

8.1) Oberflächenionisation

Atome können bei Kontakt mit einer heißen Metalloberfläche ionisiert werden (**Kontaktionisierung**).

Voraussetzung ist, dass die Ionisationsenergie W_i kleiner ist als die Austrittsarbeit des Materials (Bsp. W mit 4.9 eV Austrittsarbeit ist ein häufig genutztes Material)

Ist die Verweilzeit an der Oberfläche lang genug, um ins thermische Gleichgewicht zu kommen ($10^{-5} - 10^{-7}$ s), so ist die Wahrscheinlichkeit für die Ionisierung durch eine spezielle Form der Saha-Gleichung der **Langmuir-Saha-Gleichung** gegeben.

$$P_i = \frac{n_i}{n_i + n_0} = \left(1 + \frac{g_i}{g_0} \cdot e^{\frac{e(\phi_i - W)}{kT}} \right)^{-1} \quad (8.1)$$

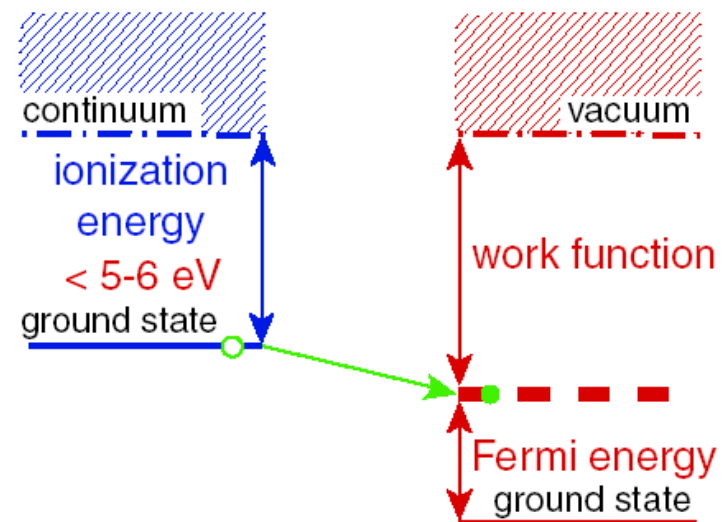
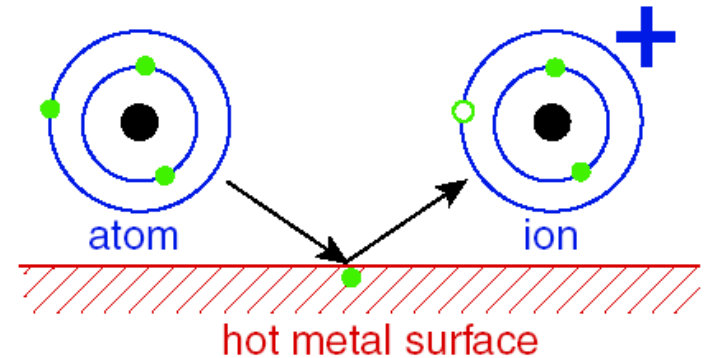


Figure 2.5.1.: Principle of positive surface ionization.

Dabei sind g_i und g_0 das statistische Gewicht der Ionen und der Neutralteilchen, φ_i ist das Ionisierungspotential (Ionisationsenergie) der neutralen Gasatome und W ist die Austrittsarbeit des Metalls der heißen Oberfläche.

Der Anteil der Ionen ist für die meisten Kombinationen φ_i , W sehr klein, bis auf die Alkalimetalle.

Beispiel: K auf 2000 K (0.17 eV) heißes Pt

$$\varphi_i = 4.5 \text{ eV}, \quad W^{Pt} = 5.65 \text{ eV}$$

$$P_i = \left(1 + \frac{1}{2} \cdot e^{\frac{(4.5-5.65)}{0.17}} \right)^{-1} = 0.9994$$

Beispiele für Ionisation auf Iridium zeigt nebenstehende Graphik. Ein großer Vorteil der Oberflächenionisierung ist die geringe Energieverschmierung der Ionen von $\Delta W \sim 2kT \ll 1 \text{ eV}$.

Eine der wichtigsten Anwendungen:

Erzeugung von Cs-Ionen für Sputterquellen.

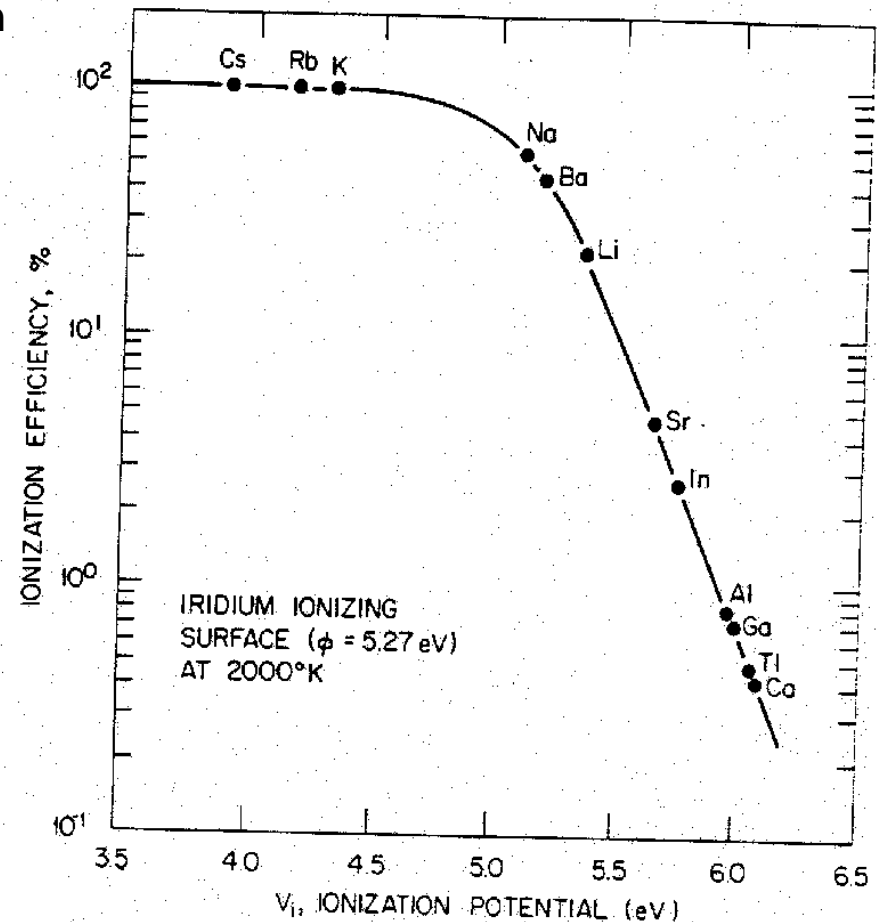
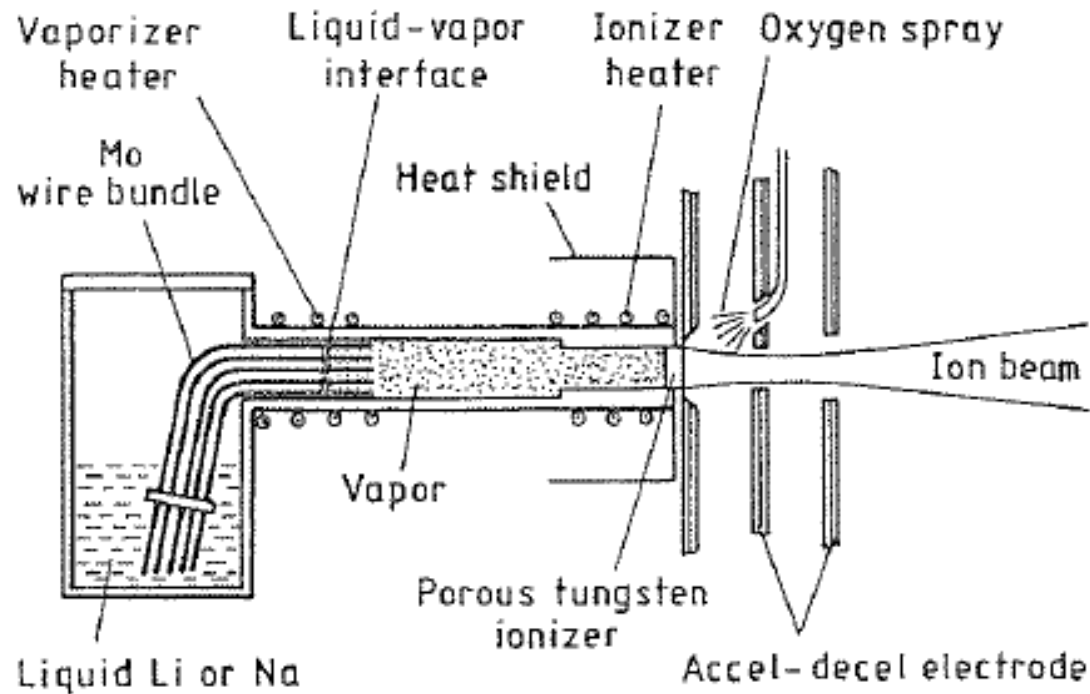


FIG. 45. Surface-ionization efficiencies of the group I, II, and III elements, evaporated from hot iridium metal, calculated from Eq. (3.122).



Wie man aus der Saha-Langmuir-Gleichung erkennt, nimmt P_i mit zunehmendem T ab, wenn

$$\varphi_i - W < 0 \text{ ist.}$$

T muss jedoch hoch genug sein, das das entsprechende Element evaporiert. Die Diffusion von Oberflächenmaterial hingegen muss im Betrieb klein genug sein ($< 10\%$ einer Monolage), damit die Ionisierungsbedingungen möglichst konstant bleiben.

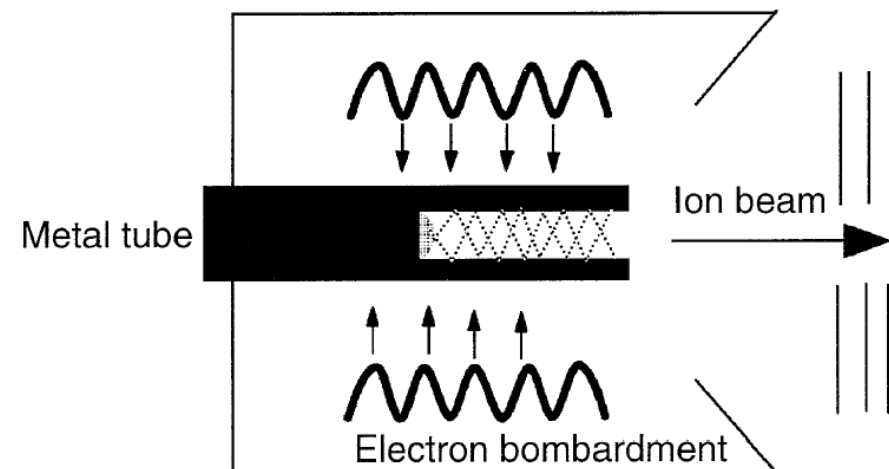
Im Gegensatz zu Plasma-Ionenquellen, bei denen die Extraktionsoptik von der Form des Plasmarandes abhängt, wird bei der Oberflächenquelle die Extraktion der Ionen durch die Form der heißen Oberfläche bestimmt. Außerdem ist die Strahlformierung unabhängig von der Ionenstromdichte!

Neben **Pellets** werden auch **Zeolite** verwendet (Einlagerung des zu Ionisierenden Materials). Quellen mit 75 mA Strahlstrom bei 2.5 cm Strahldurchmesser sind ohne weiteres machbar. Der Vorrat in den Quellenkörpern bestimmt die Lebensdauer der Quelle.

Erhöhung der Effizienz: hot cavity als Ionisierer →
viele Kontakte mit den Wänden → erhöht P_i

In einer solchen cavity können Elemente
mit $\phi_i \sim 8$ eV ionisiert werden.

Jedoch werden fast ausschließlich einfach
geladene Ionen produziert!



Die Oberflächenionisation wurde zuerst von Langmuir 1923 untersucht. Später wurden der Vorteil von Oberflächenbelegung mit Sauerstoff und Cäsium (positive, bzw. negative Ionen) ersichtlich. Als Oberflächen dienen überwiegend Wolfram, Iridium oder Rhenium.

8.2) Produktion negativ geladener Ionen an Oberflächen

Die Produktion negativ geladener Ionen ist überwiegend exotherm, im Gegensatz zur Produktion positiv geladener Ionen. Unterschied zu positiven Ionen: In großem Abstand praktisch kein Coulombfeld

Das Elektron schafft sich durch Polarisierung der neutralen Atome oder Moleküle selbst das bindende Potential. Negative Ionen können durch folgende Prozesse erzeugt werden:

- Volumenprozesse durch Elektronenstoß
- Umladung in Metaldämpfen
- Umladung an Oberflächen

Oberflächenumladung:

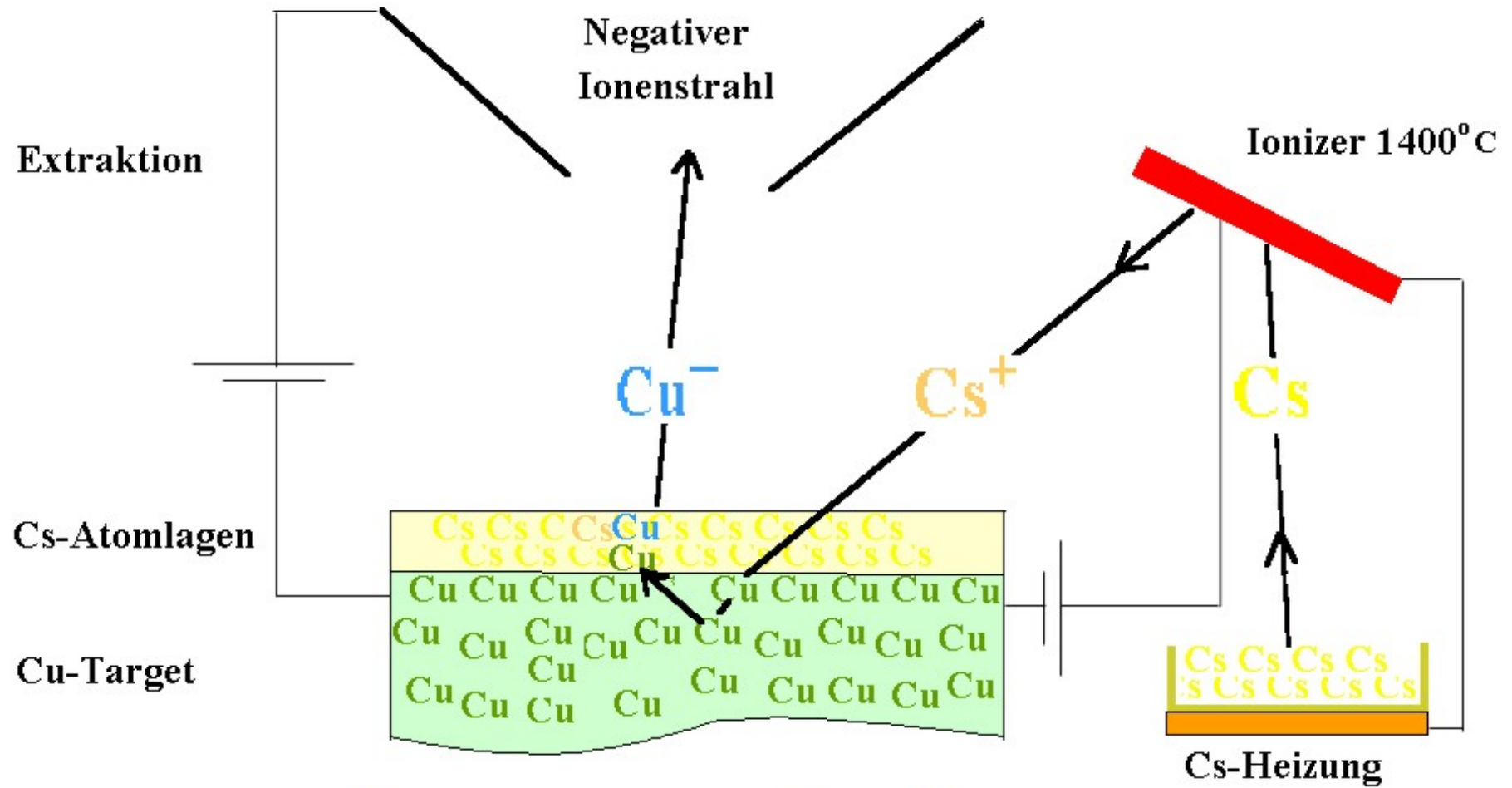
Nutzen der niedrigen Austrittsarbeit von heißen Metalloberflächen (wie bei Oberflächenionisierung oder Sputterquellen)

Beispiel siehe Graphik

Cs Atome werden an einer heißen Oberfläche ionisiert und auf das Target beschleunigt. Dabei werden Atome des Targetmaterial herausgeschlagen und negativ geladen, vor allem, wenn noch eine Cs Oberflächenschicht aufgebracht wird.

Target kann schnell über ein Targetrad gewechselt werden (Graphik).

Sputterquelle



Erzeugung negativer Ionen

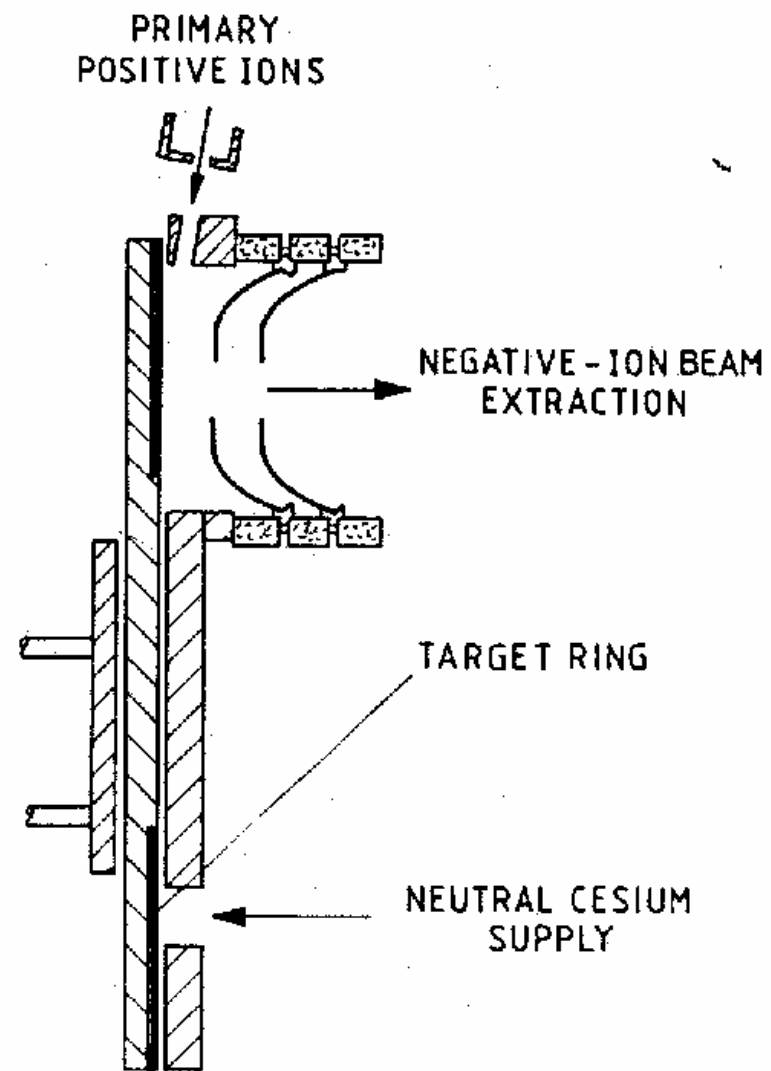


FIGURE 16.1
Sputter type heavy negative-ion source developed by Mueller and Hortig.²³

Plasma-Oberflächen Konversion

Plasma wird vor dem Target generiert und das Target auf negatives Potential gelegt.

Ionen aus dem Plasma sputtern negative Ionen aus dem Material

Die Produktion negativer Ionen ist besonders effizient, wenn das Atom die Metalloberfläche mit v verlässt, das etwas größer ist als die thermische Geschwindigkeit. Das Elektron wird während des Ejektionsprozesses übertragen. (siehe Graphik)

Ein Beispiel für die Produktion negativer Ionen an einem Mg-Target zeigt die nachfolgende Graphik.

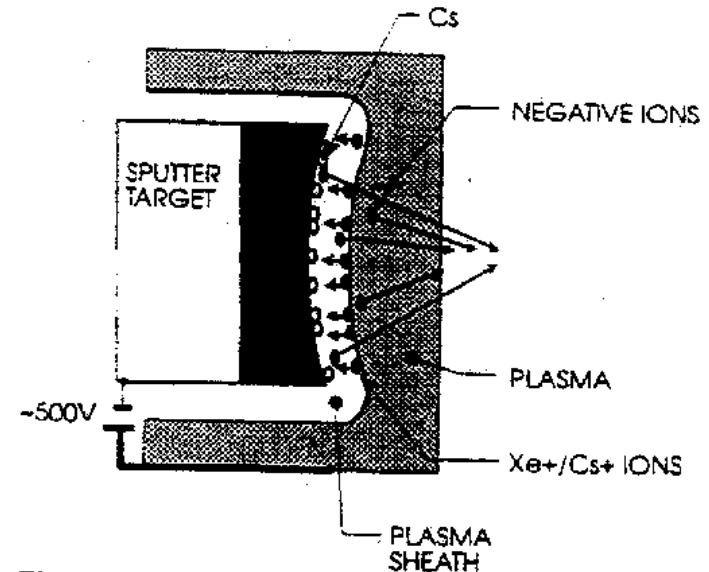
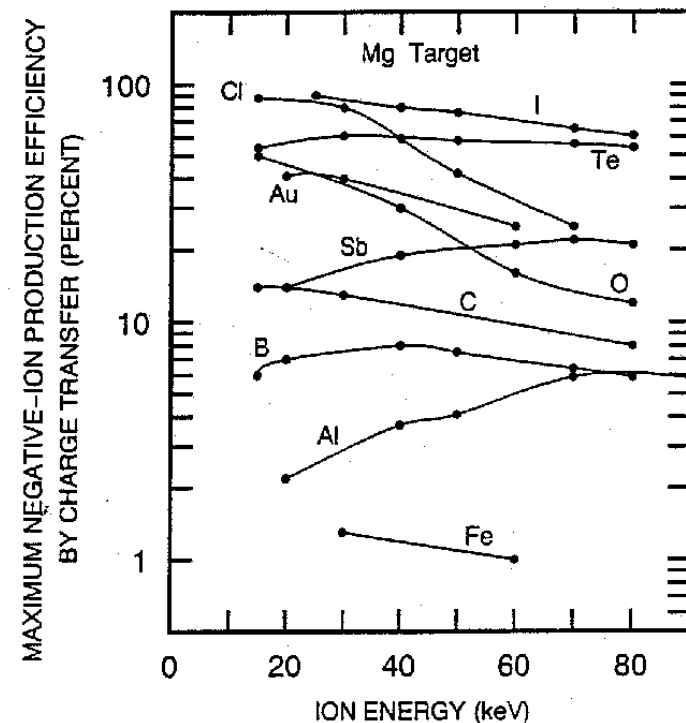


Fig. 23 Schematic of plasma sputter negative ion generation



Der negative Ionenstrom ergibt sich zu

$$I^- = I^+ \cdot A \cdot \eta^- \exp(-n_0 L \sigma_d)$$

I^+ = positiver Ionenstrom, A = Sputterrate,
 η^- = Produktionseffizienz für negative Ionen an der Oberfläche
 n_0 = Restgasdichte, L = Fluglänge durch das Restgas
 σ_d = Umladungsquerschnitt

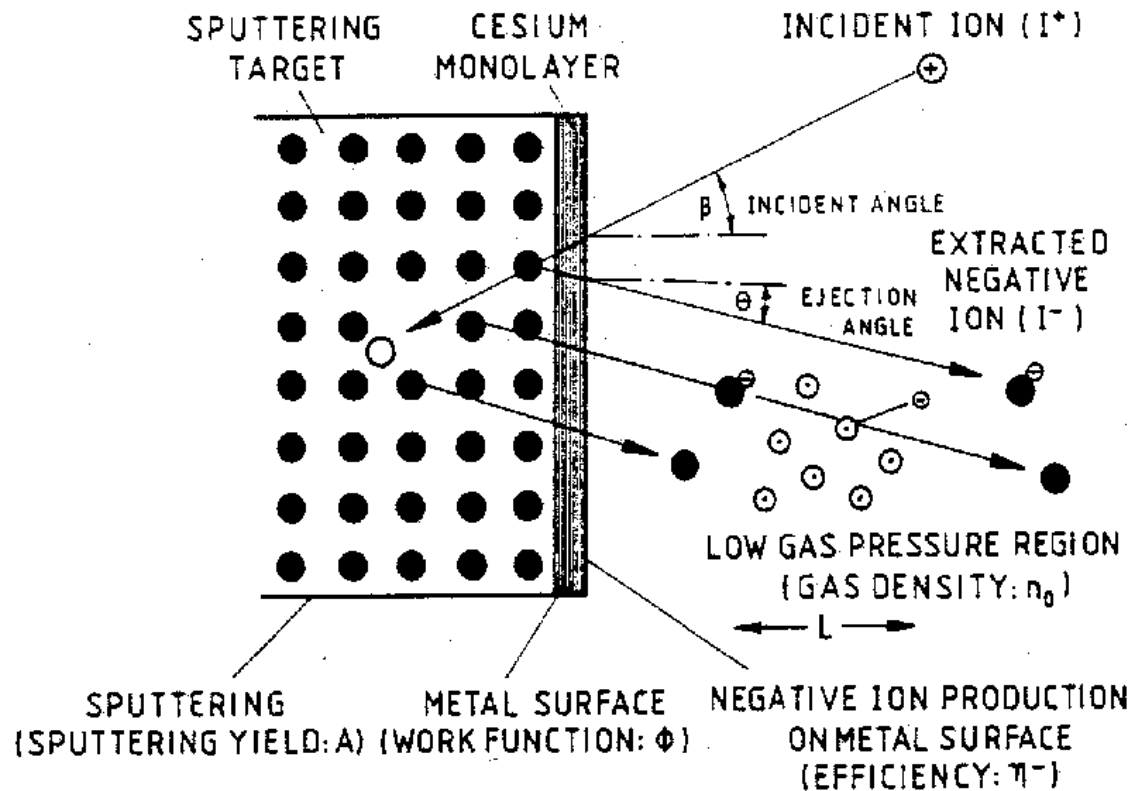


FIGURE 16.6

Illustration of the secondary negative-ion emission process by reflection or sputtering.

8.3) Laser-Plasmaionenquellen

Im Unterschied zur resonanten Ionisation wird bei dieser Quelle ein Plasma durch die Energiedeposition erzeugt. Die Laserstrahlung dringt so tief in das Material ein bis $f_{Laser} = f_{cutoff}$.

→ Lokale Heizung von Elektronen via inverser Bremsstrahlung + Anregung von Atomen

→ Material wird abliert und es entsteht eine expandierende Plasma Plume

Ist die Plasmadichte so weit abgefallen, dass die cut-off Frequenz unter die Laserfrequenz fällt, dann kann das Laserlicht wieder eindringen. Dadurch werden die Elektronen im Plasma bis zu 100 keV beschleunigt.

→ hochgeladenen Ionen, wobei $T_e \propto (P_{Laser} \cdot \bar{Z})^{2/7}$

(T_e = Elektronentemperatur, P = Laserleistung, \bar{Z} = mittlere Ladungszustand)

Den Zusammenhang verdeutlicht nachfolgende Graphik.

high current mode: $P \sim 10^9 \text{ W/cm}^2$, $E \sim 1 - 50 \text{ J}$, $\Delta t \sim 1 \text{ ns}$

high charge state mode: $P > 10^{12} \text{ W/cm}^2$, $E \sim 1 - 50 \text{ J}$, $\Delta t \sim 1 - 10 \text{ ps}$

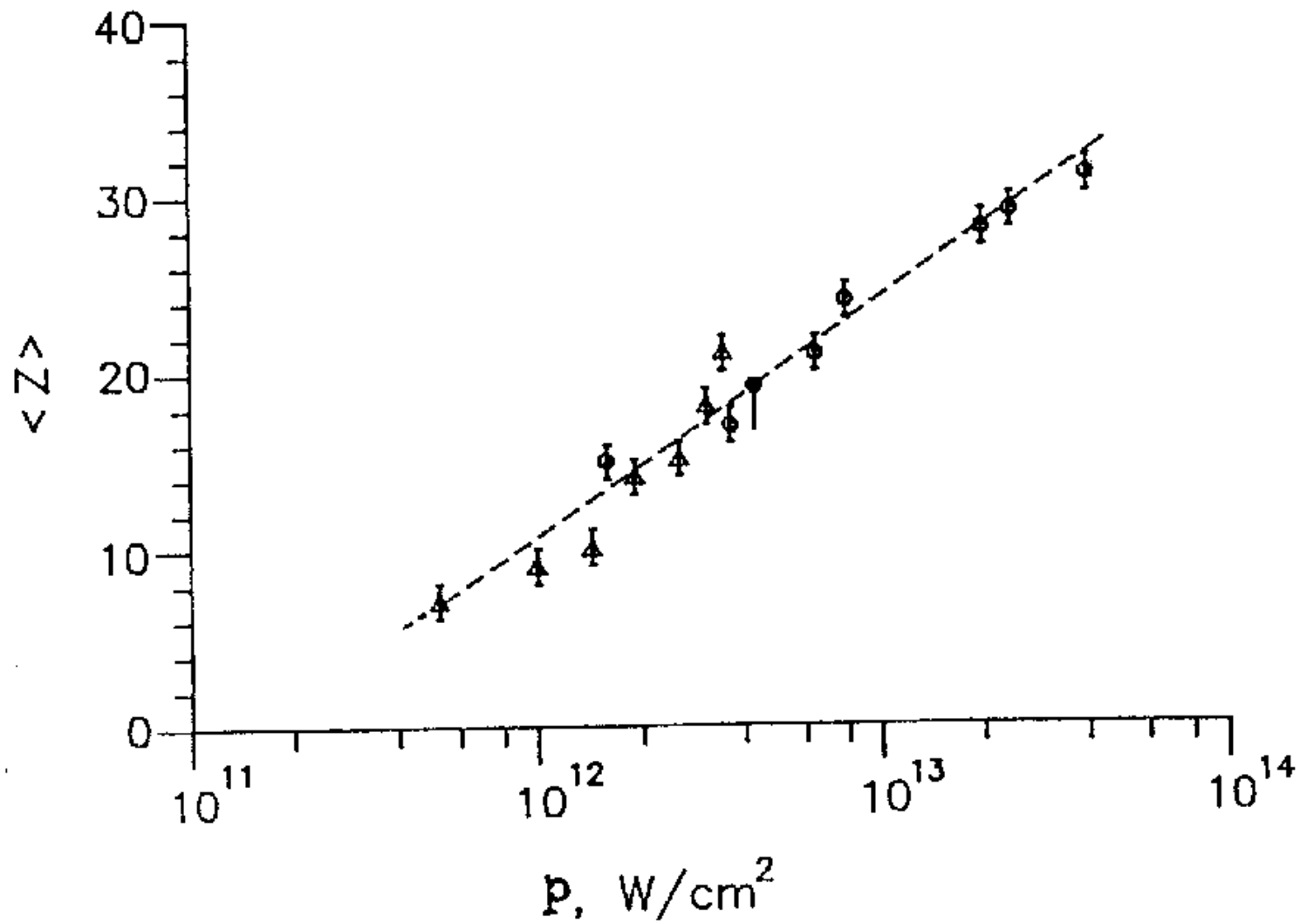


FIGURE 10.2

Dependence of average charge state on laser power density.

Prinzip der Plasma-Ionenquelle:

Licht wird über einen Parabolspiegel auf das Target fokussiert (Fokusbereich 65 μm)

→ Plasma expandiert und wird beschleunigt

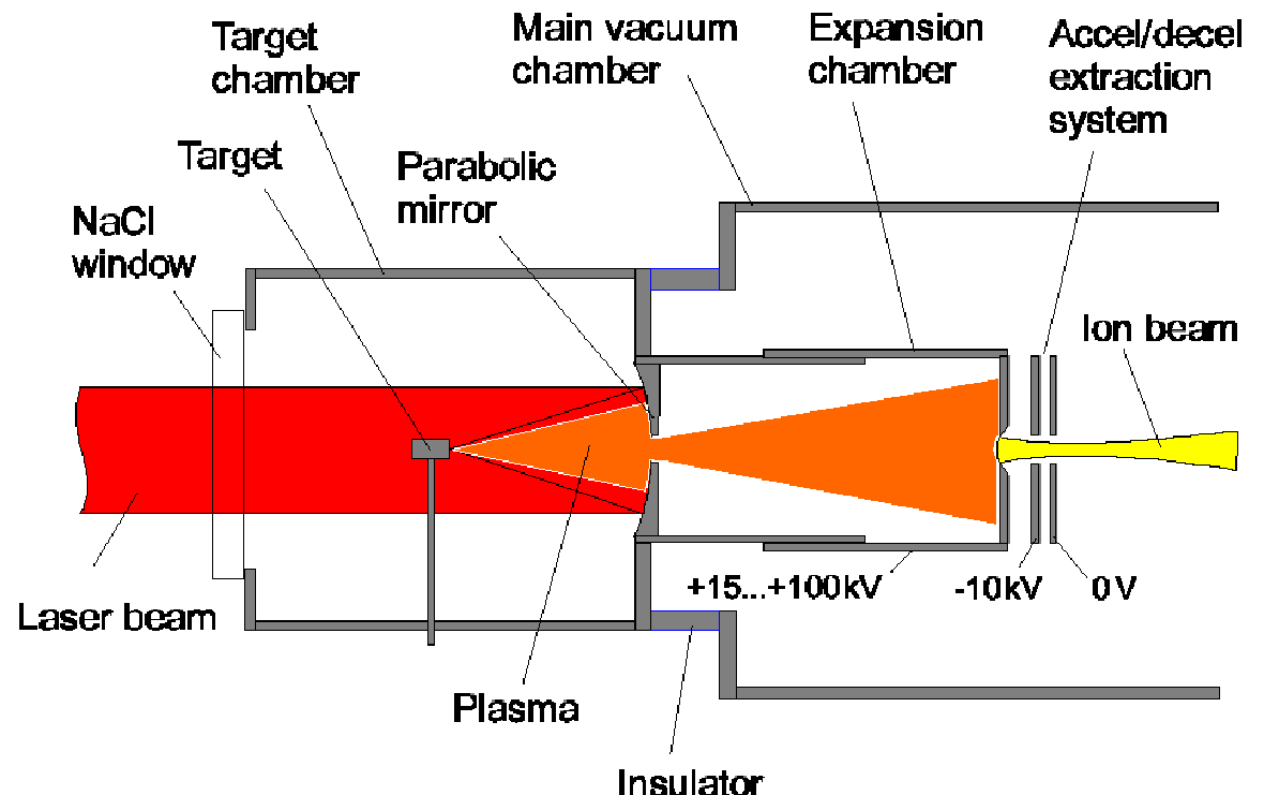
→ Großer Öffnungswinkel, daher zweifaches Ausblenden (vor und in expansion chamber)

Nachteile:

- große Emittanz durch die Plasmaexpansion
- große Energieverschmierung (~10%) durch die Beschleunigung bei der Expansion

Vorteile:

- hohe Ladungszustände
- Spitzenströme hochgeladener Ionen bis 150 mA



8.4) Elektronenkanonen

Bis in die dreißiger Jahre des letzten Jahrhunderts wurden Elektronenstrahlen nur in hochspezialisierten Anlagen und in Beschleunigern genutzt. Anfang der vierziger Jahre hielten Elektronenstrahlen Einzug in die Hochfrequenztechnik (Klystrone, Wanderfeldröhren, Tetroden etc.). Elektronenstrahlen werden heute in Fernseher, Elektronenmikroskopen, Schweiß- und Lithographie-Anlagen eingesetzt.

Ströme: μA bis kA

Strahlenergien: 0.1 bis 200 keV

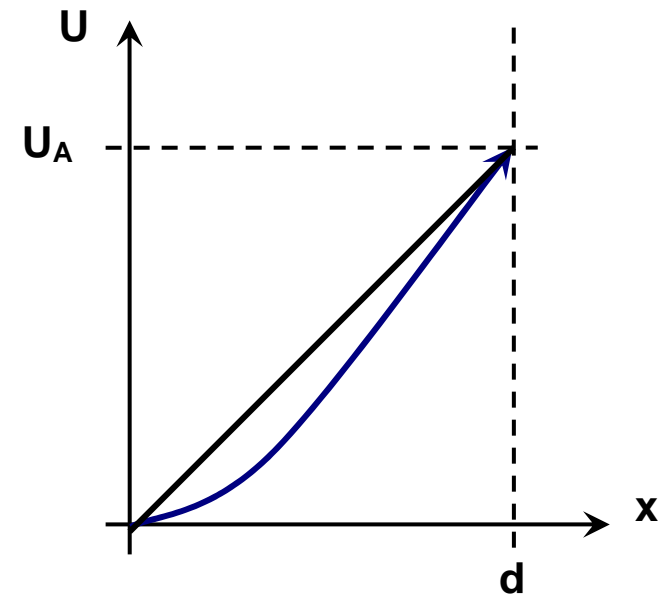
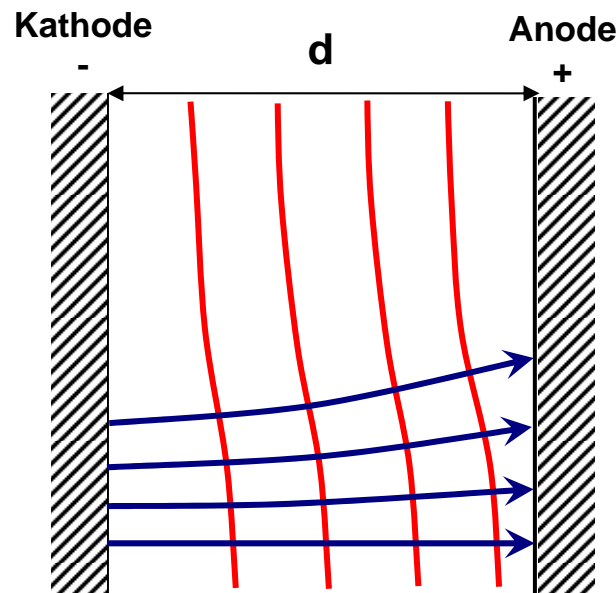
Bei hohen Strahlströmen muß der Einfluss der Raumladung berücksichtigt werden.

Einfaches Diodensystem:

Verzerrung der Äquipotentiallinien durch Raumladung.

Raumladung stellt sich so ein, daß die Kathode nichts mehr von der Anodenspannung sieht --> Abschirmung

$$\left. \frac{dU}{dx} \right|_{x=0} = 0$$



Poissongleichung:
$$\Delta U = \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} = -\frac{\rho}{\epsilon_0} = \frac{j}{v \cdot \epsilon_0} = \frac{j}{\epsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m}}} \frac{1}{\sqrt{U}}$$

Lösungsansatz:
$$U = A \cdot x^n \quad \Rightarrow \quad U'' = A \cdot n(n-1) \cdot x^{n-2}$$

$$\Rightarrow n = \frac{4}{3} \quad \text{und} \quad A = \left(\frac{9}{4} \frac{j}{\epsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m}}} \right)^{\frac{2}{3}} \quad \text{mit der Randbedingung} \quad U_A = A \cdot d^{4/3}$$

Damit erhält man im sogenannten "raumladungsbegrenzten Bereich" für die Emissionsstromdichte:

$$j = \frac{4}{9} \epsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m}} \frac{U_A^{3/2}}{d^2} \quad \rightarrow \quad \text{Child-Langmuir-Gesetz} \quad (8.2)$$

mit $I = j \cdot F$ $F =$ emittierende Fläche

$$I = P \cdot U^{3/2} \quad \text{mit} \quad P = \text{Perveanz} \quad (8.3)$$

Im Falle eines planaren Diodensystems ist
$$P = \frac{4}{9} \epsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m}} \frac{F}{d^2}$$

Im Falle von Zylinder- oder Kugelsymmetrie: Lösungen von Langmuir und Blodgett

$$I = \frac{16}{9} \pi \cdot \varepsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m}} \frac{U_A^{3/2}}{\alpha^2} \rightarrow \text{Kugelsymmetrie} \quad I = \frac{8}{9} \pi \cdot \varepsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m}} \frac{U_A^{3/2}}{\beta^2 r} \rightarrow \text{Zylindersymmetrie}$$

$$\text{Mit } j_c = \frac{4}{9} \varepsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m}} \frac{U_A^{3/2}}{(r_c - r)^2} \text{ folgt } j_{Kugel} = j_c \frac{(r_c - r)^2}{r^2 \alpha^2} \text{ und } j_{Zylinder} = j_c \frac{(r_c - r)^2}{r^2 \beta^2}$$

Dabei ist r_c der Kathodenradius und $\alpha(r)$ und $\beta(r)$ können als Reihenentwicklungen dargestellt werden.

$$\alpha = \gamma - \frac{3}{10} \gamma^2 + \frac{3}{40} \gamma^3 - \frac{63}{4400} \gamma^4 + \frac{13311}{6160000} \gamma^5 - \frac{27 \cdot 10391}{10472 \cdot 10^5} \gamma^6 \quad \text{mit } \gamma = \ln\left(\frac{r}{r_c}\right)$$

Erzeugung von Elektronenstrahlen:

➤ thermionische Emission

Richardson-Dushman Beziehung für die Stromdichte: $j_R = A \cdot b \cdot T^2 \exp\left(-\frac{\phi}{kT}\right) \left[\frac{A}{cm^2}\right] \quad (8.4)$

Dabei ist die Konstante $A = \frac{4\pi \cdot m e k^2}{h^3} = 120,4 \left[\frac{A}{cm^2 K^2} \right]$

b = Materialabhängige Konstante

ϕ ist die Austrittsarbeit, kT die thermische Energie der Elektronen

j wird nur messbar, wenn $T \gg$ Raumtemperatur

Typische Dioden Kennlinie:

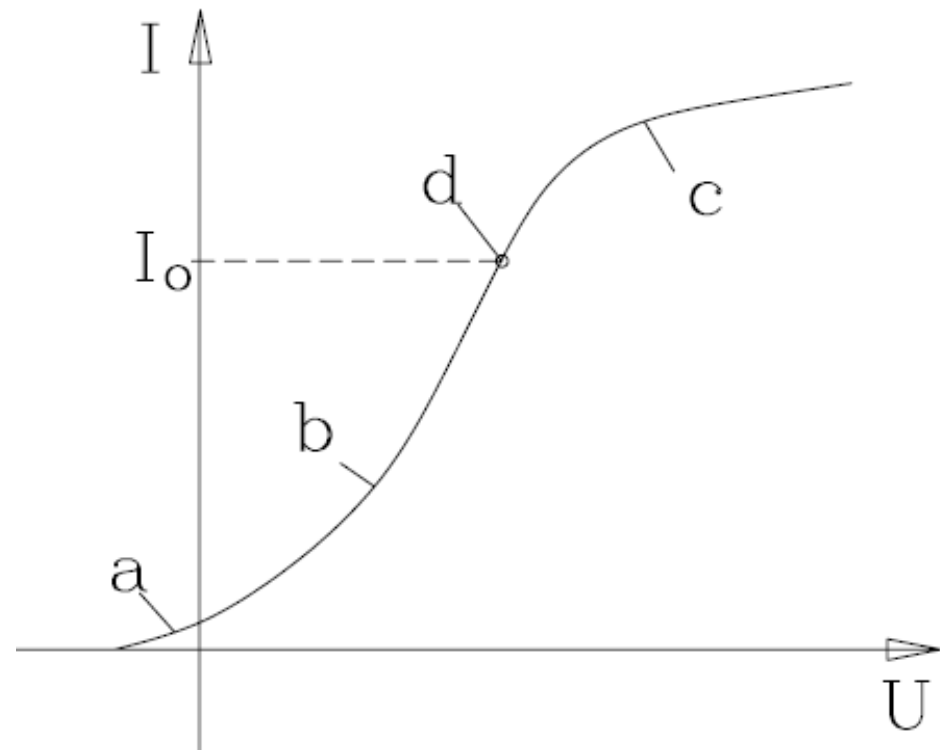
Die Bereiche sind

a) der Anlaufstrombereich

b) der Raumladungsbereich (Child-Langmuir)

c) der Sättigungs- oder temperaturbegrenzter Bereich

d) ist der Punkt, ab dem die Kennlinie von Child-Langmuir abweicht.



➤ Feldemission

E-Felder in der Größenordnung von 10^7 V/cm (z.B. an Spitzen, Nadelkathoden), dabei wird das Potential an der Festkörperoberfläche soweit abgesenkt, dass die Elektronen hindurchtunneln können.

-> Fowler-Nordheim Gleichung:

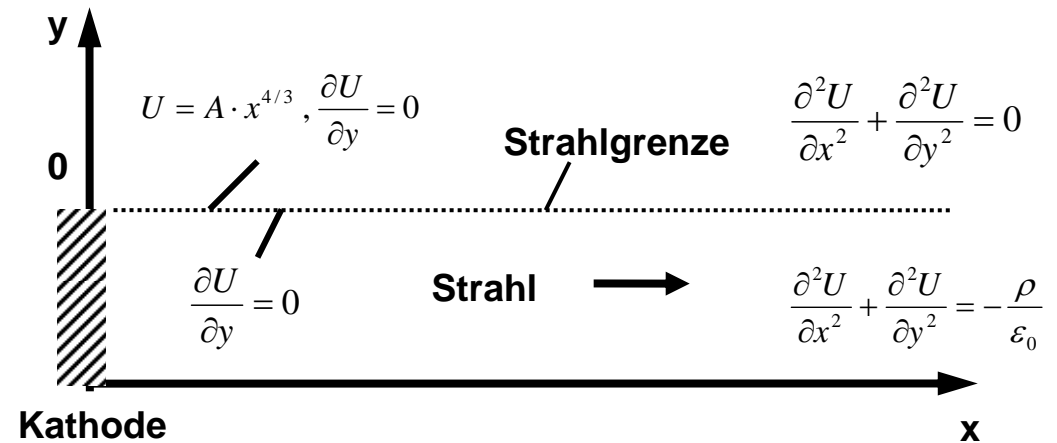
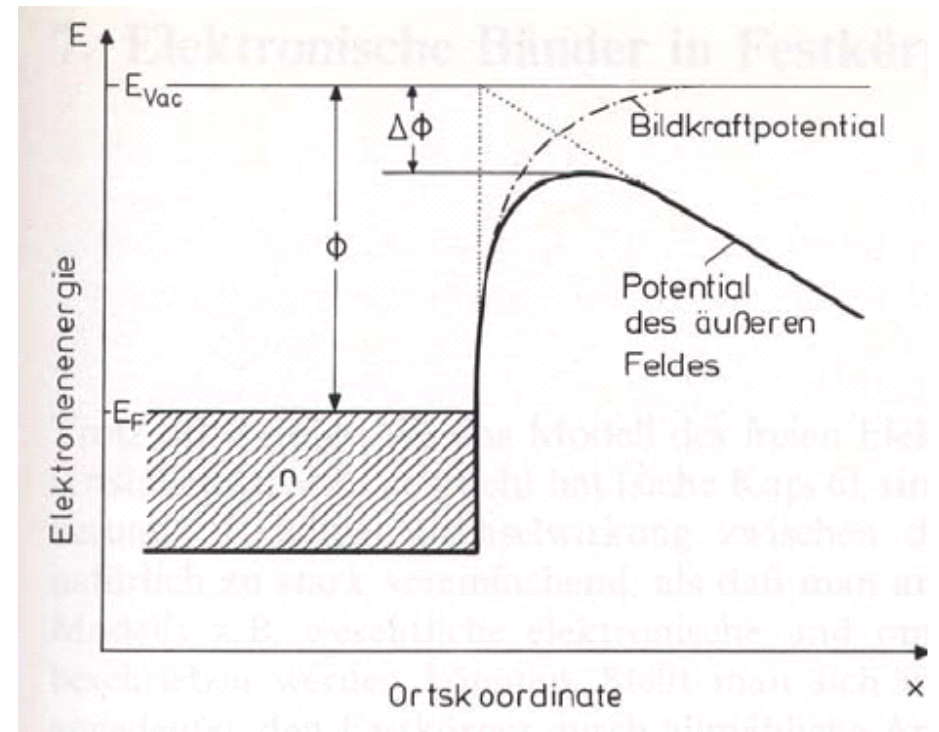
$$j_{FE} = \frac{K_1 U^2}{\phi} \exp\left(-\frac{K_2 \phi}{U}\right) \left[\frac{A}{cm^2}\right] \quad (8.5)$$

ϕ ist die Austrittsarbeit, U die angelegte Spannung und K_1 und K_2 Konstanten

Strahlformierung in Elektronenkanonen:

Wie formt man einen parallelen Elektronenstrahl unter Raumladungseinfluss?
An der Strahlgrenze müssen

$$U = A \cdot x^{4/3} \quad \text{und} \quad \frac{\partial U}{\partial y} = -E_y = 0 \quad \text{gelten.}$$



Das ist eine Cauchy-Randbedingung, bei der die Feldstärke vorgegeben ist!

$$\text{Es gilt in diesem Fall allgemein: } U|_{y=0} = f(x), \quad \left. \frac{\partial U}{\partial y} \right|_{y=0} = 0$$

Das Potential außerhalb der x-Achse ($y \neq 0$) ist die analytische Fortsetzung der Funktion $f(x)$ in die komplexe Ebene: $U(x, y) = \operatorname{Re}(f(z)) = \operatorname{Re}(f(x + iy))$

$$\text{Taylorentwicklung: } f(x + iy) = f(x) + iy \cdot f'(x) + \frac{(iy)^2}{2!} f''(x) + \dots$$

$$\rightarrow U(x, y) = f(x) - \frac{y^2}{2} f''(x) + \dots, \quad U(x, 0) = f(x), \quad \left. \frac{\partial U}{\partial y} \right|_{y=0} = -y \cdot f''(x)|_{y=0} = 0$$

Für den Strahlrand gilt daher

$$U(x, y) = \operatorname{Re}(A \cdot (x + iy)^{4/3}) = Ar^{4/3} \operatorname{Re}(\exp(\frac{4}{3} i \varphi))$$

$$\implies U(x, y) = A \cdot r^{4/3} \cos(\frac{4}{3} \varphi) = A(x^2 + y^2)^{2/3} \cos\left(\frac{4}{3} \arctan\left(\frac{y}{x}\right)\right)$$

Das Kathodenpotential $U_c = 0$ muß überall bei $\cos\left(\frac{4}{3}\varphi\right) = 0$ sein.

Daher folgt für den Winkel:

$$\varphi = \frac{3\pi}{8}, \frac{9\pi}{8} \text{ oder}$$

$$\varphi = 67.5^\circ, 202.5^\circ$$

Der Randanschluss an die Kathode muß in einem Winkel von 67.5° gegen die Flächennormale der Kathode erfolgen, um die Divergenz eines raumladungsdominierten Strahls zu kompensieren.

⇒ Randelektrode mit **Piercerand**

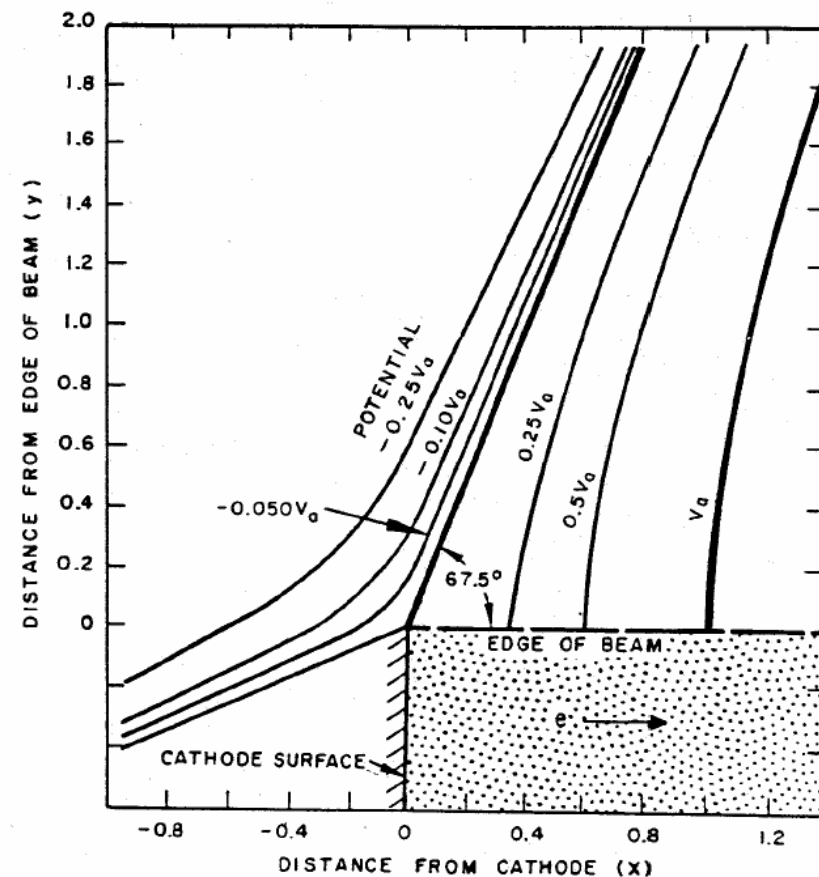
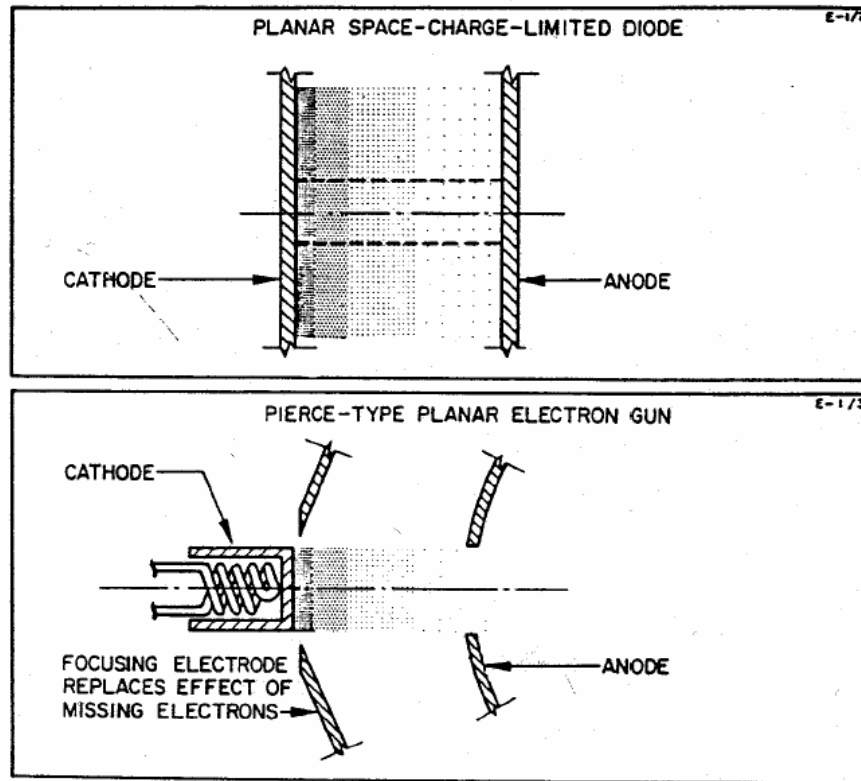


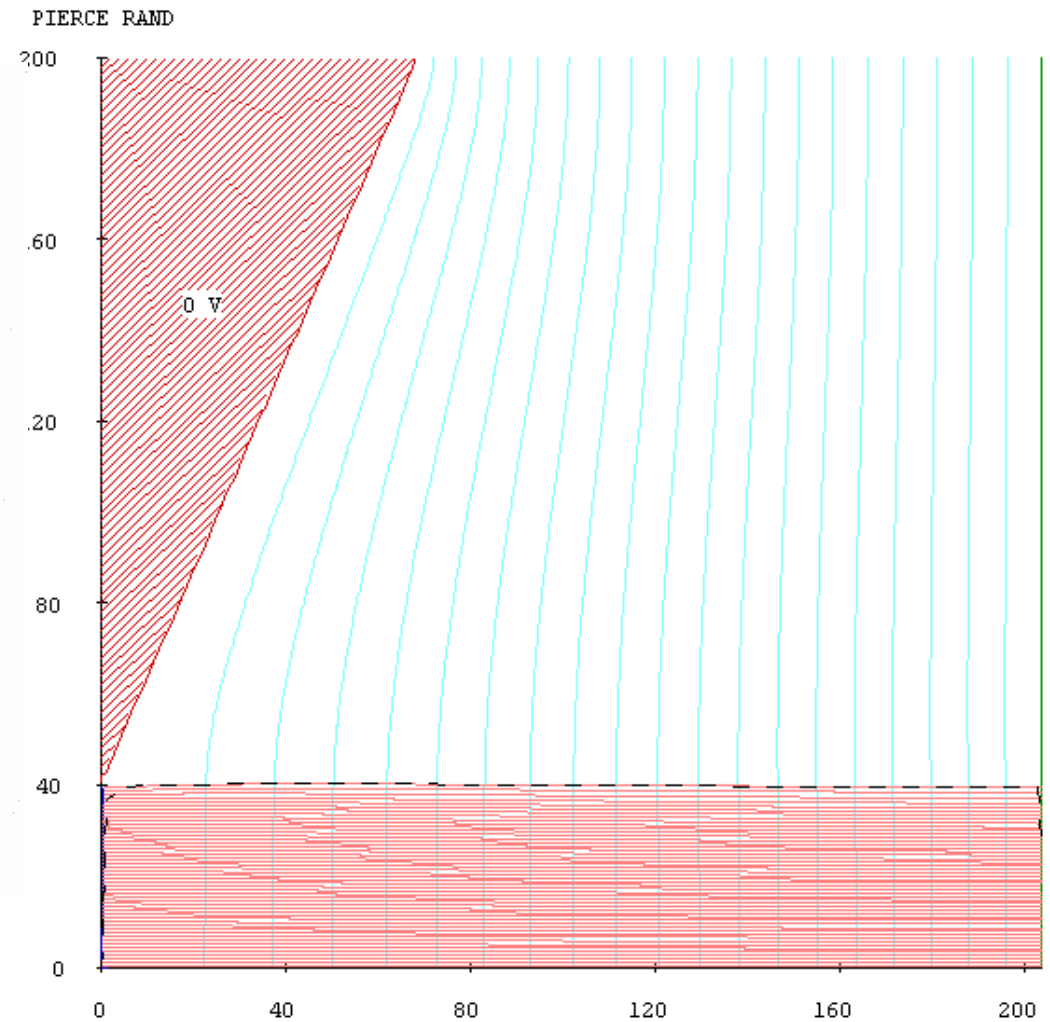
FIG. 4. Plot of the equipotential lines external to a planar space-charge-limited electron beam, as determined from Eq. (7). The heavy lines show the shape of the focus electrode and anode electrode.

Strahlformierung mit Pierce-Rand gerechnet
 für eine Anodenspannung von 1000 V.
 1 mm entspricht 4 Maschen!



Perveanz einer solchen Kanone:
 $P = 2.9 \cdot 10^{-7} \text{ A/V}^{3/2}$, Strom $I = 9 \text{ mA}$

8.66E-3 A, crossover at R= 25.0, Z=204 mesh units max current density on axis=204

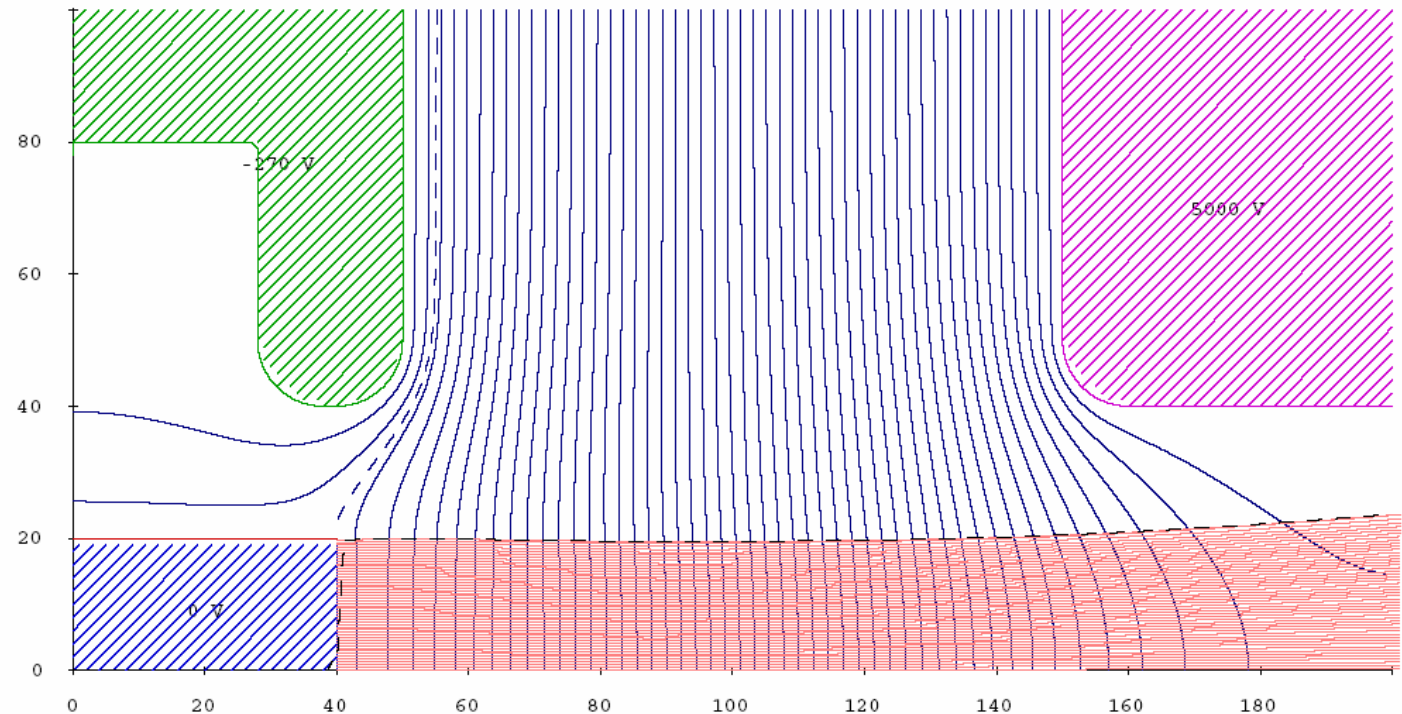
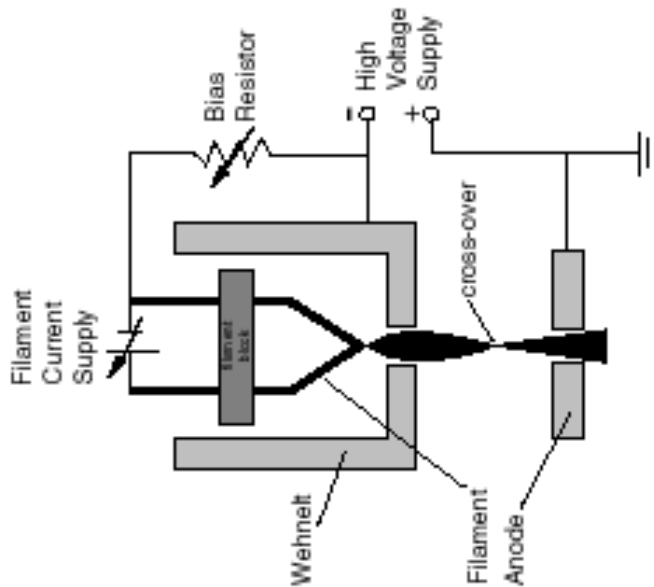


IGUN-7.008(C)R.Becker - RUN 05/27/07*001, file=PIERCE.EIN

Man kann die Äquipotentiallinien auch mit einem **Wehneltzylinder** formen.

8.92E-2 A, crossover at R= 19.6, Z=95 mesh unitsmax current density on axis=3.2

Strahlformierung mit Wehneltzylinder



IGUN-7.008(C)R.Becker - RUN 05/27/07*001, file=WEHNELT.EIN

Dabei wird das Potential an der Wehnelt-Elektrode so eingestellt, dass die Äquipotentiallinie, welche das Kathodenpotential repräsentiert, im Piercewinkel an die Kathodenecke anschließt. Wehneltzylinder finden in Elektronenmikroskopen und Fernsehgeräten ihre Anwendung.