

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM
KARLSRUHE**

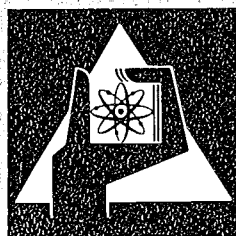
Juli 1974

KFK 2026

Institut für Experimentelle Kernphysik

Entwicklung einer Hochstromelektronenquelle für den
Elektronen-Ring-Beschleuniger

C.-H. Dustmann



**GESELLSCHAFT
FÜR
KERNFORSCHUNG M.B.H.**

KARLSRUHE

Als Manuskript vervielfältigt

Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.
KARLSRUHE

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

KFK 2026

Institut für Experimentelle Kernphysik

Entwicklung einer Hochstromelektronenquelle für den
Elektronen-Ring-Beschleuniger*)

von

C.-H. Dustmann

Gesellschaft für Kernforschung m.b.H., Karlsruhe

*) von der Fakultät für Physik der Universität Karlsruhe
genehmigte Dissertation

Zusammenfassung

Es wurde für das Febetron 705 eine Feld-Emissions-Diode entwickelt, die bei 2,3 MeV und einem Gesamtstrom von 3 - 4 kA mit 650 A in einer Emittanz von $\epsilon = 0,05 \pi$ cmrad die Anforderungen an den Injektor des Elektronen-Ring-Beschleunigers erfüllt. Es zeigte sich im Laufe der Untersuchungen, daß die Emission wegen der Ausbildung einer dichten Plasmawolke um die Emissionsspitzen dem Child-Langmuirschen Raumladungsgesetz gehorcht. Die Expansionsgeschwindigkeit dieser Plasmawolke konnte durch Messung der Phasenverschiebung von Spannungs- und Strommaximum zu 10 - 20 cm/ μ sec in Abhängigkeit vom Kathoden-Anoden-Abstand bestimmt werden.

Studies of a High Current Electron Beam Source for the Electron-Ring-Accelerator

Abstract

For the Febetron 705 a field emission diode has been developed that delivers from a 2.3 MeV 3-4 kA electronbeam 650 A into the emittance of 0.05π cmrad. Further investigations proved the formation of a dense plasmacloud surrounding the emissionpins, so that the current is ruled by the Child-Langmuir's law of space-charge limited current. The expansion-velocity of this plasmacloud could be determined by measuring the time delay between the voltage - and current maximum to be 10 - 20 cm/ μ sec in dependance of the cathode - anode spacing.

Inhaltsverzeichnis

	Seite
1. Einleitung	1
2. Anforderungen an den Injektor eines Elektronen-Ring-Beschleunigers	2
3. Durch das Febetron gegebene technische Randbedingungen	4
3.1 Beschreibung des Febetrons mit kommerzieller Diode	4
3.2 Notwendige Änderungen	5
4. Entwurf einer Diode, die die gestellten Anforderungen erfüllt	6
4.1 Anpassung der Diode an den Generator	6
4.2 Vakuumgefäß und Isolation	6
4.3 Elektrodensystem	9
4.31 Technische Gesichtspunkte	9
4.32 Elektronenoptische Überlegungen	10
4.321 Planparallele Elektroden	17
4.322 Elektroden nach Pierce	18
4.4 Mögliche Kathoden	19
4.41 Laser geheizte Plasmakathode	20
4.42 Heiße Kathode	20
4.43 Feld-Emissions-Kathode	20
5. Versuchsaufbau zur Untersuchung der Diode	23
6. Eigenschaften der Diode	27
6.1 Raumladungsverhalten	28
6.2 Gemessene Kennlinien der Diode	31
6.3 Vorgänge an den Nadelspitzen	34
6.4 Weitere Eigenschaften der Feld-Emissions-Kathode	34

	Seite
7. Erklärung für die Ausdehnungsgeschwindigkeit der Plasmawolke	40
8. Erzeugung einer momentanen Energie-streuung	42
9. Strahltransportsystem	44
10. Zusammenfassung	46
Symboltabelle	47
Literaturverzeichnis	50

1. Einleitung

Bei allen bisher betriebenen Teilchenbeschleunigern werden die zu beschleunigenden elektrisch geladenen Teilchen durch in geeigneten Strukturen erzeugte elektrische Felder beschleunigt. Der Energiegewinn pro Längeneinheit, welcher ein Maß für Kosten und Aufwand der Beschleuniger ist, wird durch die maximal mögliche Feldstärke in diesen Strukturen und in Kreisbeschleunigern zusätzlich durch die maximale Feldstärke der Biegemagnete begrenzt. Um Größenordnungen höhere Beschleunigungsraten hofft man mit kollektiven Beschleunigern zu erreichen, bei denen die Felder möglichst dichter Ladungswolken zur Beschleunigung benutzt werden sollen (Ref. 1, 2). Eines der denkbaren Prinzipien eines kollektiven Beschleunigers ist der zur Zeit in mehreren Laboratorien untersuchte Elektronen-Ring-Beschleuniger (Ref. 3), bei dem die erwünschten hohen Beschleunigungsfelder durch Bildung eines Elektronenringes sehr hoher Ladungsdichte erzeugt werden. Die Bildung und Stabilisierung solcher Ringe wird bisher auf zwei verschiedene Methoden versucht. Bei der einen wird ein linearer Elektronenstrahl tangential in das Magnetfeld eines Helmholtzspulenpaares eingeschossen und hier zum Ring gebogen (Ref. 4-8), während bei der anderen Methode ein Elektronenhohlstrahl in ein Magnetfeld mit Cusp-Geometrie (Ref. 9) eingeschossen wird. In beiden Fällen ergeben sich bestimmte Anforderungen an die Eigenschaften des Elektronenstrahls. Im Laufe der vorliegenden Arbeit wurde für die erste der genannten Methoden einen Elektronenring zu bilden eine Elektronenquelle entwickelt und ihre Eigenschaften näher untersucht.

2. Anforderungen an den Injektor des Elektronen-Ring- Beschleunigers

Damit die Vorteile des Elektronen-Ring-Beschleunigers gegenüber anderen Beschleunigern voll zum Tragen kommen können, sollte die maximale Feldstärke E_{\max} am Ringrand etwa hundert MV/m betragen (Ref. 10). Bei Annahme eines elliptischen Ringquerschnitts mit den Halbachsen a (radial) und b (achsial) und homogener Ladungsverteilung im Ring ergibt sich mit der Elektronenzahl N_e und dem großen Ringradius R die Feldstärke E_{\max} aus

$$E_{\max} = \frac{eN_e}{2\pi^2 R(a+b)\epsilon_0} \quad [\text{V/m}] \quad (1)$$

Nimmt man als typischen Parametersatz

$$\left. \begin{array}{l} a = b = 1,5 \text{ mm} \\ R = 3 \text{ cm} \\ N_e = 10^{13} \text{ Elektronen} \end{array} \right\} \text{ so ergibt sich } E_{\max} = 102 \text{ MV/m.}$$

Die benötigte Elektronenenergie ergibt sich aus einem Kompromiß zwischen einem möglichst großen Energiegewinnfaktor $M_p/m_0\gamma$, wobei M_p die Ruhemasse der zu beschleunigenden Nutzteilchen, m_0 die Ruhemasse der Elektronen und γ der relativistische Faktor $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$ ist, und der aus Stabilitätsgründen geforderten Verringerung der Raumladungsabstoßung der Elektronen um den Faktor $1/\gamma^2$. Dieser Kompromiß legt ein $\gamma \approx 40$ nahe, was einer Elektronenenergie von etwa 20 MeV entspricht. Diese Parameter zusammengefaßt bedeuten die Forderung nach einem Injektor, der einen etwa 1 nsec langen 1600 A Puls der geforderten Energie und Strahlqualität lieferte.

Da ein Injektor dieser Leistung nicht existiert, begnügt man sich mit Elektronen von einigen MeV, die in das gepulste Magnetfeld eines geeigneten Helmholtzspulenpaares eingeschossen und

wie in einem Betatron durch Induktionsbeschleunigung auf die nötige Energie gebracht werden. Dabei verringern sich gleichzeitig die geometrischen Abmessungen des Ringes um den Faktor $\sqrt{B_f/B_i}$, wobei B_i das Injektionsmagnetfeld und B_f das Magnetfeld am Ende der Kompression ist. Damit reduzieren sich bei einem Kompressionsfaktor von $\sqrt{B_f/B_i} = 7$ die anfänglich geforderten Ringparameter auf

$$\begin{aligned} a &= b = 1 \text{ cm} \\ R &= 21 \text{ cm} \\ N_e &= 10^{13} \text{ Elektronen} \\ E &\approx 2 \text{ MeV} \end{aligned}$$

Die Elektronen, die mit einer Orts- und Winkelabweichung vom Sollkreis in das Magnetfeld des Kompressors eingeschossen werden, vollführen Betatronschwingungen um den Sollkreis. Für die radialen Schwingungen lautet die Bewegungsgleichung:

$$\frac{d^2 r}{d\theta^2} + \nu_r r = 0 \quad (2)$$

mit der Lösung

$$r = A_r \cos(\nu_r \theta + \phi) \quad (3)$$

wobei

- r = radiale Auslenkung
- θ = der Azimutwinkel
- ν_r = radiale Betatronfrequenz pro Umlauf
- A_r = maximale radiale Amplitude

bedeuten.

Daraus ergibt sich:

$$\begin{array}{l} r^2 = A_r^2 \cos^2 (\nu_r \theta + \phi) \\ \left(\frac{dr}{d\theta}\right)^2 = \nu_r^2 A_r^2 \sin^2 (\nu_r \theta + \phi) \end{array} \quad \Bigg| \quad +$$

$$r^2 + \left(\frac{dr}{d\theta} \frac{1}{\nu_r}\right)^2 = A_r^2 \quad (4)$$

Mit dem jeweiligen Winkel $r' = r/R\theta$ des Teilchens ergibt sich in (4) eingesetzt:

$$\frac{r^2}{A_r^2} + \frac{r'^2}{\left(\frac{A_r v_r}{R}\right)^2} = 1 \quad (5)$$

Der (r, r') -Phasenraum hat also die Form einer Ellipse mit den Halbachsen $r = A_r$, $r' = A_r v_r / R$ und der Fläche $\epsilon_r = \pi A_r^2 \frac{v_r}{R}$. Analoges gilt für den (z, z') -Phasenraum. Mit $v_r = \sqrt{1-n}$ und $v_z = \sqrt{n}$, wobei sich der Feldindex $n = -(\partial B_r / \partial z) \cdot (R/B_z)$ aus den Eigenschaften des Kompressionsmagnetfeldes ergibt, den oben geforderten Ringparametern und der Annahme von Einfachinjektion folgen die Mindestanforderungen an den Injektor bei $n = 0,5$:

Strom: $I = 400 \text{ A}$ in $\epsilon = \pi r r' = 0,1 \text{ cmrad}$ ($r = 1 \text{ cm}$, $r' = 0,032 \text{ rad}$)

Energie: $E = 2 \text{ MeV}$

Pulslänge: $t \approx 4 \text{ nsec}$ Halbwertsbreite.

3. Durch das Febetron gegebene technische Randbedingungen

3.1 Beschreibung des Febetrans mit kommerzieller Diode

Das Febetron Typ 705 der Firma Field Emission Corp. besteht aus einem 160-stufigen Marxgenerator mit einer gespeicherten Energie von 800 J (Ref. 11). In einem Drucktank untergebracht liefert er bei einer maximalen Ladespannung von 35 kV einen Ausgangspuls von 2,3 MV an 400 Ω bei einer Halbwertsbreite von $\sim 50 \text{ nsec}$. Die kommerziell gelieferte Diode (Abb. 1) besteht aus einer abgeschmolzenen Glasröhre, 24 Wolframspitzen als Feldemissionskathode, einem 25 μm (bzw. 70 μm) dicken Titanfenster als Anode und dem internen Magneten, der die Elektronen durch das Titan-Fenster hindurchfokussiert.

Der Hersteller hat die Diode ganz offensichtlich für radiochemische und röntgenologische Anwendungen allein auf hohe Dosisleistung ausgelegt, denn die Strahlqualität ist so, daß

sich von den 6 kA Gesamtstrom nur 40 - 50 A (bzw. 30 A) in der Emittanz von 0,1 cmrad nutzen lassen.

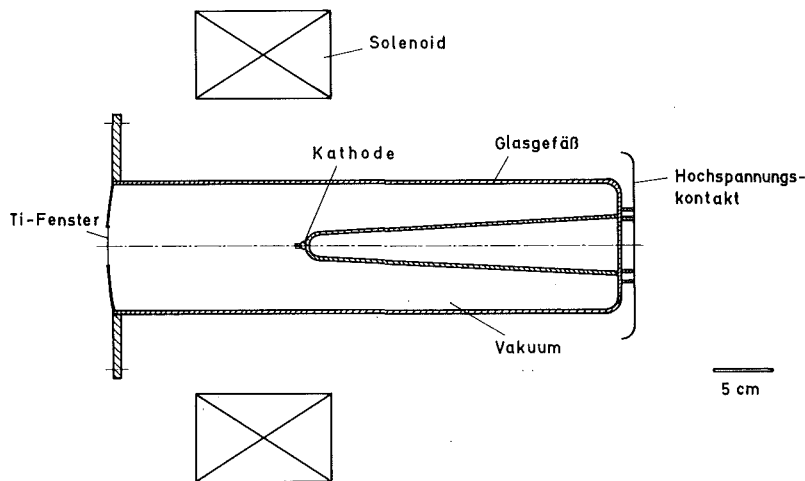


Abb. 1: Kommerziell gelieferte Diode der Firma Field Emission

Nach durchschnittlich 100 (bzw. 500) Pulsen ist zudem das Titan-Fenster durchschossen und das Glas durch Elektronenbeschuss beschädigt, so daß die Emittanz und die Wirtschaftlichkeit erheblich verbessert werden mußten.

3.2 Notwendige Änderungen

Es war deshalb notwendig, eine völlig neue Diode zu entwickeln, die bei zufriedenstellender Strahlqualität auch geringe Betriebskosten verursacht. Die geometrische Anordnung der Kathode zur Anode, auf deren Potential sich auch der interne Solenoid befindet, bedingt eine Verteilung des elektrischen Feldes, die zu großen Winkeln und damit zur schlechten Strahlqualität führt. Deshalb mußte der interne Solenoid und damit die magnetische Fokussierung durch elektrische Fokussierung ersetzt

werden. Ebenso führt das Titan-Fenster durch Vielfachstreuung zur Aufblähung des Strahles, so daß für die neue Diode nur eine offene Bauweise mit einem Anodengitter in Frage kam.

4. Entwurf einer Diode, die die gestellten Anforderungen erfüllt

4.1 Anpassung der Diode an den Generator

Der Marxgenerator des Febetrans hat einen Innenwiderstand von $R_i = 400 \Omega$, so daß bei erwünschter Anpassung des Lastwiderstandes, welchen die Diode darstellt, und bei der gegebenen Spannung von ~ 2 MV der gesamte Laststrom zwangsläufig 5 kA betragen muß. Da sich die Raumladungskräfte proportional zu $1/\gamma^2$ verkleinern, würde diese hohe Stromdichte besonders nahe der Kathode, wo γ noch sehr klein ist, zu großen Winkeln durch Raumladungsabstoßung führen. Deshalb wurde dem Elektronenstrahl ein variabler Widerstand in Form einer wässrigen CuSO_4 -Salzlösung parallel geschaltet, was durch eine doppelwandige Röhrenkonstruktion realisiert wurde (Abb. 2). Dieser Widerstand ermöglicht immer die Anpassung der Diodenimpedanz an den Generator unabhängig vom jeweiligen Elektronenstrom, was sich während der weiteren Untersuchung des Emissionsverhaltens verschiedener Kathoden als sehr nützlich erwiesen hat.

Zur Kühlung und leichten Änderung des Widerstandswertes wurde die Salzlösung in einem geschlossenen Kreislauf über ein Vorratsgefäß laufend umgewälzt.

4.2 Vakuumgefäß und Isolation

Die Röhre sollte im Gegensatz zur kommerziellen Diode von außen evakuiert werden, damit die Kathode und das Anodengitter zum eventuellen Austausch jederzeit zugänglich sind. Damit stellt sich die Frage nach dem maximal zulässigen Druck, denn der Aufwand für ein Vakuumsystem steigt überproportional mit den

Anforderungen an niedrigen Druck.

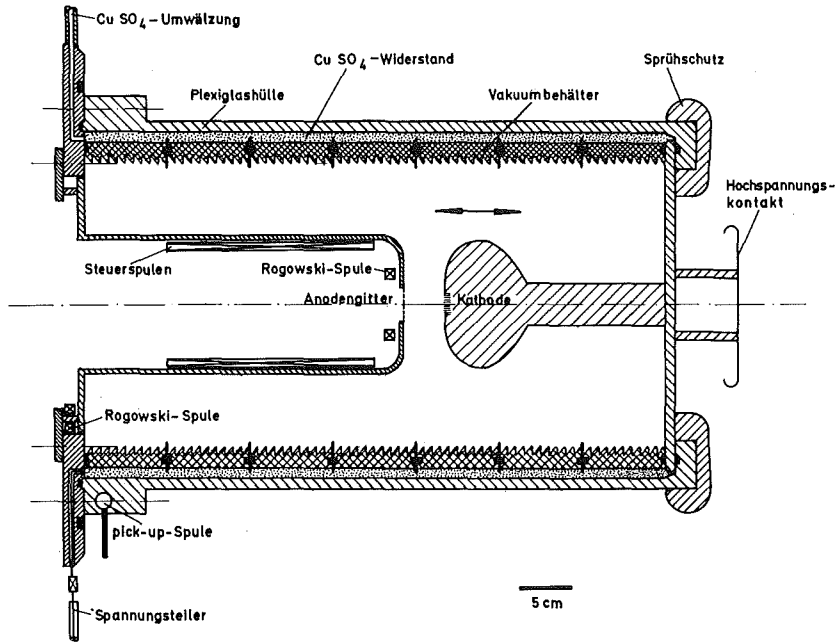


Abb. 2

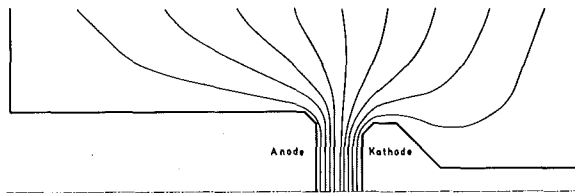


Abb. 3

Abb. 2: Gesamtquerschnitt der Diode

Abb. 3: Äquipotentiallinienverlauf in der Diode

Für die Isolation entlang der Oberfläche der Gefäßringe und über die Beschleunigungsstrecke zwischen Kathode und Anode wird ein Druck von $p \leq 10^{-4}$ Torr benötigt (Ref. 12, 13). Die von der Kathode emittierten Elektronen ionisieren die Restgasmoleküle, so daß ein dem Druck proportionaler Ionenbeschuß auf die Kathode stattfindet. Allerdings sind wegen der kurzen Pulsdauer die Beschleunigungswege für Ionen nur sehr kurz, und damit ist die Energie der Ionen nur sehr gering. Es hat sich gezeigt, daß Beschädigungen der Elektroden bei einem Druck $p \leq 5 \cdot 10^{-6}$ Torr nicht mehr auftreten.

Die Diode wird aber an das Vakuumsystem des Elektronen-Ring-Beschleunigers angeschlossen, wo in der Kompressionskammer zur Vermeidung von unkontrollierter Restgasbeladung des Elektronenringes ein Druck von $p \approx 10^{-8}$ Torr notwendig ist. Da Folien wegen der durch sie verursachten Emittanz-Verschlechterung zur Trennung der Vakuumsysteme nicht in Frage kommen, muß der Druck in der Diode in demselben Bereich liegen. Es wurden daher für die Diodenuntersuchungen kurzfristiger verfügbare Ringe aus Niederdruck-Polyäthylen benutzt. Sie ermöglichen einen Druck von $2 - 3 \cdot 10^{-6}$ Torr und wurden später durch Al_2O_3 -Keramik-Ringe von der Firma Feldmühle ersetzt, die das geforderte Vakuum ermöglichten.

Die Anzahl der für das Vakuumgefäß in Frage kommenden Materialien schränkte sich auch deshalb ein, weil neben der Vakuumanforderung nach geringen Abgasraten gleichzeitig die angelegte Spannung von über 2 MV sicher isoliert werden mußte. Die Durchbruchfeldstärke entlang einer Oberfläche im Vakuum hängt von Material, Oberflächenform und Weglänge ab (Ref. 13), weshalb für die Innenseite der Ringe ein Sägezahnprofil mit 30° Zahnwinkel gewählt wurde. Da aber die Durchbruchfeldstärke nicht linear mit der Länge wächst, wurde die Gesamtröhrenlänge durch 0,5 mm starke V_2A -Zwischenscheiben unterteilt, die elektrischen Kontakt zum CuSO_4 -Widerstand hatten und dadurch auf einem definierten Potential gehalten wurden. Außerdem führen sie eventuell vorhandene Oberflächenladungen ab. Mit dieser Röhrenkonstruktion

konnte die angelegte Spannung sicher isoliert werden, und falls lokale Entladungen z.B. durch Elektronenbeschuß stattfinden sollten, verhindern die Zwischenscheiben einen lawinenartig anwachsenden Gesamtdurchbruch.

Von außen wird die Röhre durch Transformatorenöl isoliert. Es zeigte sich allerdings, daß der Sprühschutz an der Oberkante notwendig ist, weil sonst das äußere Plexiglasrohr durch Sprühentladungen ins Öl hinein beschädigt und damit undicht wurde.

4.3 Elektrodensystem

4.31 Technische Gesichtspunkte

Neben den weiter unten erläuterten elektronenoptischen Überlegungen für die Elektrodenformung war zunächst die Hochspannungsfestigkeit und Betriebssicherheit zu gewährleisten. Dazu mußte sicher gestellt sein, daß keine Elektronen auf die Vakuumgefäßwände trafen und hier bei längerem Betrieb Beschädigungen hervorriefen. Da die Gefahr von Elektronenemission von Fehlerstellen auf der hochglanzpolierten Kathodenelektrodenoberfläche sehr viel höher ist als von der Anodenelektrode, wurde die Mittelebene zwischen Kathode und Anode in die Röhre hineinversetzt und damit die Feldstärke zwischen Kathodenelektrode und Wand verringert. Damit ergab sich der in Abb. 3 dargestellte Äquipotentiallinienverlauf, der mit einem Widerstandsnetzwerk nach Ref. 14 gemessen wurde. Der Kathoden-Anoden-Abstand ist über ein Feingewinde an der Kathodenelektrodenhalterung zwischen 0 und 50 mm variierbar und wird mit einer Kontermutter arretiert, die gleichzeitig das Gewinde verdeckt, damit von den Gewindespitzen keine Elektronenemission stattfinden kann.

Als Elektrodenmaterial wurde V₂A-Stahl gewählt aus einem Kompromiß zwischen den Anforderungen an Hochspannungselektroden einerseits, am besten eignen sich hochschmelzende Schwermetalle wie z.B. Wolfram, Bearbeitbarkeit und Verfügbarkeit des Materials andererseits. Das Anodengitter besteht aus einem V₂A-Drahtge-

webe mit 500 μm Maschenweite und 22 μm Drahtdurchmesser, was eine optische Transmission von 96 % ergibt, so daß 96 % aller Elektronen ungestreut durch das Anodengitter hindurchtreten.

4.32 Elektronenoptische Überlegungen

Bei der Auswahl und Konstruktion eines geeigneten Elektroden-systems der Elektronenkanone ist die Emittanz ϵ , in der der benötigte Strom enthalten ist, ein geeignetes Maß für die Strahlqualität. Als Emittanz bezeichnet man die Fläche der Projektion des (x,y,z,x',y',z') -Phasenraumes auf die (x,x') oder (y,y') -Ebene, wobei die Transversalkoordinaten x und y die örtliche Ausdehnung der Quelle angeben und $x' = dx/dz$, $y' = dy/dz$ die Winkel der Elektronen zur Strahlachse z sind. Bei einem um die z -Achse symmetrischen Strahl ist wie im vorliegenden Fall $(x,x') = (y,y')$. Da die Größe der emittierenden Fläche durch die mögliche Stromdichte und den nötigen Gesamtstrom gegeben ist, muß zur Verringerung der Emittanz untersucht werden, welche Effekte die Winkel beeinflussen.

Als erstes sind die Winkelanteile zu nennen, die durch die Kathode verursacht werden. Auf sie soll bei der Auswahl einer geeigneten Kathodenart in Kap. 4.4 eingegangen werden. Zweitens gilt es an der Anode zwei Effekte zu unterscheiden (Ref. 15). Entsprechend der optischen Transmission des Anodengitters von 96 % treffen 4 % der Elektronen auf Anodengitterdrähte und werden hier unter Energieverlust in eine Gaußsche Winkelverteilung um ihren Einfallswinkel gestreut. Nach der Theorie über Vielfachstreuung von G. Molière (Ref. 16), die experimentell gut bestätigt ist (Ref. 17), ergibt sich für Elektronen der Winkel θ_ω , unter dem die Intensität auf $1/e$ des Maximalwertes abgesunken ist aus

$$\theta_\omega = \left[0,157 \frac{Z(Z+1)t}{A \cdot (pv)^2} (B - 1,2) \right]^{1/2} = 0,202 \text{ rad} \quad (6)$$
$$= 11,6^\circ$$

mit $Z = 26$ der Ordnungszahl von Eisen

$A = 56$ dem Atomgewicht von Eisen

$$t = 15,6 \cdot 10^{-3} \text{ g/cm}^2 \text{ der Flächendichte aus } \left\{ \begin{array}{l} \rho = 7,8 \text{ g/cm}^3 \text{ Dichte} \\ \text{von Fe} \\ x = 20 \text{ } \mu\text{m} \text{ durchschnittliche Draht-} \\ \text{dicke} \end{array} \right.$$

$p_v = 2 \text{ MeV}$ der Elektronenenergie

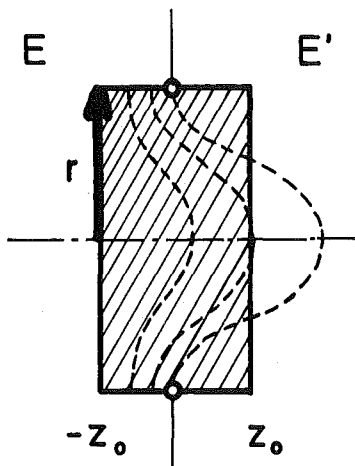
$$\beta = \frac{v}{c} = 2,96 \cdot 10^8 \text{ m/sec der Geschwindigkeit der Elektronen}$$

B ist eine von Molière angegebene Hilfsfunktion $f\left(\frac{\theta_1}{\theta_a}\right)$ mit

$$\left(\frac{\theta_1}{\theta_a}\right)^2 = \frac{(Z+1)Z^{1/3} \cdot 7800 \cdot t}{\beta^2 \cdot A}$$

Da in der benötigten Emittanz nur Winkel $x' \leq 0,032 \text{ rad}$ zugelassen sind, gehen die meisten dieser Elektronen verloren.

Die übrigen 96 % der Elektronen, die durch das Anodengitter hindurchfliegen, erfahren eine mehr oder weniger starke Ablenkung von dem durch das Gitter hindurchtretenden stark inhomogenen elektrischen Feld. Dieser Einfluß läßt sich in Anlehnung an Ref. 18 für relativistische Elektronen wie folgt abschätzen: Es wird ein quadratisches Gitterloch betrachtet mit der Seitenlänge $2r$, durch das das Feld hindurchtritt (Abb. 4). Durch die



Radialkomponente E_r dieses Feldes erfahren die Elektronen eine Querbeschleunigung nach der Bewegungsgleichung:

$$\frac{d}{dt} p_r = -e E_r \quad (7)$$

$$p_r = -e \int_{-t_0}^{t_0} E_r dt \quad (8)$$

Abb. 4: Durchgriff am Anodengitter

Unter der Annahme, daß die Elektronen in der nahen Umgebung des Gitterloches, wo sie in der Zeit $-t_0$ bis t_0 die Strecke $-z_0$ bis z_0 zurücklegen, keine Änderung ihres longitudinalen Impulses erfahren, kann man in (8) aus der Beziehung $p_z = m_0 \gamma \frac{dz}{dt} = \text{const.}$ die Integration über der Zeit von $-t_0$ bis t_0 durch die Integration über den Weg $-z_0$ bis z_0 ersetzen und erhält

$$p_r = - \frac{e m_0 \gamma}{p_z} \int_{-z_0}^{z_0} E_r dz. \quad (9)$$

Mit $p_z = \frac{1}{c} \sqrt{2 m_0 c^2 e \Phi + (e\Phi)^2}$ ergibt sich

$$\frac{p_r}{p_z} = x' = - \frac{e m_0 c^2 \gamma}{2 m_0 c^2 e \Phi + (e\Phi)^2} \int_{-z_0}^{z_0} E_r dz \quad (10)$$

Das Integral $\int_{-z_0}^{z_0} E_r dz$ erhält man unter Verwendung des Gaußschen Satzes

$$\int \vec{E} d\vec{f} = \frac{1}{\epsilon_0} \int \rho dV \text{ mit } \rho = 0:$$

$$8r \int_{-z_0}^{z_0} E_r dz + 4r^2 (E-E') = 0 \quad (11)$$

in (10) eingesetzt erhält man

$$x' = \frac{\gamma m_0 c^2 r}{4 m_0 c^2 \Phi + 2 e\Phi^2} (E-E') \quad (12)$$

Für die nicht relativistische Näherung $e\Phi \ll m_0 c^2$ ergibt sich $x' = \frac{r}{4\Phi} (E-E')$ (Ref. 18). Für die vorliegenden Parameter erhält man:

$$\left. \begin{aligned} \gamma &= 5 \\ r &= 5 \cdot 10^{-4} \text{ m} \\ E &= 5 \cdot 10^7 \text{ V/m} \\ E' &= 0 \\ \Phi &= 2 \cdot 10^6 \text{ V} \end{aligned} \right\} x' \approx 2 \text{ mrad}$$

Das ist ein maximaler Anteil von etwa 7 % am gesamten zulässigen Winkelbereich.

Als dritter winkervergrößernder Effekt ist die Raumladung zu nennen, für deren Einfluß die Perveanz P ein Maß ist. Sie wird aus der Ableitung der Bewegungsgleichung für paraxiale nicht relativistische Elektronenstrahlen (Ref. 19) mit $P = I/\Phi^{3/2}$ definiert. Um P für relativistische Elektronenstrahlen zu definieren, muß zunächst die relativistische Bewegungsgleichung abgeleitet werden:

Für ein achsialsymmetrisches elektrisches Feld ohne äußeres Magnetfeld lautet die Gleichung für die Kraft, die auf eine Ladung q in radialer Richtung wirkt:

$$K_r = \frac{d}{dt} (\gamma m_0 \frac{dr}{dt}) = -q \frac{\partial \Phi}{\partial r} \quad (13)$$

Durch Potenzreihenentwicklung um die Achse findet man unter Vernachlässigung der höheren Ordnungen (Ref. 19 S. 6)

$$\Phi(z,r) = \Phi(z,0) - \frac{1}{4} \Phi'' r^2 \quad (14)$$

wobei die Striche Ableitungen nach z bedeuten. Differenziert nach r und in (13) eingesetzt ergibt sich mit $q = -e$

$$\frac{d}{dt} (\gamma \frac{dr}{dt}) + \frac{e}{2m_0} \Phi'' r = 0 \quad (15)$$

Nun müssen die Ableitungen nach t durch solche nach z ersetzt werden, so daß

$$\frac{dr}{dt} = \frac{dr}{dz} \frac{dz}{dt} \quad \text{und} \quad \frac{d^2r}{dt^2} = \frac{d^2r}{dz^2} \left(\frac{dz}{dt}\right)^2 + \frac{dr}{dz} \frac{d^2z}{dt^2} \quad (16)$$

Da zudem im Beschleunigungsbereich der Diode γ zeitabhängig ist, gilt mit $\gamma = 1 + \frac{e\Phi}{m_0c^2}$

$$\frac{d}{dt} \left(\gamma \frac{dr}{dt} \right) = \frac{d\gamma}{dt} \frac{dr}{dt} + \gamma \frac{d}{dt} \left(\frac{dr}{dt} \right) \quad (17)$$

$$\begin{aligned} &= \frac{d\gamma}{dz} \frac{dz}{dt} \frac{dr}{dt} + \gamma \left[\frac{d^2r}{dz^2} \left(\frac{dz}{dt}\right)^2 + \frac{dr}{dz} \frac{d^2z}{dt^2} \right] \\ &= \frac{e}{m_0c^2} \Phi' v^2 r' + \gamma r'' v^2 + r' \frac{\Phi' \frac{e}{m_0}}{\gamma^2} \end{aligned}$$

wobei sich $\frac{d^2z}{dt^2}$ wie folgt ergab: Aus $\gamma = \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-1/2}$ folgt

$v^2 = c^2 \left(1 - \frac{1}{\gamma^2}\right)$ und wird nach t differenziert zu

$$2v \frac{d^2z}{dt^2} = -c^2 \frac{d}{dt} \frac{1}{\gamma^2} = -c^2 \frac{d}{dz} \frac{dz}{dt} \frac{1}{1 + \frac{2e\Phi}{m_0c^2} + \left(\frac{e\Phi}{m_0c^2}\right)^2}$$

Mit

$$\begin{aligned} \frac{d}{dz} \left(1 + \frac{2e\Phi}{m_0c^2} + \left(\frac{e\Phi}{m_0c^2}\right)^2 \right)^{-1} &= -1 \left(1 + \frac{2e\Phi}{m_0c^2} + \left(\frac{e\Phi}{m_0c^2}\right)^2 \right)^{-2} \cdot \\ &\quad \cdot \left(\frac{2e}{m_0c^2} \Phi' + 2 \left(\frac{e\Phi}{m_0c^2}\right) \frac{e}{m_0c^2} \Phi' \right) \\ &= - \frac{\Phi' (2e/m_0c^2) \gamma}{\gamma^4} \end{aligned}$$

ergibt sich $\frac{d^2 z}{dt^2} = \frac{\frac{e}{m_0} \phi'}{\gamma^3}$, was in (17) eingesetzt wurde.

Mit (17) in (15) eingesetzt lautet die Bewegungsgleichung

$$r'' + \frac{\gamma \phi'}{\phi \left(2 + \frac{e\phi}{m_0 c^2}\right)} r' + \frac{\gamma \phi''}{2\phi \left(2 + \frac{e\phi}{m_0 c^2}\right)} r = 0 \quad (18)$$

Für nicht relativistische Elektronen ergibt sich mit $e\phi \ll m_0 c^2$ und damit $\gamma = 1$

$$r'' + \frac{\phi'}{2\phi} r' + \frac{\phi''}{4\phi} r = 0 \quad (19)$$

Zur Einführung des Raumladungseinflusses wird in der Laplace-Gleichung und damit in der Bewegungsgleichung ϕ'' durch $\phi'' + \rho_0/\epsilon_0$ ersetzt, wobei für relativistische Elektronenströme ρ_0 durch ρ/γ^2 ersetzt werden muß, da die radial wirkende Raumladungsabstoßung nach

$$\begin{aligned} K_r &= K_{Er} - K_{Br} = \frac{eQ}{2\pi r \epsilon_0} - \frac{e \mu_0 Q v^2}{2\pi r} \\ &= \frac{eQ}{2\pi r \epsilon_0} \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right) = K_{Er} \cdot \frac{1}{\gamma^2} \end{aligned}$$

als die um den Faktor $1/\gamma^2$ verringerte Coulomb-Abstoßung betrachtet werden kann.

Damit lautet die Bewegungsgleichung (18) mit $\rho = -I/\pi r^2 v$ und der relativistischen Geschwindigkeit $v = c\sqrt{1 - 1/\gamma^2}$

$$r'' + \frac{\gamma \phi'}{\phi(1+\gamma)} r' + \frac{\gamma \phi''}{2\phi(1+\gamma)} r + \frac{1}{r} \frac{-I}{2\pi \epsilon_0 c \gamma (1+\gamma) \phi \sqrt{1-1/\gamma^2}} = 0 \quad (20)$$

Mit dem letzten Term dieser Bewegungsgleichung wird die Perveanz P definiert:

$$\begin{aligned} \frac{1}{r} \frac{-I}{2\pi\epsilon_0 c (1+\gamma) \Phi \sqrt{\gamma^2-1}} &= \frac{1}{r} \frac{-I}{2\pi\epsilon_0 c \Phi (2e/m_0 c^2)^{1/2} (m_0 c^2/2e)^{1/2} (\gamma-1)^{1/2} (\gamma+1)^{3/2}} \\ &= \frac{1}{r} \frac{-I}{2\pi\epsilon_0 \sqrt{2e/m_0} \Phi^{3/2} (\gamma+1)^{3/2}} \\ &= -\frac{1}{r} \frac{-I}{4\pi\epsilon_0 \sqrt{2e/m_0}} \cdot P \end{aligned}$$

$$\text{Mit } P = \frac{I}{\Phi^{3/2} (\frac{2}{\gamma+1})^{3/2}} = \frac{I}{(\Phi + \frac{e\Phi^2}{2m_0 c^2})^{3/2}}$$

Für die Grenzfälle $\gamma = 1$ ergibt sich die nicht relativistische Perveanz und für $\gamma = \infty$ ergibt sich $P = 0$, d.h. die Coulomb-Abstoßung wird im Elektronenstrahl genau durch die magnetische Anziehung kompensiert.

Um den Einfluß der Raumladung auf die Emittanz quantitativ abzuschätzen, wurde die Bewegungsgleichung (20) für ein homogenes achsialsymmetrisches elektrisches Feld, d.h. $\Phi'' = 0$ numerisch integriert. Mit dem Kathoden-Anoden-Abstand als Parameter und dem Anfangsstrahlradius von $r_0 = 1$ cm ergab sich der in Abb. 5 gegebene Zusammenhang zwischen der Perveanz und der Emittanz, wobei diese aus dem Strahlradius und dem Envelopenwinkel am Ende der Beschleunigungsstrecke berechnet wurde. Allerdings kann es sich hierbei nur um eine grobe Abschätzung der oberen Grenze der Emittanz handeln, denn zum einen liegt im Elektronenstrahl sicher keine homogene Ladungsverteilung vor, und zum anderen ist die Voraussetzung $\Phi'' = 0$ sicher nicht erfüllt, denn am Strahlort wird das äußere elektrische Feld durch die Raumladung reduziert, wodurch ein fokussierender Effekt eintritt,

der bei der Rechnung nicht berücksichtigt wurde. Es läßt sich aber erkennen, daß die Raumladungsabstoßung einen entscheidenden negativen Beitrag zur Strahlqualität liefert. Es wurden daher zwei verschiedene Elektrodenformen experimentell untersucht.

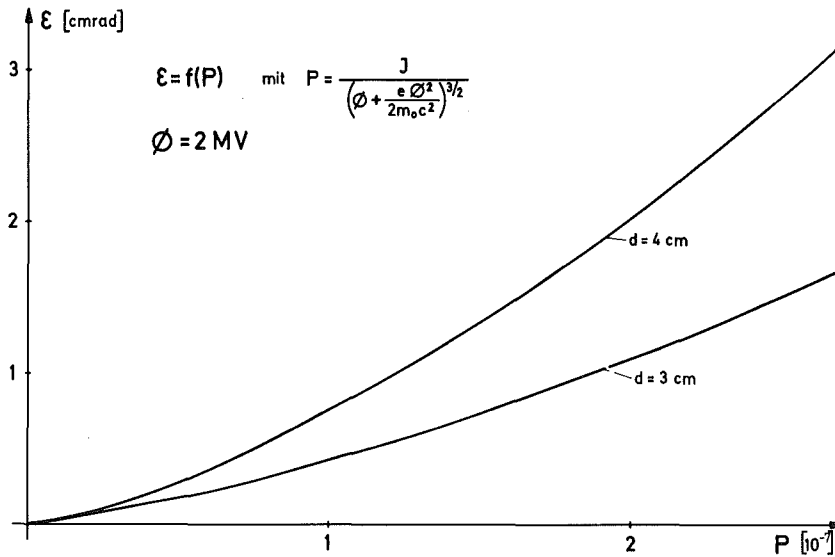


Abb. 5: Zusammenhang zwischen Emittanz und Perveanz eines relativistischen Elektronenstrahls

4.321 Planparallele Elektroden

Die einfachste Form für die das Beschleunigungsfeld formenden Elektroden ist die zweier planparalleler Platten, deren Durchmesser so groß gewählt werden muß, daß im Bereich des Elektronenstrahls das äußere elektrische Feld homogen ist. Die Kathodenelektrode wurde so geformt, daß ihre hochglanzpolierte Oberfläche die Gestalt einer Äquipotentialfläche eines Plattenkondensators hat, um zu gewährleisten, daß an keiner Stelle die Feldstärke durch Krümmungseffekte höher wird, als im homogenen Feldbereich (Ref. 20).

Die Anodenelektrode bildete mit dem Gitter eine Ebene, deren Rand mit dem Krümmungsradius von 2 cm abgerundet war. Der Durchmesser der Anode war so groß gewählt, daß alle von der Kathode emittierten Elektronen auf die Anode trafen und nicht auf die Vakuumgefäßwände. Nach den in Kap. 4.32 durchgeführten Rechnungen mußte demnach die Anode bei einer maximalen Perveanz von $6 \cdot 10^{-7}$ Perv einen Durchmesser von 12 cm haben.

Diese Elektrodenanordnung eignete sich besonders für die Untersuchung des Raumladungsverhaltens verschiedener Kathoden, ohne daß ein inhomogenes äußeres Feld die Verhältnisse kompliziert hätte. Außerdem war im Gegensatz zu der in Kap. 4.322 beschriebenen Elektrodenform der gesamte aus der Kathode gezogene Strom mit 2-5 kA verhältnismäßig hoch.

4.322 Elektroden nach Pierce

Betrachtet man zwei verschieden große konzentrische Kugeln, von denen die äußere, auf negativem Potential gegenüber der inneren, von der Innenseite Elektronen emittiert, so werden die Elektronen unabhängig von Raumladungseffekten auf den gemeinsamen Kugelmittelpunkt fokussiert. Diese Tatsache macht sich das Pierce-Elektroden-System zu nutze. Statt zweier Hohlkugeln benutzt man als Elektroden zwei Kugelsegmente, bei denen durch spezielle Formgebung die durch die fehlenden Kugelteile entstehende Feldveränderung kompensiert wird. Außerdem soll nicht die gesamte Elektrodenfläche Elektronen emittieren, sondern nur die Kathode, so daß der Raumladungsanteil des Feldes außerhalb des Elektronenstrahls auch durch die Formgebung der Elektroden kompensiert werden muß. Nach Ref. 21 ergibt sich bei einem raumladungsbegrenzten Strom nicht relativistischer Elektronen für den Winkel zwischen Elektrodenoberfläche und Strahlbegrenzung $67,5^\circ$. Für die vorliegende Anwendung, wo die Elektronenenergie nur während der ersten Millimeter kleiner als ihre Ruheenergie ist, ergab sich die in Abb. 6 dargestellte Elektrodenanordnung.

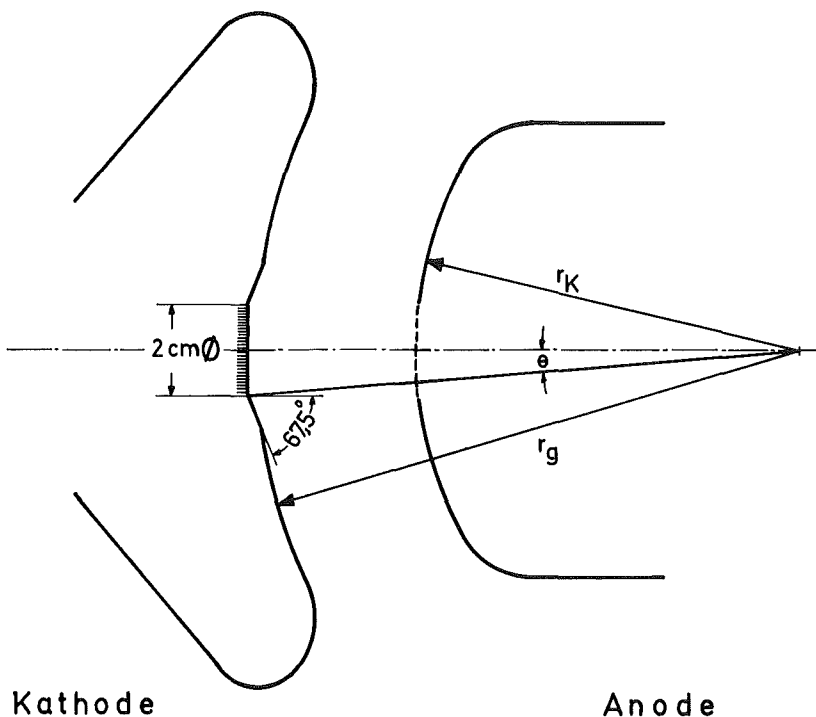


Abb. 6: Pierce-Elektroden-System

Mit $r_g = 12\text{ cm}$ und $r_K = 8,5\text{ cm}$ wurde dieses System für einen Gesamtstrom von etwa 1 kA ausgelegt, so daß mit der Perveanz von $7 \cdot 10^{-8}$ Perv ein im Vergleich zum System planparalleler Elektroden besseres Verhältnis von nutzbarem Strom zum Gesamtstrom erzielt werden konnte.

4.4 Mögliche Kathoden

Eine in die oben beschriebenen Elektrodensysteme einbaubare Kathode muß zur Erfüllung der in Kap. 2 gestellten Anforderungen an die Diode einen Strom von $I \geq 1\text{ kA}$ für die Dauer des Febetronpulses liefern, was einer Elektronenzahl von $2,5 \cdot 10^{14}$ entspricht. Neben einer guten Reproduzierbarkeit von Puls zu Puls muß von der Kathode eine möglichst geringe Emittanzverschlechterung des Elektronenstrahls verlangt werden.

4.41 Laser geheizte Kathode

Fokussiert man den Strahl eines gepulsten Lasers genügend hoher Energie auf z.B. ein Tantal-Plättchen, das in die Kathodenelektrode eingelassen ist, so entsteht ein heißes Plasma, aus dem sich ein genügend hoher Elektronenstrom ziehen läßt (Ref. 22). Dies führt zu einer guten Emittanz, jedoch hängt der Strom unter anderem stark von der Zeitverzögerung zwischen Laser- und Elektronenpuls ab, so daß die Stabilität einer solchen Kathode nicht hinreichend gut ist (Ref. 23). Außerdem bedeutet der Laser einen erheblichen zusätzlichen Aufwand.

4.42 Heiße Kathode

Die klassische Elektronenquelle ist eine mit Strom direkt geheizte Wolframwendel oder eine indirekt geheizte BaO-Schicht, die auch in der Lage wäre, den nötigen Strom zu liefern, sofern man vor die Kathode ein Sperrgitter auf negativem Potential gegenüber der Kathode anbringt, so daß sich durch thermische Emission (Ref. 24) eine Raumladungswolke bildet, die ein genügend großes Reservoir für den Stromimpuls darstellt. Der Hauptnachteil dieser Kathodenart besteht darin, daß der Heizstrom in das Febetron auf das Spannungsniveau von 2,3 MV zugeführt werden müßte, was auch aus Platzgründen erhebliche technische Schwierigkeiten bereitet. Deshalb sind heiße Kathoden, deren Lebensdauer bei hoher Belastung auf einige Stunden begrenzt ist, besser für Niederspannungsröhren geeignet.

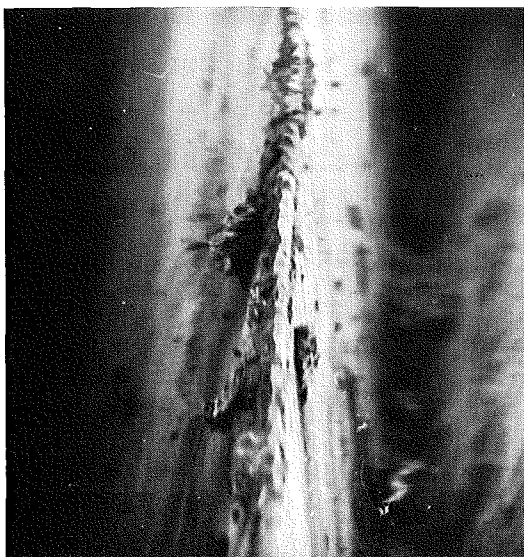
4.43 Feld-Emissions-Kathode

Unter dem Einfluß einer genügend hohen elektrischen Feldstärke $E \geq 1 \cdot 10^9$ V/m können Leitungselektronen die Barriere einer leitenden Oberfläche durchtunneln und ins Vakuum emittiert werden. Der Zusammenhang zwischen der Stromdichte der emittierten Elektronen und der angelegten Feldstärke wird durch die Theorie

von Nordheim und Fowler (Ref. 25) beschrieben und ist in zahlreichen Experimenten in Verbindung mit der Feld-Emissions-Mikroskopie genauestens bestätigt worden (Ref. 26,27). Obwohl bei diesen Experimenten nur Ströme von höchstens einigen 10^{-2} A gemessen wurden, ist die Feld-Emissions-Kathode in punkto Stromdichte allen anderen Kathoden weit überlegen, denn aus dem nahezu unerschöpflichen Elektronenreservoir innerhalb des Metalls erhält man leicht Stromdichten der Größenordnung 10^7 A/cm². Allerdings wurden diese Werte nur in Feld-Emissions-Mikroskopen an winzig kleinen Spitzen erzielt, die zur Erlangung genügend hoher Oberflächenfeldstärken notwendig sind. Für die Kathode des Elektroneninjektors mußte deshalb der Spitzenradius, und damit die emittierende Fläche, die Oberflächenfeldstärke und die Anzahl der Spitzen so aufeinander abgestimmt werden, daß sich der erforderliche Gesamtstrom einstellte.

Zur experimentellen Untersuchung wurden daher verschiedene Kathoden mit unterschiedlichen Spitzenabständen, Spitzenradien und aus verschiedenen Materialien hergestellt:

Zu einem Packen zusammengelötete und anschließend rund geschliffene Rasierklingen der Marke Gillette wurden zunächst als Emissionsschneiden probiert; sie zeigten jedoch nach kurzer Betriebsdauer Schlackenbildung an den Schneiden (Abb. 7), wodurch sich das Emissionsverhalten änderte, so daß der Elektronenstrahl von Schuß zu Schuß stark variierte.



50 μ m

Abb. 7: Die Schneide einer Rasierklingenkathode nach ca. 200 Schuß

Bessere Ergebnisse wurden mit Tapeziernägeln als Emissionsspitzen erzielt, die mit Hilfe einer speziellen Vorrichtung so zusammengelötet wurden, daß die Spitzen alle in einer Ebene endeten (Abb. 8)

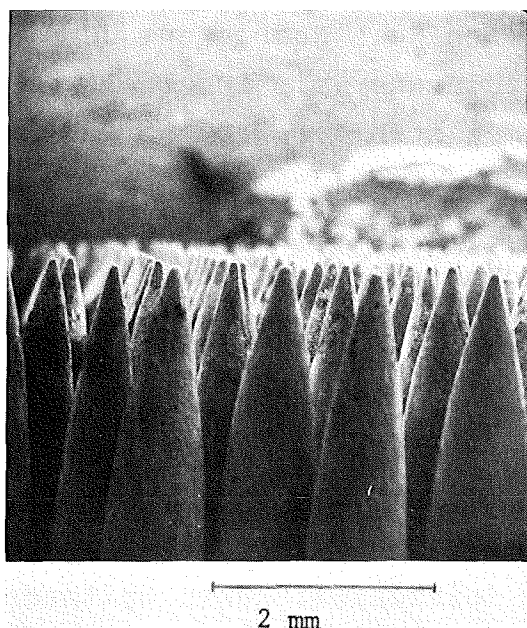


Abb. 8: Emissionsspitzen der Tapeziernagelkathode

Es zeigten sich bei den Messungen mit Kathoden dieser Bauweise Hinweise, daß das Ergebnis um so besser würde, je kleiner Nadelabstand und Spitzenradius bei gleichbleibendem Verhältnis zueinander werden. Die Begründung hierfür wird in Kap. 6 im Rahmen der detaillierten Erläuterung der Ergebnisse gegeben.

Bei diesen Untersuchungen wurden Kathoden mit Emissionsspitzen aus Wolfram benutzt, die eine große Variabilität zuließen und auf folgende Weise hergestellt wurden: In einen Messingklotz von 20 mm Durchmesser wurden unterschiedlich viele Wolframstifte mit 0,3 mm Durchmesser in gleichmäßigen Abständen eingelötet und anschließend gemeinsam auf gleiche Länge geätzt, indem der Messingklotz vorher exakt horizontal ausgerichtet so mit einer Mikrometerschraube abgesenkt wurde, daß die Wolframstifte so weit wie sie gekürzt werden mußten in eine 10 %ige NaOH-Lösung eintauchten (Ref. 28). Bei etwa 1 V~ wurde so lange

von den Wolframstiften elektrolytisch Material abgetragen, bis kein Strom mehr floß, weil die mit einer Kegelhöhe von $\sim 0,5$ mm entstandenen Spitzen die Flüssigkeitsoberfläche gerade nicht mehr berührten. Die Kegelhöhe ließ sich durch die Spannung in gewissen Grenzen beeinflussen. Dieser Methode waren insofern Grenzen gesetzt, als bei zu geringem Nadelabstand sich wegen der Oberflächenspannung keine ebene Flüssigkeitsoberfläche zwischen den Nadeln einstellte, so daß die Spitzen im Zentrum einige $1/10$ mm länger wurden als außen (Abb. 9).

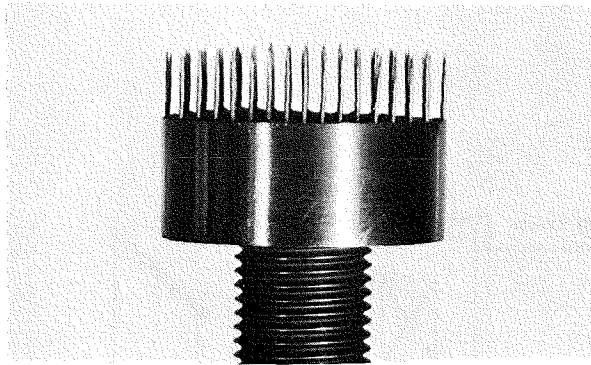


Abb. 9: Wolframnadelkathode mit $h = 1,2$ mm

Neben dieser einfachen Bauweise, langer Lebensdauer und Wartungsfreiheit besteht der Hauptvorteil dieser Feld-Emissions-Kathoden darin, daß zum Betrieb keine zusätzlichen Geräte notwendig sind.

5. Versuchsaufbau zur Untersuchung der Diode

Zur Untersuchung der charakteristischen Eigenschaften der oben beschriebenen Diode stand zeitweise neben dem im Elektronen-Ring-Beschleuniger-Experiment eingesetzten Febetron ein zweites vom Typ 705 B zur Verfügung, das bei gleicher Bauweise nur die halbe gespeicherte Energie hat, so daß die Diodenkennlinien zwar übertragbar sind, nicht jedoch die Höhe der gemessenen Ströme.

Deshalb wurden die Eigenschaften der Diode zunächst am Febetron Typ 705 B untersucht und die für den Elektronen-Ring-Beschleuniger wichtigen Daten des injizierten Stromes und der momentanen Energiestreuung dann am Elektronen-Ring-Beschleuniger-Experiment direkt gemessen. In beiden Fällen wurden dasselbe Vakuumsystem und dieselben Meßmethoden verwendet.

Abb. 10 zeigt die gesamte Versuchsanordnung. Die Diode (Abb. 2) ist in das Febetron eingebaut und wird über die UHV-Kammer durch das System einer stickstoffgekühlten Titan-Sublimationspumpe, einer Turbomolekularpumpe TVP 900 und einer Vorpumpe evakuiert.

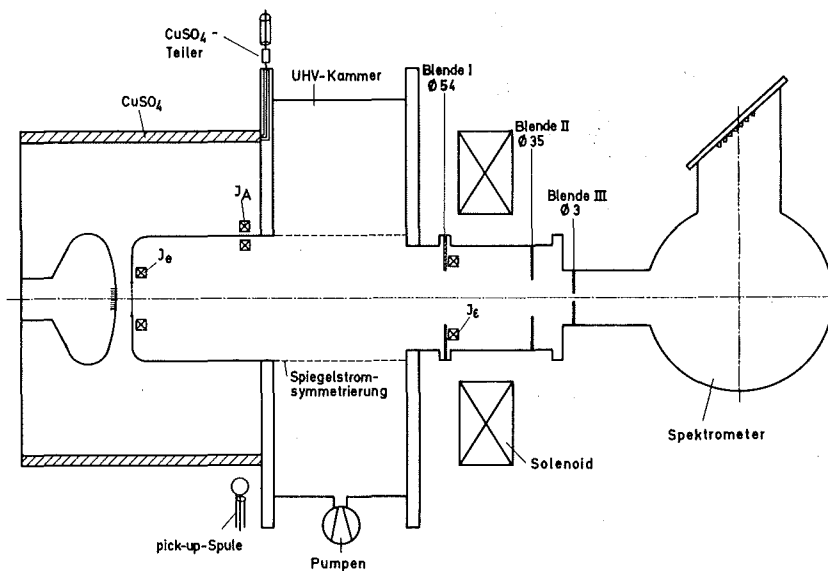
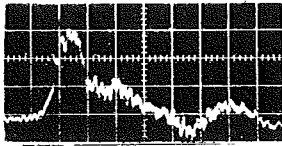


Abb. 10: Versuchsanordnung zur Untersuchung der Diode

Das gesamte System ist bei Verwendung entsprechender innerer Bauelemente für einen Druck von $\sim 10^{-8}$ Torr ausgelegt. Hinter der UHV-Kammer befindet sich ein in Kap. 9 näher beschriebenes Solenoid, das den radial auseinander laufenden Elektronenstrahl ins Spektrometer fokussiert. Als diagnostische Mittel zur Messung von Strom, Spannung und Emittanz wurden benutzt:

1. Eine schnelle, koaxial gebaute Pick-up-Spule außerhalb der Diode im Isolationsöl des Febetrans, deren integriertes Signal, typisches Beispiel Abb. 11a, dem azimuthalen Magnetfeld und damit der Summe aus CuSO_4 -Strom und Elektronenstrom proportional ist. Diese Sonde eignete sich wegen ihrer kurzen Anstiegszeit besonders zur Kontrolle der Hochspannungsfestigkeit und der Anpassung der Diode.
2. Eine Rogowski-Spule (Ref. 29) direkt hinter dem Anodengitter, die den gesamten von der Kathode emittierten und durch die Anodenöffnung hindurchtretenden Elektronenstrom I_e (Abb. 11b) mißt.
3. Eine Rogowski-Spule um eine der drei Stelzen, auf die die Anode gesetzt wurde, um den auf sie treffenden Strom I_A zu messen. Es zeigte sich, daß I_A gegen I_e bei dem genügend großen Anodenloch vernachlässigt werden kann.
4. Eine Rogowski-Spule hinter der auf $z = 750$ mm vor der Kathode angebrachten Blende mit 54 mm Durchmesser. Diese definiert als obere Grenze die Emittanz des durch sie hindurchtretenden Stroms I_e (Abb. 11c) mit $0,03 \pi$ cmrad, der damit ein Maß für den im Elektronenringbeschleuniger nutzbaren Strom ist.
5. Die Elektronenenergie wurde mit einem Magnetfeldspektrometer (Ref. 30) mit einer Auflösung von 1 % zeitabhängig gemessen.
6. Die Diodenspannung, die gleich der Elektronenenergie ist, konnte mit einem Spannungsteiler (Abb. 12) im Anodenflansch mit höchstens Oszillographengenauigkeit gemessen werden (Abb. 11d). Die Eichung erfolgte mit Hilfe des Spektrometers in Abhängigkeit vom CuSO_4 -Widerstand R_{CuSO_4} , der sich jederzeit an einem Schlauchabschnitt des Umwälzkreislaufs messen ließ. Damit war der große negative Temperaturkoeffizient des CuSO_4 -Widerstandes gleichzeitig herauskorrigiert.

Mit dieser Versuchsanordnung war es möglich, alle wichtigen Parameter der Diode gleichzeitig an einem einzigen Elektronenpuls zu

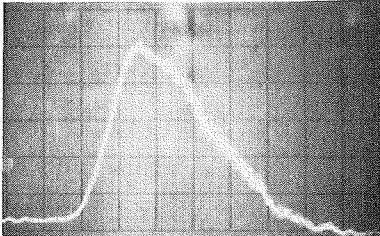


0,5 V/Skt

$\hat{=} 1,7 \text{ kA/Skt}$

20 nsec/Skt

Abb. 11a: Pick-up-Spulensignal (Febetron Typ 705 B)

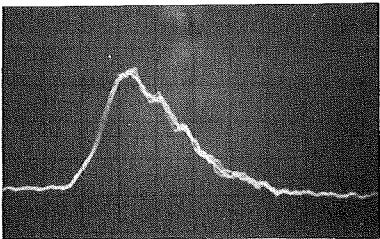


2 V/Skt

$\hat{=} 800 \text{ A/Skt}$

20 nsec/Skt

Abb. 11b: Durch die Anodenöffnung hindurchtretender Strom I_e
(Febetron 705)

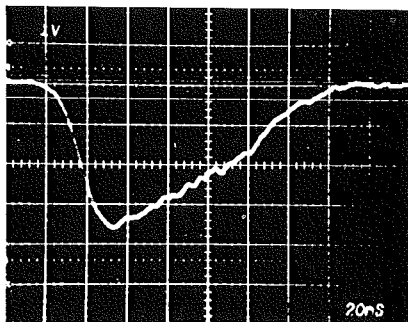


0,4 V/Skt

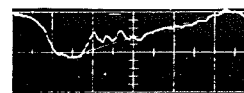
$\hat{=} 200 \text{ A/Skt}$

20 nsec/Skt

Abb. 11c: Strom I_e in der Emittanz $\epsilon = 0,03 \pi \text{ cmrad}$
(Febetron Typ 705)



5 V/Skt
Febetron
Typ 705



8,1 V/Skt
Febetron
Typ 705 B

20 nsec/Skt

20 nsec/Skt

Abb. 11d: Spannungsteilersignal



100 A/Skt

50 nsec/Skt

Abb. 11e: Gesamtstrom im Kompressor mit einem ortsauflösenden Matrix-cup gemessen. Die einzelnen Pulse wurden unterschiedlich zeitlich verzögert, so daß die einzelnen peaks der Reihe nach den Strom in Ost, West, Mitte, oben, unten angeben. Die Summe der Maxima ergibt 650 A (Febetron Typ 705).

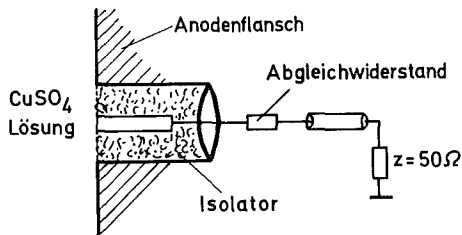


Abb. 12: CuSO_4 -Spannungsteiler

messen, falls entsprechend viele Oszillographen mit genügend hoher Grenzfrequenz zur Verfügung standen.

6. Eigenschaften der Diode

Zur Beschreibung der Diodeneigenschaften müssen die Kennlinien $I(\Phi)$ gemessen werden und für den Einsatz im Elektronen-Ring-Beschleuniger sind der nutzbare Strom I_e , der Impulsverlauf über der Zeit $p(t)$ und die momentane Impulsstreuung der Elektronen interessant. Es soll zunächst auf die Kennlinien eingegangen werden.

6.1 Raumladungsverhalten der Kathoden

Zur Untersuchung des Raumladungsverhaltens der Feld-Emissions-Kathoden soll zunächst das bekannte Verhalten einer heißen Kathode beschrieben werden. Hierfür ergibt sich die emittierte Stromdichte i nach der Richardson-Gleichung (Ref. 24) aus

$$i = AT^2 e^{-\phi/kT} \quad (22)$$

wobei A eine Konstante, T die Kathodentemperatur, ϕ die Elektronenaustrittsarbeit und k die Boltzmannkonstante sind. Bei einer Temperaturerhöhung läßt sich die Stromdichte jedoch nicht beliebig erhöhen, denn die emittierten Elektronen bauen vor der Kathode ein Raumladungsfeld auf, das die weitere Emission begrenzt, was zu dem in Abb. 13 dargestellten Potentialverlauf führt.

Zur Beschreibung dieses Zusammenhanges im Child-Langmuirschen Gesetz für eine eindimensionale planparallele Diode geht man von der Poisson-Gleichung aus:

$$\frac{d^2\phi}{dz^2} = -\frac{\rho}{\epsilon_0} = \frac{i}{\epsilon_0 v} \quad (23)$$

wobei $i = -\rho v$ die Stromdichte in z -Richtung, ρ die Ladungsdichte und v die Teilchengeschwindigkeit in z -Richtung sind. Mit dem normierten Potential $U(z) = e\phi(z)/m_0 c^2$ und dem relativistischen Faktor $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2} = 1 + U(z)$ ergibt sich in (23) eingesetzt:

$$\frac{d^2U}{dz^2} = \frac{e i (1 + U)}{\epsilon_0 m_0 c^3 (2U + U^2)^{1/2}} \quad (24)$$

Beide Seiten von (24) werden mit $\frac{dU}{dz}$ multipliziert:

$$\frac{d}{dz} \left(\frac{dU}{dz} \right)^2 = \frac{2 i e}{\epsilon_0 m_0 c^3} \frac{d}{dz} (2U + U^2)^{1/2} \quad (25)$$

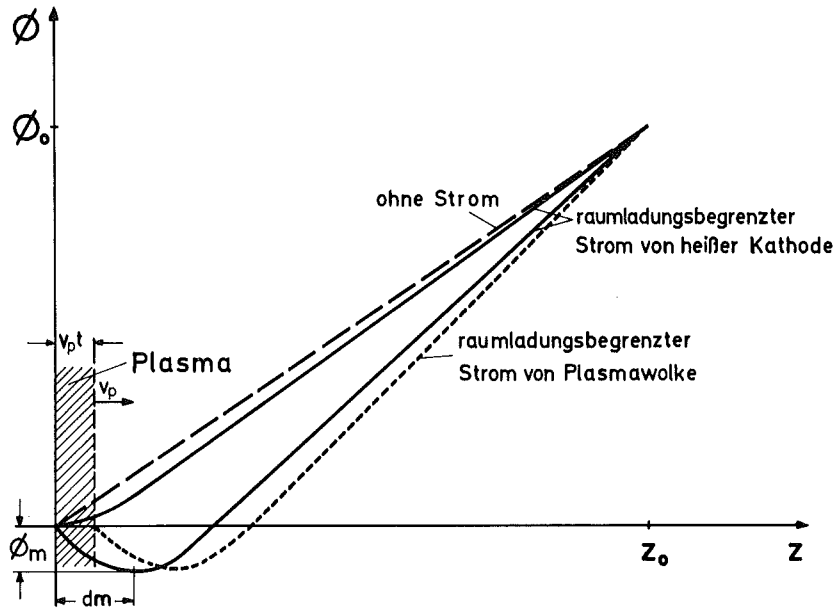


Abb. 13: Potentialverlauf an einer ebenen Kathode

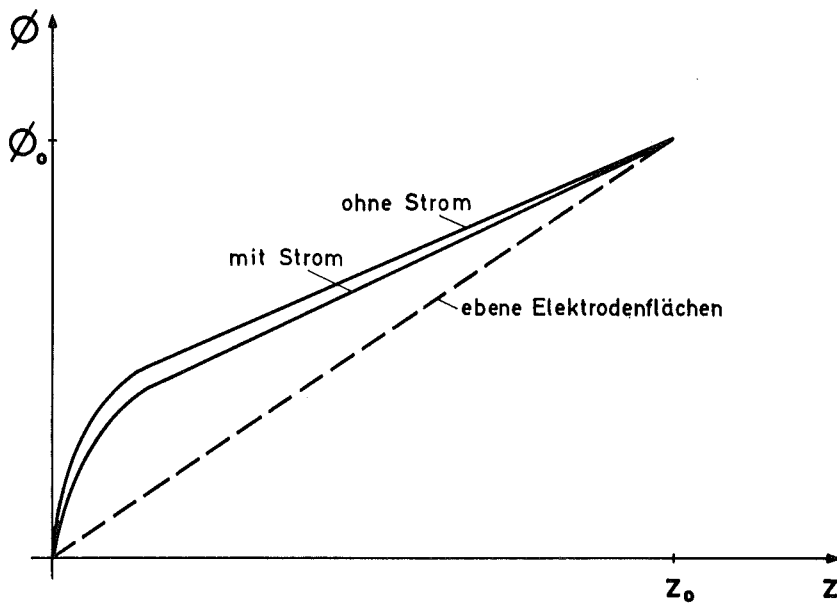


Abb. 14: Potentialverlauf an einer Feld-Emissions-Kathode

(25) wird integriert und mit $A = \left(\frac{2 i e}{\epsilon_0 m_0 c^3} \right)^{1/2}$ zu

$$\left(\frac{dU}{dz} \right)_{z \neq 0}^2 - \left(\frac{dU}{dz} \right)_{z=0}^2 = A^2 (2U + U^2)_{z \neq 0}^{1/2} \quad (26)$$

wegen $U(z) = 0$ bei $z = 0$

Für den Fall eines raumladungsbegrenzten Stromes wird an der Kathodenoberfläche bzw. am Ort der virtuellen Kathode das äußere elektrische Feld vom Raumladungsfeld der emittierten Elektronen kompensiert, so daß

$$\left(\frac{dU}{dz} \right)_{z=0} = 0 \quad (27)$$

wird.

Dann läßt sich (26) umformen und integrieren zwischen den Grenzen $0 \leq z \leq d$ und $0 \leq U \leq e\Phi_0/m_0c^2$ mit $\Phi_0 = \Phi(z)_{z=d}$ zu

$$Ad = \int_0^{\frac{e\Phi_0}{m_0c^2}} \frac{dU}{(2U + U^2)^{1/4}} \quad (28)$$

Für dieses Integral ist in Ref. 31 eine exakte Lösung für den raumladungsbegrenzten Strom angegeben. An dieser Stelle soll die Näherung genügen für

1. den nicht relativistischen Fall, wo $U_{z=d} = \frac{e\Phi_0}{m_0c^2} \ll 1$,
so daß

$$Ad = \int_0^{\frac{e\Phi_0}{m_0c^2}} \frac{dU}{(2U)^{1/4}} = \frac{2 \cdot 2^{3/4}}{3} \left(\frac{e\Phi_0}{m_0c^2} \right)^{3/4} \quad \text{und}$$

$$i = \frac{4 \epsilon_0 (2 e/m_0)^{1/2}}{9} \frac{\Phi^{3/2}}{d^2} \quad (29)$$

2. den ultra-relativistischen Fall, wo $U_{z=d} = \frac{e\phi_0}{m_0 c^2} \gg 1$,
so daß

$$Ad = \int_0^{\frac{e\phi_0}{m_0 c^2}} U^{-1/2} dU = 2 \left(\frac{e\phi_0}{m_0 c^2} \right)^{1/2} \quad \text{und}$$

$$i = 2 \epsilon_0 c \frac{\phi_0}{d^2} \quad (30)$$

Bei $\phi_0 = 2$ MV kann (30) mit hinreichender Genauigkeit (vgl. Ref. 31) benutzt werden.

Für eine Feld-Emissions-Kathode berechnet man die von jeder Nadelspitze emittierte Stromdichte i entsprechend (22) nach der Nordheim-Fowler-Gleichung (Ref. 32):

$$i = B F^2 e^{-C\phi^{3/2}/F} \quad (31)$$

mit den Konstanten B und C , der Oberflächenfeldstärke F und der Elektronenaustrittsarbeit ϕ . Da hier zur Emission von Elektronen eine hohe Oberflächenfeldstärke notwendig ist (Abb. 14), kann die Bedingung (27) nicht erfüllt werden. Es könnte lediglich die Oberflächenfeldstärke durch die emittierten Elektronen soweit reduziert werden, daß sich das Gleichgewicht eines raumladungskontrollierten Stromes einstellte, der dann jedenfalls geringer sein müßte als in (30) angegeben. Zur Untersuchung dieses Verhaltens wurden die Kennlinien für verschiedene Kathoden aufgenommen.

6.2 Gemessene Kennlinien der Diode

Es wurden die Kennlinien $I(\phi)$ der Diode für einen Kathoden-Anoden-Abstand von $d = 38$ mm gemessen. Um den Einfluß der Oberflächenfeldstärke zu untersuchen, wurde bei konstanter Gesamtkathodenfläche der Nadelabstand schrittweise vergrößert,

was zu höheren Spitzenfeldstärken führt. Wie Abb. 15 zeigt, ergab sich für alle Kathoden, deren Spitzenradius genügend klein ist, damit überhaupt Feld-Emission stattfinden kann, innerhalb der Fehlergrenzen der gleiche lineare Kennlinienverlauf, d.h. $i \propto \Phi_0$. Die Meßpunkte liegen durchweg über dem nach (30) zu erwartenden Wert, weil bei der eindimensionalen Rechnung eine unbegrenzte Emissionsfläche angenommen wird.

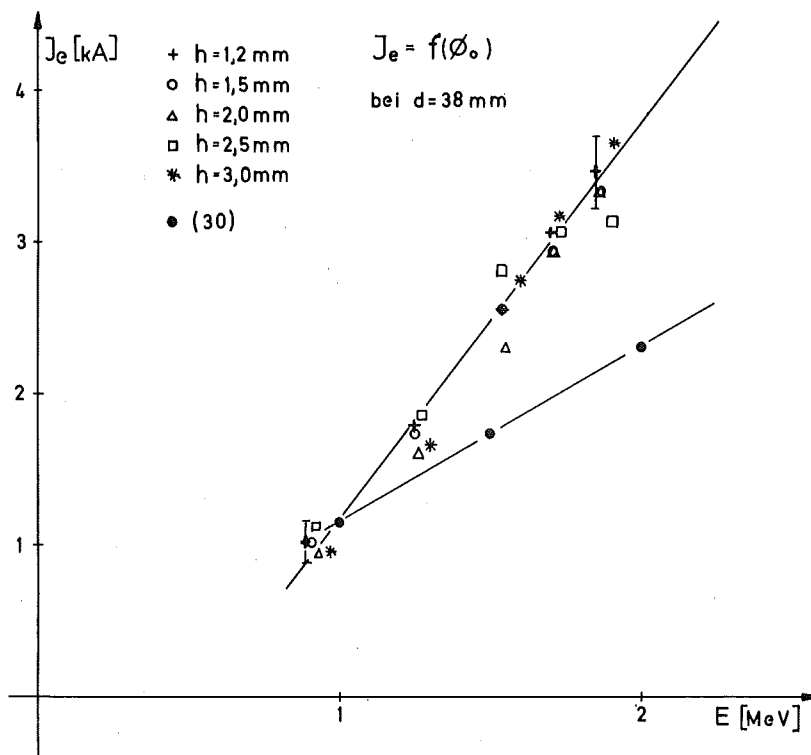


Abb. 15: Kennlinie der Diode

Numerische Simulationsrechnungen (Ref. 33, 34), die die endliche Kathodengröße berücksichtigen, führen zu Übereinstimmung.

Abb. 16 zeigt die gemessene Abhängigkeit des Emissionsstromes von d^{-2} für $\Phi_0 = \text{const}$. Auch hier bestätigt sich die Gültigkeit des Child-Langmuirschen Raumladungsgesetzes. Es muß daher

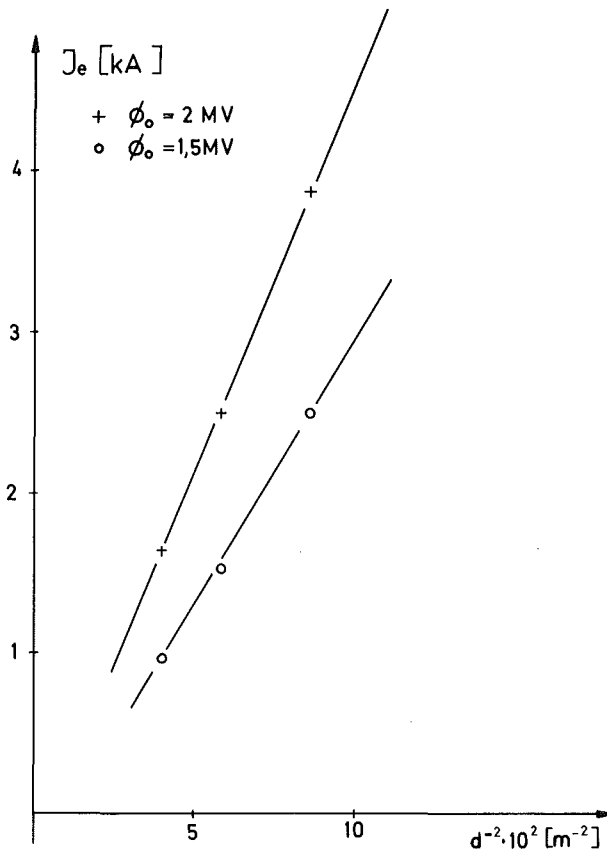


Abb. 16: Stromabhängigkeit vom Kathoden-Anoden-Abstand

an einer Stelle zwischen Kathode und Anode die Bedingung $(\frac{dU}{dz}) = 0$ erfüllt sein. Wo das sein kann, wird durch folgende Überlegung deutlich: Unter der nur für kleine Nadelabstände gültigen Annahme, daß alle elektrischen Feldlinien aus dem homogenen Feldbereich der Fläche $f_a = \frac{f}{n}$ auf der Fläche f_i einer Emissionsspitze enden, beträgt der Feldverstärkungsfaktor $\beta = f_a/f_i$ und damit die Oberflächenfeldstärke $F = \beta E$. An jedem Ort z zwischen dem homogenen Feldbereich und den Spitzen gilt für die Feldstärke $F_z = (f_a/f_{iz})E$ und für die Stromdichte, die sich von der Emissionsfläche her entlang den Feldlinien ebenfalls proportional zu $1/f_{iz}$ verdünnt, $i_z = I_i/f_{iz}$. Das Verhältnis vom Raumladungsfeld zum äußeren elektrischen Feld ändert sich also zwischen Kathode und Anode nicht, so daß die Bedingung $(\frac{dU}{dz}) = 0$ an der Spitzenoberfläche gelten muß, was im Widerspruch zur Feld-Emission steht. Es sollen daher die Vorgänge an den Nadelspitzen näher betrachtet werden.

6.3 Vorgänge an den Nadelspitzen

In einem sehr frühen Stadium des an die Diode gelegten Hochspannungspulses findet von mikroskopisch kleinen Spitzen und Unebenheiten auf den Emissionsnadeln, sogenannten "whiskern" (Ref. 35), Feld-Emission statt. Wegen des exponentiellen Stromanstiegs (31) führt die ohmsche Aufheizung der Whisker um die Temperaturdifferenz ΔT sehr schnell zum Verdampfen von Kathodenmaterial.

$$\Delta T = \frac{\rho_R t}{4,2 \rho_D c_p} \frac{I_W^2}{F_W^2} \quad (32)$$

wobei ρ_R , ρ_D und c_p die Konstanten des Kathodenmaterials, I_W der Whiskerstrom und F_W die Whisker-Querschnittsfläche sind. Nimmt man für ΔT die Verdampfungstemperatur von Wolfram und einen Strom pro Nadel von 100 A so ergibt sich etwa das maximal verdampfte Volumen. Mit der in Kap. 6.4 angegebenen Expansionsgeschwindigkeit läßt sich somit die Plasmadichte zum Zeitpunkt des Strommaximums mit $\sim 10^{16}/\text{cm}^3$ abschätzen. Holographische Messungen (Ref. 36) ergaben bei Dioden sehr niedriger Impedanz von $\sim 4 \Omega$ Plasmadichten um $10^{18}/\text{cm}^3$. Der entstandene Metall- dampf wird durch die hohe Elektronenstromdichte sofort ionisiert, so daß sich eine dichte, heiße Plasmawolke um die Nadelspitzen bildet, deren Oberfläche dann als die eigentliche Elektronenquelle anzusehen ist.

Da zur Emission von Elektronen aus dem Plasma keine Oberflächenfeldstärke mehr notwendig ist, sondern im Gegenteil dieses wie bei einer heißen Kathode entsprechend der Plasmatemperatur Elektronen thermisch emittiert, kann $(\frac{dU}{dz}) = 0$ erfüllt werden.

6.4 Weitere Eigenschaften der Feld-Emissions-Kathode

Neben der Tatsache, daß sich die gemessenen Diodenkennlinien mit dem in Kap. 6.3 beschriebenen Modell über die Vorgänge an den Kathodenspitzen erklären lassen, wird dieses noch durch weitere experimentelle Ergebnisse erhärtet:

1. Unter der Annahme einer konstanten Ausdehnungsgeschwindigkeit v_p der Plasmawolke, auf die Ursachen soll in Kap. 7 näher eingegangen werden, verringert sich der Kathoden-Anoden-Abstand um $v_p t$, was in Gl. (30) berücksichtigt werden muß:

$$i(t) = 2 \epsilon_0 c \frac{\Phi_0(t)}{(d - v_p t)^2} \quad (33)$$

wobei t die vom Pulsbeginn gemessene Zeit ist.

Dieser zeitabhängige Zusatz führt zu einer zeitlichen Verschiebung Δt des Strommaximums gegenüber dem Spannungsmaximum.

Zur Berechnung dieses Einflusses wurde der gemessene Spannungspuls $\Phi_0(t)$ (Abb. 11d) durch eine analytische Funktion angepaßt. Entsprechend dem linearen Anstieg und exponentiellen Abfall eines Marxgeneratorpulses mit ohmscher Last kann man den Ansatz machen:

$$\Phi_0(t) = U_0 \frac{t}{1 + c e^{\beta t}} \quad (34)$$

Daraus erhält man mit drei Fitpunkten

$$\Phi_0(t) = \alpha t e^{-\beta t} \quad (35)$$

mit $\alpha = 0,248$, $\beta = 0,0503$ und dem Spannungsmaximum bei $t_0 = 19,88$ nsec. Der Zeitpunkt des Strommaximums t_m läßt sich finden, indem (35) in (33) eingesetzt und dann $di(t)/dt = 0$ gesetzt wird. Nach der Plasmaausdehnungsgeschwindigkeit v_p aufgelöst, läßt sich diese aus der Zeitdifferenz Δt zwischen dem Strommaximum und dem Spannungsmaximum nach

$$v_p = \frac{(\beta t_m - 1)d}{(\beta t_m + 1)t_m} \quad (36)$$

mit $t_m = t_0 + \Delta t$ bestimmen.

Diese zeitliche Verschiebung Δt lässt sich messen, indem die Verzögerung zwischen dem Puls maximaler Energie vom Spektrometer und dem Nulldurchgang des nicht integrierten Rogowski-Spulensignals dI_e/dt von der Oszillographenaufnahme (Abb. 17) abgelesen wird, nachdem vorher die Laufzeiten in den Meßleitungen genau abgeglichen waren. Auf diese Weise wurde die in Abb. 18 dargestellte Abhängigkeit der Plasmaausdehnungsgeschwindigkeit vom Kathoden-Anoden-Abstand gemessen.



2 nsec/Skt

← Nulllinie e-Puls

← Nulllinie Stromsignal $\frac{dI}{dt}$

Abb. 17: Beispiel für die Messung der Zeitverzögerung zwischen Spannungsmaximum und Strommaximum (Febetron Typ 705 B)

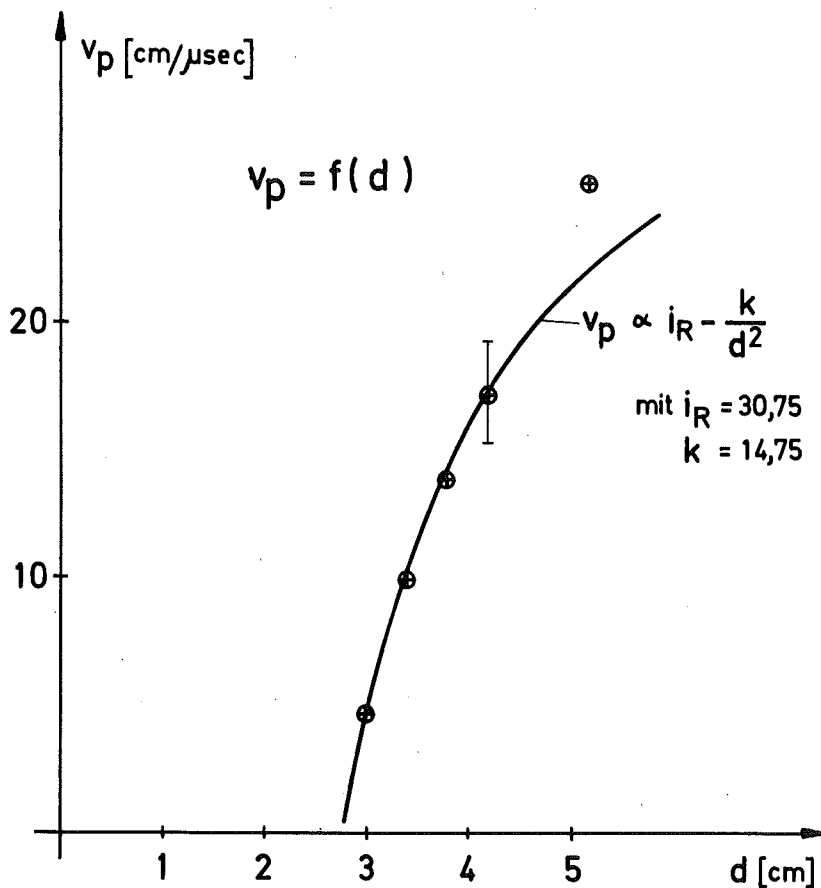
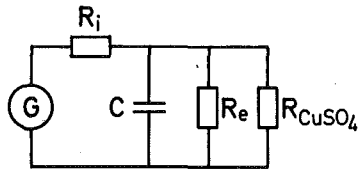


Abb. 18: Plasmaausdehnungsgeschwindigkeit in Abhängigkeit vom Kathoden-Anoden-Abstand

Die Berechnung des Ersatzschaltbildes der Diode (Abb. 19) führt nicht zu einer solchen Zeitverzögerung, so daß ihr Vorhandensein als Beweis für das sich von der Kathode her ausdehnende Plasma anzusehen ist.



G - Generator
R_i - Innenwiderstand des Generators
R_e - Elektronenwiderstand gemäß Gl(30)
R_{CuSO₄} - CuSO₄-Widerstand

Abb. 19: Ersatzschaltbild der Diode

2. Einen weiteren Hinweis liefert ein Vergleich der Aufnahmen von Kathodenspitzen vor und nach Gebrauch mit dem Raster-Elektronen-Mikroskop Stereoscan. Während bei den unbenutzten Wolframnadelspitzen nur die durch das Ätzen entstandenen Strukturen (Abb. 20a) zu sehen sind, weisen die benutzten Nadeln nach einigen hundert Pulsen deutliche Schmelzzonen auf (Abb. 20 b-f), von denen aus Kathodenmaterial verdampft ist.
3. Da für den Elektronen-Ring-Beschleuniger der Strom um das Spannungsmaximum etwa 20 nsec nach Pulsbeginn benutzt wird, hat sich zu diesem Zeitpunkt die Plasmawolke jeder einzelnen Nadel schon um 2 - 4 mm ausgedehnt, so daß diese sich gegenseitig überlappen. Dadurch wird die durch die Nadeln erzeugte Welligkeit des elektrischen Feldes ausgeglichen, was zur Verbesserung der Strahlemittanz führt. Dieser Effekt ist um so stärker, je kleiner der Nadelabstand h gewählt ist, so daß sich das in Abb. 21 dargestellte Verhältnis des nutzbaren Stromes I_e zum Gesamtstrom I_e in Abhängigkeit vom Nadelabstand mit sinkendem h verbessert. Dieser Trend läßt sich nur bei nicht zu hohem Gesamtstrom I_e feststellen, da sonst der Raumladungseinfluß auf die Emittanz zu stark dominiert. Deshalb wurde das beste Ergebnis mit der Kathode mit dem kleinstmöglichen Nadelabstand von 1,2 mm erzielt.

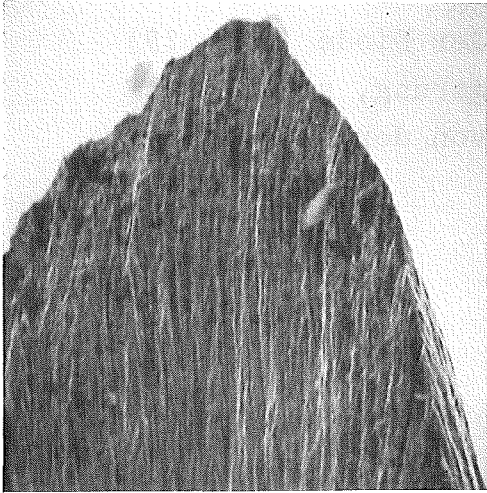


Abb. 20a: Unbenutzte W-Nadel-
spitze

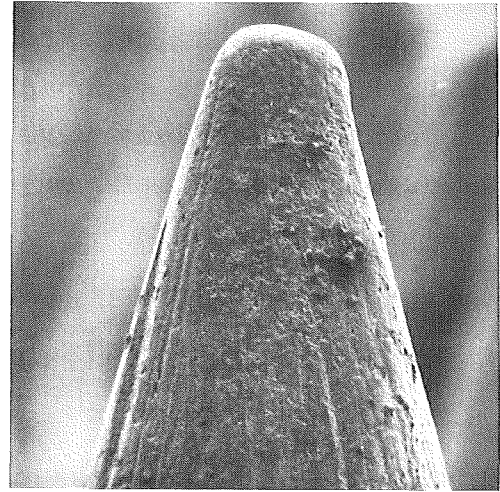


Abb. 20g: Unbenutzte Tapeziernagel-
spitze

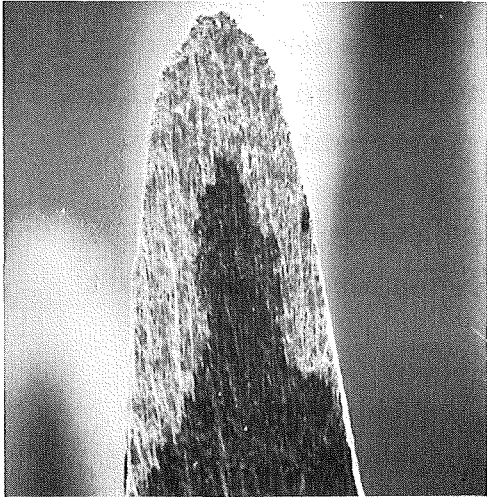


Abb. 20b: W-Nadelspitze nach
ca. 2000 Schuß

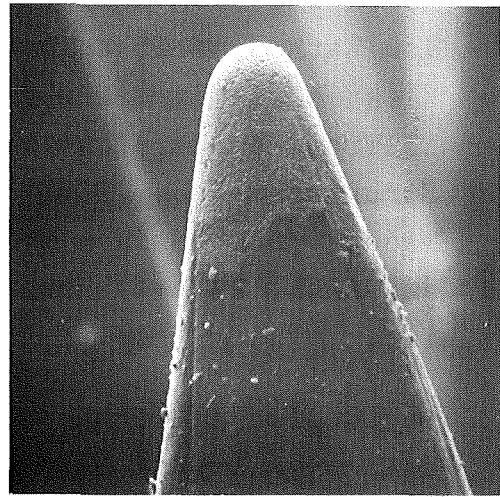


Abb. 20h: Tapeziernagelkathode
nach ca. 1000 Schuß

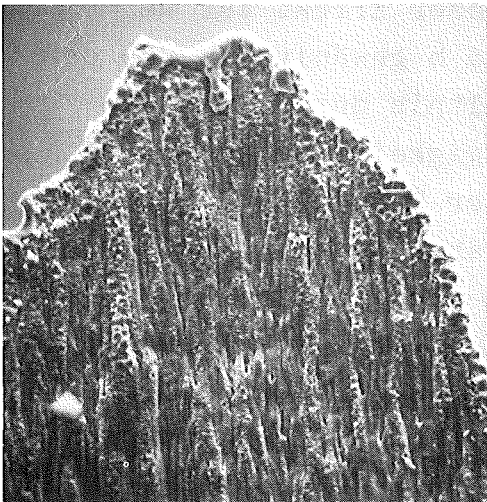


Abb. 20c: Ausschnitt aus 20b

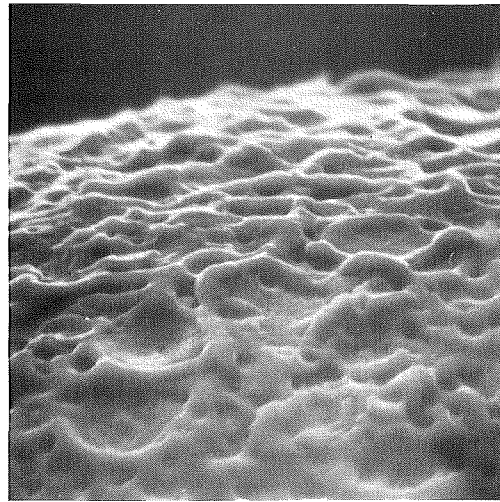
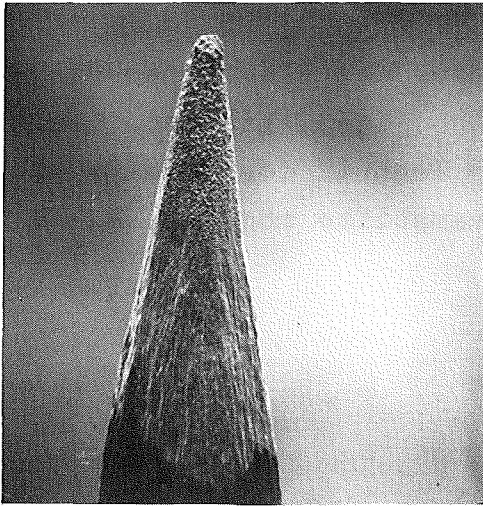
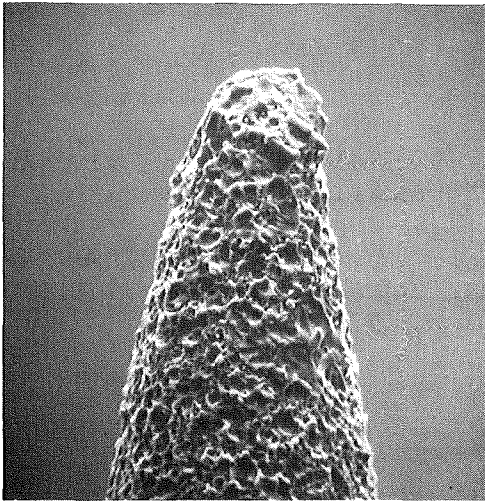


Abb. 20i: Ausschnitt aus 20h



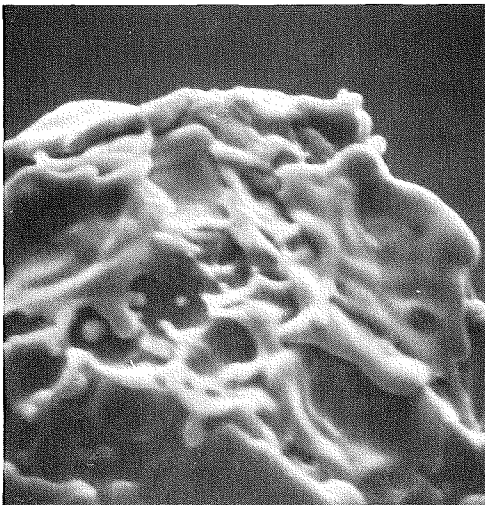
50 μm

Abb. 20d: W-Nadelspitze nach
ca. 2000 Schuß



10 μm

Abb. 20e: Ausschnitt aus 20d



2 μm

Abb. 20f: Ausschnitt aus 20e

650 A konnten damit in den Kompressor des Elektronen-Ring-Beschleunigers injiziert werden (Abb. 11e). Ein noch besseres Ergebnis scheint mit aufwendigerer Technik der Nadelherstellung durch die Benutzung dünnerer Wolframstifte möglich.

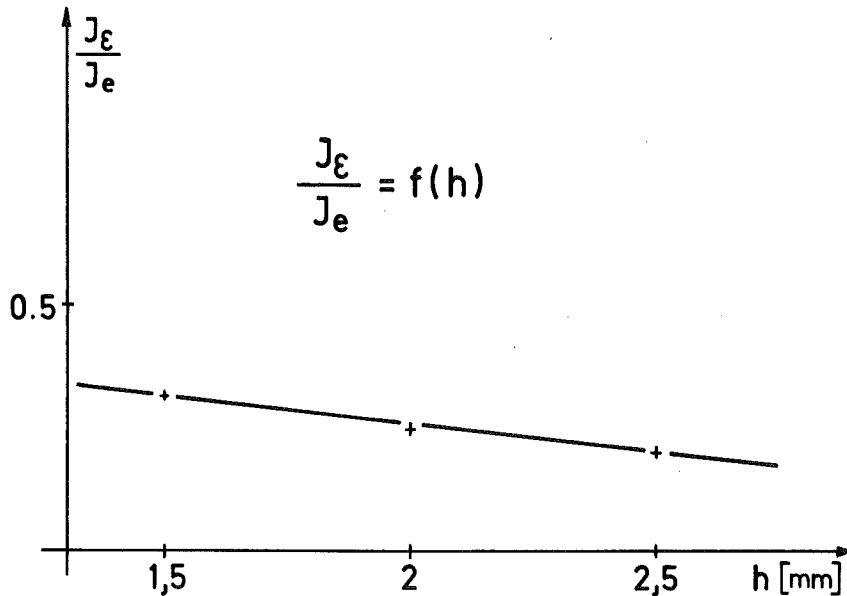


Abb. 21: Einfluß des Nadelabstandes

7. Erklärung für die Ausdehnungsgeschwindigkeit der Plasmawolke

Eine nahe liegende Erklärung für die Geschwindigkeit v_p der sich von den Kathodenspitzen ausbreitenden Plasmawolke wäre die Annahme, daß das schnelle Aufheizen während der Whiskerexplosion dem Plasma seine Geschwindigkeit verleiht. Wenn dieses der einzige Effekt wäre, müßte v_p konstant sein, so daß ihr Einfluß auf die Zeitverzögerung Δt mit wachsendem Kathoden-Anoden-Abstand abnähme. Wie aber Abb. 18 zeigt, ist es genau umgekehrt, denn um die Plasmawolke hat sich wie bei

einer heißen Kathode (Abb. 13) eine virtuelle Kathode gebildet, deren Abstand d_m zur eigentlichen Kathode von der thermischen Energie der emittierten Elektronen, d.h. von der Plasmatemperatur T abhängt. Die Potentialtiefe Φ_m wird vom thermisch emittierten Strom i_R und damit über die Richardson-Gleichung (22) ebenfalls von der Plasmatemperatur bestimmt. Das auf diese Weise entstandene elektrische Feld $E_m = \Phi_m/d_m$ ist so gerichtet, daß die Ionen des Plasmas in Anodenrichtung beschleunigt werden können, falls die Elektronentemperatur wesentlich höher als die Ionentemperatur und d_m kleiner als die Debye-Länge $\lambda_D = \sqrt{kT/8\pi n e^2}$ ist, wobei n für die Plasmadichte steht. Diese Voraussetzung über λ_D ist allerdings sehr unsicher, denn für die Plasmadichte n läßt sich ohne Messung nur sehr grob eine obere Grenze angeben, und für das Plasma ist weder die Elektronen- noch die Ionentemperatur bekannt, so daß sich auch d_m nicht bestimmen läßt. Aber unter der Annahme dieser Voraussetzung läßt sich die Plasmaausdehnungsgeschwindigkeit dadurch erklären, daß die virtuelle Kathode durch E_m die Ionen und damit das Plasma hinter sich herzieht.

Ein Plasma emittiert entsprechend seiner Temperatur und Dichte einen Strom $i_R \propto nv$. Da von diesem laufend der nach dem Child-Langmuirschen Gesetz (30) mögliche Strom $i_{ch} \propto 1/d^2$ abgezogen wird, sollte v_p proportional zu der Differenz $i_R - i_{ch}$ sein. Ein Vergleich mit Abb. 18 zeigt, daß sich der Kurvenverlauf tatsächlich durch eine Funktion der Form $v_p \propto i_R - K/d^2$ anpassen läßt. Dabei sind i_R wegen einer als konstant angenommenen Plasmatemperatur und K Konstante. Eine detaillierte Berechnung der Verhältnisse scheint im Moment nicht möglich, weil zu viele Effekte im Bereich der Kathode wirksam werden, zu deren Untersuchung nicht genügend experimentelles Material vorliegt. Falls dieser Mechanismus aber so abläuft, könnte man ihn für die kollektive Beschleunigung von Ionen durch ein Magnetfeld verstärkt ausnutzen. Abb. 22 zeigt das Prinzip einer solchen Anordnung.

Ein z.B. von einem Laser aufgeheiztes Plasma emittiert Elektronen, die durch ein parallel zur Plasmaoberfläche angelegtes Magnetfeld am Entweichen gehindert werden. Dadurch wird die Feldstärke E_m

zwischen der virtuellen Kathode und dem Plasma vergrößert. Außerdem wird dadurch, daß die Elektronen die Beschleunigungsstrecke nicht durchlaufen, die Energie des von außen angelegten Pulses nicht für die Beschleunigung der Elektronen verbraucht. Ein solches System sollte als Quelle hochintensiver Ionenpulse geeignet sein.

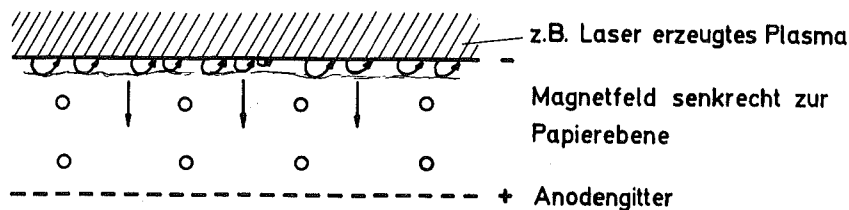


Abb. 22: Prinzip der Beschleunigung von Ionen mit der Hilfe des Raumladungsfeldes vor der Kathode

8. Erzeugung einer momentanen Energiestreuung

Neben Einzelteilchenresonanzen der Betatronschwingungen treten im Elektronen-Ring-Beschleuniger wegen der notwendig hohen Teilchendichten auch azimuthale und transversale kollektive Instabilitäten wie die Negative Massen-Instabilität und die Resistive Wand-Instabilität auf. Sie sind es, die hauptsächlich die erreichbare Teilchendichte und Ringqualität begrenzen. Zur Verschiebung dieser Grenze ist es wünschenswert, Elektronenstrahlen mit wählbarer momentaner Energiestreuung $\Delta E/E$ verfügbar zu haben, da z.B. für die azimuthale Instabilität die Begrenzung durch

$$N_e \leq \frac{\gamma R (\Delta E/E)^2}{2 r_c |Z_n/nZ_0|} \quad (37)$$

gegeben ist mit $|Z_n/nZ_0|$ als Kopplungsimpedanz des Ringes zur Umgebung und dem klassischen Elektronenradius r_c (Ref. 37).

Da sich mit größerer Energiestreuung des in den Elektronen-Ring-Beschleuniger eingeschossenen Elektronenstrahls auch der kleine radiale Ringradius a vergrößert, war u.a. dies der Gegenstand zahlreicher Experimente (Ref. 38, 39), für die die Energiestreuung auf zwei verschiedene Weisen erzeugt wurde:

Eine mit einem Pyramidenprofil versehene Polyäthylenfolie im Strahlengang erzeugt entsprechend der unterschiedlichen Weglängen der Elektronen durch das Folienmaterial unterschiedliche Energieverluste. Wenn die Profilstruktur fein genug gewählt ist, vermischen sich die Elektronen verschiedener Energie wieder, so daß im Kompressor die erwünschte Energiestreuung vorhanden ist (Ref. 40). Allerdings hat diese Methode den entscheidenden Nachteil, daß bei der benötigten Energiestreuung von 2 - 4 % die Emittanzverschlechterung durch Vielfachstreuung so stark ist, daß nur noch 50 - 70 A in den Kompressor eingeschossen werden können, was wiederum die Elektronendichte im Ring begrenzt.

Will man jedoch neben der Energiestreuung auch noch einen genügend hohen Strom in der Akzeptanz des Kompressors anbieten, kann man die Energiestreuung nur im Bereich der Kathode erzeugen. Die Grundidee besteht nun darin, die Emissionsnadeln der Feld-Emissions-Kathode durch Widerstände auf unterschiedliches Potential zu legen, was wegen des durch Raumladungsbegrenzung geprägten Stromes möglich ist. Für die Konstruktion einer solchen "Widerstandskathode" sind folgende Gesichtspunkte zu beachten:

1. Da die Messungen der momentanen Energiestreuung einer normalen Kathode ein $\Delta E/E < 0,4 \%$ ergeben haben, müssen die Widerstandswerte so gewählt werden, daß die Abstände der einzelnen Energiestufen kleiner als 0,4 % der Maximalenergie sind, damit sich ein kontinuierliches Energiespektrum ergibt.
2. Der Abstand der Nadeln einzelner Energiewerte muß mindestens 4 mm betragen, damit bei der maximal möglichen Ausdehnungsgeschwindigkeit $v_p = 20 \text{ cm}/\mu\text{sec}$ das von den Emissionsspitzen

expandierende Plasma die erzeugten Potentialunterschiede nicht kurzschließt.

3. Bei einem Experiment mit einer Kathode mit nur 7 Nadeln ergab sich eine Schwankung des Gesamtstromes I_e von 30 %, was auf Veränderungen der Emissionsspitzen von Schuß zu Schuß bei der zu hohen Strombelastung von in diesem Fall 370 A/Nadel zurückzuführen war. Um solche Schwankungen, die sich auch auf die momentane Energiestreuung übertragen, zu vermeiden, muß zum einen die Strombelastung pro Nadel möglichst gering sein und zum anderen sollen zu jedem Widerstandswert möglichst viele Nadeln gehören, damit sich eventuelle Veränderungen an den Emissionsspitzen herausmitteln.

Ein Kompromiß zwischen diesen Forderungen und der technischen Realisierbarkeit führte bisher zu einer Kathode, die bei 19 Widerstandswerten mit je 7 Emissionsnadeln einen nutzbaren Strom von 400 A mit einer momentanen Energiestreuung von 2 % lieferte.

Gemessen wurden diese Ergebnisse mit dem Elektronen-Ring-Beschleuniger-Kompressor, der, als Spektrometer benutzt, mit 2 mm breiten Faraday-Cups auf einem Azimuth von 270° von der Schnauze aus wegen des großen Radius und des Feldindexes von $n = 0,5$ eine Auflösung von 0,2 % ermöglichte. Der zeitliche Energieverlauf des Elektronenpulses führt zu einer Energieänderung von 1,5 %/nsec an den Pulsflanken ± 2 nsec vom Pulsmaximum entfernt, so daß sich die momentane Energiestreuung direkt aus den Halbwertsbreiten der zu dieser Zeit im Spektrometer gemessenen Pulse ablesen läßt.

9. Strahltransportsystem

Der von der Kathode emittierte Elektronenstrahl wurde durch das Magnetfeld eines mit quarzmehlgefülltem Epoxydharz vergossenen, eisengekapselten Solenoiden in den Kompressor des Elektronen-Ring-Beschleunigers fokussiert. Im Anodenrohr der Diode sorgten

zwei Steuerspulen (Ref. 29), je eine für die horizontale und vertikale Achse für einen zur z-Achse symmetrischen Strahl. Die Elektronen mit zu großen Winkeln wurden durch Blenden abgeschält, so daß nur der brauchbare Teil des Strahls durch die Schnauze gelangte. Diese war zur Abschirmung des Kompressor-magnetfeldes aus Eisen gefertigt und so dimensioniert, daß sie nur die der Akzeptanz des Kompressors entsprechende Emittanz des Elektronenstrahls durchließ. Abb. 23 zeigt ohne Berücksichtigung der Raumladung die einzelnen Stationen der Emittanztransformation von der Kathode, wo noch große Winkel vorhanden sind, über die Blende bis zum Ausgang der Schnauze (dick gezeichnete Phasenraumfläche).

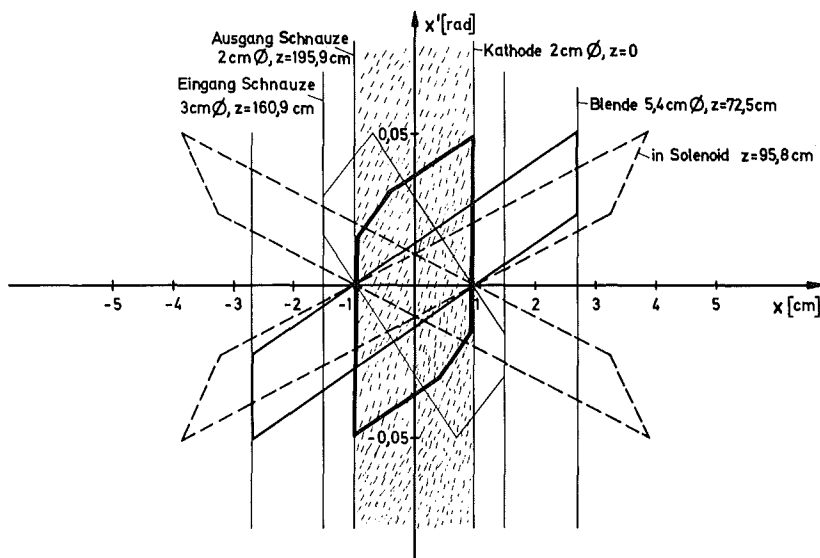


Abb. 23: Emittanzausblendung durch die Strahlführung

Natürlich bewirkt der Solenoid in der beschriebenen Anordnung auch eine Energieselektion, so daß von dem 50 nsec breiten Elektronenpuls des Injektors ein 7-8 nsec breiter Puls übrig bleibt, was einer Energiebreite von 5 % entspricht.

10. Zusammenfassung

Es wurde für das Febetron 705 eine Feld-Emissions-Diode entwickelt, die bei 2,3 MeV und einem Gesamtstrom von 3 - 4 kA mit 650 A in einer Emittanz von $\epsilon = 0,05 \pi$ cmrad die Anforderungen an den Injektor des Elektronen-Ring-Beschleunigers erfüllt. Es zeigte sich im Laufe der Untersuchungen, daß die Emission wegen der Ausbildung einer dichten Plasmawolke um die Emissionsspitzen dem Child-Langmuirschen Raumladungsgesetz gehorcht. Die Expansionsgeschwindigkeit dieser Plasmawolke konnte durch Messung der Phasenverschiebung von Spannungs- und Strommaximum zu 10 - 20 cm/ μ sec in Abhängigkeit vom Kathoden-Anoden-Abstand bestimmt werden.

Symboltabelle

B	- Magnetfeld
B_i	- Injektionsmagnetfeld des Kompressors
B_f	- Endmagnetfeld des Kompressors
E	- elektrisches Feld
E_{Max}	- Feldstärke am Ringrand
$\Delta E/E$	- momentane Energiestreuung
F	- Oberflächenfeldstärke
F_{whi}	- Whiskerquerschnittsfläche
I	- Gesamtstrom der Kathode
I_ϵ	- Strom in der Emittanz ϵ
I_A	- Strom, der auf die Anode trifft
I_e	- durch das Anodenloch hindurchtretender Strom
I_i	- Gesamtstrom der i-ten Nadel
I_{whi}	- Whiskerstrom
K	- Kräfte
K_r	- radiale Kraft
K_{Er}	- radiale elektrostatische Kraft
K_{Br}	- radiale magnetische Kraft
M_P	- Nutzteilchenmasse
N_e	- Elektronenzahl im Ring
P	- Perveanz
Q	- Gesamtladung
R	- großer Ringradius
R_i	- Innenwiderstand des Febetron-Marxgenerators
R_{CuSO_4}	- $CuSO_4$ -Widerstand
T	- Temperatur
ΔT	- Temperaturerhöhung
a	- radialer kleiner Ringradius
b	- achsialer kleiner Ringradius
c	- Lichtgeschwindigkeit
c_p	- spez. Wärme [cal/g ^{°C}]
d	- Kathoden-Anoden-Abstand

- e - Ladung eines Elektrons
 - f - Gesamtkathodenfläche
 - f_i - Emissionsfläche der i-ten Nadel $i = 1$ bis n
 - h - Nadelabstand
 - i - Stromdichte
 - k - Boltzmann-Konstante
 - m_0 - Ruhemasse des Elektrons
 - n - Anzahl der Feld-Emissions-Spitzen pro Kathode
 - p - Impuls
 - q - Elementarladung
 - r_g - großer Pierce-Elektroden-Radius
 - r_k - kleiner Pierce-Elektroden-Radius
 - r - Feld-Emissionsspitzen-Radius
 - $r_c = e^2/mc^2$ klassischer Elektronenradius
 - t - Zeit
 - t_0 - Zeit des Spannungspulsmaximums
 - t_m - Zeit des Strompulsmaximums
 - v - Teilchengeschwindigkeit
 - v_p - Plasmaausdehnungsgeschwindigkeit
 - a_p - Plasmabeschleunigung
 - x,y - Transversalkomponenten
 - z - Strahlachse
-
- α, β - Fitfaktoren
 - $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$ relativistischer Faktor
 - ϵ - Phasenraumfläche, Emittanz
 - ρ - Ladungsdichte
 - ρ_R - spez. Widerstand
 - ρ_D - Dichte [g/cm³]
 - ϕ - Elektronenaustrittsarbeit [eV]
-
- ν_r - Betatronfrequenz pro Umlauf
 - Φ_0 - el. Potential der Anode gegenüber Kathode
 - Φ - el. Potential
 - θ - Streuwinkel

Literaturverzeichnis

1. J.D. Lawson: Collective and Coherent Methods of Particle Acceleration
Particle Accelerators Vol. 3 p. 21 (1972)
2. A.A. Kolomensky: Particle Acceleration by Electron Beams
Particle Accelerators Vol. 5 p. 73 (1973)
3. H. Schopper: Der Elektronen-Ringbeschleuniger, ein neues Beschleunigungsprinzip
Physikalische Blätter Nr. 24 S. 201, 255 (1968)
4. V.P. Sarantsev: Status Report on the Collective Linear Accelerator at Dubna
Proceedings of the 8th Int. Conf. on High-Energy Accelerators CERN (1971) p. 391
5. G.R. Lambertson et al.: Experiments on Electron Rings at Berkeley
Particle Accelerators Vol. 5 p. 113 (1973)
6. C. Andelfinger: Status Report of the Garching ERA Experiment
Particle Accelerators Vol. 5 p. 105 (1973)
7. C.-H. Dustmann, H. Krauth, L. Steinbock, W. Zernial:
Recent Experiments on ERA in Karlsruhe
IEEE-Trans. on Nucl. Sci. Vol. NS-20 No 3 (1973) p. 283
8. S. Kawasaki et al.: ERA-Research in Japan
IEEE-Trans. on Nucl. Sci. Vo. NS 20 No 3 (1973) p. 280
9. M. Reiser: Status Report on the University of Maryland Electron Ring Accelerator Project
IEEE-Trans. on Nucl. Sci. Vol. NS 20 No 3 (1973) p. 310

10. D. Keefe: Research on the Electron Ring Accelerator
Particle Accelerators Vol. 1 p. 1 (1970)
11. C.-H. Dustmann: Emittanzmessung an einer Elektronen-
kanone für einen Elektronen-Ring-Beschleuniger
Diplomarbeit Universität Karlsruhe Inst. für Exp.
Kernphysik (1970)
12. R. Hawley: Solid Insulators in Vacuum:
A Review
Vacuum Vol. 18 No 7 (1968) p. 383
13. G.A. Mesyats: The Role of Fast Processes in Vacuum
Breakdown
10th Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases (1971)
Invited Papers Oxford, England p. 333
14. P.T. Kirstein, G.S. Kino, W.E. Waters: Space Charge
Flow
McGraw-Hill Comp. (1967) p. 436
15. C. Andelfinger, W. Ott: Entwicklung einer 1 kA 2 MeV
Elektronenröhre
IPP-Bericht Nr. 0/13 (1972)
16. G. Molière: Vielfachstreuung
Zeitschrift für Naturforsch. 3a (1948) S. 78
auch in E. Segré: Experimental Nuclear Physics Vol. I
S. 282 ff
17. L.A. Kulchitsky, G.D. Latyshev: The Multiple Scattering
of Fast Electrons
Phys. Rev. Vol. 61 (1942) p. 254
18. O. Klemperer, M.E. Barnett: Electron Optics
3. Ed. Cambridge University Press (1971) p. 76

19. J.R. Pierce: Theory and Design of Electron Beams
Van Nostrand Comp (1954) p. 76, 145, 173
20. W. Rogowski, H. Rengier: Ebene Funkenstrecke mit
richtiger Randausbildung
Arch. für Elektrotechnik Bd XIV (1926) S. 73
21. J.R. Pierce: Theory and Design of Electron Beams
Van Nostrand Comp. (1954) Kap. 10
22. G.Siller, E Buchelt, H.B. Schilling: Properties
of an Electron Source with Laserinduced Electron
Emission
IPP-Report O/7 (1971)
23. C. Andelfinger et al.: Developement of High Current Elec-
tron Sources for an Electron-Ring-Accelerator
Proceedings of the 8th Int. Conf. on High-Energy
Accelerators CERN (1971) S. 471
24. W.B. Nottingham: Thermionic Emission Handbuch der Physik
Vol. 21 p. 1 (1956)
25. R.H. Fowler, L. Nordheim: Electron Emission in Intense
Electric Fields
Proc. Roy. Soc. London A 119 (1928) p. 173
26. R. Haefer: Experimentelle Untersuchungen zur Prüfung
der wellenmechanischen Theorie der Feldelektronenemission
Zeitschrift für Physik Bd. 116 (1940) S. 604
27. W.P. Dyke, J.K. Trolan: Field Emission: Large Current
Densities, Space charge and Vacuum Arc
Phys. Rev. Vol. 89 No 4 (1953) p. 799

28. K.M. Bowkett, D. A. Smith: Field-Ion Microscopy
North-Holland Pub. Comp. (1970) p. 222
29. W. Köppendörfer: Induktionsspulen als Meßelemente an
schnellen, stromstarken Gasentladungen
IPP-Bericht 1/2 (1961)
30. P. Sand: Energiemessung am Injektor des Elektronen-
Ring-Beschleunigers
Diplomarbeit am Inst. für Exp. Kernphysik der
Universität Karlsruhe
31. H.R. Jory, A.W. Trivelpiece: Exact Relativistic Solution
for the One-Dimensional Diode Journal of Appl. Physics
Vol. 40 No 10 p. 3924
32. W.W. Dolan: Current Density Tables for Field Emission
Theory
Phys. Rev. Vol. 91 No 3 (1953) p. 510
33. J. E. Boers: Digital Computer Simulation of High
Current, Relativistic and Field Emission Electron Tubes
Record of 11th Symp. on Electron, Ion and Laser Beam
Technology Boulder, Colorado (1971) p. 527
34. R. E. Schwab: Theoretical Studies of Relativistic Electron
Beam characteristics in a High-Intensity Diode
Technical Report No 72 - 085 (1972) University of
Maryland
35. R.P. Little, W.T. Whitney: Electron Emission Preceding
Electrical Breakdown in Vacuum Journal of Appl. Phys.
Vol. 34 No 8 (1963) p. 2430
36. L.P. Mix, J.G. Kelly, G.W. Kuswa, D.W. Swain, J.N. Oelsen:
Holographic Measurements of the Plasma in a High-Current

Field Emission Diode

Journal of Vac. Sci. and Techn. Vol. 10 No 6 (1973)

p. 951

37. D. Möhl, L.J. Laslett, A.M. Sessler: On the Performance Characteristics of Electron Ring Accelerators
LBL-Report No 1062 (1972)
38. H. Krauth: Dissertation (in Vorbereitung)
Inst. f. Exp. Kernphysik Universität Karlsruhe
39. W. Zernial: Dissertation (in Vorbereitung)
Inst. für Exp. Kernphysik Universität Karlsruhe
40. J. Fink, W. Ott: Untersuchungen an einem 1 kA, 2 MeV Elektronenstrahl
IPP-Bericht Nr. 0/17 (1973)