsen, gleichgültig, ob sie als Beschleunigungslinse ($V_L > V_A$) oder als Verzögerungslinse ($V_L < V_A$) geschaltet werden. Letztere Schaltung erlaubt (bei $V_L > V_A$ ist V_L begrenzt wegen eines elektrischen Durchschlages) die Erzielung größerer Brechkraft, also kleinerer Brennweite, allerdings bei wesentlich größeren Fehlern.

Immersionlinse nennt man eine Linse mit $V_A \neq V_B$. Dann ist $f' \neq -f$. Die kürzere Brennweite liegt auf der Verzögerungsseite.

Netzlinsen. Die Form des Potentialfeldes kann durch ein ebenes oder passend gewölbtes Drahtnetz, das als Äquipotentialfläche dient, beeinflusst werden. Dann wirken aber die einzelnen Löcher des Netzes als Lochlinsen nach Gl. (7.43), es entsteht ein Linsenraster. Ein auf ein derartiges Netz auffallendes Strahlenbündel erhält eine „innere Divergenz“, die nach Gl. (7.43) abgeschätzt werden kann. Das Drahtnetz sperrt einen Teil des Teilchenstroms und kann als Quelle sekundärer Träger wirken.

Beschleunigungs- bzw. Verzögerungsspalt im zylindrischen Rohr (Fig. 7.29a). Zwei Zylinder, Innendurchmesser D , sind im Abstand d koaxial angeordnet. Hauptebenen H, H' und Brennpunkte F, F' sind in Fig. 7.29a schematisch eingetragen. Ein im feldfreien Raum links einfallender gerader Strahl trifft die Mittelebene M im Punkt O mit den Koordinaten (y, u) . Eine Matrix A_{MF} (gerades Stück, Gl. (7.40)) überträgt (y, u) in die Brennebene F ; die Matrix

$$A_{FF'} = \begin{pmatrix} 0 & f \\ -\frac{1}{f'} & 0 \end{pmatrix} \quad (7.45)$$

leistet den Transfer vordere Brennebene/hintere Brennebene FF', von wo aus die Koordinaten durch eine Matrix A_{FM} (gerades Stück, Gl. (7.40)) wieder in die Mittelebene M übertragen werden. Auf diese Weise findet man den nach rechts vom Punkt O' der Ebene M mit den Koordinaten (y', u') in den feldfreien Raum hinter der Anordnung austretenden Strahl. Die vermittelnde Transfermatrix lautet mit den Bezeichnungen der Fig. 7.29 (Produkt $A_{FM} \cdot A_{FF'} \cdot A_{MF}$)

$$A_{OO'} = \begin{pmatrix} -\frac{F_2}{f'} & -\frac{F_1 F_2 + f f'}{f'} \\ \frac{1}{-f'} & -\frac{F_1}{f'} \end{pmatrix}. \tag{7.46}$$

Die Matrixelemente dieser Transfermatrix sind bei DiChio u. a. (1974) für eine Rohranordnung $d/D=0,1$ für den weiten Bereich $V_2/V_1=1,1$ bis 10000 und $V_1/V_2=1,1$ bis 10000 berechnet und tabelliert. Damit ist es möglich, alle Kardinalpunkte dieser Anordnung zu berechnen. Ist im Falle der Anordnung Fig. 7.27c $l/D > 2$, so lassen sich die Transfermatrix und damit die Abbildungseigenschaften der Rohrlinse durch Hintereinanderschalten berechnen.

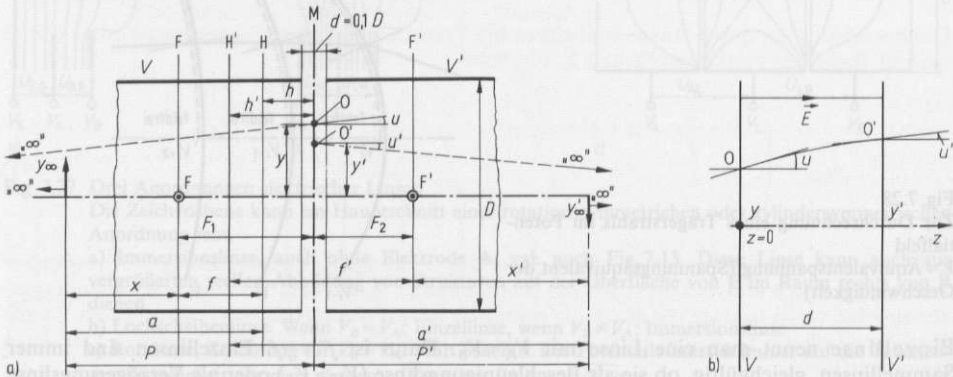


Fig. 7.29 a) Zur Berechnung der Brechung im Rohrlinsenspalt, b) Plattenkondensator als Beschleunigungsstrecke

Plattenkondensator (konstante Feldstärke E) als Beschleunigung-(Verzögerungs-)strecke Fig. 7.29b

$$A_{OO'} = \begin{pmatrix} 1 & 2d/(1 + R) \\ 0 & 1/R \end{pmatrix} \text{ mit } R = \sqrt{V'/V} = n'/n. \tag{7.47}$$

Ausführliche quantitative Daten über elektrostatische Linsen (Brennweiten, Fehlerkoeffizienten, Güteziiffern, Berechnungsmethoden, 40 Seiten Formelsammlung, 280 Seiten Tabellen) findet man in Harting u. Read (1976).

7.3.4.3 Magnetische Linsen

In magnetischen Feldern durchlaufen Träger mit gleichem $p/q = m \cdot v/q$ gleiche Bahnen, magnetische Felder bewirken eine Impulsdispersion (elektrische eine Energiedispersion) (Glaser (1952) u. (1956); El Kareh (1970); Hawkes (1982)). Im longitudinalen Magnetfeld durchlaufen die Träger Schraubenbahnen.

Homogenes Feld Im homogenen Feld kommt auf diese Weise für kleine u eine Punkt-Punktabbildung mit der Vergrößerung $M=1$ zustande, wobei $OO' = 2\pi m_0 v_0 (1 + \delta)/qB$. Die Anordnung ergibt eine Längsdispersion. Die Brennweite ist $f' = l/\pi$.

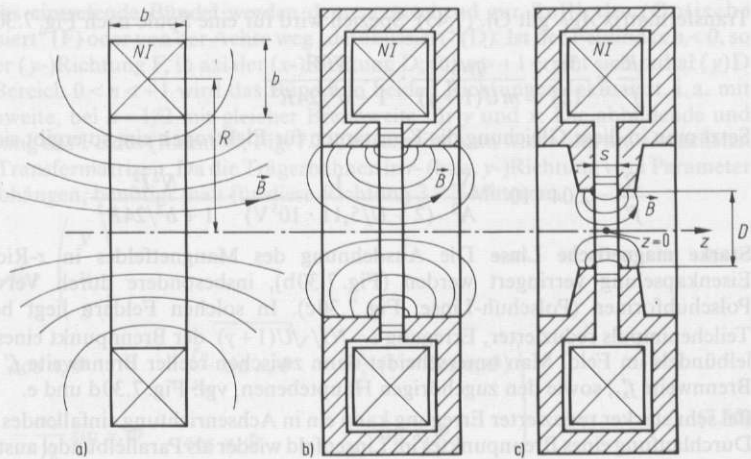
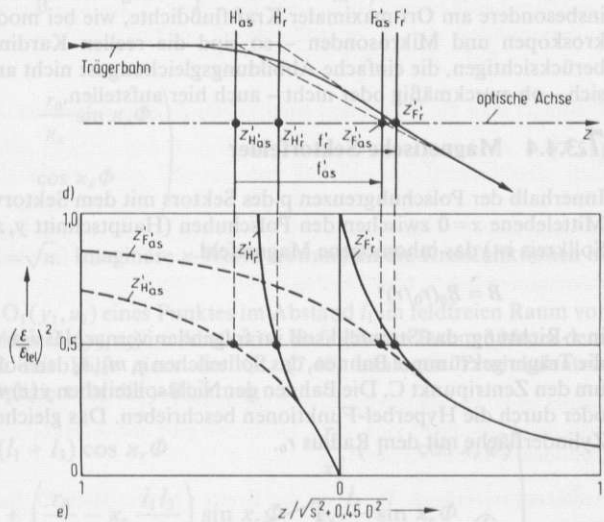


Fig. 7.30
 Magnetische Linsen ($z = \text{Rotationsachse} = \text{optische Achse}$)
 a) Luftspule
 b) eisengekapselte Spule
 c) Polschuhlinse
 d) Trägerbahn in einer (kurzen, starken) Polschuhlinse
 e) Zusammenhang der reduzierten Brennpunkt- und Hauptpunktkoordinaten der Polschuhlinse mit der reduzierten Erregung (Hawkes (1982))
 F'_r reeller Brennpunkt (Brennebene),
 T_r Tangente an die Trägerbahn in F'_r ,
 H'_r reelle Hauptebene,
 T_{as} Asymptote an die (gerade) Trägerbahn im feldfreien Raum hinter der Linse,
 F'_{as} , H'_{as} asymptotische Brenn- und Hauptebene



Schwache magnetische Linse Das inhomogene Magnetfeld einer Spule (Fig. 7.30a bis c) wirkt auf Trägerbündel als Linse, wobei die Spulenchse die optische Achse ist. Bei schwacher Erregung NI (Windungszahl mal Stromstärke) ist die Brechkraft gering, der Brennpunkt eines Parallelbündels liegt in einem Gebiet vor bzw. hinter der Linse, in dem die magnetische Feldstärke praktisch auf Null abgefallen ist. Dann gilt für die Brennweiten (hintere und vordere Brennweite sind bis auf das Vorzeichen gleich groß, weil die Träger im Magnetfeld den Betrag ihrer Geschwindigkeit nicht ändern)

$$\frac{1}{f'} = \frac{q}{4mU(1+\gamma)} \int_{-\infty}^{+\infty} B_z^2(z) dz = -\frac{1}{f} \tag{7.48a}$$

wobei qU die Energie der Träger, q, m deren Ladung und Ruhemasse, $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2} = 1 + qU/mc^2$ der relativistische Faktor und $B_z(z)$ die magnetische Kraftflußdichte längs der Achse sind. Für die

Transfermatrix $A_{FF'}$ gilt Gl. (7.45). Speziell wird für eine Spule nach Fig. 7.30a

$$\frac{R}{f'} = \frac{3\pi}{128} \cdot \frac{q\mu_0^2}{mU(1+\gamma)} \cdot \frac{N^2 I^2}{1+b^2/24R^2} \quad (7.48b)$$

Setzt man in diese Gleichung die Konstanten für Elektronen ein, so ergibt sich

$$\frac{R}{f'} = 2,04 \cdot 10^{-2} \frac{V}{A^2} \frac{1}{(2+U/5,11 \cdot 10^5 V)} \cdot \frac{N^2 I^2}{1+b^2/24R^2} \quad (7.48c)$$

Starke magnetische Linse Die Ausdehnung des Magnetfeldes in z-Richtung kann durch Eisenkapselung verringert werden (Fig. 7.30b), insbesondere durch Verwendung geeigneter Polschuhformen (Polschuh-Linse, Fig. 7.30c). In solchen Feldern liegt bei starker, auf den Teilchenimpuls reduzierter, Erregung $\varepsilon = NI/\sqrt{U(1+\gamma)}$ der Brennpunkt eines einfallenden Parallelbündels im Feld. Man unterscheidet dann zwischen reeller Brennweite f'_r und asymptotischer Brennweite f'_{as} , sowie den zugehörigen Hauptebenen, vgl. Fig. 7.30d und e.

Bei sehr starker reduzierter Erregung kann ein in Achsenrichtung einfallendes Parallelbündel nach Durchlaufung eines Brennpunktes im Linsenfeld wieder als Parallelbündel austreten (telezentrische Linse). Für $s/D=1$ ist $\varepsilon_{tel} = 21,6 A \cdot V^{-1/2}$. Liegt ein abzubildendes Objekt im Linsenfeld – insbesondere am Ort maximaler Kraftflußdichte, wie bei modernen Hochleistungselektronenmikroskopen und Mikrosonden – so sind die reellen Kardinalelemente bei der Abbildung zu berücksichtigen, die einfache Abbildungsgleichung ist nicht anwendbar; eine Transfermatrix läßt sich – ob zweckmäßig oder nicht – auch hier aufstellen.

7.3.4.4 Magnetische Sektorfelder

Innerhalb der Polschuhgrenzen p des Sektors mit dem Sektorwinkel Φ (Fig. 7.31) herrsche in der Mittelebene $x=0$ zwischen den Polschuhen (Hauptschnitt y, z , wobei z die Bogenlänge auf dem Sollkreis ist) das inhomogene Magnetfeld

$$B = B_0(r_0/r)^n \quad (7.49)$$

in x-Richtung; das Streufeld soll im folgenden vernachlässigt werden. In diesem Fall beschreiben die Träger gekrümmte Bahnen, das Sollteilchen q, m_0, v_0 den Sollkreis mit dem Radius $r_0 = m_0 v_0 / q B_0$ um den Zentripunkt C. Die Bahnen der Nichtsollteilchen $y(z)$ werden durch die trigonometrischen oder durch die Hyperbel-Funktionen beschrieben. Das gleiche gilt für die Bewegung $x(z)$ auf der Zylinderfläche mit dem Radius r_0 .

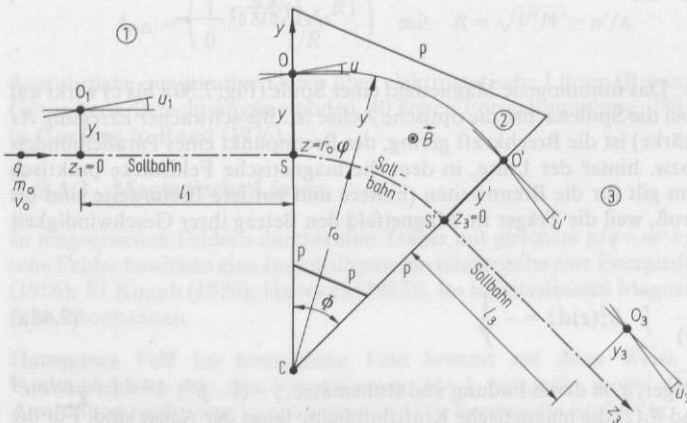


Fig. 7.31
Magnetisches Sektorfeld als brechendes (abbildendes) und dispersierendes Element
Räume ① und ③ feldfrei, „gerade Stücke“, Raum ② Magnetfeld, p Polschuhgrenzen

In das Feld von links eintretende Bündel werden dementsprechend zur Sollbahn (Optische Achse z) hin „fokussiert“ (F) oder von der Achse weg „defokussiert“ (D). Ist der Feldindex $n < 0$, so erhält man in radialer (y -)Richtung F, in axialer (x -)Richtung D; für $n > +1$ ergibt sich radial (y)D und axial (x)F; im Bereich $0 < n < +1$ wird das Bündel in beiden Richtungen fokussiert, i. a. mit verschiedener Brennweite, bei $n = 1/2$ mit gleicher Brennweite für y und x . Die abbildende und dispergierende Wirkung des Feldes (Raum $\textcircled{2}$, Fig. 7.31) beschreibt man wiederum am einfachsten durch die (Scheitel-)Transfermatrizen. Da die Trägerbahnen in r - (bzw. y -)Richtung vom Parameter δ (vgl. (Gl. (7.36)) abhängen, benötigt man für diese Richtung 3×3 -Matrizen

$$\begin{pmatrix} y' \\ u' \\ \delta \end{pmatrix} = A_{SS'}^y \begin{pmatrix} y \\ u \\ \delta \end{pmatrix}$$

mit

$$A_{SS'}^y = \begin{pmatrix} \cos \kappa_r \Phi & \frac{r_0}{\kappa_r} \sin \kappa_r \Phi & \frac{r_0}{\kappa_r^2} (1 - \cos \kappa_r \Phi) \\ -\frac{\kappa_r}{r_0} \sin \kappa_r \Phi & \cos \kappa_r \Phi & \frac{1}{\kappa_r} \sin \kappa_r \Phi \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (7.50)$$

Für die x -Richtung gilt

$$A_{SS'}^x = \begin{pmatrix} \cos \kappa_x \Phi & \frac{r_0}{\kappa_x} \sin \kappa_x \Phi \\ -\frac{\kappa_x}{r_0} \sin \kappa_x \Phi & \cos \kappa_x \Phi \end{pmatrix} \quad (7.51)$$

Hierin bedeuten $\kappa_r = \sqrt{1-n}$ und $\kappa_x = \sqrt{n}$. Imaginäre κ -Werte verwandeln die Kreisfunktionen in Hyperbelfunktionen, d. h. F in D.

Die Verknüpfung der Koordinaten $O_1(y_1, u_1)$ eines Punktes im Abstand l_1 im feldfreien Raum vor dem Scheitel S mit denen eines Punktes $O_3(y_3, u_3)$ im Abstand l_3 im feldfreien Raum 3 hinter dem Scheitel S' (Fig. 7.31) findet man mit Hilfe einer der Gl. (7.40) analogen Produktmatrix $A_{S'O_3} \cdot A_{SS'} \cdot A_{O_1S}$; sie lautet ausmultipliziert für die y -Richtung

$$A_{S'O_3}^y = \begin{pmatrix} \cos \kappa_r \Phi & (l_1 + l_3) \cos \kappa_r \Phi & \frac{r_0}{\kappa_r^2} (1 - \cos \kappa_r \Phi) \\ -\frac{l_3}{r_0} \kappa_r \sin \kappa_r \Phi + \left(\frac{r_0}{\kappa_r} - \kappa_r \frac{l_1 l_3}{r_0} \right) \sin \kappa_r \Phi & + \frac{l_3}{\kappa_r} \sin \kappa_r \Phi \\ -\frac{\kappa_r}{r_0} \sin \kappa_r \Phi & \cos \kappa_r \Phi - \frac{l_1}{r_0} \kappa_r \sin \kappa_r \Phi & \frac{1}{\kappa_r} \sin \kappa_r \Phi \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (7.52)$$

Für die x -Richtung ist

$$A_{S'O_3}^x = \begin{pmatrix} \cos \kappa_x \Phi & (l_1 + l_3) \cos \kappa_x \Phi \\ -\frac{l_3}{r_0} \kappa_x \sin \kappa_x \Phi - \left(\frac{l_1 l_3}{r_0} \kappa_x - \frac{r_0}{\kappa_x} \right) \sin \kappa_x \Phi \\ -\frac{\kappa_x}{r_0} \sin \kappa_x \Phi & -\frac{l_1}{r_0} \kappa_x \sin \kappa_x \Phi + \cos \kappa_x \Phi \end{pmatrix} \quad (7.53)$$

Soll ein vom Punkt O_1 in der y - z -Ebene bzw. x - z -Ebene ausgehendes Strahlenbündel sich in O_3 vereinigen, so muß in Gl. (7.52) bzw. (7.53) das Matrixelement $a_{12} = 0$ sein (7.3.4.1). Dies liefert einen Zusammenhang zwischen l_1 und l_3 . Im Bereich $0 < n < 1$ entsteht in beiden Schnitten y - z bzw. x - z ein reelles Bild; in den Bereichen $n < 0$ und $n > 1$ ist eines der Bilder virtuell. Für $\alpha_r = \alpha_x$, d. h. $n = 1/2$, $\alpha_r = \alpha_x = 1/\sqrt{2}$ wird O_1 in O_3 punktförmig abgebildet.

Wenn $a_{12} = 0$ erfüllt ist (Abbildung $O \rightarrow O'$), ist $a_{11} = a_{22}^{-1} = M = y_3/y_1$ bzw. x_3/x_1 , also gleich der Vergrößerung; außerdem ist dann (Gl. (7.52)) $a_{13} = (1 - M) \cdot r_0/x_r^2$. Ferner ist immer $a_{21} = -1/f'$.

Einfaches Beispiel: Homogenes ($n = 0$) magnetisches ($\alpha_r = \sqrt{1 - n} = 1$) Sektorfeld $\Phi = 90^\circ$, Sollteilchen $\delta = 0$. Aus (7.52) folgt die Abbildungsgleichung $a_{12} = 0 = (-l_1 l_3 / r_0) + r_0$, oder $l_1 l_3 = r_0^2$. Aus $l_1 = \infty$ folgt $l_3(F') = 0$; ebenso $l_1(F) = 0$ aus $l_3 = \infty$. Aus $a_{21} = -1/f'$ ergibt sich $f' = r_0$ und wegen $f = -f'$ ist $f = -r_0$. Für $l_1 = 0$ entsprechend $l_3 = \infty$ wird $l_1(H) = -f = r_0$, ebenso für $l_1 = \infty$ entsprechend $l_3 = 0$ wird $l_3(H') = -f' = -r_0$. Soll $l_1 = l_3 = l$ werden (symmetrische Abbildung), so wird $l = r_0$; dann ist $M(a_{11}) = -l/r_0 = -1$.

Dispersion Für zwei Teilchensorten mit den Parametern δ und $\delta = 0$ ist der Dispersionabstand

$$y_{3,\delta} - y_{3,0} = a_{13} \delta = \frac{1 - M}{1 - n} r_0 \delta. \tag{7.54}$$

Definiert man die Dispersion einer Größe G ganz allgemein durch die Gleichung

$$D_G = \frac{\Delta y}{\Delta G},$$

so kann mit Hilfe der Gln. (7.36), (7.37) aus Gl. (7.54) jede der möglichen Dispersionen bestimmt werden. Z. B. ist die Massendispersion für Teilchen, die die gleiche Beschleunigungsspannung durchlaufen haben ($\delta = \Delta m / 2m_0$)

$$D_m = \frac{r_0}{2m_0} \frac{1 - M}{1 - n}. \tag{7.55}$$

Dabei ist zu berücksichtigen, daß für gegebenes l_1 der Abstand l_3 von δ abhängt, die „Bildebene“ also nicht senkrecht zu z steht. Gl. (7.54) gibt den Abstand der Bündelachsen, Gl. (7.55) also die „Bündelachsendispersion“ an.

Auflösungsvermögen Ein Spalt der Breite s an der Stelle O_1 hat bei O_3 die Bildbreite $M s$. Ist diese gleich $y_{3,\delta} - y_{3,0}$ (Gl. (7.54)), so findet man, wenn $\delta = \Delta m / 2m_0$ ist, bei Punktabbildung das Auflösungsvermögen

$$A = \frac{m_0}{\Delta m} = \frac{1 - M}{2(1 - n) \cdot M} \cdot \frac{r_0}{s}. \tag{7.56}$$

Geneigte Feldränder Bildet der Feldrand gemäß Fig. 7.32a einen Neigungswinkel ω gegen das Lot auf den Sollkreis am Feldrand, so kann diese Anordnung durch die abstandslose Hintereinanderschaltung des Sektor-(Dipol)Feldes nach Fig. 7.32b und des Quadrupolfeldes nach Fig. 7.32c beschrieben werden. Infolge des Streufeldes hat dieser Quadrupol Q nicht nur eine F- bzw. D-Wirkung in y -Richtung, sondern eine gleich große D- bzw. F-Wirkung in x -Richtung mit den Transfermatrizen

$$A_Q^y = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{\tan \omega}{r_0} & 1 \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad A_Q^x = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ +\frac{\tan \omega}{r_0} & 1 \end{pmatrix}$$

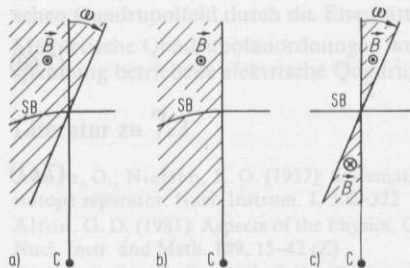


Fig. 7.32 Geneigter Feldrand = vertikaler Feldrand + Quadrupol
 $\omega > 0$, SB Sollbahn

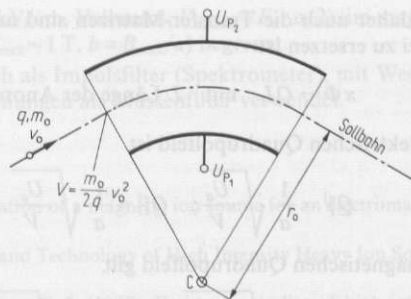


Fig. 7.33 Elektrisches Sektorfeld

7.3.4.5 Elektrische Sektorfelder

Sie entstehen als sektorförmige Ausschnitte aus Zylinder-, Kugel-, oder Toroid-Kondensatoren (Fig. 7.33). Die Feldstärke läßt sich mit Bezug auf die Radialfeldstärke E_{r_0} am Sollbahnradius $r_0 = m_0 v_0^2 / q E_{r_0}$ darstellen als

$$E_r = E_{r_0} (r_0/r)^n. \quad (7.57)$$

Für das Zylinderfeld ist $n = 1$. Bei den elektrischen Anordnungen ist darauf zu achten, daß das Potential am Scheitel S (und folglich S') der Energie der Teilchen an dieser Stelle (bei Vernachlässigung des Streufeldes) entspricht: $qV = m_0 v_0^2 / 2$. Die Bewegungsgleichungen und die Transfermatrizen sind wegen der Analogie von Gl. (7.49) und (7.57) formal gleich denjenigen des magnetischen Sektorfeldes. Dabei ist zu ersetzen

$$\kappa_r \rightarrow \lambda_r = \sqrt{3-n} \quad \text{und} \quad \kappa_x \rightarrow \lambda_x = \sqrt{1-n}.$$

Anstelle δ (Gl. (7.36)) tritt ε (Gl. (7.37)). Die Energiedispersion wird

$$D_E = \frac{1-M}{3-n} \frac{r_0}{E_{r_0}} \quad (7.58)$$

7.3.4.6 Vierpolfelder

Im Inneren der hyperbolischen Vierpol-Elektroden (Fig. 7.34) herrscht in den Hauptschnitten (y, z ; x, z) ein elektrisches bzw. magnetisches Feld, dessen Stärke proportional zum Abstand von der z -Achse anwächst

$$\begin{aligned} E_x &= \frac{2U}{a^2} \cdot x & B_x(y) &= \frac{\partial B_x}{\partial y} \cdot y \\ E_y &= \frac{2U_a}{a^2} \cdot y & B_y(x) &= \frac{\partial B_y}{\partial x} \cdot x \end{aligned} \quad (7.59)$$

$$\frac{\partial B_x}{\partial y} = \frac{\partial B_y}{\partial x} = b$$

Läuft ein (Soll-)Teilchen $m_0 v_0$ in der z -Achse, so erfährt es keine Kraft, die Bahn ist also gerade. Auf Teilchen mit den Anfangskoordinaten (y, u) bzw. (x, u) wirken im Hauptschnitt y, z fokussierende (F), im Hauptschnitt x, z defokussierende (D) Kräfte, die Bewegungsgleichungen

und daher auch die Transfer-Matrizen sind analog zu denen in den Sektorfeldern (Gl. (7.51)), wobei zu ersetzen ist:

$$x\Phi \rightarrow QL \quad \text{mit } L \text{ Länge der Anordnung.} \quad (7.60)$$

Im elektrischen Quadrupolfeld ist

$$Q_F^{el} = \frac{1}{a} \sqrt{\frac{U_a}{V}}; \quad Q_B^{el} = \frac{i}{a} \sqrt{\frac{U_a}{V}}. \quad (7.61)$$

Im magnetischen Quadrupolfeld gilt

$$Q_F^{magn} = \sqrt{\frac{q \cdot b}{m_0 v_0}}; \quad Q_B^{magn} = i \sqrt{\frac{q \cdot b}{m_0 v_0}}. \quad (7.62)$$

mit $m_0 v_0 = p_0 = \sqrt{2m_0 q V}$ und $i = \sqrt{-1}$.

Die Vierpolanordnung erlaubt die Ausbildung der Magnetpolschuhe zusätzlich als spannungsführende Elektroden, so daß im Feldgebiet sowohl ein elektrisches als auch ein magnetisches Feld vorhanden ist. Das bedingt eine Drehung der Hauptschnitte.

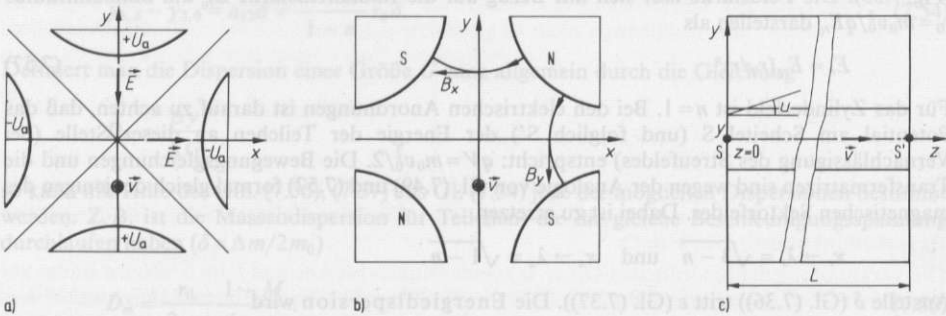


Fig. 7.34 Vierpolfelder
a) elektrisch, b) magnetisch, c) Seitenansicht

7.3.4.7 Quadrupol-Linsen

Die in der einen Ebene einer Quadrupolanordnung wirkende Fokussierung (F) bzw. die in der dazu senkrechten Ebene wirkende Defokussierung (D) wird zur Konstruktion starker Quadrupollinsen verwendet. Dabei benutzt man die Tatsache, daß zwei im Abstand d angeordnete Linsen der Brechwerte $\varphi_1 = +\varphi$ und $\varphi_2 = -\varphi$ immer einen positiven Brechwert $\varphi_{ges} = \varphi_1 + \varphi_2 - d\varphi_1\varphi_2 = 2d\varphi^2$ (dünne Linsen-Näherung) ergeben. Ordnet man also zwei Quadrupolanordnungen auf gleicher „optischer Achse“ in einem Abstand (feldfreier Raum O) voneinander an (Quadrupoldublett), so erhält man in der einen Ebene die Folge FOD, in der anderen DOF; die Brennweite des Dubletts ist in beiden Ebenen gleich, die Lage der Brennpunkte verschieden (Astigmatismus). In einem Triplet mit $\varphi_1 = \varphi_3 = \varphi_2/2$ ist φ (DOFOD) = φ (FODOF) mit stigmatischer Abbildung (Enge (1961)). Zur Durchrechnung derartiger Anordnungen einschließlich ablenkender und dispergierender Elemente (Strahlführungssysteme) eignet sich besonders der Matrizenformalismus, auch wenn Überschneidungsgebiete (Pupillen, Bilder, Tailen) im Inneren einzelner Elemente liegen (z.B. Banford (1966), Brown (1967), Brown u. a. (1973)).

Anstelle hyperbolischer Polformen genügen in vielen Fällen kreiszylindrische, die leichter zu fertigen sind. Die erzielbaren Brechwerte sind im elektrischen Quadrupolfeld durch die Durch-

bruchfeldstärke an den Elektroden ($E_d \approx 40$ bis 80 kV/cm, Vakuum!), $U_{a, \max} = E_d \cdot a/2$), im magnetischen Quadrupolfeld durch die Eisensättigung ($B_{\max} \approx 1$ T, $b = B_{\max}/a$) begrenzt.

Magnetische Quadrupolanordnungen werden auch als Impulsfilter (Spektrometer), mit Wechselspannung betriebene elektrische Quadrupolanordnungen als Massenfilter verwendet.

Literatur zu 7.3

- Almén, O.; Nielsen, K. O. (1957): Systematic investigation of a magnetic ion source for an electromagnetic isotope separator. Nucl. Instrum. **1**, 302–322
- Alton, G. D. (1981): Aspects of the Physics, Chemistry and Technology of High Intensity Heavy Ion Sources. Nucl. Instr. and Meth. **189**, 15–42 (Z)
- Alton, G. D.; McConnell, J. W.; Tajima, S.; Nelson, G. J. (1987): Emittance studies of high intensity negative ion sources equipped with continuous surface cylindrical and spherical geometry tungsten ionisers. Nucl. Instr. Meth. B **24/25**, 826–833
- Alton, G. D.; McConnell, J. W. (1988): The emittances and brightnesses of high-intensity negative ion sources. Nucl. Instr. Meth. A **268**, 445
- Alton, G. D. (1989): The sputter generation of negative ion beams. Nucl. Instr. Meth. B **37/38**, 45–55
- Amboss, K. (1981): The Design and Measurement of Space Charge Electron Beams. In: Arianer, J.; Olivier, M. (Hrsg.): II. EBIS Workshop, Saclay – Orsay, 1981, Institut de Physique Nucléaire (Z)
- von Ardenne, M. (1956): Tabellen der Elektronenphysik, Ionenphysik und Übermikroskopie I und II. Berlin: VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften (B)
- Arianer, J.; Cabrespine, A.; Goldstein, C. (1982): Cryebis, an advanced multicharged ion source. Nucl. Instr. and Meth **193**, 401–413
- Banford, A. P. (1966): The Transport of Charged Particle Beams. London: Spon (B)
- Becker, R.; Klein, H.; Schmidt, W. (1972): The electron beam ion source and some possibilities for improvement. IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-**19**, 125–131
- Bjørnstad, T.; Carraz, L. C.; Heinemeier, J.; Ravn, H. L.; Vosicki, B. (1981): Intense beams of radioactive halogens produced by means of surface ionization. Nucl. Instr. and Meth. **186**, 307–313
- Bohm, D. (1949): Chapt. 3. Minimum ionic kinetic energy for a stable sheath. Chapt. 4. Theoretical considerations regarding minimum pressure for stable arc operation. In: Guthrie, A.; Wakerling, A. K. (Hrsg.): The characteristics of electrical discharges in magnetic fields. New York, Toronto, London: McGraw Hill
- Brand, K. (1977): Performance of the reflected beam sputter source. Rev. Physique Appliquée **12**, 1453–1457
- Brown, I. G. (Hrsg.) (1989): The Physics and Technology of Ion Sources. New York: Wiley (B)
- Brown, K. L. (1967): A First and Second Order Matrix Theory for the Design of Beam Transport Systems and Charged Particle Spectrometers. Report (Stanford Linear Accelerator) SLAC-75. Erhältlich bei: CFSTI, National Bureau of Standards, US Dept. of Commerce, Springfield, VA
- Brown, K. L.; Carey, D. C.; Iselin, Ch.; Rothacker, F. (1973): Transport. A Computer Program for Designing Charged Particle Beam Transport Systems. CERN-Report 73-16 (Identisch mit SLAC 91); Slac 91 Appendix. Dieser enthält die Grundlagen zu „Transport“
- Davis, R. C. u.a. (1975): Duopigatron II Ion Source. Rev. Sci. Instr. **46**, 576–581
- DiChio, D. u.a. (1974): Use of matrices to represent electron lenses. Matrices for the two-tube electrostatic lens. Rev. Sci. Instr. **45**, 566–569
- Donets, E. D. (1976): Review of the JINR electron beam sources. IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-**23**, 897–903
- El-Kareh, A. B.; El-Kareh, J. C. J. (1970, 1976): Electron Beams, Lenses and Optics. Bd. 1 und Bd. 2. New York u. London: Academic Press (B)
- Enge, H. A. (1961): Ion focusing properties of a three element quadrupol lens system. Rev. Sci. Instr. **32**, 662–665
- Forrester, A. Th. (1988): Large Ion Beams, Fundamentals of Generation and Propagation. New York: Wiley (B)
- Freeman, J. H. (1963): A new ion source for electromagnetic isotope separators. Nucl. Instr. Meth. **22**, 306–316
- Freisinger, J.; Reineck, S.; Loeb, H. W. (1979): The RF-ion source RIG 10 for intense hydrogen ion beams. J. de Phys. **40**, C7, 477–478
- Glaser, W. (1952): Grundlagen der Elektronenoptik. Wien: Springer (B)
- Glaser, W. (1956): Elektronen- und Ionenoptik. In: Flügge, S. (Hrsg.): Handbuch der Physik, Bd. 33. Berlin: Springer (B)

- Glavish, H. F. (1981): Magnet Optics for Beam Transport. *Nucl. Instr. and Meth.* **189**, 43–53 (Z)
- Goebel, D. M.; Crow, J. D.; Forrester, A. T. (1978): Lanthanum Hexaboride hollow cathode for dense plasma production. *Rev. Sci. Instr.* **49**, 469–472
- von Goeler, S. (1965): Die Störung des thermischen Gleichgewichtes von schwach ionisierten Cäsiumkontaktplasmen durch Wandverluste. *Ann. Physik (Leipzig)* **15**, 321–347
- Green, T. S. (1974): Intense Ion Beams. *Rep. Progr. Phys.* **37**, 1257–1344 (Z)
- Green, T. S. (1978): Development of high power neutral injectors. *Proc. 10th Symp. on Fusion Technology. Padua. Bd. II*, S. 873–936. Oxford: Pergamon Press (Z)
- Harting, E.; Read, F. H. (1976): *Electrostatic Lenses*. Amsterdam – Oxford – New York: Elsevier (B)
- Hawkes, P. W. (1973): *Image Processing and Computer-aided Design in Electron Optics*. London u. New York: Academic Press (B)
- Hawkes, P. W. (Ed.) (1982): *Properties of Magnetic Electron Lenses*. Berlin: Springer (B)
- Hill, K. J.; Nelson, R. S. (1965): A sputtering ion source. *Nucl. Instr. Meth.* **165**, 15–18
- ICIS (1992): 4th International Conference on Ion Sources (ICIS 1991), Bensheim, 30. 9.–4. 10. 1991. *Rev. Sci. Instr.* **63** No. 4
- Ioanoviciu, D. (1989): Ion Optics. *Adv. Electr. & Electron Physics* **73**, 1–92
- Jahnke-Emde-Lösch (1960): *Tafeln höherer Funktionen*. Stuttgart: Teubner (B)
- Jenkins, R. O. (1969): A review of thermionic cathodes. *Vacuum* **19**, 353–359 (Z)
- Kasper, E. (1982): Field Electron Emission Systems. *Adv. Opt. and Electr. Microscopy* **8**, 207–260 (Z)
- Keller, J. H. (1981): Beam optics design for Ion Implantation. *Nucl. Instr. and Meth.* **189**, 7–14 (Z)
- Kirchner, R.; Roeckl, E. (1976): Investigation of gaseous discharge ion sources for isotope separation on line. *Nucl. Instr. Meth.* **133**, 187–204
- Kreisler, P.; Baumann, H.; Bethge, K. (1985): Study of the space charge potential of ion beams. *Nucl. Instr. Meth. A* **237**, 448–454
- Langmuir, I. (1913): The Effect of Space Charge on Thermionic Currents in High Vacuum. *Phys. Rev.* **2**, 450–486
- Langmuir, I.; Blodgett, K. (1923): Currents Limited by Space Charge between Coaxial Cylinders. *Phys. Rev.* **22**, 347–356
- Langmuir, I.; Blodgett, K. (1924): Currents Limited by Space Charge between Concentric Spheres. *Phys. Rev.* **24**, 49–59
- Langmuir, I. (1929): Interaction of Electron and Positive Ion Space Charges in Cathode Sheaths. *Phys. Rev.* **33**, 954–989
- Larson, J. D. (1981): Electrostatic Ion Optics and Beam Transport for Ion Implantation. *Nucl. Instr. and Meth.* **189**, 71–91 (Z)
- Latushinsky, A.; Raiko, V. I. (1975): Studies of the ion source with surface-volume ionization. *Nucl. Instr. Meth.* **125**, 61–66
- Lauer, R. (1982): Characteristics of Triode Electron Guns. *Adv. Opt. and Electr. Microscopy* **8**, 137–206 (Z)
- Lemke, H.; Göddenhenrich, T.; Bochem, H. P.; Hartmann, U.; Heiden, C. (1990): Improved microtips for scanning probe microscopy. *Rev. Sci. Instr.* **61**, 2538–2541
- Lempert, G.; Chavet, I. (1976): Practical factors affecting cathode performance in ion sources of the Nier-Bernas type. *Nucl. Instr. Meth.* **139**, 7–12
- Lichtenberg, A. J. (1969): *Phase Space Dynamics of Particles*. New York: Wiley (B)
- Middleton, E. (1983): A versatile high intensity ion source. *Nucl. Instr. Meth.* **214**, 139–150
- Mlekodaj, R. L.; Spejowski, E. H.; Ritchie, B. G. (1980): A new high temperature ISOL ion source. *Nucl. Instr. Meth.* **171**, 451–455
- Nadji, A.; Haas, F.; Heng, G.; Müller, Ch.; Rebmeister, R. (1990): The beam emittance of negative ion sources. *Nucl. Instr. Meth. A* **287**, 173–175
- Nielsen, K. O. (1987): The development of magnetic ion sources for an electromagnetic ion separator. *Nucl. Instrum.* **1**, 289–301
- Orloff, J. (1989): Survey of electron sources for high-resolution microscopy. *Ultramicroscopy* **28**, 88–97
- Pierce, J. R. (1954): *Theory and Design of Electron Beams*. New York: van Nostrand (B)
- Proceedings (1978–1981): Symposium on Electron, Ion and Photon Technology. 14th: *J. Vac. Sci. Technol.* **15** (1978), 835–109; 15th: *l.c.* **16** (1979) 1610–2030; 16th: *l.c.* **19** (1981) 868–1423
- Ray, M. A.; Barnett, S. A.; Greene, J. E. (1989): A multiparameter ion source with adjustable optics to provide well-collimated, high-current-density, low-to-medium-energy ion beams. *J. Vac. Sci. Technol. A* **7**, 125–131