

KfK 4503
Januar 1989

Die Konzeption und Entwicklung eines Hochleistungskollektors für Elektronenkühlung

B. Seligmann
Institut für Kernphysik

Kernforschungszentrum Karlsruhe

Kernforschungszentrum Karlsruhe
Institut für Kernphysik

KfK 4503

Die Konzeption und Entwicklung eines Hochleistungskollektors für Elektronenkühlung*

Bernd Seligmann

* von der math. – naturw. Fakultät der Rheinischen Friedrich – Wilhelms – Universität Bonn
genehmigte Dissertation

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

Als Manuskript vervielfältigt
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
Postfach 3640, 7500 Karlsruhe 1

ISSN 0303-4003

Kurzfassung

Im Hinblick auf die Erhöhung des dynamischen Bereichs des LEAR – Elektronenkühlers bis zu 100 keV und im Vorfeld der Kühlerentwicklung für COSY wurden die physikalischen Grundlagen des Energie – und Stromumlaufs in Elektronenkühlern erarbeitet. Darauf aufbauend wurde unter Berücksichtigung der Merkmale der Elektronenkühlung und der Eigenschaften von LEAR und COSY ein neues Kollektorkonzept entwickelt und in eine Konstruktion umgesetzt. Mit einem Teststrahl von 1,3 A bei einem Durchmesser von 2,5 cm wurde gezeigt, daß der neue Kollektortyp Eigenschaften eines verbesserten Faradaybecher – Kollektors und eines für hohe Kollektorperveanz prädestinierten Hohlstrahlkollektors besitzt. In Betriebsmoden für kleinen Verluststrom bzw. für hohe Perveanz wurden Verlustquotienten von unter 60 ppm (bei einer Kollektorperveanz von ca. 20 μ Perv) und Kollektorperveanzen bis zu 160 μ Perv (bei Verlustquotienten von unter 2%) gemessen. Diese Werte wurden ohne Raumladungskompensation mit einer technisch unproblematischen Kollektoranordnung erzielt.

Abstract

The Conception and Development of a High Performance Collector for Electron Cooling

In view of an energy upgrade of the LEAR electron cooler to 100 keV and in preparation for the development of electron cooling for COSY, the physics of energy – and current circulation in electron coolers was scanned. Taking also into account the characteristics of electron cooling and the peculiarities of LEAR and COSY, a new collector concept was developed and put into work. In measurements with a 1' diameter test beam of up to 1.3 A the new collector proved to have hybrid properties of an improved Faraday – cup collector and of a high – perveance hollow beam collector, enabling a current loss ratio of less than 60 ppm at one end of its operational range (at about 20 μ Perv) and a collector perveance of up to 160 μ Perv (loss \leq 2%) at the other end. Those figures were achieved with an uncompensated electron beam in a technically straightforward collector set – up.

Inhaltverzeichnis

Kurzfassung/Abstract	ii
Kapitel 1: Einleitung	1
Kapitel 2: Elektronenkühlung	4
2.1 Das physikalische Prinzip	4
2.2 Die Kühlkraft	6
2.3 Kühlzeiten	10
2.4 Der Ionenstrahl im Gleichgewicht zwischen Kühlung und Diffusion	12
2.5 Anwendungen der Elektronenkühlung	16
Kapitel 3: Elektronenkühler	20
3.1 Die Erzeugung des Elektronenstrahls für Elektronenkühlung	21
3.2 Die magnetische Fokussierung und Führung des Elektronenstrahls	25
3.3 Die Elektronenstrahlparameter	30
3.3.1 Elektronenstrom und Strahldurchmesser	30
3.3.2 Die Strahlenergie	32
3.4 Der Einfang des Elektronenstrahls im Kollektor	32
3.4.1 Die Rückgewinnung der Strahlenergie	32
3.4.2 Die Rückführung des Strahlstroms und der Kollektorwirkungsgrad	34
3.4.3 Die Auswirkungen von Kollektoreigenschaften auf das Vakuum im Kühlerring	37
Kapitel 4: Der LEAR – Elektronenkühler	40
4.1 Der Aufbau des LEAR – Elektronenkühlers	41
4.2 Der Elektronenstrahl	44
4.3 Das Vakuum im LEAR – Kühler	44
4.4 Ansatzpunkte für die Weiterentwicklung des LEAR – Kühlers	46
Kapitel 5: Die Weiterentwicklung der LEAR – Elektronenkanone	47
Kapitel 6: Konzepte zur Optimierung des Elektronenkreislaufs	50
6.1 Die Abbremsung des Elektronenstrahls	50
6.2 Die Erhöhung der Kollektorperveanz	50
6.3 Die Optimierung des Kollektorwirkungsgrads	57

6.3.1 Die Kollektorgeometrie	57
6.3.2 Der elektromagnetische Einschluß der Sekundärelektronen	59
Kapitel 7: Die Entwicklung eines fortgeschrittenen Elektronenkollektors für LEAR und COSY ...	62
7.1 Das Entwicklungsziel – Randbedingungen und Prioritäten	63
7.2 Entwurf und Konstruktion des Kollektors	64
7.3 Der Kollektor – Teststand	66
7.3.1 Der mechanische Aufbau	66
7.3.2 Elektrische Beschaltung und Kontrollsystem	69
7.4 Die Inbetriebnahme des Teststands	71
7.4.1 Die Erzeugung des Elektronenstrahls	71
7.4.2 Das Vakuum	73
7.5 Erste Messungen – Die Anpassung von Elektronenstrahl und Kollektoreingang	73
7.5.1 Die magnetische Führung des Teststrahls	73
7.5.2 Die Einstellung der Abbremspotentiale	75
7.6 Die Messung der Kollektoreigenschaften	76
7.6.1 Der Kollektorwirkungsgrad	78
7.6.2 Die Verteilung der Elektronen im Kollektor	82
7.6.3 Die maximale Kollektorperveanz	85
7.7 Die Diskussion der Meßergebnisse	88
Kapitel 8: Zusammenfassung und Ausblick	93
Literatur	96

Kapitel 1

Einleitung

Die Fortsetzung der traditionellen Kernphysik soll die Erforschung der Kernstruktur mit bisher nicht erreichter Präzision ermöglichen. Über die Mittelenergiephysik führt dies zu einem thematischen und instrumentellen Zusammenhang mit der Elementarteilchenphysik. Dieser Weg setzt die Verfügbarkeit von hadronischen Projektilen mit Energien weit über 100 MeV bis zu einigen GeV voraus, die aus Zyklotronen oder Linearbeschleunigern nicht, beziehungsweise nicht in genügender Anzahl, zu erhalten sind. Deshalb sind neben ganz wenigen existierenden Geräten weltweit Speicher-Synchrotrone geplant oder im Aufbau begriffen, die einander in der Art der beschleunigten Teilchen und im angepeilten Energiebereich ergänzen. Aufgabe solcher Maschinen wird es sein, intensive Ionenstrahlen mit sehr schmaler Impulsbreite bei gleichzeitig kleinem Strahlquerschnitt und kleiner Divergenz zur Verfügung zu stellen. Zusammengefaßt bedeutet das hohe Phasenraumdichte und Strahlbrillanz.

Mit ionenoptischen Methoden ist es nicht möglich, die bei der Injektion in den Speicherring vorgegebene Phasenraumdichte zu erhöhen (Liouvilles Theorem). Eine dissipative Kraft ist nötig, um das Phasenraumvolumen eines Ionenstrahls bei konstanter Teilchenzahl und Strahlenergie zu verringern. Wie bei einem Gas ist zur Verringerung des Volumens die Herabsetzung der Temperatur notwendig.

Die Elektronenkühlung [1] hat sich neben der stochastischen Kühlung [2] in mehreren unabhängigen Experimenten als geeignete Methode zur Kühlung von Strahlen schwerer Teilchen bewährt. Dem Ionenstrahl wird ein Elektronenstrahl überlagert, der kontinuierlich aus einer Kathode gespeist und in einem Kollektor aufgefangen wird. Durch entsprechende Beschleunigung der Elektronen wird die mittlere Relativgeschwindigkeit zwischen Ionenstrahl und Elektronenstrahl zum verschwinden gebracht. Es findet dann ein Energieaustausch zwischen Elektronen und Ionen statt, der zu einem Gleichgewicht in der Nähe der Temperatur des stets kalten Elektronenstrahls führt. Charakteristisch für die Elektronenkühlung ist die im Vergleich zur stochastischen Kühlung sehr kurze Zeit, nach der das Temperaturgleichgewicht erreicht wird (typisch einige Zehntel bis zu wenigen Sekunden, abhängig von den Anfangsbedingungen).

Mit geeigneten Streumethoden innerhalb der Bahn der gespeicherten Teilchen (interne Targets) oder am extrahierten Strahl wird durch die hohe Strahlqualität die Erforschung auch seltenster atomarer, nuklearer und subnuklearer Reaktionen mit hoher Impulsauflösung möglich. So warten Mittelenergiephysiker, die mesonische Freiheitsgrade in Kernen mit neuen Methoden erforschen wollen, gespannt auf die Fertigstellung der neuen Beschleunigergeneration. Das Projekt COSY [3] spielt hier eine herausragende Rolle. Für die Atomphysik werden über die Mechanismen Strahlungseinfang [4] und dielektronische Rekombination [5] erstmals Daten aus Messungen mit relativistischen Atomstrahlen gewonnen werden. Die Verwendung hochgeladener Ionen wird die Überprüfung von Voraussagen der Quantenelektrodynamik in starken Feldern ermöglichen [6,7]. Geplant sind auch Experimente, in welchen den parallel laufenden Ionen- und Elektronenstrahlen ein elektromagnetisches Feld (kohärente Photonen) überlagert wird [8]. Auf diese Weise können ausgewählte Nullzustände erzeugt und spektroskopiert werden [9].

Phasenraumkühlung ist ein noch relativ neues Feld der Beschleunigerphysik. Pionierexperimente fanden Ende der Siebziger Jahre statt [10–13]. Der erstmalige operationelle Einsatz der Elektronenkühlung ist für den Antiprotonen-Speicherring LEAR im CERN vorgesehen. Die Entwicklung des

LEAR – Kühlers wurde seit 1981 als gemeinsames Projekt des Kernforschungszentrums Karlsruhe und des CERN betrieben. Der Einbau des Kühlers in den Ring und erfolgreiche Tests mit Protonenstrahlen wurden zwischen Sommer '87 und Frühjahr '88 durchgeführt [14,15]. Die Anwendung der Elektronenkühlung in Ionenringen kann nun als die dritte Generation der Kühlerentwicklung betrachtet werden.

Wichtige apparative Aspekte der Elektronenkühlung sind

- die Erzeugung eines kalten Elektronenstrahls hoher Intensität,
- die adiabatische Führung des Elektronenstrahls,
- das Auffangen des Strahls mit Rückgewinnung von Strom und Energie,
- die Anpassung des Elektronenkühlers an die Gegebenheiten im Speicherring,
- und der dynamische Bereich der Strahlenergie.

Wegen der vorhandenen stochastischen Kühlung bei höheren Energien und der Möglichkeit zur Abbremsung des Antiprotonenstrahls stand für LEAR zunächst die Elektronenkühlung bei niedrigen Energien im Vordergrund. Schwerpunkte der Entwicklung bis zum Einbau in den Ring waren die Verminderung der Elektronenstrahltemperatur, die Diagnose der Strahlqualität und die Anpassung des Vakuumsystems des Kühlers an die LEAR – Anforderungen. Daneben wurde in der Karlsruhe – Gruppe die Option der Erweiterung des Betriebsbereiches bis 100 keV verfolgt. Diese Elektronenenergie entspricht dem Injektionsimpuls der Antiprotonen in LEAR. Elektronenkühlung in dieser Phase des Betriebszyklus kann gegenüber der jetzigen Situation die Zeit bis zur Strahlextraktion aus LEAR wesentlich verkürzen. Zudem würden durch die Elektronenkühlung die Voraussetzungen für Experimente mit internen Targets bei Energien bis zur Injektionsenergie verbessert. Elektronenkühlung mit einem Elektronenstrahl von 100 keV oder mehr stellt auch für einen Ring wie COSY, dessen Endenergie bei etwa 2,5 GeV (Protonen) liegen wird, eine interessante Perspektive dar.

Höhere Energien bedeuten für den Elektronenstrahl im Kühler auch eine größere Stromdichte und einen höheren Strom, wenn der Strahlquerschnitt nicht gleichzeitig wesentlich verkleinert werden kann. Die elektrische Leistung übersteigt 100 kW. Das große Problem der Elektronenkühlung bei hohen Energien ist die Handhabung dieser Leistung in einem kontinuierlichen Strahl. Es ist ein *Stromkreislauf* aufzubauen, dessen Verluste möglichst klein zu halten und auf den Elektronenkollektor zu beschränken sind. Die thermische Leistung, die im Kollektor aufgenommen wird, muß durch eine Abbremsung des Elektronenstrahls in engen Grenzen gehalten werden. Die *Wirkungsgrade der Strom- und Energierückgewinnung* im Elektronenkühler beeinflussen den erzielbaren Vakuumdruck im Kühlerring und bestimmen wesentlich den technischen Aufwand, der für die Elektronenkühlung bei höheren Energien erforderlich ist.

Der Kollektor ist die wichtigste und zugleich am wenigsten verstandene Komponente in einem Elektronenkühler für hohe Strahlenergien. In dieser Arbeit werden deshalb die physikalischen Phänomene untersucht, welche die Rückgewinnung des Elektronenstrahls und die Höhe der Verlustleistung bestimmen. In Hinblick auf Anwendungen in LEAR und COSY wurde, begleitet von Modellrechnungen, ein Kollektor entworfen und in einem eigens aufgebauten Teststand untersucht und optimiert.

Die vorliegende Darstellung beginnt mit einer kurzen Einführung in die Theorie der Elektronenkühlung und einem Überblick über mögliche Anwendungen (Kapitel 2). Danach wird zu den genannten apparativen Gesichtspunkten übergegangen. Im vierten Kapitel wird, als der Ausgangspunkt der geplanten Weiterentwicklung, der LEAR – Elektronenkühler für Strahlenergien bis 40 keV beschrieben. Dabei wird besonders auf Aspekte eingegangen, die bei der Erhöhung der Energie wichtig sind. In Kapitel 5 wird ein Entwurf für eine den neuen Anforderungen entsprechende Elektronenkanone vorge-

stellt. Kapitel 6 bereitet durch die Einführung von Konzepten zur Optimierung des Stromkreislaufs den Schwerpunkt dieser Arbeit vor, die Entwicklung und Untersuchung der Eigenschaften eines verbesserten Elektronenkollektors. In Kapitel 7 werden die Ergebnisse von Messungen, die am Kollektorteststand durchgeführt wurden, dargestellt und diskutiert. Kapitel 8 enthält schließlich eine Zusammenfassung der Resultate und deren denkbare Konsequenzen für die Weiterentwicklung der Elektronenkühlung.

Kapitel 2

Elektronenkühlung

2.1 Das physikalische Prinzip

Die Elektronenkühlung beruht auf der Anwendung von Erkenntnissen und Methoden der Plasmaphysik auf zirkulierende Teilchenstrahlen. Man betrachtet einen Ionenstrahl als einen Plasmaschlauch, der mit der Geschwindigkeit βc im Speicherring umläuft. Dem Plasma können Temperaturen für die Freiheitsgrade senkrecht und parallel zur Strahlrichtung (\vec{s}) zugeschrieben werden:

$$\text{transversal} \quad T_{it}(s) = M c^2 \beta^2 \gamma^2 \Theta_i^2(s) \quad (1)$$

$$\text{longitudinal} \quad T_{il} = M c^2 \beta^2 \left(\frac{\Delta p}{p} \right)_i^2$$

(Θ_i sind die Standardabweichungen der Strahldivergenz in horizontaler (x) oder vertikaler (y) Richtung, $(\Delta p/p)_i$ ist die Impulsunschärfe; s ist die longitudinale Ortskoordinate entlang des Ringumfangs; M, p: Ionenmasse und -impuls, c: Lichtgeschwindigkeit, β, γ : relativistische Faktoren)

Die Gleichungen 1 sagen aus, daß eine Abkühlung des Strahls eine Verringerung von Strahldivergenz und Impulsunschärfe bedeutet.

In einem Speicherring ist die Transversalenergie der Ionen in Betatronschwingungen um die Sollbahn gebunden. Für die Komponenten der Strahlausdehnung ($r_{ix} \cong 2x_i^{rms}, (r_{iy} \cong 2y_i^{rms})$) und Impulsunschärfe gelten an jedem Ort s folgende Beziehungen:

$$r_{ix,y}(s) = \sqrt{\frac{\varepsilon_{x,y} \cdot \beta_{x,y}^*(s)}{\pi}} \quad , \quad 2\Theta_{ix,y}(s) = \sqrt{\frac{\varepsilon_{x,y}}{\pi \beta_{x,y}^*(s)}} \quad , \quad D(s) = x_i(s) \frac{p}{\Delta p} \quad (2)$$

$\beta_{x,y}^*(s)$ und $D(s)$ sind die ionenoptischen Fokussierungsfunktionen, welche die Betatronbewegung und die Dispersion beschreiben. Als **Emittanz** ε eines Ionenstrahls wird konventionsgemäß das Produkt aus πr_i und $2\Theta_i$ bezeichnet [16]. In dieser Emittanz sind 95% der Ionen enthalten. ε ist in einem geschlossenen System eine Erhaltungsgröße (Liouville's Theorem). Nach den Gleichungen (2) bedeutet eine Abkühlung des Strahls durch die gleichzeitige Verkleinerung von Querschnitt und Divergenz eine Verringerung der Emittanz. G. Budker wies darauf hin, daß das Kühlmedium ein kalter Elektronenstrahl sein kann, dessen Geschwindigkeit gleich der mittleren Ionengeschwindigkeit ist. Die Temperatur des Elektronenstrahls entspricht analog den in Gleichung (1) definierten Größen für den Ionenstrahl. Die Wirkung des Elektronenstrahls auf ein Ion im horizontalen Phasenraum ist in Abbildung 1 veranschaulicht. Wir betrachten ein Ion, das zu Beginn des Kühlprozesses am Rand der transversalen Geschwindigkeitsverteilung des Strahls liegt. Im Phasenraum läuft es auf einer die Fläche ε_{0x} begrenzenden Ellipse um. Beim ersten Durchgang durch den Elektronenstrahl (Punkt 1) wird die Größe Θ_{ix} vermindert. Es ergibt sich eine engere Ellipse. Die Emittanz verringert sich dabei von ε_{0x} auf ε_{1x} . Dies wiederholt sich bis im Idealfall das Temperaturgleichgewicht $T_i = T_e$ erreicht wird. Dann gilt

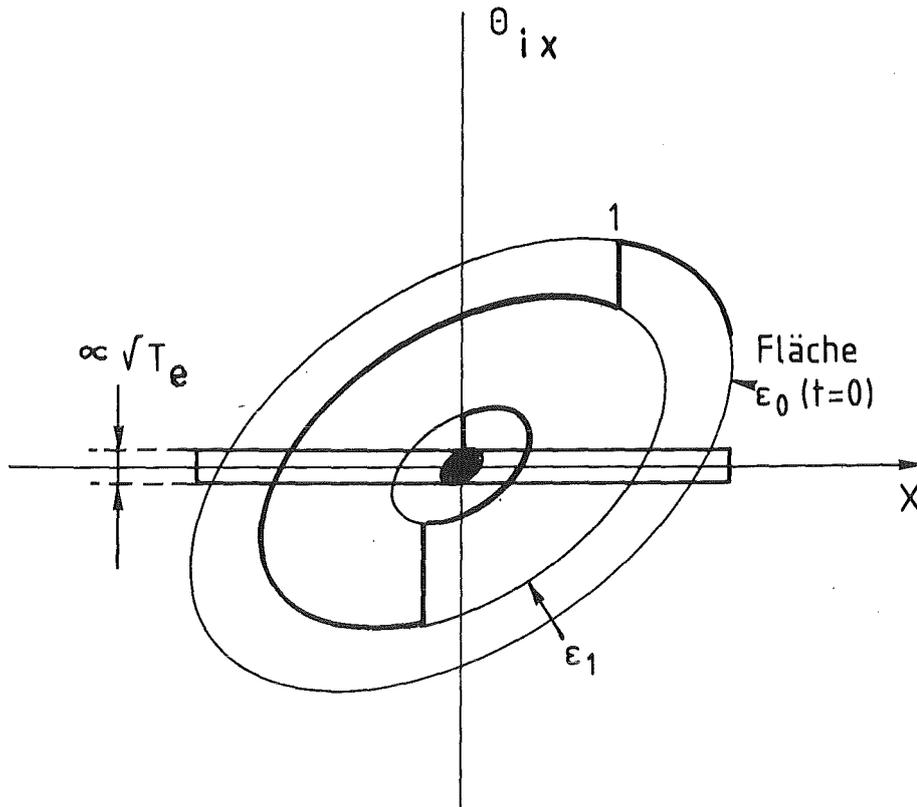


Abbildung 1: Die Bahn eines Ions im horizontalen Phasenraum unter dem Einfluß der Elektronenkühlung

$$\Theta_i = \sqrt{m/M} \cdot \Theta_e \quad (3)$$

Ebenso verkleinert sich die für einen kontinuierlichen Ionenstrahl von der Größe Δp_i bestimmte Fläche im longitudinalen Phasenraum. Die relative Impulsunschärfe des Ionenstrahls entwickelt sich zu

$$(\Delta p/p)_i = \sqrt{m/M} \left(\frac{\Delta p}{p} \right)_e$$

(m ist die Elektronenmasse, Θ_e und $(\Delta p/p)_e$ sind Divergenz und Impulsunschärfe des Elektronenstrahls)

Die Zeit, die für diesen Ausgleich benötigt wird, hängt von der Elektronendichte ab. Seit langem können kontinuierliche Elektronenstrahlen mit Dichten von mehr als 10^8 cm^{-3} , Geschwindigkeiten bis zu 0,6 c und Strahltemperaturen kleiner als 1 eV realisiert werden. Für eine erste Abschätzung der Zeitskala der Elektronenkühlung kann man eine schon 1940 veröffentlichte Formel für die Relaxationszeit eines Testteilchens in einem zweikomponentigen Plasma [17] heranziehen. Bezogen auf ein Ion in einem Elektronengas lautet diese:

$$\tau = \frac{3 M m k^{3/2}}{8 (2\pi)^{1/2} n_e Z^2 e^4 \Lambda} \cdot \left(\frac{T_i}{M} + \frac{T_e}{m} \right)^{3/2} \quad (4)$$

(n_e : Elektronendichte, Z: Ladungszahl des Ions, $k=1,38 \times 10^{-23}$ [J/K] (Boltzmannkonstante), $e=1,602 \times 10^{-19}$ [C] (Elementarladung), $\Lambda \approx 10$: Coulomblogarithmus (siehe Abs. 2.2)).

Man erhält für τ eine Zeit in der Größenordnung von Zehntel Sekunden bis Sekunden.

Eine Theorie der Elektronenkühlung wurde in den Siebziger Jahren entwickelt. Darin werden der zeitliche Verlauf der Kühlung und die Gleichgewichtsbedingungen unter Berücksichtigung der Voraussetzungen in einem Speicherring von einer Kühllkraft abgeleitet. Die folgenden Abschnitte geben einen Überblick über diese Theorie.

2.2 Die Kühllkraft

Wir betrachten die Coulombstreuung eines im Speicherring umlaufenden Ions der Ladungszahl Z an einem Elektron aus einer isotropen Elektronenwolke der Dichte n'_e im gemeinsamen Ruhesystem des Ionenstrahls und der Elektronenwolke. Das Ion befinde sich in der Phase der dichtesten Annäherung an den Streupartner und habe die Relativgeschwindigkeit \vec{u} entlang einer Achse x . Der Abstand der beiden Teilchen ($|\vec{b}|$) ist in erster Näherung dem Stoßparameter gleichzusetzen [18]. Der Impulsübertrag an das Elektron ist dann

$$\Delta \vec{p} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot 2Z e^2 \cdot \frac{\vec{b}}{b} \cdot \frac{1}{b \cdot u} \quad (5)$$

Der Energieverlust des Ions an das Elektron beträgt:

$$\Delta E = \frac{|\Delta \vec{p}|^2}{2m} = \frac{1}{8\pi^2\epsilon_0^2} \cdot \frac{Z^2 e^4}{m b^2 u^2} \quad (6)$$

Für den mittleren Energieverlust in einem Zeitintervall $\Delta t = dx/u$ an alle Elektronen im Volumenelement $2\pi b dx db$ folgt damit:

$$\frac{\Delta E}{\Delta t} = 2\pi n'_e u b db \cdot \Delta E \quad (7)$$

In der angenommenen kugelsymmetrischen Elektronenverteilung um das Ion sind die Impulsüberträge an die Elektronen gleichverteilt um die Richtung von \vec{u} . Für die mittlere Reibungskraft $\vec{F}^0(b)$ als Funktion des Stoßparameters gilt dann:

$$\vec{F}^0(b) \cdot \vec{u} = - \frac{\Delta E}{\Delta t} \quad (8)$$

Nach Zusammenfassung der Naturkonstanten in C folgt für den Betrag der Reibungskraft:

$$|\vec{F}^0(b)| = - C \cdot n'_e \cdot Z^2 \cdot \frac{1}{b \cdot u^2} \quad (9)$$

$$\left(C = \frac{e^4}{4\pi\epsilon_0^2 m_e} = 4,4 \times 10^{14} [amu \cdot cm^6 \cdot s^{-4}] \right)$$

Die Kraft $\vec{F}^0(b)$ ist stets der Relativgeschwindigkeit entgegengerichtet und proportional u^{-2} . Für $u=0$ ist die Reibungskraft nicht definiert. Der Stoßparameter ist nach unten und nach oben begrenzt. Die untere Grenze ist durch den maximalen Impulsübertrag im zentralen Stoß gegeben:

$$|\Delta p_{\max}| = \frac{2 Z e^2}{4 \pi \varepsilon_0 \cdot u \cdot b_{\min}} = 2 m u . \quad (10)$$

Eine obere Grenze stellt die radiale Ausdehnung des Elektronenstrahls dar. In realistischen Fällen schirmen sich die Elektronen jedoch in weitaus kleineren Abständen gegenseitig ab. Die charakteristische Zeit τ_{pl} , die ein Elektronenplasma für die Reaktion auf eine Störung benötigt, ist die reziproke Plasmafrequenz $\omega_{pl}^{-1} = \sqrt{\varepsilon_0 m / n'_e e^2}$. Ein Impulsübertrag findet nur statt, wenn die Wechselwirkungszeit $\tau_w = b/u$ kürzer ist als τ_{pl} . Daraus folgt für den Stoßparameter die Obergrenze $b_{\max} = u/\omega_{pl}$. Die Kühlkraft, die auf ein Ion wirkt, erhält man durch Integration von Gleichung (9) über die Stoßparameter in den Grenzen $[b_{\min}, b_{\max}]$. Zuvor werden jedoch die Relativgeschwindigkeiten in zwei Bereiche bezüglich der Ionengeschwindigkeit im Ruhesystem (v_i) und der Breite der Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen ($\langle v_e \rangle$) aufgeteilt und folgende Näherungen eingeführt:

$$u = u|_{v_i=0} = \langle v_e \rangle \quad (v_i < \langle v_e \rangle), \quad (11)$$

$$u = u|_{\langle v_e \rangle=0} = v_i \quad (v_i > \langle v_e \rangle)$$

Für die Kühlkraft folgt dann:

$$F^0 = \int_{b_{\min}}^{b_{\max}} |\vec{F}^0(b)| db = -C \cdot Z^2 n'_e \times \begin{pmatrix} \Lambda^0(v_i) \cdot v_i^{-2} & (v_i < \langle v_e \rangle) \\ \Lambda^0(\langle v_e \rangle) \cdot \langle v_e \rangle^{-2} & (v_i > \langle v_e \rangle) \end{pmatrix} \quad (12)$$

mit dem *Coulomblogarithmus*

$$\Lambda^0(u) = \int_{b_{\min}}^{b_{\max}} \frac{1}{b} db = \ln \frac{b_{\max}}{b_{\min}} = \left[\ln \left(\frac{u^3}{Z \cdot \sqrt{n'_e}} \right) \right] - 30,2 . \quad (13)$$

Um zu einer realistischeren Näherung für die Kühlkraft zu kommen, ist es notwendig, Eigenschaften des Elektronenplasmas unter den Bedingungen der Elektronenkühlung in Speicherringen näher in Betracht zu ziehen. Wie in Kapitel 3 gezeigt werden wird, erfordert die Führung des Elektronenstrahls ein longitudinales Magnetfeld der Stärke B . Dieses Feld bricht die Symmetrie der Impulsüberträge um die Richtung von \vec{u} , welche Voraussetzung für die Ableitung der Kraft F^0 nach Gleichung (12) war. Für alle Bewegungsgrößen und für die Kühlkraft müssen nun Komponenten $()_{\parallel}$ und $()_{\perp}$ parallel und senkrecht zum Magnetfeld gefunden werden. Eine weitere Konsequenz des Magnetfeldes ist die Bindung der transversalen Energie der Elektronen in Kreisbewegungen um die Feldlinien mit der Zyklotronfrequenz $\omega_c = v_{\perp}/r_c$. $r_c = (m v_{\perp})/(e B)$ ist der Radius des Zyklotronkreises. Wenn die mittlere Wechselwirkungszeit mehrfach größer ist als die Zyklotronperiode,

$$\frac{b}{u} > \omega_c^{-1}, \quad (14)$$

dann handelt es sich um einen *adiabatischen* Prozeß, bei dem keine Energie in die transversale Bewegung des Elektronen übertragen wird. In Analogie zur Begründung der Abschirmlänge b_{\max} darf man hier von einer Abschirmung zwischen Ion und Elektron bezüglich der transversalen Freiheitsgrade sprechen, wobei ω_c die Rolle von ω_{pl} übernimmt.

Nun muß noch die Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen genauer berücksichtigt werden. Im allgemeinen geht man davon aus, daß die Geschwindigkeiten der Elektronen am Entstehungsort (Kathode) einer Maxwellverteilung gehorchen mit einer Breite Δ_K entsprechend der Temperatur T_K der Elektronenquelle [19]:

$$kT_K = \frac{m}{2} \Delta_K^2 \quad (15)$$

$$f_K(v_e) = \pi^{-3/2} \cdot \frac{1}{\Delta_K^3} \cdot \exp(-v_e^2/\Delta_K^2)$$

$$\Delta_K = \Delta_{K\perp} = \Delta_{K\parallel} = \langle v_e \rangle$$

Bei der Beschleunigung der Elektronen parallel zur Magnetfeldrichtung ändert sich nichts an ihrer transversalen Geschwindigkeitsverteilung im mitbewegten Bezugssystem. In longitudinaler Richtung ergibt sich jedoch wegen der Energieerhaltung eine Abhängigkeit der Verteilung von der mittleren Geschwindigkeit (v_0) im Laborsystem. In nichtrelativistischer Näherung gilt:

$$\Delta_{\perp}(v_0) = \frac{\Delta_K^2}{2 v_0} \quad (16)$$

Zur Ableitung der *adiabatischen Kühlkraft* geht man von der Randbedingung für Stöße eines Ions mit einem magnetisierten Elektron aus (Gleichung (14)). Wegen der Einfrierung der transversalen Freiheitsgrade darf man für die Relativgeschwindigkeit u den Ausdruck $|\vec{v}_i - v_{e\parallel}|$ einsetzen. Für Ionengeschwindigkeiten zwischen $v_{e\perp}$ und $v_{e\parallel}$ folgt damit und aus Gleichung (14) für den Stoßparameter:

$$b \gg r_c \quad (17)$$

Für sehr kleine Ionengeschwindigkeiten ($\vec{v}_i < v_{e\parallel}$) ist die Relativgeschwindigkeit u annähernd mit $v_{e\parallel}$ gleichzusetzen. Dann sind als adiabatisch auch Stöße zu behandeln, für die nur gilt:

$$b \gg \frac{v_{e\parallel}}{\omega_c} = b_a \quad (18)$$

Für $b \ll b_a$ behält Gleichung (12) ihre Gültigkeit bis auf den entsprechend der neuen Obergrenze b_a anstelle von b_{\max} zu modifizierenden Coulomblogarithmus:

$$F_m^0 = F^0 \left(\ln \frac{b_a}{b_{\max}} + \Lambda^0 \right) = F^0(\Lambda_m^0) \quad (19)$$

Im Stoßparameterbereich $b \gg r_c$ geben Derbenev und Skrinky Kühlkräfte an, die die Asymmetrie der Elektronen – Geschwindigkeitsverteilung berücksichtigen [21]:

$$\begin{pmatrix} F_{\parallel}^a \\ \vec{F}_{\perp}^a \end{pmatrix} = - \frac{C Z^2 n'_e}{2} \Lambda^a(u) \cdot \int d^3 v_e f(\vec{v}_e) \frac{\partial}{\partial u} \cdot \begin{pmatrix} u_{\perp}^2 / u^3 \\ u_{\parallel} \vec{u}_{\perp} / u^3 \end{pmatrix}, \quad (20)$$

$$\Lambda^a(u) = \ln \left(\frac{u}{\Delta} \cdot \frac{\omega_c}{\omega_{pl}} \right)$$

Für den Fall $\Delta_{\perp} > u > \Delta_{\parallel}$ wird eine abgeflachte Verteilung der Elektronengeschwindigkeiten mit verschwindender longitudinaler Breite angesetzt [21]:

$$f^{\delta}(\vec{v}_e) = (2\pi \Delta_{\perp}^2)^{-1} \cdot \exp\left(\frac{-v_{e\perp}^2}{\Delta_{\perp}^2}\right) \cdot \delta(v_{e\parallel}) \quad (21)$$

Als Kühllkraft erhält man:

$$\begin{pmatrix} F_{\parallel}^a \\ \vec{F}_{\perp}^a \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\frac{3}{2} C Z^2 n'_e \Lambda^a(u) \cdot \frac{u_{\perp}^2}{u^5} \cdot u_{\parallel} \\ -\frac{1}{2} C Z^2 n'_e \Lambda^a(u) \cdot \frac{u_{\perp}^2 - 2u_{\parallel}^2}{u^5} \cdot \vec{u}_{\perp} \end{pmatrix} \quad (22)$$

Die Komponenten der Kühllkraft sind nun abhängig vom Winkel α , den die Vektoren \vec{u} und \vec{B} bilden. Bei $\alpha = 54,7^{\circ}$ (d.h. im Maximum von $u_{\perp}^2 / u_{\parallel}$) ist die longitudinale Kühllkraft am stärksten. Bei kleineren Winkeln ($u_{\perp} < |u_{\parallel}| \cdot \sqrt{2}$) wird die transversale Komponente der adiabatischen Kühllkraft positiv (Heizung). Eine detaillierte Darstellung dieser Winkelabhängigkeit findet sich in [19] und [21]. Es zeigt sich, daß im Mittel die transversale Kühllkraft etwas schwächer ist als die longitudinale.

Für noch kleinere Ionengeschwindigkeiten ($u < \Delta_{e\parallel}$) ist die longitudinale Breite der Elektronen-Geschwindigkeitsverteilung nicht mehr vernachlässigbar. Gleichung (20) ist auf eine Verteilung der Form

$$f(\vec{v}_e) = \left[(2\pi)^{3/2} \cdot \Delta_{\parallel} \Delta_{\perp}^2 \cdot \exp\left(\frac{v_{e\perp}^2}{2\Delta_{\perp}^2} + \frac{v_{e\parallel}^2}{\Delta_{\parallel}^2}\right) \right]^{-1} \quad (23)$$

anzuwenden. In diesem Fall entspricht die Kühllkraft im wesentlichen der Größe \vec{F}^0 (Gleichung (12)) mit einer sphärischen Geschwindigkeitsverteilung der Breite $\Delta_{e\parallel}$:

$$\begin{pmatrix} F_{\parallel}^a \\ \vec{F}_{\perp}^a \end{pmatrix} = -\frac{C}{\sqrt{\pi}} Z^2 n'_e \cdot \begin{pmatrix} \Lambda^a(\Delta_{\perp}) \cdot u_{\parallel} / \Delta_{\perp}^3 \\ \Lambda^a(\Delta_{\parallel}) \cdot \ln \frac{\Delta_{\parallel}}{u_{\perp}} \cdot \frac{\vec{u}_{\perp}}{\Delta_{\perp}^3} \end{pmatrix} \quad (24)$$

Wir verfügen damit über Ausdrücke für die Kühllkraft in den Stoßparameterbereichen $b \ll b_a$ und $b \gg b_a$. Dazwischen bereitet der anschauliche Ansatz binärer Stöße wegen der strengen Grenzziehung zwischen schnellen und adiabatischen Stößen Schwierigkeiten. Eine konsequente plasmatheoretische Behandlung der Elektronenkühlung, die diesen Nachteil nicht aufweist, wurde von Sørensen und Bonderup durchgeführt [22]. Danach läßt sich die Kühllkraft als Funktion von u und b darstellen in der Form

$$\vec{F} = -\frac{C}{u^2} \cdot Z^2 n'_e \int_{b_{\min}}^{\infty} d(\ln \frac{r_c}{b}) \vec{I}(\ln \frac{r_c}{b}) \quad (25)$$

Abbildung 2 zeigt als Beispiel die charakteristische Funktion $I_{\perp}(\ln(r_c/b))$ für zwei verschiedene Ionengeschwindigkeiten im Ruhesystem der Strahlen in willkürlichen Einheiten.

Das Verschwinden des Integrals über I_{\perp} und damit der Kühllkraft jenseits von $b_{\max} = u/\omega_{pe}$ ist ein Beleg für die Güte der binären Näherung hinsichtlich der Behandlung der Ladungsabschirmung. Für b größer

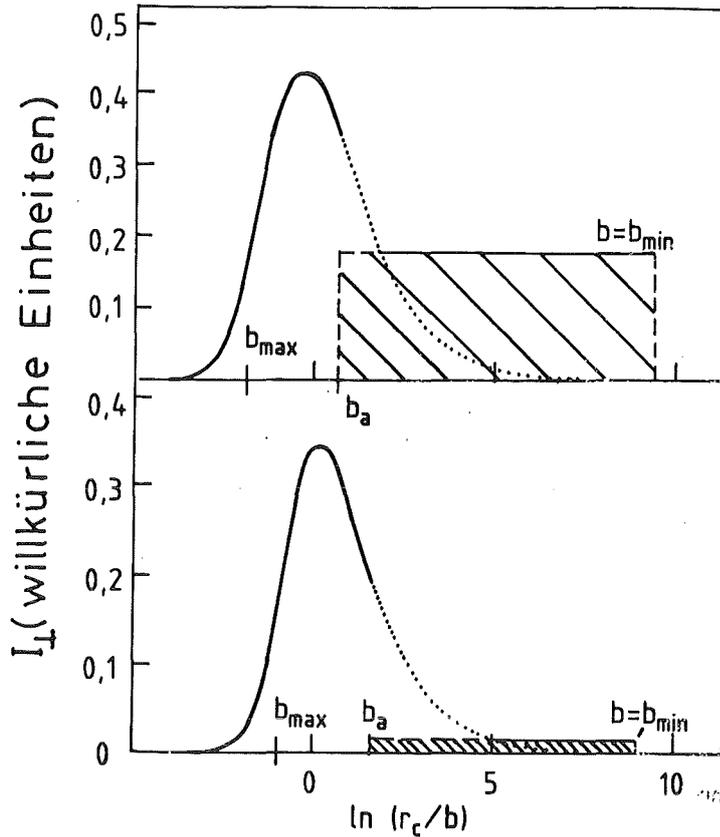


Abbildung 2: Die für die transversale Kühlkraft charakteristische Funktion I_{\perp} für $v_{\perp 1} = 0,5$ ($v_{\perp 1}$) (oben) und $v_{\perp 1} = 0,2$ ($v_{\perp 1}$). Die Magnetfeldstärke beträgt in beiden Fällen 70 mT ; $n'_e = 3 \times 10^{-8}$ (nach [22]).

als $r_c/5$ bzw. $r_c/150$ (unterer Graph) reproduziert die Fläche unter der Kurve die Kühlkraft F^0 , die man in der feldfreien Näherung erhält. Im Ganzen stimmen die Ergebnisse aus der Theorie von Sørensen und Bonderup gut überein mit der vorher eingeführten Betrachtungsweise [23]. Aus Abbildung 2 wird deutlich, daß die Gesamtkühlkraft den Beitrag, den man unter Vernachlässigung des Magnetfeldes berechnet (schraffierte Fläche) umso mehr überwiegt, je kleiner die Geschwindigkeit des Ions im Ruhesystem des Elektronenstrahls ist. Man rechnet deshalb mit sehr kurzen Kühlzeiten, wenn die Geschwindigkeitsschwankungen im Ionenstrahl schon bei Einsetzen der Kühlung kleiner sind als die Geschwindigkeitsbreite im Elektronenstrahl.

2.3 Kühlzeiten

Als Maß für die Abnahme der Relativgeschwindigkeit eines Ions im Elektronenstrahl wählt man entsprechend den Komponenten der Kühlkraft:

$$\lambda'_{i,\perp}(u) = \frac{du_{i,\perp}/dt}{u_{i,\perp}} = - \frac{F_{i,\perp}(u)}{M u_{i,\perp}} . \quad (26)$$

Als Kühlzeiten im begleitenden Ruhesystem werden definiert:

$$\tau'_{\parallel,\perp} = \lambda'^{-1}_{\parallel,\perp} \quad (27)$$

Im Laborsystem sind alle Zeiten um den Lorentzfaktor γ länger. Wenn man auch die Elektronendichte im Laborsystem berechnet (n_e), dann ist die Lorentzkontraktion längs der Strahlrichtung zu berücksichtigen. Zudem ist die Wirkungszeit der Kühlkraft im Speicherring gegenüber dem kontinuierlichen Fall um das Verhältnis der Länge der Kühlstrecke zum Ringumfang ($\eta = l/C_1$) reduziert. Damit ergibt sich für die Kühlzeit im Laborsystem:

$$\tau_{\parallel,\perp} = \gamma^2 \eta^{-1} \cdot \tau'_{\parallel,\perp}. \quad (28)$$

Durch Anwendung der Kühlkraftgleichungen (12), (20) bzw. (22) erhält man aus der binären Theorie Kühlzeiten für die verschiedenen Bereiche der Ionengeschwindigkeit:

$$a. \quad \tau_{\perp} = \tau_{\parallel} = \frac{u^3}{C_1 \cdot C \cdot \Lambda_m^0} \quad (u > \Delta_{\perp}) \quad (29)$$

$$b. \quad \tau_{\parallel} = \frac{2}{3} \cdot \frac{1}{C_1 \cdot C \cdot \Lambda^a(u)} \cdot \frac{u^5}{u_{\perp}^2} \quad (\Delta_{\parallel} < u < \Delta_{\perp})$$

$$\tau_{\perp} = \frac{2}{C_1 \cdot C \cdot \Lambda^a(u)} \cdot \frac{u^5}{u_{\perp}^2 - 2u_{\parallel}^2}$$

$$c. \quad \tau_{\parallel} = \sqrt{\pi} \cdot \frac{1}{C_1 \cdot C \cdot \Lambda^a(\Delta_{\parallel})} \cdot \Delta_{\parallel}^3 \quad (u < \Delta_{\parallel})$$

$$\tau_{\perp} = \sqrt{\pi} \cdot \frac{1}{C_1 \cdot C \cdot \Lambda^a(\Delta_{\perp})} \cdot \Delta_{\perp}^3$$

($C_1 = Z^2 n_e \eta / (A \gamma^2)$, A ist die Massenzahl der Ionen)

Aus Abbildung 2 entnimmt man auf der Abszisse Coulomblogarithmen Λ_m^0 von ungefähr 10 (für $b = b_{\min}$) und $\Lambda^a(u)$ von etwa 2 ($b = b_a$). Mit einem Parametersatz (n_e, η, Z, A) = ($1 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$, 0,02, 1, 1) werden für $u \leq \Delta_{\perp}$ Kühlzeitkonstanten von weniger als 1 s vorausgesagt.

In Abbildung 3 werden theoretische transversale Kühlzeiten mit Daten verglichen, die in den Kühlexperimenten in Novosibirsk (NAP-M [10,11]), Fermilab [13] und CERN (ICE [12]) gewonnen wurden.

Hierzu wird in Gleichung (22) die Teilchenrelativgeschwindigkeit u durch den Mittelwert $\langle u \rangle$ einer beliebigen Verteilung von Ionengeschwindigkeiten ersetzt. Auf der Abszisse ist die Größe $\Theta \cdot \beta = \langle u \rangle / c$ aufgetragen. Die Meßwerte wurden auf $\eta = 0,02$ normiert und durch $n_e = 1 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$ und γ^2 geteilt. Die Übereinstimmung der Experimentdaten mit den berechneten Kurven ist gut bis auf einen Faktor ≤ 10 . Für eine feste Strahlenergie zeigen die experimentellen Kühlzeiten jedoch nicht die von der Theorie vorausgesagte Θ^{-3} -Abhängigkeit. Empirisch findet man eine Proportionalität zu Θ^{-2} . [25]. Für die Kühlzeit in der Domäne $u > \Delta_{e\parallel}$ kann festgehalten werden:

- $\tau \propto n_e^{-1}$
- $\tau \propto A/Z^2$

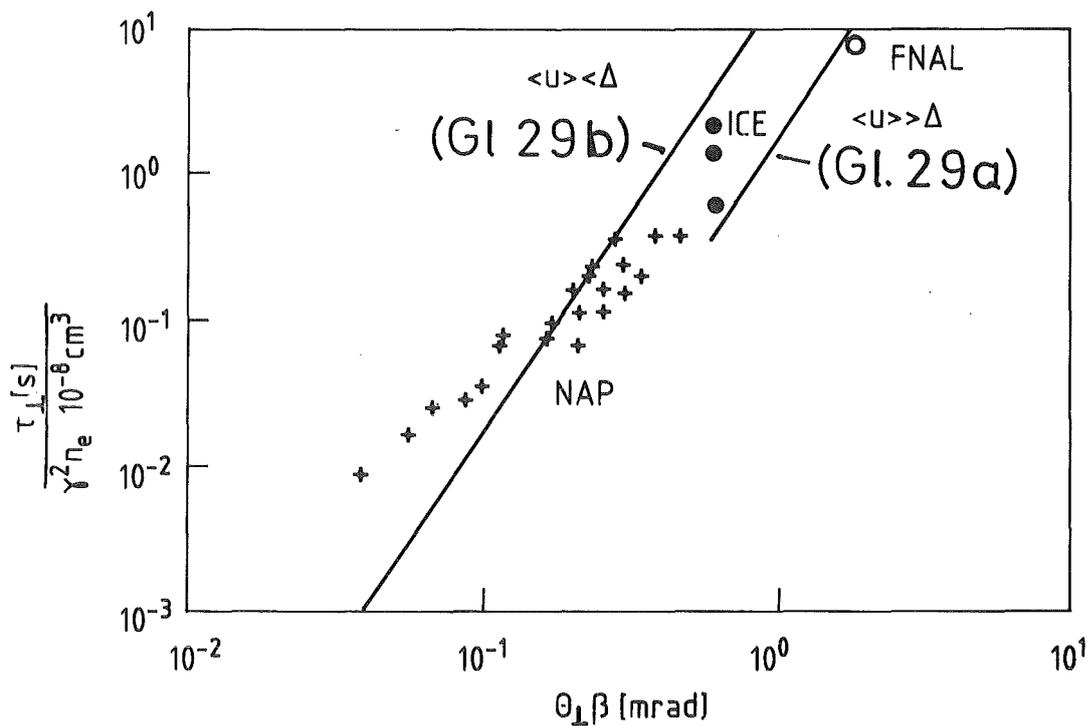


Abbildung 3: In Experimenten gefundene transversale Kühlzeiten als Funktion der Relativgeschwindigkeit zwischen Ionen und Elektronen im Vergleich zu theoretischen Werten. Die gemessenen Punkte sind einer Zusammenstellung in [24] entnommen.

- $\tau \propto \gamma^2$ für konstante Elektronendichte im Laborsystem
- τ ist unabhängig von der Anzahl der gespeicherten Ionen.

Für $u < \Delta_{e\parallel}$ sagt die Theorie voraus:

- τ ist unabhängig von u
- $\tau_{\parallel} / \tau_{\perp} = \Delta_{\parallel} / \Delta_{\perp}$

Dieser Bereich sehr kalter Ionenstrahlen kann möglicherweise nicht erreicht werden, wenn auch auf hohe Strahlintensität Wert gelegt wird. Die Ursachen dafür werden im nächsten Abschnitt dargestellt.

2.4 Der Ionenstrahl im Gleichgewicht zwischen Kühlung und Diffusion

Verschiedene Phänomene bestimmen die untere Grenze für das Phasenraumvolumen eines Ionenstrahls im Speicherring. Die folgende Diskussion soll verdeutlichen, in welchem Maße die Elektronenkühlung den Diffusionsprozessen, die durch

- Coulombstreuung der Ionen untereinander (Intrabeam Scattering, IBS)

- Vielfachstreuung am Restgas im Vakuumsystem (Multiple Scattering, MS)
- und, gegebenenfalls, Vielfachstreuung in einem internen Target

verursacht werden, entgegenwirken kann.

1. Das ungestörte Temperaturgleichgewicht

Unter Vernachlässigung der genannten Prozesse ist die Abkühlung des Strahls in der Theorie nur begrenzt durch die statistische Schwankung der Geschwindigkeitsänderungen, die ein Ion in Kollisionen mit Elektronen erfährt. Wenn man die abgeflachte Geschwindigkeitsverteilung (Gleichung (23)) und den Einfluß des Magnetfelds auf den Kühlprozeß berücksichtigt, dann kann die Iontemperatur kleiner werden als die transversale Temperatur des Elektronenstrahls [21]:

$$(T_{it}) = \frac{1}{2} T_{e\perp} \quad (30)$$

$$(T_{it}) = \frac{\pi}{4} \sqrt{T_{\perp} T_{\parallel}} \cdot \Lambda^0(\Delta_{\perp}) / \Lambda_0(\Delta_{\parallel})$$

Über die Beziehungen (1), (2), und (13) lassen sich die Minimalwerte für die Komponenten der Strahldivergenz ($\Theta_{ix} = \Theta_{iy} = \Theta_i$), Emittanzen ($\varepsilon_{x,y}$) und mittlerer Impulsstreuung berechnen. Setzt man dort die ionenoptischen Funktionen auf der Kühlstrecke s_c ($\beta_{x,y}^*(s_c)$) und die transversale Temperatur der Elektronen (siehe Gleichung (15)) ein, so erhält man:

$$\Theta_i(s_c) = \sqrt{\frac{T_{e\perp}}{2 M c^2}} \cdot (\beta \gamma)^{-1} \quad (31)$$

$$\varepsilon_{x,y} = 4\pi \beta_{x,y}^*(s_c) \Theta_i^2$$

$$\left(\frac{\Delta p}{p}\right)^{rms} = \sqrt{\frac{T_{it}}{M c^2}} \cdot \beta^{-1}$$

Am Beispiel, aufgestellt in Tabelle 1, wird deutlich, daß mit der Elektronenkühlung sehr kalte Strahlen erzeugt werden können, wenn die aufgezählten Diffusionsprozesse vernachlässigbar sind.

2. Innerstrahl – Streuung (IBS)

Zur Behandlung der Streuung der Ionen untereinander wird wie bei der Ableitung der Kühlkraft das Modell der binären Stöße herangezogen. Der gekühlte Ionenstrahl wird als Plasma mit einer in longitudinaler Richtung im Verhältnis $\Delta_{i\parallel}/\Delta_{i\perp}$ abgeflachten Maxwell'schen Geschwindigkeitsverteilung betrachtet. Analog zur Dämpfungskonstanten für die Kühlung erhält man eine Größe, die die Zunahme der Divergenz durch IBS charakterisiert. Im Laborsystem gilt [26]:

$$\lambda_{IBS} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0^2} \cdot (Z e)^4 \cdot M^{-2} \cdot \frac{n_i}{\Delta_{i\perp}^2 \Delta_{i\parallel}} \left(\frac{\Delta_{i\perp}}{\Delta_{i\parallel}}\right) \cdot \frac{\Lambda_i}{\gamma} \quad (32)$$

n_i ist hier die räumliche Dichte der Ionen, Λ_i der Coulomblogarithmus (etwa 10), der die Abschirmung der Coulombkraft im Ionenstrahl repräsentiert. Zur Vereinfachung wird nun definiert:

Tabelle 1: Der Gleichgewichtszustand bei der Elektronenkühlung von Protonen

In diesem Beispiel wurden für zwei verschiedene Protonenenergien folgende Parameter verwendet: $\Delta_{e\perp}/\Delta_{e\parallel} = 500$, $T = 0,25$ eV, $\beta_x^*(s_c) = \beta_y^*(s_c) = 8$ m. Θ_{\perp} ist die Divergenz des Protonenstrahls ($\Theta_{\perp} = \Theta_i \cdot \sqrt{2}$).

E_p [MeV]	46	184
Θ_{\perp} [mrad]	0,05	0,025
ε [π mm mrad]	0,04	0,01
$(\Delta p/p)^{\text{rms}}$	$6,5 \cdot 10^{-7}$	$3,5 \cdot 10^{-7}$

$$\varepsilon_x \approx \varepsilon_y = \varepsilon$$

$$\overline{\beta_x^*} \approx \overline{\beta_y^*} = \overline{\beta^*}$$

$$\Delta_{i\perp}/\Delta_{i\parallel} = \text{konst.} (\varepsilon) = \delta$$

$\overline{\beta^*}$ sind hier die über den Ringumfang gemittelten Fokussierungsfunktionen. Damit können wir eine Abschätzung für die Diffusionsrate als Funktion der Emittanz angeben:

$$\lambda_{\text{IBS}} = 1,7 \times 10^{-27} \left[\frac{m^3}{s} \right] \cdot \left(\frac{Z^2}{A} \right)^2 \cdot \frac{N}{C_i} \cdot \delta^2 \gamma^{-2} \beta^{-3} \cdot \sqrt{\overline{\beta^*}} \cdot \varepsilon^{-5/2} \quad (33)$$

(N: Anzahl der Teilchen im Ring)

Der Diffusionsrate ist die Dämpfungskonstante für kalte Ionenstrahlen (Gleichungen (27) und (29)b) in geeigneter Form gegenüber zu stellen:

$$\lambda_c = 3,2 \times 10^{-23} \left[\frac{m^3}{s} \right] \cdot \frac{Z^2}{A} \cdot \eta n_e \cdot \gamma^{-2} \beta^{-3} \cdot \sqrt{\beta^{*3}(s_c)} \cdot \varepsilon^{-3/2} \quad (34)$$

Aus der Bedingung $\lambda_{\text{IBS}} = \lambda_c$ ergeben sich transversale Phasenraumdichten im Gleichgewicht:

$$\left(\frac{N}{\varepsilon} \right)_{\text{eq}} = 1,8 \times 10^4 \cdot \frac{\eta C_i n_e}{\delta^2 (Z^2/A)} \cdot \sqrt{\frac{\beta^{*3}(s_c)}{\overline{\beta^*}}} \quad (35)$$

Mit Elektronendichten in der Größenordnung von 10^8 cm⁻³ und ionenoptischen Funktionen wie in Tabelle 1 erhält man mögliche Phasenraumdichten größer als 1×10^{12} Protonen/ π mm mrad. Diese Zahl kann jedoch in vielen praktischen Fällen nicht erreicht werden, denn das Feld der *Raumladung* des Ionenstrahls erreicht schon bei um etwa zwei Größenordnungen kleineren Teilchendichten die Stärke der fokussierenden Magnetfelder. In Ringen führt das zu Störungen, die einen Verlust an Strahlintensität bewirken können [27]. Als Maß für die Empfindlichkeit einer ionenoptischen Struktur gegen diese Störungen wird im allgemeinen die relative Änderung der Betatron-Wellenzahl (des

Tunes) genannt, die höchstens zulässig ist, bevor sich ein solcher Zustand einstellt. Für einen runden Strahlquerschnitt und unter Vernachlässigung des Einflusses der Strahlrohrwände auf das Feld des Ionenstrahls läßt sich eine einfache Relation zwischen der erlaubten Tuneverschiebung ΔQ und der maximalen Teilchendichte im transversalen Phasenraum angeben [27,28]:

$$\left(\frac{N}{\varepsilon}\right)_{\max} = 4\pi\varepsilon_0 \cdot \frac{Mc^2}{Z^2 e^2} \cdot \beta^2 \gamma^3 \cdot 2\Delta Q = 4,0 \times 10^{12} \beta^2 \gamma^3 \frac{A}{Z^2} \cdot \Delta Q [(\pi \text{ mm mrad})^{-1}] \quad (36)$$

In bisherigen Kühlexperimenten wichen die gemessenen Protonen-Gleichgewichtsdichten stets um weniger als eine Größenordnung von Werten entsprechend Gleichung (36) ab. Maximale Teilchenintensität ist demnach unabhängig von der Kühlung immer verbunden mit hoher Ausnutzung der Akzeptanz (d. i. die größte Emittanz, die ein Ring aufnehmen kann). Zudem sollte die Einstellung der Ringoptik (der *Arbeitspunkt*) eine relativ große Tuneverschiebung zulassen.

3. Coulomb-Vielfachstreuung

Wenn die Akzeptanz eines Rings nahezu ausgefüllt ist, dann verursacht die Vielfachstreuung der Ionen an Restgasmolekülen ohne Kühlung einen schnellen Verlust an Strahlintensität. Die Diffusion eines Ionenstrahls (Z, A) durch diesen Prozeß kann mit der Hardtschen Formel [29] als Emittanzwachstum in Abhängigkeit vom Restgasdruck (P) im Beschleuniger ausgedrückt werden:

$$\begin{aligned} \dot{\varepsilon}_{ms} &= 0,32 [(\text{Torr s})^{-1}] \pi \bar{\beta}^* \beta^{-3} \gamma^{-2} \cdot P_N \cdot \frac{Z^2}{A} \\ &= 6,5 \times 10^{-3} [(\text{Torr s})^{-1}] \pi \bar{\beta}^* \beta^{-3} \gamma^{-2} \cdot P \cdot Z^2 \frac{Z^2}{A} \end{aligned} \quad (37)$$

(Z' ist die mittlere Ladungszahl entsprechend der Restgaszusammensetzung, $P_N = PZ^2/49$ ist der Stickstoff-Äquivalentdruck.)

Dagegen beträgt die Verminderung der Emittanz durch Elektronenkühlung:

$$\dot{\varepsilon}_c = 2 \lambda_c \varepsilon = 6,4 \times 10^{-23} \left[\frac{\text{m}^3}{\text{s}} \right] \cdot \frac{Z^2}{A} \cdot \eta n_e \beta^{-3} \gamma^{-2} \cdot \sqrt{\beta^{*3}(s_c) \cdot \varepsilon^{-1}} \quad (38)$$

Für einen Restgasdruck im Ultrahochvakuum(UHV-)Bereich, ist $\dot{\varepsilon}_{ms}$ gegen $\dot{\varepsilon}_c$ im allgemeinen vernachlässigbar.

Über die Zustandsgleichung für ideale Gase besteht ein Zusammenhang zwischen dem Restgasdruck und der Flächenbelegung $\rho \cdot d$ eines äquivalenten internen Targets. Bei einer Temperatur von 300 K erhält man [30]:

$$\rho d [\mu\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}] = 2,62 \times 10^2 \cdot \frac{A_t n_t}{Z_t^2} \cdot \frac{\bar{\beta}^*}{\beta_t^*} \cdot (C_t / [m]) \cdot P_N / [\text{Torr}] \quad (39)$$

(n_t : Anzahl der Atome pro Targetmolekül; A_t, Z_t : Massen- und Kernladungszahl der Targetatome, β_t^* : Fokussierungsfunktion am Targetort).

Bei den bisher in Beispielen vorausgesetzten Eigenschaften des Elektronenstrahls und der Ionenoptik könnte zum Beispiel die Akzeptanz von COSY (etwa 60 π mm mrad [31]) auch mit einem rela-

tiv dicken Wasserstoff-Gastarget ($\rho d > 1 \times 10^{-9} \text{ g/cm}^2$) bei Protonenenergien von nur etwa 40 MeV genutzt werden, ohne daß das Emittanzwachstum ε_{ms} den Effekt der Kühlung überwiegt. Für dünnere Targets, mit denen kleine Gleichgewichtsemittanzen angestrebt werden, ist ε_{ms} im Vergleich zu ε_c vernachlässigbar. Man darf näherungsweise eine konstante Dämpfungskonstante für die Kühlung ansetzen und erhält:

$$\varepsilon_{eq} = \frac{1}{2\lambda_c} \cdot \varepsilon_{ms} \quad (40)$$

An dieser Stelle ist es sinnvoll, die wesentlichen Punkte zusammenzufassen, die die Leistungsfähigkeit der Elektronenkühlung charakterisieren:

- Mit den bisher vorausgesetzten Parametern verkleinert die Elektronenkühlung das Phasenraumvolumen eines Strahls im Zeitraum von Sekunden um mehr als drei Größenordnungen.
- Ionen können bis zu einer Intensitätsgrenze, proportional $(A/Z^2) \cdot (\beta^2 \gamma^3)$ mit maximaler Phasenraumdichte im Ring gespeichert werden. Die Lebensdauer eines Strahls ist nur noch begrenzt durch Einfachstreuung am Restgas mit großen Streuwinkeln (siehe Abschnitt 3.4.3) und durch Fehler der Fokussierungsfelder im Ring.
- Emittanzen und Impulsbreiten weit unterhalb $1 \text{ } \pi \text{mm mrad}$ bzw. $1 \cdot 10^{-5}$ sind möglich. Die Grenzwerte skalieren mit NZ^2/A (IBS) beziehungsweise mit Z^2 (Vielfachstreuung am Restgas oder im internen Target). Bedingungen für solche Strahlen sind allerdings eine kleine Ionenintensität (nach Gleichung (36)) und ein Elektronenstrahl hoher Qualität.

2.5 Anwendungen der Elektronenkühlung

Aus dem Vermögen der Elektronenkühlung zur Erzeugung und Erhaltung hoher Strahlqualität ergeben sich viele Anwendungsmöglichkeiten in Beschleunigerringen [32]. Zusätzlich eröffnet die Verwendung des Elektronenstrahls als ein bewegtes Target, in dem Ionen mit freien Elektronen zu einem niederen Ladungszustand rekombinieren können, weitere Perspektiven.

Die hohe Strahlqualität bedeutet, daß der systematische Fehler in der Bestimmung von Reaktionsvertex, Wirkungsquerschnitt und Impulsen nach einer Streuung oder Reaktion in einem Target nur noch von der Targetdicke und von der Auflösung der Detektoren abhängt. Je nach Experiment sind hohe Teilchenintensität und kleinster Strahlfleck von unterschiedlicher Wichtigkeit. In jedem Fall kann jedoch die Phasenraumdichte des Ionenstrahls,

$$\frac{N_i}{\varepsilon_x \varepsilon_y \Delta p} \propto \frac{R(\sigma)}{F \cdot \Delta p},$$

(F: Strahlfleckgröße; $R(\sigma)$: Zählrate bei einem Wirkungsquerschnitt σ)

bei gegebener Strahlenergie und ionenoptischer Einstellung des Rings als Qualitätsfaktor gelten, zu dessen Optimierung die Elektronenkühlung auf mehrfache Weise beitragen kann.

1. KÜHLUNG WÄHREND DER INJEKTION

- Unabhängig von der Teilchenzahl stellt sich durch die Elektronenkühlung in wenigen Sekunden die maximale Dichte im transversalen Phasenraum nach Gleichung (36) ein. So kann ein Ring mit kleinen Injektionsströmen, zum Beispiel mit polarisierten Ionen, innerhalb einer wesentlich verkürzten Zeit bis zur Raumladungsgrenze gefüllt werden.
- Elektronenkühlung unterstützt die Füllung eines Rings, wenn diese über den Zeitraum vieler Umläufe zu geschehen hat (Multiturn Injection) und die Injektionszeit länger ist als die Kühlzeit. Ionen können von einem Injektionsorbit durch Abbremsung mit Hilfe der Elektronenkühlung in den Speicherorbit überführt werden [7].

2. KÜHLUNG OBERHALB DER INJEKTIONSENERGIE

- Elektronenkühlung bei höherer Energie ermöglicht wegen der Skalierung der Raumladungsgrenze mit $\beta^2\gamma^3$ höhere Phasenraumdichten. Diese Betriebsart ist auch dann von Vorteil, wenn die Injektionsenergie limitiert ist, denn der Gewinn aufgrund der adiabatischen Schrumpfung des Phasenraums bei der Beschleunigung ist nur proportional $\beta\gamma$. Die mögliche Anzahl der gekühlten Teilchen erhöht sich also um das Verhältnis des Werts $\beta\gamma^2$ bei der Kühlung zu dem während der Injektion.

3. ELEKTRONENKÜHLUNG UND DER BETRIEB EINES INTERNEN TARGETS

- Der Phasenraum des Strahls kann durch die Elektronenkühlung den Anforderungen des Experimentators entsprechend eingestellt werden. Die Lebensdauer und die Präzision eines Strahls bei Messungen mit einem dickeren internen Target werden erheblich verbessert. In Experimenten, bei denen ein kleiner Energiebereich mit hoher Auflösung zu vermessen ist (Resonanzen oder Schwellen) kann die Feineinstellung der Energie ohne Änderung weiterer Beschleunigerparameter durch Einstellung der entsprechenden Elektronenenergie erfolgen.

4. ABBREMSUNG UND STRAHLSTPEICHERUNG BEI SEHR KLEINEN ENERGIEN

- Im Niederenergie – Antiprotonenspeicherring LEAR bildet die Untersuchung der Annihilation bei kleinsten Relativgeschwindigkeiten zwischen Antinukleon und Nukleon einen Schwerpunkt unter den Experimentvorhaben. Solange die gemeinsame Speicherung von Antiprotonen und H^- – Ionen und ihre Vereinigung zu $p\bar{p}$ noch nicht möglich ist, sind die Antiprotonen verlustfrei und unter Beibehaltung einer guten Strahlqualität von der Injektionsenergie (≈ 200 MeV) auf Energien bis unterhalb 5 MeV abzubremesen. Dabei vergrößert sich die die Strahlemittanz vor allem durch Streuung am Restgas, aber auch durch IBS und adiabatische Emittanzvergrößerung. Eine schnelle Kühlung während des gesamten Abbremsprozesses kann dies verhindern. Ebenso ist bei kleinen Energien die dauerhafte Speicherung von H^- – und von schweren Ionen mit hohem Z/A – Verhältnis nur mit Elektronenkühlung möglich.

5. DER ELEKTRONENKÜHLER ALS INTERNES TARGET

In einem zweikomponentigen Plasma aus Ionen und Elektronen, in dem die Verteilung der Relativgeschwindigkeiten klein ist und die Elektronendichte erheblich, stellt der Einfang von Elektronen in einen gebundenen Zustand der Ionenhülle einen wichtigen Effekt dar. Bell und Bell haben *Rekombinationskoeffizienten* für Protonen mit Elektronen sowohl für eine isotrope Maxwellverteilung der Elektronengeschwindigkeiten als auch für eine abgeflachte Verteilung abgeleitet [4]. Nach den bisherigen Experimenten mit Elektronenkühlung kann von einer Geschwindigkeitsabflachung ausgegangen werden. In

diesem Fall gilt für die Rekombinations-Zeitkonstante τ_r :

$$\tau_r^{-1} = \alpha n_e \eta \quad (41)$$

$$\alpha = \frac{3,02 Z^2}{\sqrt{E_t}} \left\{ \ln \left(\frac{11,32 Z}{\sqrt{E_t}} \right) + 0,14 \left(\frac{E_t}{Z^2} \right)^{1/3} \right\} \cdot 10^{-13} \text{ cm}^3/\text{s}.$$

Setzt man die aus den Kühlexperimenten mit Protonen bekannten typischen Werte ein, die zu Kühlzeiten von etwa 1 s geführt haben, so ergibt sich eine Rekombinationszeit von 10^5 s. Diese Größe ist in Übereinstimmung mit den gemessenen Erzeugungsraten von einigen hundert bis einigen tausend Wasserstoffatomen pro Sekunde. Das Verhältnis τ_r / τ_c skaliert mit der mittleren Relativgeschwindigkeit wie $\langle u \rangle^{-2}$ und ist für kleine Relativgeschwindigkeiten proportional A_i^{-1} . Es ist auch für schwerere Ionen so klein, daß die Rekombination als Quelle störender Strahlverluste innerhalb der Zeit τ_c bedeutungslos bleibt [33]. Dagegen kann die Änderung des Ladungszustands eines kleinen Teils des gespeicherten Ionenstrahls als Ausgangspunkt für eine erwünschte sehr langsame Extraktion des Strahls verstanden werden [34]. Es wird ein Betriebszustand des Speicherrings denkbar, in dem gleichzeitig ein Experiment mit internem Target und rezirkuliertem Strahl und ein weiteres Experiment, das einen externen Strahl kleiner Intensität benötigt, durchgeführt werden können.

Für atomphysikalische Anwendungen kommt als wichtiger Aspekt hinzu, daß ausgewählte atomare Zustände durch Einstrahlung von Laserlicht der passenden Wellenlänge schon bei der Rekombination präpariert werden können (induzierte Rekombination [8]). Von großem Interesse ist Elektronenkühlung auch für Atomphysiker, die den Einfang eines Elektrons durch ein nicht vollständig nacktes Ion unter Beteiligung eines weiteren Hüllenelektrons studieren wollen (Dielektrische Rekombination, [5,35]).

Mit einem Antiprotonenstrahl der Intensität und Phasenraumdicke, wie sie im mit Elektronenkühlung ausgestatteten LEAR zur Verfügung stehen, und einem Positronenstrahl vergleichbarer Dichte erwartet man die Formation von *Antiwasserstoffatomen* [36]. Polarisierter Antiwasserstoff kann als Zwischensystem auf dem Weg zu polarisierten Antiprotonen angesehen werden [37], welche dringend benötigt werden, um neue Informationen über die Nukleon - Antinukleon - Wechselwirkung zu erhalten. Von neuen atomphysikalischen Experimentiertechniken, die in Vorexperimenten mit Elektronenkühlung und Wasserstoffstrahlen zu entwickeln sind [38], erhofft man sich die Möglichkeit einer präzisen Überprüfung fundamentaler Symmetrien über den Vergleich hüllenspektroskopischer Daten (Hyperfeinstruktur, Lamb Shift) von Wasserstoff und Antiwasserstoff.

Entsprechend der Vielfalt der möglichen Anwendungen der Elektronenkühlung existiert heute eine Reihe von Beschleunigerprojekten, in denen Elektronenkühlung eine wichtige Rolle spielt. Als Beispiele für die Hauptrichtungen der Entwicklung seien fünf davon herausgegriffen: Im Cooler Synchrotron COSY (KFA Jülich) wird zunächst die Präparation von Protonen- und leichten Ionenstrahlen bis zu Ne^{+7} für Experimente bei höheren Energien bis zu etwa 2,5 GeV/amu im Vordergrund stehen. Kühlung von schweren Ionen wird am Experimentellen Speicherring ESR (GSI Darmstadt) der Schwerpunkt sein, während die Entwicklung der angesprochenen atomphysikalischen Methoden am Testspeicherring TSR (MPI Heidelberg) wesentlich sein wird. Der erste Ring, in dem vorrangig Experimente mit Elektronenkühlung und internen Targets bei Energien bis zu 550 MeV/AMU durchgeführt werden sollen, wurde kürzlich bei IUCF (Indiana University Cyclotron Facility, Bloomington/US) in Betrieb genommen. Antiprotonen für die Formation von Antiwasserstoff werden auch weiterhin nur in LEAR zur Verfügung stehen.

Tabelle 2: Beschleunigerprojekte mit Elektronenkühlung

(entnommen aus [7])

First cooling	First ion beam	Name, place	Stored ions ^{a)}	Ring circum. (m)	Electron energy (keV)
1987	1982	LEAR, CERN	p, \bar{p} , H ⁻	78	40
1988	1987	IUCF, Bloomington	LI	87	260
1988	1988	TSR, MPI Heidelberg	LI	35	7
1989	1988	CELSIUS, Uppsala	LI-HI	82	300
1990	1989	ESR, GSI Darmstadt	up to U	103	310
1989	1989	TARN II, INS Tokyo	LI	78	120
1988	1988	ASTRID, Aarhus	LI	40	3
1990	1990	CRYRING, Stockholm	LI	29	20
1992	1991	COSY, KfA Jülich	LI	180	30
		HISTRAP, Oak Ridge	LI	47	100
		RCNP, Osaka	LI	125	100

a) LI: light ions, HI: heavy ions

Kapitel 3

Elektronenkühler

Ein Elektronenkühler besteht aus fünf Baugruppen. Zunächst benötigt man eine Elektronenquelle und eine Beschleunigungsregion, in der ein kontinuierlicher Elektronenstrahl mit einer der Ionengeschwindigkeit angepaßten Energie präpariert wird. Im allgemeinen wird eine solche Anordnung als **Elektronenkanone** bezeichnet. Dann wird der Elektronenstrahl durch ein geeignetes Magnetfeld (**Toroid**) in den Ionenorbit gelenkt, auf die eigentliche **Kühlstrecke**, wo er in einer röhrenförmigen Driftelktrode durch das Magnetfeld einer Solenoidspule geführt wird. Dahinter werden die beiden Strahlen wieder getrennt (**Toroid**). Schließlich sind die Elektronen am Ende ihrer Bahn abzubremesen und in einem sogenannten **Kollektor** einzufangen.

Maßgebend für die Leistungsfähigkeit des Elektronenkühlers sind nur die Eigenschaften des Elektronenstrahls auf der Kühlstrecke und die Güte der Anpassung zwischen Ionen- und Elektronenstrahl. In diesem Zusammenhang streben wir bei der Konzeption eines Kühlers Werte für Kühlzeit, Gleichgewichtsemittanz und Impulsbreite des gekühlten Strahls an, wie sie nach den Abschätzungen in Kapitel 2 als erreichbar erscheinen. Daraus ergeben sich Anforderungen an den kühlenden Elektronenstrahl und in der Folge Randbedingungen für die Auslegung der Elektronenkanone, der Strahlführung und des Kollektors. Die genauen Zusammenhänge sollen in diesem Kapitel dargestellt werden.

In einer Kühlerentwicklung, für die im allgemeinen die komplexe Gesamtstruktur und die Anwendungsschwerpunkte des Beschleunigerrings vorgegeben sind, spielen zudem Gesichtspunkte eine Rolle, die weniger die *Leistungsfähigkeit* eines Elektronenkühlers als seine *Eignung* für die vorgesehene Umgebung bestimmen:

- Felder, die zur Führung des Elektronenstrahls nötig sind oder durch den Strahl hervorgerufen werden (→Raumladung), müssen mit den ionenoptischen Komponenten des Speicherrings noch kompensierbar sein. Unter dieser Bedingung bleibt die Stabilität des Ionenstrahls hinsichtlich Resonanzen erhalten.
- Der mittlere Restgasdruck im Ring sollte durch die Existenz oder den Betrieb eines Elektronenkühlers nicht wesentlich erhöht werden. Die vakuumtechnische Auslegung des Kühlers, die Dimensionierung des Elektronenstrahls und seine Verarbeitung im Kollektor verlangen deshalb besondere Aufmerksamkeit .

Die Erzeugung und Behandlung von Elektronenstrahlen wird seit vielen Jahrzehnten beherrscht und hat ungezählte technische Anwendungen gefunden. Man findet daher ausgearbeitete Konzepte bezüglich Elektronenstrahlen mit kleiner Transversalenergie, die für die Elektronenkühlung herangezogen werden können. Das Problem der möglichst vollständigen Rückgewinnung der Energie und des Stroms der Elektronen, das im Mittelpunkt dieser Arbeit steht, stellte sich hingegen in neuer Schärfe, als man begann, an die Anwendung der Elektronenkühlung in Speicherringen für Ionen und Antiprotonen zu denken.

3.1 Die Erzeugung des Elektronenstrahls für Elektronenkühlung

J. R. Pierce stellte in Arbeiten während der 40er und 50er Jahre [40,41] eine Elektronenquelle vor, die unseren Forderungen entspricht nach der Erzeugung von

- hoher Stromdichte in einem ausgedehnten zylindrischen Strahl, und dabei
- minimaler Anregung der transversalen Freiheitsgrade (der Temperatur des Elektronenstrahls).

Abbildung 4 zeigt einen Schnitt durch eine Pierce-Kanone längs der (r, z) - Ebene und den Verlauf des elektrostatischen Potentials $\Phi(z)$.

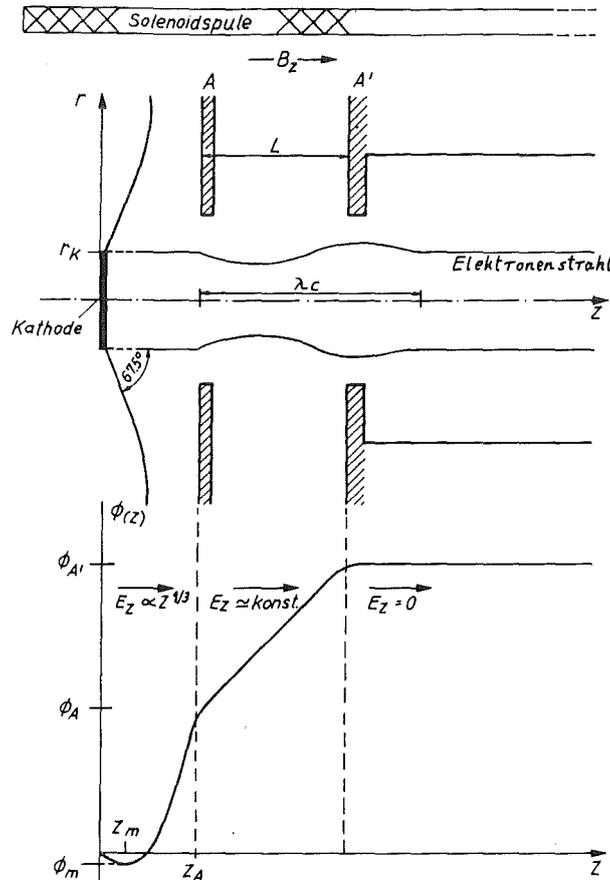


Abbildung 4: Die Erzeugung eines kalten Elektronenstrahls nach Pierce. Die Elektronenquelle ist in einem Magnetfeld eingebettet, das Zyklotronspiralen der Länge λ_c erzeugt. Das Bild zeigt einen Längsschnitt durch einen zylindrischen Strahl.

Auszugehen ist von einer ebenen Kathode aus einem Material mit kleiner Elektronen - Austrittsarbeit W_R . Die an der Kathodenoberfläche emittierte Stromdichte beträgt nach dem Gesetz von Richardson [42]:

$$j_T = j_R \cdot T_K^2 \cdot e^{-\frac{W_R + \alpha_T T_K}{k T_K}} \quad (42)$$

($j_R = 120 \text{ A/K}^2\text{cm}^2$, T_K : Kathodentemperatur in K, $k = 8,671 \cdot 10^{-5} \text{ eV/K}$, α_T ist der Temperaturkoeffizient der Austrittsarbeit.)

Handelsübliche oxydbeschichtete Wolframkathoden werden bei Temperaturen zwischen 1080° und 1550° K betrieben. Typische Werte für W_R und α sind $1,67 \text{ eV}$ und $5,17 \cdot 10^{-4} \text{ eVK}^{-1}$ [42], womit *temperaturabhängige Emissionsstromdichten* von etwa 4 bis 7 A/cm^2 erreicht werden. Die *Transmission* einer Elektronenquelle hängt dagegen vom elektrischen Feld in Kathodennähe ab. Ursache ist die von den emittierten Elektronen geformte Raumladungswolke über der Kathode, die bei ausreichender Elektronenzufuhr in einem Abstand z_m von der Kathode einen Potentialsenke der Tiefe $|\Phi_m|$ erzeugt (siehe Abbildung 4). Über z_m hinaus in Richtung Anode (A) gelangen nur Elektronen, deren Anfangsgeschwindigkeit an der Kathode größer als $\sqrt{-2(e/m)\Phi_m}$ ist. Unter der Annahme normalverteilter Geschwindigkeiten der austretenden Elektronen ist die longitudinale Komponente der *raumladungsbegrenzten Stromdichte* j_{r1} für $z > z_m$:

$$j_{r1} = j_T \cdot e^{\frac{e\Phi_m}{kT_K}} < j_T. \quad (43)$$

Mit den Randbedingungen

$$\Phi_m < 0 \quad ; \quad \frac{d\Phi}{dz}(z_m) = 0 \quad (\text{raumladungsbegrenzte Emission}),$$

$$j = j_z = \rho \cdot v_z = \text{const.} (r) \quad (\text{laminarer Strom senkrecht zur Kathode}),$$

(ρ ist die r -unabhängige Ladungsdichte)

kann man die eindimensionale Poissongleichung ($\frac{d^2\Phi}{dz^2} = \frac{\rho}{\epsilon_0}$) lösen und erhält für den zylindrischen Strahl in nichtrelativistischer Näherung den Zusammenhang

$$(\Phi_A - \Phi_m) = \left(\frac{9}{4} \frac{j(z_A)}{\epsilon_0 \sqrt{2e/m}} \right)^{\frac{2}{3}} \cdot (z_A - z_m)^{\frac{4}{3}} \quad (44)$$

$$\left(\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \left[\frac{\text{A}\cdot\text{s}}{\text{V}\cdot\text{m}} \right] \right)$$

Setzt man die für die Elektronenkühlung benötigten Stromdichten ($0,1 - 1 \text{ A/cm}^2$, siehe Abschnitt 3.3) in Gleichung (43) für j_{r1} , so bleibt Φ_m bei genügend hoher Kathodentemperatur in der Größenordnung von $(-k \cdot T_K)/e$ und damit im Vergleich zum Anodenpotential Φ_A im kV-Bereich vernachlässigbar. Ebenso wird z_m im allgemeinen klein gegen den Anodenabstand z_A sein. Damit folgen aus Gleichung (44) zwei grundlegende Theoreme:

- In einer durch den Kathodenradius r_K und den Anodenabstand gegebenen Kanonengeometrie wächst der Strom raumladungsbegrenzt nach dem Gesetz von Child wie

$$I = \pi \cdot 2,334 \cdot 10^{-6} \left[A V^{-\frac{3}{2}} \right] \cdot \frac{r_K^2}{z_A^2} \cdot \Phi_A^{\frac{3}{2}}. \quad (45)$$

- In einem raumladungsbegrenzten zylindrischen Elektronenstrahl gegebener Stromdichte gehorcht das Potential einer Langmuir – Verteilung:

$$\Phi(z) \propto z^{\frac{4}{3}}. \quad (46)$$

Der Quotient $I/\Phi_A^{3/2}$ ist die **Perveanz** der Elektronenquelle. Allgemein nennt man das Verhältnis $I/\Phi^{3/2}$ **Perveanz P des Elektronenstrahls**, wo Φ das Potential am Strahlrand bezüglich der Kathode bedeutet.

Gebräuchliche Einheiten der Perveanz sind $1 A \cdot V^{-3/2} = 1 \text{ Perv}$ und $1 \mu A \cdot V^{-3/2} = 1 \mu \text{Perv}$. Unter den in Abschnitt 3.3 spezifizierten Bedingungen rechnet man für die Elektronenkühlung mit etwa $0,2 - 1,0 \mu \text{Perv}$.

Potentialdefinierende Flächen (Gitter) im Strahl sind wegen der Erzeugung von Sekundärelektronen und der strahlinduzierten Desorption unerwünscht. Der Elektronenstrahl muß deshalb durch Lochblenden oder Rohre geführt werden. Diese erzeugen in der Umgebung des Strahls Equipotentialflächen, so daß der Potentialverlauf im Innern Gleichung (46) entspricht. Die Form der Blenden für einen zylindrischen Strahl kann durch iterative Lösung der Poissongleichung in der Näherung finiter Differenzen gefunden werden [43]. Dieses Verfahren führt jedoch am Strahlrand ($r = r_K$), wo die Elektronendichte abrupt verschwindet, und in der Nähe der Kathode ($z = z_m$), wo das Raumladungsfeld die Stärke des Beschleunigungsfelds erreicht, zu Ungenauigkeiten [44]. Für die Gestaltung der Elektroden benutzt man dort die analytische Fortsetzung der Funktion (44) in die von r und z aufgespannte Ebene [41]:

$$\Phi(r, z) \propto \left[(r - r_K)^2 + (z - z_m)^2 \right] \cdot \cos \left[\frac{4}{3} \cdot \arctan \frac{r - r_K}{z - z_m} \right] \quad (47)$$

$$(r - r_K \ll r_K)$$

Für $z \rightarrow z_m \approx 0$ ($\Phi \rightarrow 0$) erhält man den *Piercewinkel*

$$\arctan \frac{r - r_K}{z} = \frac{3}{4} \left(\frac{\pi}{2} \right) = 67,5^\circ.$$

Hinter der Anode sollen die Elektronen mit konstanter Geschwindigkeit v_z zur Kühlstrecke fließen. Ohne weitere Maßnahmen erföhre der Strahl jedoch eine Aufweitung aufgrund des Übergangs von der Pierce – Region mit dem Beschleunigungsfeld $E_z \propto z^{1/3}$ in den Driftbereich ($E_z = 0$). Die radiale Koordinate r eines Elektrons ändert sich entlang der z – Achse gemäß

$$\frac{\partial^2 r}{\partial z^2} = \frac{e}{\gamma m} \cdot \frac{1}{r \cdot v_z^2} \int_0^r dr' r' \left(- \frac{\partial E_z}{\partial z}(r') \right). \quad (48)$$

Unter der Voraussetzung, daß die Elektronenbahnen sich nicht kreuzen (laminarer Strahl), und mit der Näherung, daß der Übergang in einer Stufe bei $z = z_A$ geschieht, ist hier ein Analogon aus der geometrischen Optik anwendbar. Die Anodenöffnung wirkt wie eine dünne Linse mit der Brennweite f (nach der Davisson – Calbick – Formel [45])

$$f(z_A) = \frac{4 \Phi_A}{-E_A}. \quad (49)$$

(E_A : Elektrisches Feld an der Anode)

Unter Vernachlässigung der sphärischen Aberration (Φ konstant über r), erfährt ein Elektron auf der Höhe der Anode A im Abstand r von der Strahlachse eine transversale Geschwindigkeitsänderung von:

$$\Delta \dot{r} = - \frac{r(z_A)}{f(z_A)} \cdot v_z(z_A) .$$

Mit den Gesetzmäßigkeiten (45) und (46) erhält man den Zusammenhang zwischen $\Delta \dot{r}$, der Strahlperveanz und der Geschwindigkeit der Elektronen:

$$\Delta \dot{r} = \sqrt{\frac{I \cdot \Phi_A^{-3/2}}{66 \mu \text{Perv}}} \cdot v_z(z_A) . \quad (50)$$

Zudem leitet sich aus dem Raumladungsfeld E_{rl} eine Kraft ab, die unkompensiert zur Aufweitung des driftenden Strahls führen muß. Für die radiale Koordinate der Strahleinhängenden ($r=r_s(z)$) ergeben die Poissongleichung und das Coulombgesetz direkt:

$$\frac{\partial^2 r_s}{\partial z^2} = (e/\gamma m) \cdot E_{rl} \cdot v_z^{-2} = \frac{e \cdot I}{2\pi r_s \varepsilon_0 \cdot \gamma m \cdot v_z^3} . \quad (51)$$

Ebenso verursacht die Elektronendichte im driftenden Strahl einen Anstieg der Elektronengeschwindigkeit zwischen $r=0$ (Strahlmitte) und $r=r_s$. Wenn der Strom und die mittlere Strahlgeschwindigkeit die Voraussetzung

$$\frac{I}{\beta^3 \gamma^3} < < 1 \cdot 10^4 [A]$$

erfüllen, dann kann ρ in guter Näherung als konstant über r gesetzt werden [19]. Für eine konstante Ladungsdichte ρ ergibt die Lösung des radialen Teils der Poissongleichung,

$$\left(\left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \Phi}{\partial r} \right) \right) = \frac{\rho}{4\pi \varepsilon_0} \right) ,$$

eine quadratische Abhängigkeit des Potentials von r für $r < r_s$ und einen logarithmischen Zusammenhang für die Fortsetzung in den Raum ($\rho=0$) zwischen dem Strahlrand und dem Driftrohr auf dem Potential Φ_d . Durch Einsetzen von $\rho = I \pi r_s^2 \beta c$ und den Naturkonstanten e , m , c , ε_0 erhält man für die Potentiale am Strahlrand (Φ_s) und in der Strahlmitte (Φ_0) die Formeln

$$\Phi_s = \Phi_0 + \Phi' \quad (\Phi' = 30[V/A] \cdot I/\beta) \quad (52)$$

$$\Phi_0 = \Phi_d - \Phi' [1 + 2 \ln(r_d/r_s)] . \quad (53)$$

Paßt man das Potential Φ_0 dem Ionenimpuls an, so gilt außerdem:

$$\Phi_0 = \frac{mc^2}{e} \cdot (\gamma - 1) \quad (54)$$

Die Zusammenfassung der Gleichungen (52) und (54) ergibt einen Ausdruck für den relativen Potentialunterschied zwischen Strahlrand und Strahlmitte:

$$\frac{\Phi'}{\Phi_0} = \alpha \quad (55)$$

$$\alpha = \frac{P}{66\mu P_{erv}} = 5,86 \times 10^{-5} [A^{-1}] \cdot \frac{I}{\beta(\gamma - 1)} .$$

Der entsprechende Geschwindigkeitsunterschied beträgt

$$\frac{\Delta\beta}{\beta} = \frac{\alpha}{\gamma(\gamma + 1)} = 5,86 \times 10^{-5} [A^{-1}] \frac{I}{\beta^3 \gamma^3} . \quad (56)$$

Das parabelförmige radiale Geschwindigkeitsprofil ist charakteristisch für den Elektronenstrahl bis zur Abbremsung vor dem Kollektor. Die transversale Verformung und Aufheizung des Strahls kann hingegen durch seine Einbettung in ein homogenes longitudinales Magnetfeld und durch die besondere Gestaltung der Beschleunigungsregion in der Kanone stark unterdrückt werden.

3.2 Die magnetische Fokussierung und Führung des Elektronenstrahls

In einem Magnetfeld der Flußdichte $B = B_z$ wird die transversale Bewegung der Elektronen auf Zyklotron – Spiralbahnen gelenkt. Die charakteristischen Größen dieser Bewegung, die zum Teil schon bei der Einführung der magnetischen Kühlkraft erschienen, sind

$$\text{die Zyklotronfrequenz } \omega_c = \frac{e \cdot B}{\gamma m} , \quad \text{der Zyklotron – Spiralradius } r_c = v_{\perp} / \omega_c$$

und

$$\text{die Zyklotron – Spirallänge } \lambda_c = 2\pi \beta c / \omega_c = 1,07 \cdot \frac{\beta \gamma}{B [T]} [cm]$$

Zur Verdeutlichung, in welcher Weise das Magnetfeld dem Raumladungsfeld entgegenwirkt, betrachtet man Elektronen auf der Einhüllenden eines laminaren zylindrischen Strahls vom Radius r_s . Die radiale Beschleunigung, die diese erfahren, ist zusammengesetzt aus Termen für das Raumladungsfeld und die Lorentzkraft sowie einem Anteil, der die Zentrifugalkraft repräsentiert:

$$\frac{d^2 r_s}{dt^2} = \frac{e}{m} \cdot (E_{rl} + B r_s \dot{\theta}) + r_s \dot{\theta}^2 . \quad (57)$$

Nach Buschs Theorem ändert sich die Winkelgeschwindigkeit $\dot{\theta}$ eines Elektrons in einem konstanten Magnetfeld bei einer Änderung des Abstands von der Strahlachse von r_{s0} nach r_{s1} wie [46]:

$$\dot{\theta} = -\frac{\omega_c}{2} \cdot \left[1 - \left(\frac{r_{s0}}{r_{s1}} \right)^2 \right] . \quad (58)$$

Nach der Einführung eines mittleren Potentials Φ_e im Elektronenstrahl erhält man aus der Poissongleichung mit dem Integralsatz von Gauß einen Ausdruck für das Raumladungsfeld:

$$2\pi r_s E_{rl} = \frac{I}{\varepsilon_0 \sqrt{2} (e/\gamma m) \Phi_e} \quad (59)$$

Da die Elektronen an der Kathode in einem parallelen Strahl gestartet wurden, muß überall die Bedingung $d^2 r_s / dt^2 = 0$ erfüllt sein. Damit faßt man die letzten drei Gleichungen zusammen. Im Ergebnis nähern sich r_{s1} und r_{s0} bei Erhöhung der Magnetfeldstärke einander an gemäß

$$\left(\frac{r_{s0}}{r_{s1}} \right)^4 = 1 - \left[1,8 \cdot 10^3 \cdot \frac{I}{\Phi_e^{3/2}} \cdot \frac{\beta^2}{B^2 [T] \cdot r_{s1}^2 [cm]} \right] \quad (60)$$

Bei genügend hohem Feld folgen demnach die Elektronen den Magnetfeldlinien und man erhält den geforderten glatten, parallelen Elektronenstrahl.

Die gekreuzten Felder E_{rl} und B führen zu einer azimuthalen Drehung des gesamten Strahls mit einer Winkelgeschwindigkeit [47]

$$\theta_d = \frac{1}{\omega_c} \frac{e}{2 m \varepsilon_0} \frac{j}{\beta c} \quad (61)$$

Dies bedeutet im Abstand r von der Strahlachse einen Beitrag $\Theta_d = \frac{\theta_d \cdot r}{\beta c}$ zur Divergenz des Elektronenstrahls, der durch ein genügend hohes Magnetfeld zu unterdrücken ist:

$$\Theta_d [mrad] = 6,27 \times 10^{-4} \cdot r [cm] \cdot \frac{j [A/cm^2]}{\beta^2 \cdot B [T]} \quad (62)$$

Der Elektronenstrahl folgt den Feldlinien auch durch einen Toroidmagneten, wenn die Änderung der Feldrichtung und damit der Bewegungsrichtung der Elektronen langsam im Vergleich zur Zyklotronperiode erfolgt (adiabatische Ablenkung). Zusätzlich kann die Zentrifugalkraft auf der gekrümmten Bahn durch die Lorentzkraft aus einem transversalen Dipolfeld B_d aufgehoben werden. Für einen Krümmungsradius des Toroids R_{tor} sind folgende Bedingungen zu erfüllen:

$$2\pi R_{tor} \gg \lambda_c \Leftrightarrow B_z \gg B_d \quad (63)$$

$$B_d = \frac{m \gamma \beta c}{e R_{tor}}$$

$$\frac{B_z}{B_d} = \frac{\lambda_c}{R_{tor}}$$

Die Störung durch den Übergang zwischen Pierceregion und Driftzone nach Gleichung (50) wird gemildert, wenn man den Feldgradienten $\partial E_z / \partial z$ klein hält. Am einfachsten bildet man dazu durch die Anordnung einer zweiten Elektrode im Abstand $L = z(A') - z(A)$ von der Anode (siehe Abbildung 4) eine ausgedehnte Übergangszone. Das Potential Φ_A' liegt zwischen dem Anoden- und dem Driftpotential. Wird $L \gg \lambda_c$, dann ist die Änderung des elektrischen Feldes als adiabatisch in Bezug auf die Zyklotronbewegung der Elektronen anzusehen. Der Strahl wird in diesem Fall weder gestreut noch aufgeheizt. Für die Stärke des Magnetfelds muß dazu gelten (adiabatische Fokussierung):

$$B [T] > > \frac{\overline{\beta\gamma}}{L [cm]} . \quad (64)$$

($\overline{\beta\gamma}$ sind hier die mittlere Geschwindigkeit und relativistische Massenzunahme im Übergangsbereich.)

Strebt man einen kompakteren Aufbau der Elektronenkanone und kleinere Magnetfelder an, so hilft der Umstand, daß in jeder Konfiguration (A, A', Φ_A , $\Phi_{A'}$, B) die Zyklotronperiode $\phi(t)$ in fester Beziehung steht zur Position (r,z) und Geschwindigkeit (\dot{r}, v_z) der Elektronen. In einer gegebenen Geometrie sind die Potentiale Φ_A , $\Phi_{A'}$ und das Magnetfeld so einzustellen, daß folgende Bedingungen erfüllt sind:

$$r(A) = r(A') ,$$

$$\Delta \dot{r}(A) = -\dot{r}(A') .$$

Dann gilt:

$$\dot{r}(z > z(A')) = \dot{r}(z < z(A)) .$$

In dem von Pierce beschriebenen Fall [40], wird die Näherung für dünne Linsen (Gleichung (49)) benutzt und die Raumladung im Elektronenstrahl nicht berücksichtigt. Ein konstantes elektrisches Feld beschleunigt die Elektronen von A nach A'. Die Fokussierungsbedingung für die Laufzeit τ zwischen A und A' lautet dann, mit $\Delta\phi = \phi_{A'} - \phi_A$:

$$\tau \cdot c = \frac{\Delta\phi}{(e/\overline{\gamma}mc) \cdot B} = \frac{L}{\overline{\beta}} . \quad (65)$$

Für den erforderlichen Phasenvorschub

$$\Delta\phi \approx \frac{2k-1}{2} \cdot \pi \quad (k = 1 \dots n \dots)$$

müssen die Beschleunigungspotentiale der Formel

$$\left(\sqrt{\frac{\gamma_{A'} \Phi_{A'}}{\gamma_A \Phi_A} + 1} \right) \left(\frac{\gamma_{A'} \Phi_{A'}}{\gamma_A \Phi_A} - 1 \right) = \frac{L}{A} \quad (66)$$

gehörchen. Für das Magnetfeld gilt folglich die Bedingung zur *resonanten Fokussierung*,

$$B [T] = \left(\frac{2k-1}{2} \right) \cdot 1,07 \cdot \frac{\overline{\beta\gamma}}{L [cm]} . \quad (67)$$

In nichtrelativistischer Näherung und bei konstantem Verhältnis $\Phi_{A'}/\Phi_A$ skaliert das Magnetfeld demnach mit der Endenergie des Elektronenstrahls wie

$$B \propto \sqrt{\Phi_{A'}} .$$

Die Perveanz der Elektronenkanone ist dann durch die geometrischen Verhältnisse in der Elektronenkanone und die Bedingung (66) festgelegt.

Als Voraussetzung für schnelle (magnetische) Kühlung wurde in Absatz 1.2 die Existenz eines Stoßparameterbereichs im Elektronen-Ionengas eingeführt, der zwischen dem Zyklotronradius r_c und der Abschirmlänge im Elektronenplasma, u / ω_{pl} liegt. Es muß also gelten:

$$r_c \ll u / \omega_{pl} \Leftrightarrow \omega_c \gg \omega_{pl} .$$

Für das Magnetfeld folgt damit:

$$B [T] \gg 3,1 \times 10^{-7} \sqrt{n_e / [\text{cm}^{-3}]} \quad (68)$$

Ein genügend starkes longitudinales Magnetfeld trägt auch dazu bei, einen Temperatenausgleich durch Elektron-Elektron-Streuung zwischen den transversalen und dem longitudinalen Freiheitsgrad zu vermeiden, der die Geschwindigkeitsabflachung zum Teil aufheben kann [20]. In dichten Elektronenstrahlen verschwindet dieser Effekt, wenn der mittlere Zyklotronradius der Elektronen kleiner wird als ihr mittlerer Abstand:

$$\bar{r}_c < n_e^{-1/3} \Leftrightarrow B [T] > 0,17 \beta \gamma \cdot \Theta_e \cdot n^{1/3} / [\text{cm}] .$$

Beide Kriterien sind in der Regel schwächer als die Fokussierungsbedingungen (64) und (&q_229.).

Einer Erhöhung des Magnetfelds sind Grenzen gesetzt durch ihre Auswirkungen auf den Ionenstrahl, die alle zur Feldstärke proportional zunehmen und durch zusätzliche Korrekturspulen im Speicherring zu korrigieren sind [48,24]:

- Die Ablenkung des Ionenstrahls durch das Toroidfeld für die Ablenkung des Elektronenstrahls vor und hinter der Kühlstrecke,
- Die Drehung des transversalen Phasenraums im Kühlersolenoid ($\propto B \cdot l$), und
- im Falle polarisierter Ionen, die Drehung der Polarisationsrichtung ($\propto B \cdot l$).

In Abbildung 5 wird eine Pierce-Kanone mit resonanter Fokussierung (a), wie sie im LEAR-Kühler verwendet wird, einer sogenannten Diodenkanone (b) und einer Anordnung mit Beschleunigungsröhre für adiabatische Fokussierung (c) gegenübergestellt. In der LEAR-Kanone wurde durch den Einbau von vier Beschleunigungselektroden vor der Drift Elektrode für die Möglichkeit der Einstellung verschiedener Strahlperveanzen gesorgt. Der berechnete Verlauf des Radialfeldes für einen Strahl von $0,55 \mu\text{Perv}$ weicht stark ab von dem zur Verdeutlichung des Prinzips der resonanten Fokussierung vereinfachten Fall. Gleichung (&q_229.) liefert hier lediglich eine nützliche Abschätzung für die Dimensionierung der Beschleunigungsstrecke und des Magnetfelds. Zur Feinabstimmung der Fokussierung unter Berücksichtigung der Raumladung war die numerische Berechnung der Felder und der Elektronentrajektorien mit realistischen Randbedingungen durchzuführen [49]. Iterativ wurden Potentialsätze für die Beschleunigungselektroden und zugehörige Magnetfeldstärken gefunden, so daß

$$\int_a^b (E_r(z) + E_r(z)) dz = 0 \quad (69)$$

erfüllt wird. Die Grenzen a und b bedeuten hier das Ende der Region, in der das Potential einer Langmuirverteilung gehorcht, beziehungsweise den Beginn der Driftzone.

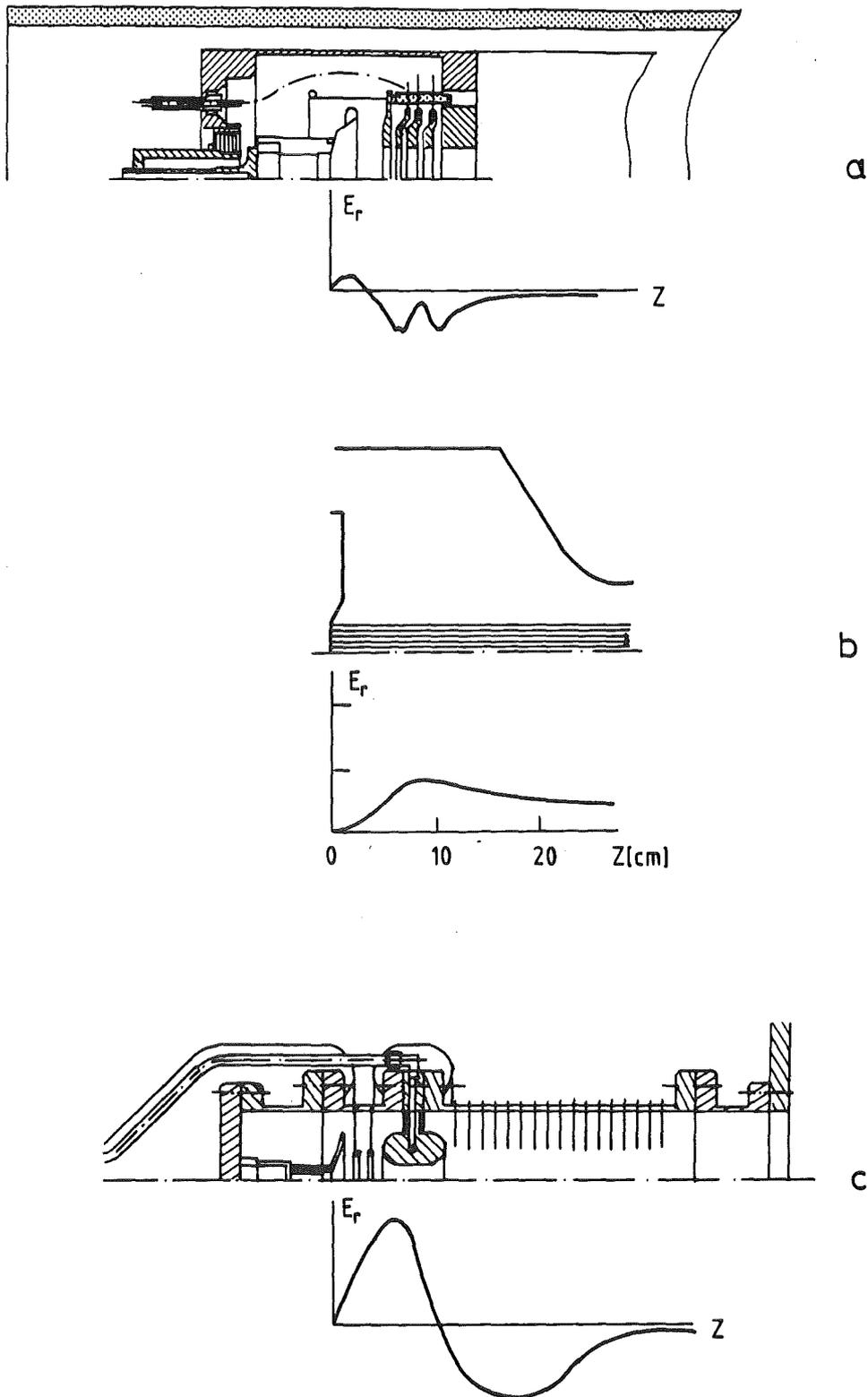


Abbildung 5:

Verschiedene Typen von Elektronenkanonen im Vergleich.: Eine Kanone mit resonanter Fokussierung (a, nach [51]), eine Diodenkanone (b, [50]), und eine Version für adiabatische Fokussierung (c, [44]); unter dem jeweiligen Längsschnitt ist der qualitative Verlauf des radialen elektrischen Feldes skizziert. $z=0$ entspricht der Kathodenoberfläche. Der Maßstab unter der Diodenkanone gilt für alle drei Abbildungen.

In der Diodenkanone wird ein langsamer Feldübergang durch die hyperbolische Form der Anode erreicht. Das dargestellte Schema erlaubt die Erzeugung eines kalten Strahls in adiabatischer Fokussierung mit einem noch relativ schwachen Magnetfeld von ca. 100 mT [50]. Man beachte jedoch die Dimensionen der Anordnung. Ein großer Abstand zwischen dem Strahlrand und der Anode ist notwendig, um eine ausreichende Glättung des radialen Feldes in einem Strahl von etwa gleicher Perveanz und gleichem Querschnitt wie in der LEAR – Kanone zu erreichen. In Fällen, wo der Durchmesser der Kanone durch übergeordnete Bedingungen begrenzt ist, benötigt man zur Erzielung eines ähnlichen Effekts eine Beschleunigungsrohre beträchtlicher Länge oder ein stärkeres Magnetfeld (Bild c). Die Beschleunigungsspannung wird hier über viele Elektroden geteilt. Diese Anordnung ermöglicht, zumindest unter dem Gesichtspunkt der Hochspannungsfestigkeit, die Realisierung von Strahlenergien von mehreren hundert keV.

3.3 Die Elektronenstrahlparameter

Für die folgenden Überlegungen wird ein Anwendungsziel vorausgesetzt, dem die Elektronenkühlung in vielen Fällen, so auch für LEAR und COSY [31,52], gerecht werden sollte: Die *schnelle* Kühlung einer vorgegebenen Strahlemittanz zu einer wesentlich kleineren Gleichgewichtsemittanz.

3.3.1 Elektronenstrom und Strahldurchmesser

Für Kühlzeitkonstanten unterhalb 1 s soll gemäß den in Abschnitt 2.3 gegebenen Abschätzungen die Elektronendichte im Ruhesystem des Elektronenstrahls mindestens

$$n'_e = 2 \times 10^6 \eta^{-1} [cm^{-3}] \cdot (A/Z^2) \quad (70)$$

betragen. In folgenden wird zur Vereinfachung $A=Z=1$ gesetzt. Es ist dann eine Stromdichte zu erzeugen von

$$j \geq \eta^{-1} 2 \times 10^6 cm^{-3} e c \gamma^2 \beta = \eta^{-1} \gamma^2 \beta \cdot j_0 \quad (j_0 = 1 \times 10^{-2} A/cm^2). \quad (71)$$

Da η in Ionenspeicherringen aus Platzgründen nur wenige Prozent betragen kann, erhält man Stromdichten in der Größenordnung von Zehntel A/cm^2 . Diese sind zuverlässig über viele Betriebsstunden nur mit Glühkathoden zu erzielen. Aus diesem Grund kann für die Temperatur des Elektronenstrahls in den transversalen Freiheitsgraden etwa 0,1 eV/k (Kathodentemperatur) nicht unterschritten werden.

Bei einem Radius r_s des Elektronenstrahls ist ein Kühlstrom erforderlich von

$$I \geq \pi \gamma^2 \beta \eta^{-1} \cdot r_s^2 \cdot j_0. \quad (72)$$

Optimierung des Stromkreislaufs bedeutet zunächst die Erzielung der angestrebten Kühlleistung mit dem kleinstmöglichen Strom und mit dem kleinstmöglichen Strahlquerschnitt. Andererseits kann die von der Theorie vorhergesagte Kühlleistung mit einer minimalen Stromdichte nach Gleichung (71) nur erreicht werden, wenn alle Ionen auf der Kühlstrecke sich von Beginn an innerhalb des Elektronenstrahls befinden. Für den vollständigen Überlapp eines zylindrischen Elektronenstrahls mit dem noch ungekühlten Ionenstrahl sind folgende Bedingungen zu erfüllen:

$$r_s \geq r_i = \sqrt{\frac{\varepsilon_x \beta_x^*(s_c)}{\pi}} \quad (73)$$

$$r_s \geq l \Theta_i$$

$$\varepsilon_x \beta_x^*(s_c) = \varepsilon_y \beta_y^*(s_c) .$$

ε_x und ε_y sind die Anfangsemittanzen in den beiden transversalen Koordinaten. Wegen der dritten Bedingung ist der Ionenstrahl auf der Kühlstrecke zylindrisch und r_i sein Radius. Die zweite Bedingung beschreibt die *Winkelakzeptanz* des Elektronenstrahls für Ionen, die auf der Strahlachse in die Kühlstrecke eintreten.

In Abschnitt 2.3 wurde gezeigt, daß besonders kurze Kühlzeiten erreicht werden, wenn die Geschwindigkeiten der Ionen im gemeinsamen Ruhesystem der beiden Strahlen kleiner sind als die der Elektronen. Will man bei der Kühlung einer gegebenen Emittanz während des gesamten Kühlprozesses hiervon profitieren, so muß die Divergenz des Ionenstrahls auf der Kühlstrecke die Divergenz des Elektronenstrahls ($\Theta_{e\perp} = 2 \Delta^{ms} / (\beta c)$) unterschreiten. Die Beschleunigung und Führung des Elektronenstrahls ist so zu gestalten, daß nach der Erzeugung an der Kathode keine zusätzliche Transversalenergie aufgenommen wird. In diesem Fall ist seine Divergenz im wesentlichen durch die Temperatur der Kathode (Gleichung (15)) und die Strahlenergie bestimmt:

$$\Theta_{e\perp} \approx \sqrt{\frac{8 k T_{e\perp}}{\gamma \beta^2 m c^2}} \quad (74)$$

Für die horizontalen und vertikalen Komponenten der Fokussierungsfunktion und der Emittanz folgt dann aus Gleichung (2) jeweils:

$$\beta^* > \frac{\varepsilon (\gamma + 1) e \Phi_0}{4\pi \gamma k T} \quad (75)$$

Andererseits wird aus dem Zusammenhang von Gleichung (72) und der ersten Bedingung in (73) deutlich, daß zu große β -Funktionen auf der Kühlstrecke bei einer gegebenen Anfangsemittanz eine Erhöhung des Elektronenstroms erforderlich machen. Dies ist auch deshalb möglichst zu vermeiden, weil die Raumladung des Elektronenstrahls den ionenoptischen Arbeitspunkt verschiebt. Für Ionen der Massenzahl A in einem Speicherring vom Umfang C_i mit der mittleren Fokussierung $\bar{\beta}^*$ berechnet man die *Tuneshift* durch die zu Beginn vorausgesetzte Elektronendichte [24] zu

$$\Delta Q = 1,5 \times 10^{-6} [m^{-2}] \cdot C_i \bar{\beta}^* \beta^{-2} \gamma^{-1} \quad (76)$$

Kann in einem Kühlerring kein Arbeitspunkt eingestellt werden, den die Verschiebung um $\sqrt{\Delta Q_x^2 + \Delta Q_y^2}$ nicht in eine Resonanz führt, so ist die Elektronendichte zu verringern.

Für die Kühlung bei höheren Elektronenenergien nahe 1 MeV ergeben sich aus der Relation (72) Strahlleistungen, die unter den Bedingungen in einem Speicherring zu unverhältnismäßig großem technischen Aufwand führen. Zur prinzipiellen Ermöglichung der Elektronenkühlung wird man auch dann kleinere Elektronenströme verwenden und die Rückgewinnung der Strahlenergie und des Stroms im Kollektor zu hoher Perfektion entwickeln müssen.

3.3.2 Die Strahlenergie

Charakteristisch für die Elektronenkühlung ist die Determinierung ihrer Leistung (Kühlzeit, Gleichgewichtstemperatur) durch Eigenschaften des Elektronenstrahls (Dichte, Temperatur) im begleitenden Ruhesystem. Die Strahlenergie wird dagegen von der geplanten Anwendung bestimmt.

Für die weitere Verwendung des Ionenstrahls ist es im allgemeinen wünschenswert, schon vor seiner Beschleunigung oder Abbremsung, also bei der Injektion in den Ring zu kühlen. Eine Kühlung bei höherer Energie ist zu fordern,

- wenn man eine durch die höhere Raumladungsgrenze (proportional $\beta^2\gamma^3$) mögliche höhere Phasenraumdicke anstrebt, oder
- wenn bei hohen Ionenenergien mit einem internen Target experimentiert werden soll.

3.4 Der Einfang des Elektronenstrahls im Kollektor

Die elektrische Leistung des Elektronenstrahls in der Größenordnung von vielen kW oder einem MW kann von einem Versorgungsgerät für die Beschleunigungsspannung nicht aufgebracht werden. Sie könnte unter den Vakuumbedingungen in einem Beschleunigungerring auch nicht thermalisiert werden. Der Strahl wird deshalb vor dem Auftreffen auf eine Oberfläche abgebremst. Strahlstrom und -energie sind dabei zu einem möglichst hohen Anteil zurückzugewinnen. Es werden nun die physikalischen Begriffe vorgestellt, die für die Beschreibung dieses Prozesses wichtig sind. Ferner soll die Relevanz der Kollektoroptimierung für die Eignung eines Elektronenkühlers unter strengen Vakuumbedingungen verdeutlicht werden.

3.4.1 Die Rückgewinnung der Strahlenergie

Die untere Grenze für die Strahlenergie beim Auftreffen der Elektronen im Kollektor hängt von Eigenschaften der Abbremsregion und des Elektronenstrahls ab. Der Anteil der Strahlenergie, der beim Abbremsen in die Gyrationbewegung im Magnetfeld deponiert wird, muß durch geeignete Gestaltung der Felder klein gehalten werden. Die minimale Translationsgeschwindigkeit der Elektronen wird dann bestimmt durch die Strahlgeometrie im Kollektor, die Ladung im Strahl und deren Verteilung über den Strahlquerschnitt. Für bestimmte Randbedingungen läßt sich diese Untergrenze durch Lösung der Poissongleichung quantifizieren. Es kann gezeigt werden, daß das niedrigste Potential U_C welches für die Erhaltung eines stabilen Strahls noch ausreicht, in einer Form vom Strahlstrom abhängt, die die Einführung des Begriffes einer **maximalen Perveanz** bzw. der **Kollektorperveanz** P_C rechtfertigt. (Für den Kollektor wird zur Unterscheidung von der Kathode im folgenden der Index C benutzt.) Als Größen, die für die Elektronenkühlung zu minimieren sind, werden die **Verlustleistung** N_C ,

$$N_C = I \cdot U_C = I^{5/3} P_C^{-2/3} ,$$

oder der **Leistungskoeffizient** ξ definiert:

$$\zeta = \frac{N_c}{N_e} = \frac{U_c}{U_e} = \left(\frac{P}{P_c} \right)^{2/3}$$

(N_e , U_e : Leistung und Potential des Strahls auf der Kühlstrecke, P : Perveanz der Elektronenkanone)

Die Verlustleistung bestimmt die Auslegung der Kühlung des Kollektors und die Dimensionierung des Kollektornetzgerätes. Der Leistungskoeffizient hängt nur noch von den raumladungsbedingten Eigenschaften der Elektronenkanone und des Kollektors ab und ist unabhängig von Strahlenergie und Strahlstrom, wenn die Perveanzen konstant gehalten werden.

Um eine erste Vorstellung von der Untergrenze der Verlustleistung zu erhalten, betrachtet man zunächst einen driftenden zylindrischen Strahl, der von der Kühlstrecke auf den Kollektor zuläuft. Da die Elektronen durch das Magnetfeld auf parallelen Bahnen gehalten werden ($j = j_z$, siehe auch Gleichungen (57) bis (60)), muß die Kontinuität des Stroms auch durch infinitesimale Teilflächen des Strahlquerschnitts erhalten bleiben. Als Konsequenz bleibt die Stromdichte von der Erzeugung des Strahls in der Elektronenkanone an solange unabhängig vom radialen Ort r wie die magnetische Einschließung wirksam ist. Beim Abbremsen des Strahls stellen sich die Ladungsdichte $\rho(r) = n_e(r) \cdot e$ und die Elektronengeschwindigkeit so ein, daß das Produkt $j(r) = \rho(r) \cdot v_z(r)$ unverändert bleibt. Wie im Falle konstanter Ladungsdichte (siehe Abschnitt 3.1, Gleichung (56)) ist die Geschwindigkeit der Elektronen in der Strahlmitte kleiner als am Strahlrand. Bevor die Geschwindigkeit am Strahlrand bei der Abbremsung verschwinden kann, wird sich die Bewegungsrichtung der Elektronen in der Strahlmitte aufgrund der höheren Ladungsdichte umkehren. So bildet sich eine virtuelle Kathode, die einen partiellen Verlust oder den Zusammenbruch des Strahls vor dem Kollektor verursacht. Für einen mehr quantitativen Einblick setzt man an:

$$j(r, z) = \text{konst.} = I/\pi r_s^2, \quad \frac{d\Phi}{dz} = 0, \quad \rho = \frac{j}{\sqrt{(2e/m) \Phi(r)}}.$$

Die Poissongleichung reduziert sich damit zu

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{d\Phi}{dr} \right) = \frac{\rho}{\epsilon_0} = \frac{I}{\epsilon_0 \pi r_s^2 \sqrt{(2e/m) \Phi(r)}}. \quad (77)$$

Mit der Randbedingung $\frac{d\Phi}{dr}(r=0) = 0$ läßt sich Gleichung (77) numerisch lösen [53]. Beachtet man die Definition der Perveanz, so erhält man die Perveanz des zylindrischen Strahls homogener Stromdichte ($P_z = I \cdot \Phi_s^{-3/2}$) als Funktion des Potentialverhältnisses zwischen Achse (Φ_0) und Rand (Φ_s) des Strahls:

$$P_z = f\left(\frac{\Phi_0}{\Phi_s}\right). \quad (78)$$

Diese Größe (auf $P_0 = \pi \epsilon_0 \cdot \sqrt{2e/m} = 16,5 \mu\text{Perv}$ normiert) ist in Abbildung 6 gegen das Potentialverhältnis aufgetragen. Der Abbildung entnimmt man die maximale Perveanz von

$$P_{zmax} = 1,963 \cdot P_0 \quad \text{bei} \quad \Phi_0 = 0,174 \cdot \Phi_s \quad (79)$$

Der Leistungskoeffizient kann bei der typischen Kanonenperveanz von $0,5 \mu\text{Perv}$ nach dieser ersten Näherung nicht kleiner werden als 6,2%. Dies ist ein Wert, der für viele Anwendungen vollkommen ausreichen würde. Dennoch gibt es Wege, die Verlustleistung weiter zu verringern, wie es unabdingbar

wird für Strahlleistungen von 1 MW und mehr.

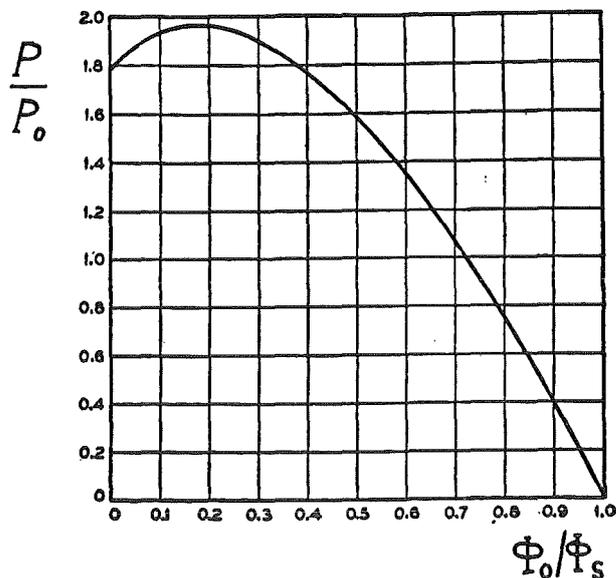


Abbildung 6: Die Strahlperveanz als Funktion der Potentialverhältnisse in einem zylindrischen Strahl gleichförmiger Stromdichte (nach [41])

3.4.2 Die Rückführung des Strahlstroms und der Kollektorwirkungsgrad

Für die Qualität des Elektronenstrahls sind Welligkeit und Regelung der Beschleunigungsspannung mit ausschlaggebend. Will man die Möglichkeit zur *schnellen* Elektronenkühlung nutzen, die sich aus der Abflachung der Geschwindigkeitsverteilung im Elektronenstrahl ergibt, so sollte die Welligkeit auf eine relative Amplitude ($\Delta U/U$) im Bereich 10^{-5} bis 10^{-4} reduziert sein [54]. Diese Anforderung wird unerfüllbar oder im Hinblick auf den technischen Aufwand unvernünftig, wenn die zugehörige Spannungsquelle mehr als einen kleinen Bruchteil der Strahlleistung liefern muß [55].

In Abbildung 7 ist das Schema des Stromkreislaufs skizziert, das damit für jeden Elektronenkühler einzuhalten ist. Der Strahl wird in den von der Driitelektrode isolierten Kollektor geführt. Von dort wird der Strom durch das Kollektornetzgerät, welches die Spannung U_C liefert, auf das Kathodenpotential zurück geleitet. Die Kollektorspannung hängt, wie vorher diskutiert, vom Kühlstrom und der Kollektorperveanz ab ($U_C = (I/P_C)^{2/3}$). Das hochstabilisierte Netzgerät für die Beschleunigungsspannung U_e hat nur den Verluststrom ΔI zu liefern.

Man definiert als wesentliches Qualitätsmerkmal des Stromkreislaufs den Verlustquotient ε oder den Wirkungsgrad $1 - \varepsilon$:

$$\varepsilon = \frac{\Delta I}{I} .$$

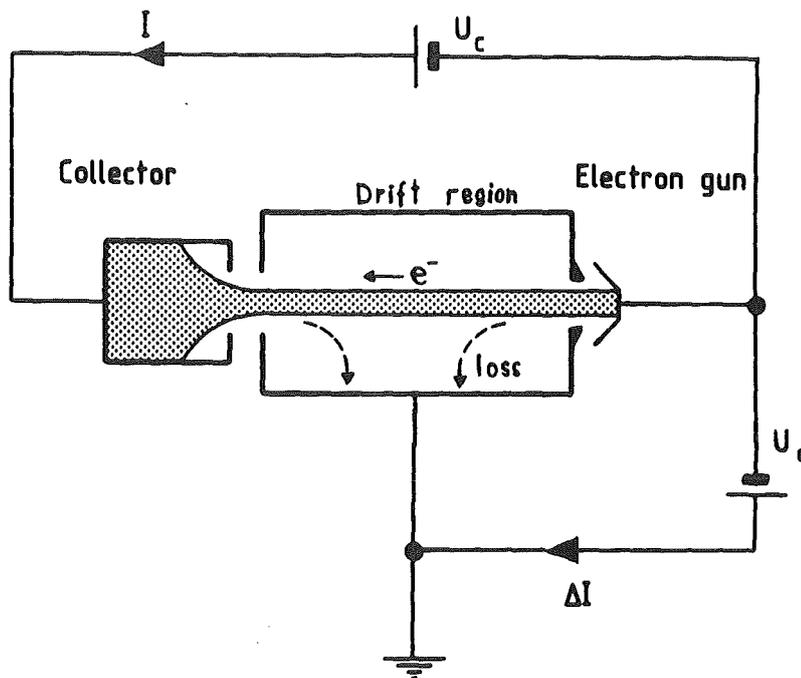


Abbildung 7: Das Prinzip der Stromversorgung eines Elektronenkühlers

Unter der Voraussetzung, daß der Strahl nirgendwo auf seinem Weg von der Kanone zum Kollektor die Driftelektrode streift, treten drei Prozesse als Verluststromquellen in Erscheinung:

1. *Die Reflektion des Strahls im Raumladungsfeld am Kollektor*

Bei der Rückgewinnung der Strahlenergie führt eine starke Abbremsung des Strahls im Kollektorbereich zur Annäherung an eine Grenzperveanz. Der Strahl bricht aber nicht abrupt zusammen. Zunächst wird nur ein Teil des Stromes (I_r) aus dem Bereich nahe der Strahlachse reflektiert (siehe dazu Meßergebnisse in Kap. 6.). Diese Elektronen laufen zurück zur Kanone und werden dort wiederum abgebremst und reflektiert. Sie oszillieren zwischen dem Kollektoreingang und dem Ort entsprechenden Potentials in der Elektronenkanone. Bei jeder Reflektion erhalten die Elektronen gewöhnlich auch transversale Energie. Ihr Spiralradius wird größer und sie treffen irgendwann auf eine begrenzende Fläche, meistens in der Driftröhre. Sie gehen somit mit nahezu voller Energie verloren. Um solche Verluste sicher zu vermeiden, muß die Kollektorspannung deutlich über dem Wert für die maximale Kollektorperveanz liegen.

2. *Die Elektronenstreuung im Restgas*

Für Elektronenenergien oberhalb 100 eV dominiert hier die inelastische Streuung mit Ionisation von Restgasmolekülen. Bei jeder Ionisation entsteht ein sekundäres Elektron, das im Feld der Raumladung des Elektronenstrahls zur Driftröhre beschleunigt wird. Der so verursachte Verluststrom beträgt maximal [30,57]

$$\Delta I_i = \sigma_i \cdot n_R \cdot L \cdot I = 3,2 \times 10^{18} \cdot \sigma_i [\text{cm}^2] \cdot P [\text{Torr}] \cdot L [\text{m}] \cdot I$$

Die Ionisationsquerschnitte σ_i für die Moleküle, aus denen sich das Restgas in UHV-Anlagen hauptsächlich zusammensetzt ($\text{H}_2, \text{N}_2, \text{CO}$), ändern sich bei Elektronenenergien im keV-Bereich nur

noch langsam. Sie liegen in der Größenordnung 10^{-17} cm^2 [58]. Setzt man für die Länge des Elektronenstrahls $L=5\text{m}$ ein, so kann $\Delta I/I$ erst bei einem mittleren Druck von etwa 1×10^{-6} Torr die Größenordnung 10^{-5} erreichen.

3. Die Rückstreuung aus dem Kollektor

Abbildung 8 zeigt ein Spektrum der Elektronen, das beim Beschuß von Eisen mit Elektronen von $E=2 \text{ keV}$ aus der Oberfläche des Targets entsteht. Die Form des Spektrums ist typisch für alle Festkörper.

Aufgetragen ist der differentielle Rückstreukoeffizient $\frac{d\Sigma}{dk} = \frac{\Delta I_{se}}{I dk}$ gegen den Anteil der rückgestreuten Elektronen an der Primärenergie ($k=E_s/E$). I_{se} ist der rückgestreute Strom.

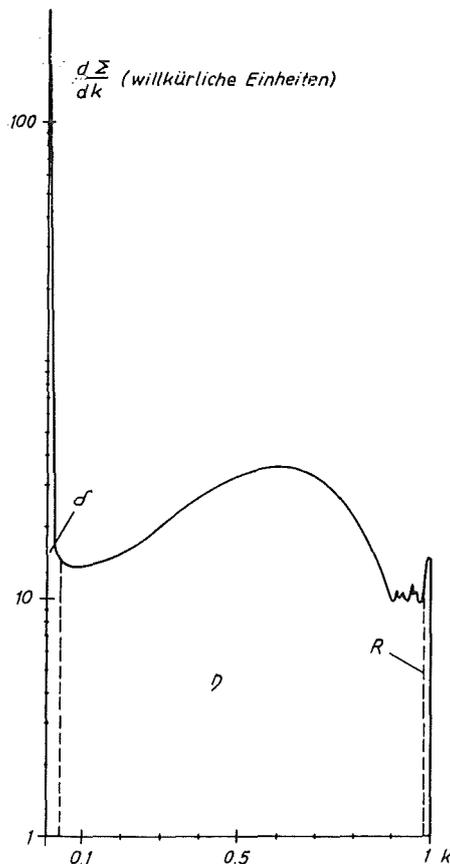


Abbildung 8: Ein Spektrum der rücklaufenden Elektronen mit der Energie E_s aus der Streuung von Elektronen der Energie $E=2 \text{ keV}$ in Eisen, aufgetragen über $k=E_s/E$. Die zugrundeliegenden Daten sind den Quellen [59] und [60] entnommen.

Entsprechend den möglichen Rückstreumechanismen ist das Spektrum in drei Bereiche unterteilt. Die erste Gruppe enthält Elektronen, die an Atomen des Kollektormaterials oder an Molekülen einer aus dem Restgas adsorbierten Oberflächenbelegung elastisch gestreut werden (Bereich mit R bezeichnet). Für Primärenergien von wenigen keV ist dieser Anteil vernachlässigbar [60]. Elektronen, die innerhalb von wenigen atomaren Schichten inelastisch gestreut werden und wieder austreten können, bilden die Gruppe der sogenannten rückdiffundierten Elektronen (Bereich η). Den größten Anteil der rückgestreuten Elektronen bilden die echten Sekundärelektronen, die in Ionisation durch Primärelektronen oder durch inelastisch gestreute Elektronen unter der Kollektoroberfläche entstehen (δ). Ihre Energie

reicht bis ca. 20–50 eV, abhängig von der Primärenergie. R , η und δ sind die Rückstreukoeffizienten für die verschiedenen Gruppen, die in der Summe den Gesamtkoeffizienten Σ ergeben. Die Fläche unter den Teilen des Spektrum entspricht dem Anteil der einzelnen Koeffizienten an Σ . Für gebräuchliche Metalle wie Aluminium, Eisen, Kupfer und Silber mit der für UHV-Anwendungen empfohlenen glatten Oberfläche beträgt Σ zwischen 0,3 (Al, $E=4$ keV) und 1,5 (Ag, $E=800$ eV) [59]. η liegt unabhängig von der Primärenergie E und vom Einfallswinkel der Primärelektronen zwischen 0,2 (Al) und 0,3 (Ag). Dieser Anteil steigt jedoch, wenn die Kollektoroberfläche stark mit Restgasmolekülen verschmutzt ist [58,61]. Bedeutend kleinere Rückstreukoeffizienten (etwa um eine Größenordnung) wurden nur mit rauen Kohlenstoffoberflächen gemessen, die in UHV-Anlagen nicht anwendbar sind.

Aus dem Zusammenhang der genannten drei Punkte wird deutlich, daß in einem Elektronenkühler der Verlustquotient nur dann wesentlich unter 1×10^{-2} gehalten werden kann, wenn

- der gesamte Primärstrom die Kollektorfläche erreicht, und
- wenn der größte Teil der von der Kollektorfläche rückgestreuten Elektronen im Kollektor isoliert werden kann.

Unter UHV-Bedingungen und der Voraussetzung, daß alle Primärelektronen zur Kollektorfläche gelangen, kann man den Verlustquotienten ε in guter Näherung mit dem Anteil der rückgestreuten Elektronen identifizieren, die den Kollektorbereich verlassen und irgendwo im Vakuumsystem auf eine Oberfläche treffen. Der Kollektor sollte deshalb eine besonders gestaltete Eingangszone haben, die für Elektronen wie eine halbdurchlässige Membran wirkt. Methoden, mit denen man diesem Ideal nahekommt, werden in Kapitel 6 erläutert und in der Entwicklung eines fortgeschrittenen Kollektors für LEAR und COSY angewendet.

3.4.3 Die Auswirkungen von Kollektoreigenschaften auf das Vakuum im Kühlering

Wie in Absatz 2.4 gezeigt wurde, verhindert die Kühllkraft auch bei relativ hohem Restgasdruck die Ausdehnung des transversalen Phasenraumvolumens des Ionenstrahls durch Coulomb-Vielfachstreuung. Unbeeinflusst bleiben jedoch Verluste durch einfache Streuung mit Streuwinkeln größer als die Akzeptanz des Speicherringes (θ_0). Für jede Restgaskomponente (g) mit einem Partialdruck P_g ist die Zeitkonstante des Strahlerfalls durch Einfachstreuung [62]:

$$\tau_{ES}(g) [s] = 1,6 \times 10^{-3} \cdot \beta^3 \gamma^2 \cdot \frac{A^2 A'(g)}{Z^2 Z'^2(g)} \cdot \left(\frac{\theta_0}{[mrad]} \right)^2 \cdot \frac{1}{P_g [Torr]} \quad (80)$$

(A, Z, A', Z' : Massen- und Ladungszahl der gespeicherten Teilchen bzw. der Restgasatome)

In einem zusammengesetzten Restgas ist die Lebensdauer $\tau_{ES}^{-1} = \sum_g \tau_{ES}^{-1}(g)$ vorherzusagen. Besonders für die Speicherung schwerer Ionen, bei kleinen Strahlenergien und wenn lange Standzeiten erfordert werden, ist ein kleiner mittlerer Druck im Speicherring herzustellen. Auf einer Kühlstrecke, die einen Anteil η des Ringumfangs einnimmt, sollte der Druck höchstens um den Faktor η^{-1} höher sein als eine durch die Anwendungsziele des Rings gegebene Obergrenze.

Bei einem durch die Anforderungen an die Elektronenkühlung festgelegten Primärstrom bestimmen der Kollektorwirkungsgrad und der Leistungskoeffizient wesentlich über die Tauglichkeit des Elektronenkühlers unter extremen UHV-Bedingungen. Die Ursachen dafür sind:

1. Thermische Desorption

Alle Oberflächen in einem Vakuumssystem sind mit Molekülen aus dem Restgas belegt, die in fester Valenzbindung (Chemisorption), oder in schwacher Bindung nur durch Van der Waals Kräfte (Physisorption) adsorbiert sind. Charakteristische Energien der Physisorption sind im allgemeinen um bis zu zwei Größenordnungen geringer als chemische Bindungsenergien und liegen im thermischen Bereich von Zehntel Elektronenvolt. Die Erwärmung einer Oberfläche im Vakuum durch Elektronenbeschuß führt daher zur vermehrten Rückkehr von schwach adsorbierten Molekülen in die Gasphase (Desorption) mit der Rate [63]

$$\frac{d\sigma(t)}{dt} \approx \sigma \cdot 6,2 \times 10^{12} \cdot \frac{T}{300[K \cdot s]} \cdot e^{-\frac{E_s}{RT}}$$

(σ : Flächenbelegung der adsorbierten Moleküle [mol/cm^2], T: Temperatur [K], E_s : Sorptionsenergie [eV/mol], R: Gaskonstante $8,31 \cdot 10^{-5} \text{ eV}/(\text{K} \cdot \text{mol})$. Desorption zweiter Ordnung, in der die Wechselwirkung der Moleküle untereinander eingeht ($\propto \sigma^2$) kann bei nur geringer Oberflächenverschmutzung vernachlässigt werden.)

Starke thermische Desorption, die vor der Inbetriebnahme einer Vakuumapparatur zur Reinigung angewendet wird (Vakuumfeuern, Ausheizung), erhöht immer den Gleichgewichtsdruck und ist während des UHV – Betriebs selbst unerwünscht. Wegen der begrenzten Pumpleistung in einem Elektronenkühler ist diesem Effekt durch die Minimierung des Verluststroms und der Verlustleistung im Kollektor vorzubeugen. Auch die Wärmeableitung aus dem Kollektor und aus Elektroden, die vom Verluststrom getroffen werden, bereitet dann geringere technische Schwierigkeiten.

2. Desorption durch direkte Auslösung von Oberflächenmolekülen (Electron Impact Desorption, EID)

Ein Elektron der kinetischen Energie E kann im Stoß auf ein Molekül der Massenzahl M maximal die Energie $\Delta E = 4E(m/m_p)M^{-1}$ übertragen. Auch bei Auftreffenergien von nur einigen zehn eV ist diese Energie größer als die Adsorptionsenergie schwach gebundener Moleküle. Ein Stoß führt mit Wirkungsquerschnitten σ_{eid} von 10^{-20} bis 10^{-17} cm^2 zum Austritt des Moleküls aus der bestrahlten Oberfläche [64]. Der Restgaszuwachs ΔP_{eid} ist abhängig von Art und Dicke der Oberflächenbelegung und proportional zum auftreffenden Elektronenstrom. Bei einer Temperatur von 300 K ist ΔP_{eid} mit dem Desorptionskoeffizienten $\eta_{eid} [\text{Mol.}/\text{el.}] = \sigma_{eid} \cdot \sigma$ korreliert wie:

$$\frac{\Delta P_{eid} \cdot V}{I \cdot t} \left[\frac{\text{Torr} \cdot \text{l}}{\text{A} \cdot \text{s}} \right] = \eta_{eid} \cdot \frac{k}{e} \cdot 300\text{K} = 0,194 \eta_{eid}$$

(V: Volumen der Vakuumkammer; t: Dauer der Bestrahlung)

Die Ausgasung ist am stärksten für Elektronenergien von ca. 100 eV (dünne Oberflächenbelegung) bzw. 500 eV bei einer stark verschmutzten Auftrefffläche. Experimentell wurden Ausgasraten P_{EID} zwischen $4 \times 10^{-8} \text{ Torr} \cdot \text{l}/\text{A} \cdot \text{s}$ ($E = 300 \text{ eV}$, gereinigtes und vakuumgefeuertes Al, [65]) und $3 \times 10^{-4} \text{ Torr} \cdot \text{l}/\text{A} \cdot \text{s}$ ($E = 700 \text{ eV}$, ölverschmutzte Oberflächen, [66]) beobachtet. Der Gasanfall im Kollektor wird bei Strömen von mindestens 1 A erheblich über der für UHV – Anlagen spezifizierten Höchststrate [67] von $1 \times 10^{-12} \text{ Torr} \cdot \text{l}/\text{s} \cdot \text{cm}^2$ liegen und muß mit zusätzlicher hoher Pumpleistung bewältigt werden. EID – Desorption durch Verlustelektronen, die sich im gesamten Kühler verteilen, läßt sich durch einen hohen Kollektorwirkungsgrad unterdrücken.

Experimentelle Erkenntnisse über die Korrelation zwischen Restgasdruck und Kollektoreigenschaften in einem ElektronenKühler haben Messungen mit dem LEAR – Kühler während der Vorbereitung auf den Einbau in den Ring geliefert [68]. Unter den in Abbildung 9 angegebenen Bedingungen wurden kollektorbedingte Druckanstiege von mehr als 1×10^{-11} Torr pro mA Verluststrom und 2×10^{-11} beziehungsweise 1×10^{-10} Torr pro kW Verlustleistung gemessen.

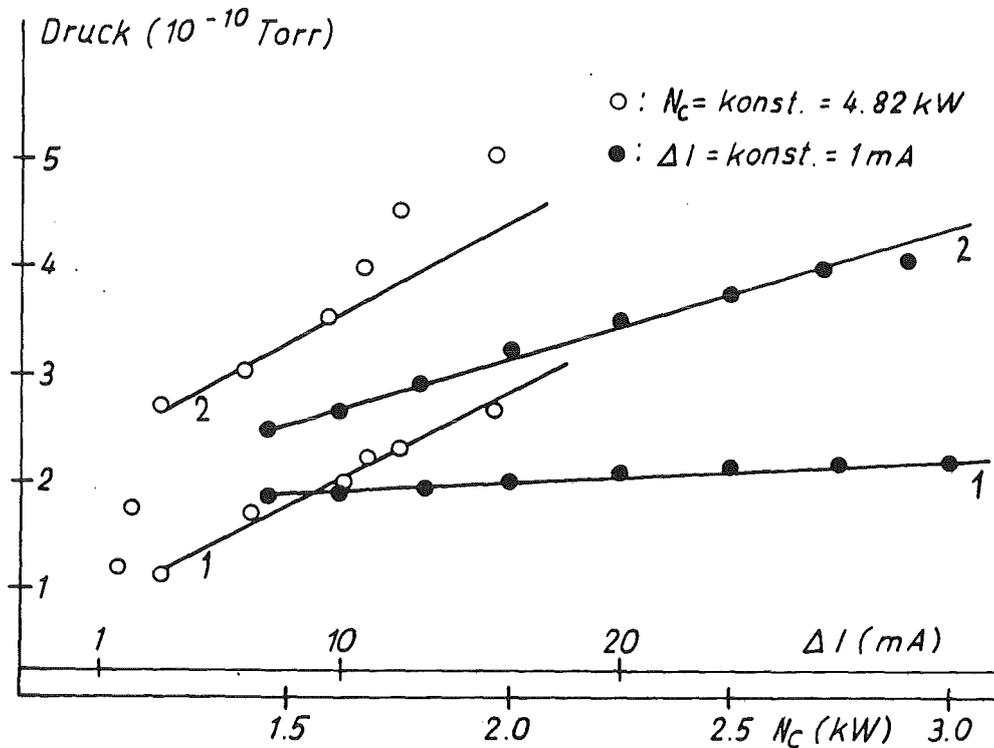


Abbildung 9: Der strahlkorrelierte Druckanstieg im LEAR – Kühler. Die Messung des Drucks in Abhängigkeit vom Verluststrom erfolgte bei $E = 25$ keV und $I = 2,06$ A; bei der Variation der Kollektorleistung wurde ein Strahl von 15 keV und 0,95 A benutzt. Zu jeder Meßreihe gehören zwei Kurven entsprechend zwei verschiedenen Druckmeßstationen (1: am kanonenseitigen Toroid, 2: am kollektorseitigen Toroid). Die eingezeichneten Geraden entsprechen den im Text angegebenen Mindestwerten für die Drucksteigerung in Abhängigkeit von der Kollektorleistung bzw. vom Verluststrom.

Die tieferen Drücke wurden immer in der Nähe der Kanone beobachtet. Als Konsequenz aus diesen Messungen wurde zwischen dem Kollektor und der Kühlstrecke eine weitere Pumpeinheit eingebaut, bevor der Kühler in LEAR installiert wurde.

Kapitel 4

Der LEAR – Elektronenkühler

Der LEAR – Elektronenkühler ist das erste Gerät seiner Art, mit dem die Elektronenkühlung aus dem Experimentierstadium heraus zu einem Werkzeug im Dienste der Benutzer eines Beschleunigerrings zu entwickeln war. Der Einbau des Kühlers in LEAR erfolgte im Juli 1987. Oktober/November '87 und März '88 wurden erste Kühlexperimente mit gespeicherten Protonenstrahlen bei Energien von 49, 21 und 10 MeV durchgeführt [14,15]. Unabhängig von der Strahlenergie wurden Kühlzeitkonstanten von etwa 1 s gemessen. In Kühlkraftmessungen bei kleinen Relativgeschwindigkeiten wurden die theoretischen Voraussagen bezüglich des Einflusses des Magnetfelds auf den Kühlprozeß nochmals bestätigt. Stabile Gleichgewichtszustände wurden mit bis zu 3×10^9 gespeicherten Teilchen (49 MeV) gemessen. Die Gleichgewichtsemittanzen lagen zwischen $1,3$ und $3 \pi \text{ mm mrad}$. Die minimalen Impulsbreiten, in Abbildung 10 aufgetragen gegen die Zahl der gespeicherten Teilchen, zeigen im Vergleich zu Werten aus früheren Experimenten mit Kühlerprototypen, daß die Elektronenkühlung in LEAR an die bisher besten Ergebnisse zu höherer Teilchenzahl hin anschließt.

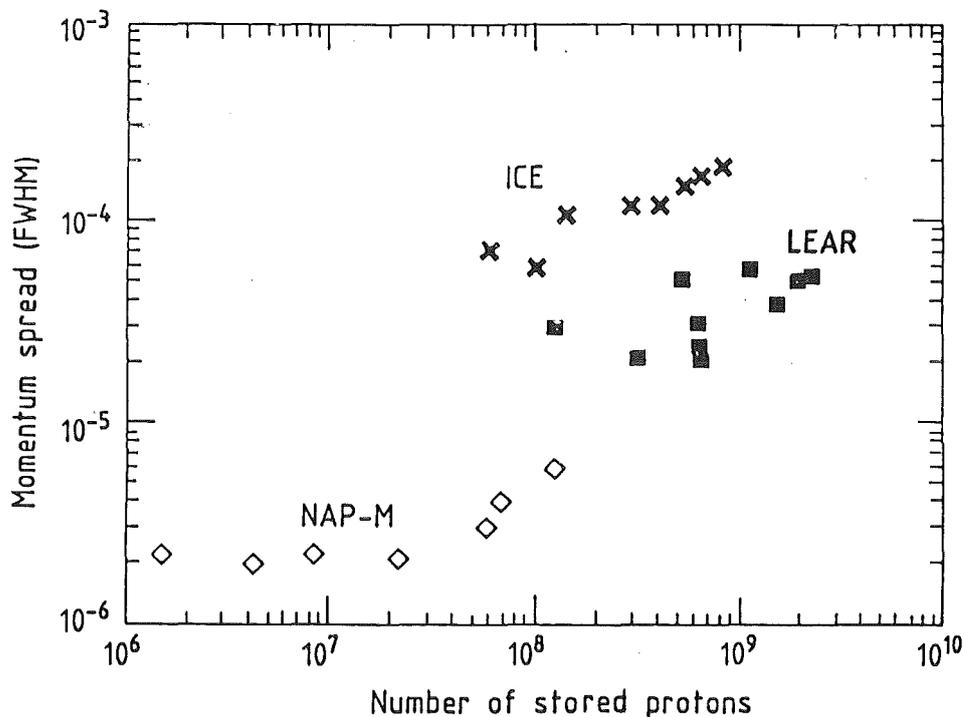


Abbildung 10: Gleichgewichts – Impulsbreiten in Abhängigkeit von der Anzahl der gespeicherten Teilchen; LEAR im Vergleich zu früheren Messungen im CERN (ICE) und im Institut für Kernphysik in Novosibirsk (NAP – M)

Aussagen, die im vorangegangenen Kapitel über die Problematik der Erzeugung und Rückgewinnung des Elektronenstrahls unter UHV – Bedingungen gemacht wurden, lassen sich am Beispiel des LEAR – Kühlers konkretisieren. Im folgenden wird dieser zunächst im Überblick dargestellt, bevor etwas ausführlicher auf das Vakuum eingegangen wird. Es wird auch auf Messungen hingewiesen, in denen noch vor dem Einbau des Kühlers in LEAR wertvolle Informationen über die Qualität des Elektronenstrahls gewonnen wurden (→ Strahldiagnose) und die zum Teil von Bedeutung sind in Hinblick auf spezielle Kühleranwendungen in der Atomphysik. Abschließend werden Ansatzpunkte für die Weiterentwicklung des LEAR – Kühlers herausgestellt.

4.1 Der Aufbau des LEAR – Elektronenkühlers

Abbildung 11 zeigt eine Schnittzeichnung des LEAR – Kühlers nach seinem Einbau in den Speicherring. Die Elektronenkanone, der Kollektor und die Magnete wurden mit zahlreichen technischen Modifikationen vom ICE – Kühler übernommen. Die Kanone wurde schon in Abbildung 5 als Beispiel für einen Kanontyp mit resonanter Fokussierung vorgestellt. Sie kann mit Magnetfeldstärken um 50 mT einen Strahl von 5 cm Durchmesser bei Strahlenergien bis zu 40 keV erzeugen. Der Potentialverlauf in der Übergangszone zwischen Pierce – Region und Driftstrecke ist mit Hilfe von vier ringförmigen Beschleunigungselektroden optimierbar. Charakteristisch für den Betrieb im LEAR – Kühler ist die über den gesamten Energiebereich konstante Perveanz der Elektronenkanone. Beste Einstellungen der Potentialverhältnisse für drei Perveanzen sind aus Experimenten in ICE bekannt [51] und wurden für den LEAR – Kühler bestätigt [69].

- | | |
|-------------------------------------|----------------------------|
| 1 Electron gun | 6 Collector |
| 2 NEG - pumps (pumping speed given) | 7 Pumping group (400l/sec) |
| 3 Pick-up station | 8 Solenoid |
| 4 Toroid chamber | 9 Toroid |
| 5 Central drift tube | 10 Endeffect coil |
| | 11 Collector entrance coil |

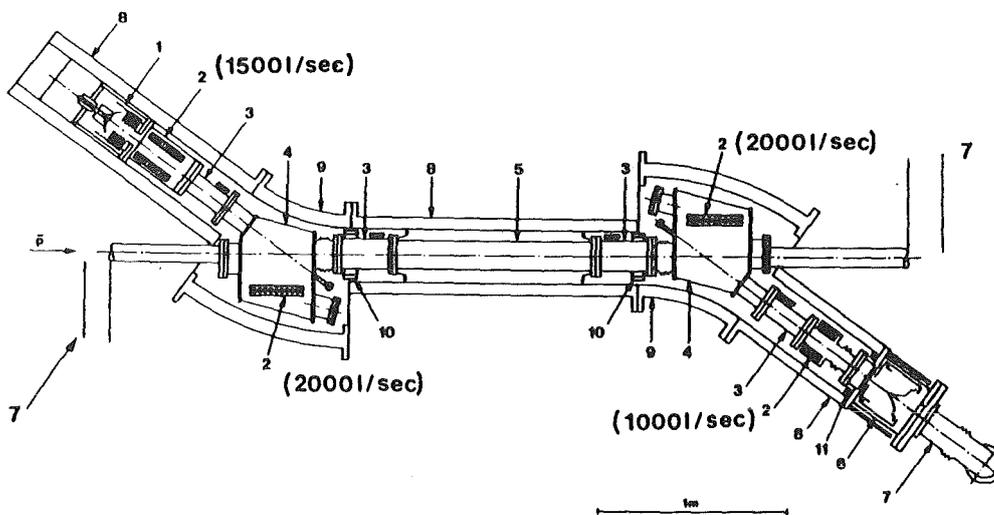


Abbildung 11: Der LEAR – Elektronenkühler

Das von den drei Solenoiden und zwei Toroiden erzeugte magnetische Führungsfeld wurde sorgfältig vermessen [70]. Mit Zusatzspulen längs der Strahlbahn wurde es soweit korrigiert, daß der Winkel zwischen der gemessenen Feldrichtung auf der Kühlstrecke und der Sollrichtung 5×10^{-4} nicht überschreitet. Ferner wurden Spulen an beiden Enden des Driftsolenoids eingebaut, die eine Verlängerung der effektiven Kühlstrecke um 10% bewirken. Weitere Hilfsspulen im Kanonensolenoid und -toroid erzeugen Dipolfelder, die den lateralen Versatz des Elektronenstrahls um ± 1 cm und eine Verstellung des Winkels gegenüber der Achse des Driftsolenoids um ± 5 mrad ermöglichen. Diese Spulen dienen zur Optimierung des Überlapps zwischen Elektronen- und Ionenstrahl.

Die Lage des Elektronenstrahls im Kanonen- und im Kollektorsolenoid kann mit elektrostatischen Positionselektroden gemessen werden [71]. Die gleichen Elektroden im Driftbereich werden auch zur Messung der Position des (Anti)protonenstrahls verwendet.

Der wassergekühlte Kollektor [19] ist im Vakuumtank an Keramikisolatoren aufgehängt. Abbildung 12 zeigt eine Schnittzeichnung des in LEAR verwendeten Aufbaus und den mit einem Trajektorienprogramm [49] berechneten Verlauf des Elektronenstrahls.

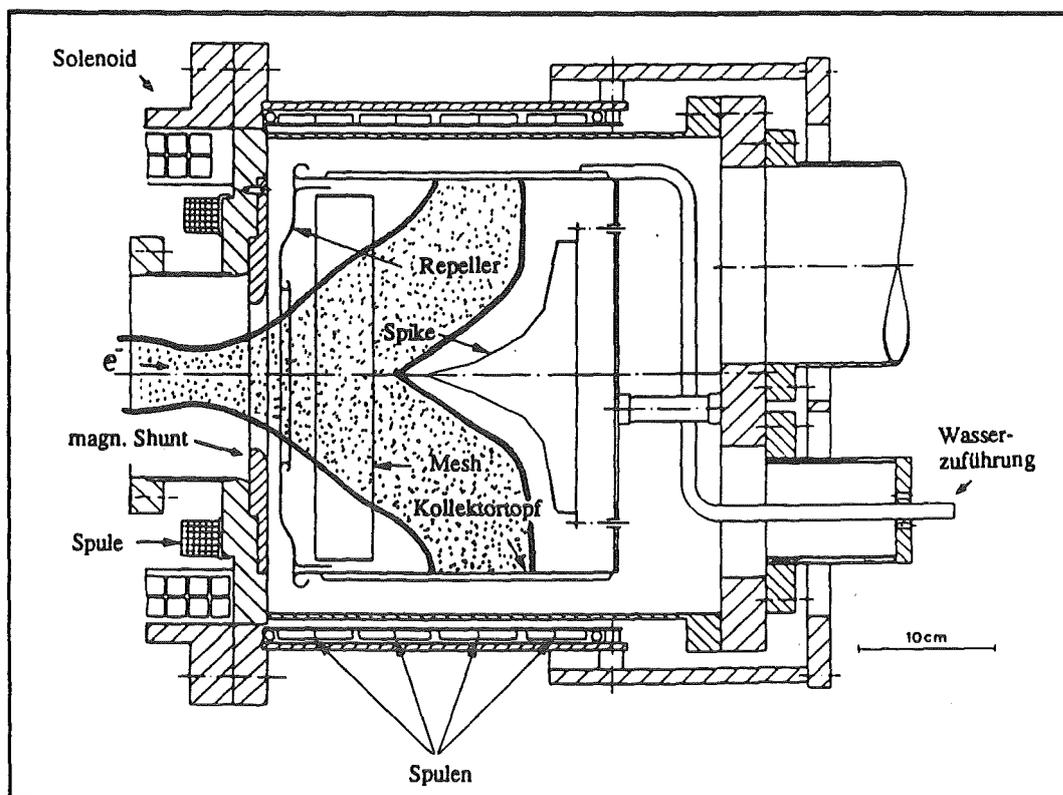


Abbildung 12:

Der LEAR-Elektronenkollektor für Strahlenergien bis 40 keV. Im augenblicklichen Betrieb ist die Eingangselektrode (Repeller) auf Kollektorpotential, die nadelförmige Hilfselektrode (Spike) auf Kathodenpotential und das zylindrische Gitter (Mesh) auf einem Potential zwischen Spike und Kollektor. Eingezeichnet ist auch die Verteilung des Elektronenstrahls, wie sie sich für eine typische Einstellung der Kollektorelektroden und der Spulenströme aus Trajektorienrechnungen ergibt (nach [19]).

Drei Zusatzelektroden, ein magnetischer Abschluß am Kollektoreingang und eine Anordnung von Hilfsspulen am Kollektor dienen der Verbesserung der Strahlverteilung und der Erhöhung des Wir-

kungsgrads der Elektronensammlung. Durch die Repellerelektrode werden die Elektronen am Kollektoreingang auf einer Strecke von etwa 4 cm abgebremst auf eine Geschwindigkeit entsprechend dem Kollektorpotential. Gleichzeitig wird das Magnetfeld durch den magnetischen Abschluß (shunt) stark abgeschwächt. Dadurch wird eine schnelle Aufweitung des Strahls erzielt, die eine weitere Abbremsung und die Zurückweisung eines Teils der Sekundärelektronen vom Kollektoreingang erlaubt. Dazu wird eine zylindrische Gitterelektrode (Mesh) auf ein niedriges Potential zwischen Kathode und Kollektor gelegt. Die frühe Strahlaufweitung macht eine zusätzliche magnetische Fokussierung mit Hilfe der Spule um den Kollektoreingang notwendig, damit der Elektronenstrahl nicht am magnetischen Shunt oder am Repeller streift. Die nadelförmige Hilfelektrode (Spike) liegt auf Kathodenpotential. Sie dient ebenfalls dem Aufbau eines Potentialwalls vor der Kollektoroberfläche und lenkt Elektronen von der Strahlachse zur Kollektorwand. Mit fünf Korrekturspulen, die um den Kollektor angeordnet sind, kann der Magnetfeldverlauf den Elektronenbahnen so angepaßt werden, daß nur ein kleiner Teil der Elektronenenergie in Spiralbewegungen aufgeht [19].

Charakteristisch für den hier verwendeten Kollektor ist die kompakte Bauweise trotz eines großen Strahldurchmessers und ein relativ hoher Verlustquotient. Wie in Kapitel 6 deutlich werden wird, besteht ein ursächlicher Zusammenhang zwischen diesen beiden Eigenschaften des LEAR – Kollektors. Gegenüber dem in ICE erzielten Wert von $\varepsilon = 2 \times 10^{-2}$ konnte dennoch eine Verbesserung auf etwa 1×10^{-3} erzielt werden.

Eine Zusammenfassung der wichtigsten Daten des LEAR – Kühlers bietet Tabelle 3

Tabelle 3: Betriebsdaten des LEAR – Elektronenkühlers

Strahldurchmesser	5,08 cm
Strahlenergie (eU)	0 – 40 keV
Strahlperveanzen	0,13, 0,27, 0,55 μ Perv
Transversale Temperatur	0,25 eV
Kollektorperveanz	$\leq 27 \mu$ Perv
Verlustquotient	$\geq 1,3 \times 10^{-3}$
Leistungsfähigkeit der Beschleunigungsversorgung	40 kV · 200 mA
Hauptmagnetfelder(B)	$0,2 \text{ mT} \cdot (U/20 \text{ kV})^{1/2}$
Leistungsaufnahme der Hauptmagnete	$37 \text{ kW} \cdot B^2 / (100 \text{ mT})^2$

Großen Aufwand erforderte die Anpassung des Kühlers an die Vakuum – Anforderungen in LEAR. Die Vakuumkammer von der Kanone bis zum Kollektor mußte neu angefertigt werden, um die Ausheizbarkeit der Gesamtanlage zu gewährleisten. Zur Erzeugung eines ausreichenden Druckgradienten zwischen den stark ausgasenden Komponenten Kanone und Kollektor und dem Überlappbereich von Kühler und Ring wurden in dieser Anwendung neue NEG (Non Evaporable Getter) – Pumpen [72] installiert. Der Erfolg dieser Anstrengungen wird in Abschnitt 4.3 beschrieben.

4.2 Der Elektronenstrahl

Exakte Aussagen über die Temperatur des Elektronenstrahls sind auf dem Umweg über seine Wechselwirkung mit einem gekühlten Protonenstrahl zu erhalten. Einfache Methoden sind die Messung der Temperatur des Ionenstrahls im Gleichgewicht und die Zählung der durch Rekombination entstandenen Wasserstoffatome. Es existieren jedoch auch Möglichkeiten, noch in der Entwicklungsphase des Kühlers außerhalb des Speicherrings die Elektronenstrahltemperatur zu messen.

Die im Kühler – Magnetfeld spiralen den Elektronen emittieren Strahlung im Mikrowellenband bei Frequenzen um 1 GHz. Die Strahlungsleistung ist proportional zur mittleren Transversalenergie der Elektronen. Unter bekannten Randbedingungen (die Kühlstrecke wird näherungsweise als eine zylindrische Kavität betrachtet) und nach Kalibrierung der Frequenzcharakteristik der benutzten Antennen und Verstärker kann aus dem empfangenen Spektrum die mittlere Transversalenergie im Elektronenstrahl abgeleitet werden. In Messungen nach diesem Prinzip wurde für den LEAR – Kühlerstrahl der Wert $0,54 \pm 0,2$ [eV] ermittelt [69].

Zur Messung der longitudinalen Geschwindigkeiten der Elektronen war vorgeschlagen worden, Laserphotonen am Elektronenstrahl zu streuen und die rückgestreuten Photonen in Wellenlänge und Intensität zu analysieren [73]. Diese Idee wurde im Rahmen der Entwicklung des LEAR – Kühlers zu einer Meßmethode ausgearbeitet und angewendet [74]. Laserpulse von 20 ns Dauer und einer mittleren Pulsenergie von 20 mJ wurden den Elektronen entgegen in die Kühlstrecke geleitet. Die Wellenlänge der unter 180° reflektierten Photonen wurde mit einem Fabry – Perot – Interferometer analysiert. Die Dopplerverschiebung

$$\lambda_{refl.} = \frac{1 - \beta}{1 + \beta} \lambda_{Laser}$$

erlaubt, durch Variation der Wellenlänge des Farbstofflasers die longitudinalen Geschwindigkeiten der Elektronen präzise abzutasten. Im Zusammenhang mit dem Ergebnis der Mikrowellendiagnose wurde auf eine Abflachung der Geschwindigkeitsverteilung in longitudinaler Richtung von mindestens 100 im Verhältnis zur transversalen Geschwindigkeitsverteilung geschlossen. Aus der Wellenlängeverschiebung der Photonen konnte die Energie der Elektronen mit einer Genauigkeit von 2×10^{-3} bestimmt werden. Eine Abweichung des radialen Geschwindigkeitsprofils von der Parabelform wurde nicht festgestellt. Daraus wurde der Schluß gezogen, daß der Einfang von Ionen im Elektronenstrahl und die Kompensierung der Raumladung auf der Kühlstrecke unter den Bedingungen in LEAR zu vernachlässigen sind.

4.3 Das Vakuum im LEAR – Kühler

Die in Abbildung 11 eingezeichneten Pumpen repräsentieren zusammen die Pumpleistung von etwa 7000 l/s, die zur Anpassung des Elektronenkühlers an die Vakuumanforderungen in LEAR erforderlich ist. Die Ausstattung mit integrierten NEG – Pumpen stellt eine wesentliche Neuerung dar gegenüber den Vakuumsystemen experimenteller Aufbauten wie des ICE – Kühlers. Die Einführung dieser Technik für die Anwendung in Elektronenkühlern ist an anderer Stelle ausführlich dargestellt [75]. Zwischen der ersten Phase des Testbetriebs mit dem neuen Vakuumsystem und dem Einbau in den LEAR – Ring wurde die ursprüngliche Pumpenbestückung um die NEG – Einheit vor dem Kollektor und um die Sputter – Ionenpumpen zu beiden Seiten der Kühlstrecke erweitert [76]. Zur Bewertung des Fortschritts, der vom ICE – Kühler zum Einbau eines Elektronenkühlers in LEAR geführt hat, ist es nützlich, die Ergebnisse von Vakuummessungen aus den verschiedenen Stufen der Entwicklung im Vergleich zu betrachten.

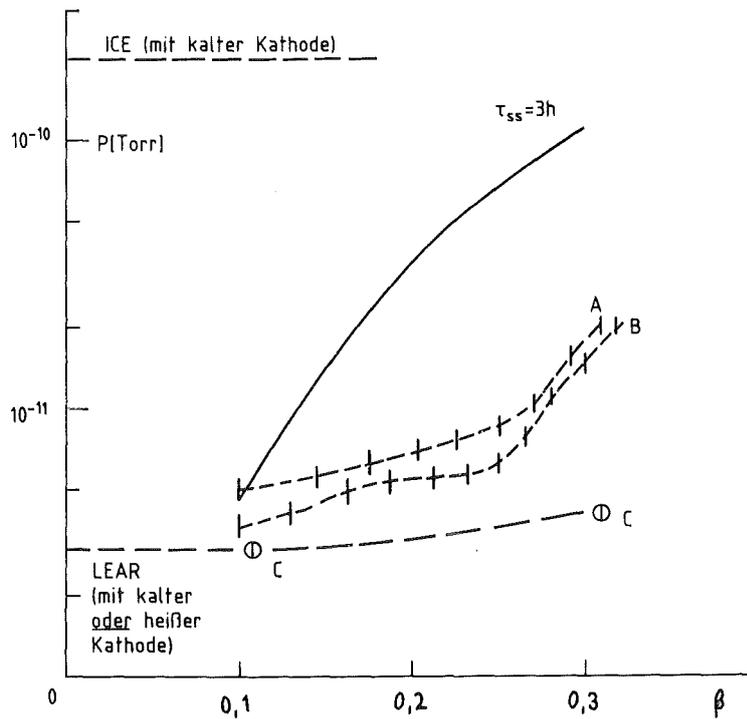


Abbildung 13: Die Vakuumbedingung für eine Strahllebensdauer von 3 Stunden in LEAR und die erzielten mittleren Drücke mit dem Elektronenkühler als Funktion der Antiprotonengeschwindigkeit

Abbildung 13 stellt in der durchgezogenen Kurve den Zusammenhang zwischen dem mittleren Restgasdruck und einer dreistündigen Strahllebensdauer für Einfachstreuung (Gleichung (80)) dar. Daneben sind gemessene Drücke zu sehen, die von ICE [12] und von verschiedenen Entwicklungsstufen (A [19,68], B [77], C [15,76]) des LEAR-Kühlers stammen. Die Meßwerte zu den Kurven A und B wurden entsprechend dem Anteil des Elektronenkühlers am Gesamtvolumen der Vakuumkammern im Ring durch 10 geteilt. Die Messungen wurden jeweils bei den kleinstmöglichen Verlustströmen ($\varepsilon = 1,3\% - 5\%$) hinter dem kollektorseitigen Ende der Kühlstrecke durchgeführt. Es wird deutlich, daß ein unmodifizierter ICE-Kühler in LEAR auch bei abgeschalteter Kathodenheizung die Antiprotonen-Lebensdauer in LEAR erheblich verkürzt hätte. In der letzten Stufe der Entwicklung sollte dagegen ein langlebiger Strahl auch bei $\beta \leq 0,1$ noch möglich sein. Der Betrieb der Kathodenheizung (Ausgasrate 1×10^{-6} Torr·l/s [19]) machte sich im mittleren Druck in LEAR nicht mehr bemerkbar. Jedoch trat in etwa 1 m Entfernung von der Kühlstrecke ein *strahlkorrelierter* Druckanstieg um eine Größenordnung auf (von 3×10^{-12} auf 4×10^{-11} Torr [15]). Offenbar dominierte nun die Desorption vom Driftrohr, denn bei einer Erhöhung des Verluststroms von 0,3 mA auf 8 mA wurde ein Anstieg um eine weitere Größenordnung gemessen. Hier wird wiederum deutlich, daß eine Optimierung des Kollektorwirkungsgrads notwendig ist, um einen niedrigen Druck auch bei höheren Strahlenergien und Elektronenströmen zu erhalten.

4.4 Ansatzpunkte für die Weiterentwicklung des LEAR – Kühlers

Die Protonenimpulse, bei denen in LEAR gekühlt werden kann, sind im Moment durch die Konstruktion der Elektronenkanone und des Kollektors auf maximal 380 MeV/c begrenzt. Der Impuls, mit dem Antiprotonen in LEAR injiziert werden, liegt dagegen bei 600 MeV/c.

Eine der wichtigsten Aufgaben der LEAR – Maschine ist die Abbremsung auf Impulse bis unter 100 MeV/c. Um Verluste dabei zu vermeiden, muß der Strahl schon bei Injektionsenergie gekühlt werden, was bisher mit Zeitkonstanten in der Größenordnung von Minuten mittels stochastischer Kühlung geschieht. Die bedeutend schnellere Elektronenkühlung würde diesen Teil des Betriebszyklus wesentlich verkürzen und wäre daher von Vorteil. Zudem würde die Elektronenkühlung dann auch in einem Energiebereich zur Verfügung stehen, wo Experimente mit einem internen Target geplant sind [78] und eine schnelle Phasenraumkühlung helfen würde. Eine Weiterentwicklung des LEAR – Elektronenkühlers muß demnach die Vergrößerung des dynamischen Bereichs der Strahlenergie bedeuten. Zur Verwirklichung dieses Ziels sind sowohl die Elektronenkanone als auch der Kollektor zu ändern.

Der naheliegende erste Schritt dazu wäre, die jetzige LEAR – Elektronenkanone hochspannungstechnisch umzurüsten und den Betrieb mit einer konstanten Perveanz von $0,55 \mu\text{Perv}$ im vergrößerten dynamischen Bereich beizubehalten. Geht man von der experimentell gefundenen quadratischen Abhängigkeit der Kühlzeit von der Ionengeschwindigkeit im Ruhesystem aus, so bliebe dann für eine *gegebene Divergenz* des Ionenstrahls die Kühlzeit im Bereich der schnellen Kühlung ($\Theta_i < \Theta_e$) unverändert [79]. Man erhielte allerdings bei 100 keV Strahlenergie einen Elektronenstrom von 17,3 A im Vergleich zu 2,6 A in den Kühlexperimenten bei 27 keV. Die Kühlzeit bleibt jedoch schon konstant, wenn man nur die *Stromdichte* bei 100 keV um den entsprechenden Faktor 6,6 erhöht. Da die Emittanzen bei der Injektion von Antiprotonen in LEAR um den Faktor 2 kleiner sind als im abgebremsten Strahl [19], ist die Erhöhung der Stromdichte auch durch eine Halbierung des Strahlradius möglich. Der Elektronenstrom, der für eine gleichbleibende Kühlzeit bei fester Divergenz der Antiprotonen gebraucht wird, ist dann nur noch $(6,6/4) \cdot 2,6 \text{ A} = 4,3 \text{ A}$ und entspricht etwa dem Wert, den man im Betrieb mit einer konstanten Kanonenperveanz von $0,13 \mu\text{Perv}$ erhält. Bei einer kleineren Emittanz, wie bei der Injektion in LEAR, und unveränderter Fokussierung des Strahl auf der Kühlstrecke wird jedoch auch die Antiprotonendivergenz geringer, so daß eine noch kleinere Stromstärke ausreichen sollte. Aus technischen Gründen wird man daher für die Aufstockung der Strahlenergie im LEAR – Kühler eine Lösung mit kleinerem Strahlquerschnitt der bloßen Erhöhung der Beschleunigungsspannung vorziehen.

Technische Gesichtspunkte sind es auch, die eine Verbesserung des Kollektorwirkungsgrads und eine Verringerung der Verlustleistung wünschenswert machen. Die Ursachen dafür wurden in Abschnitt 3.4 dargestellt. Eine Erhöhung der Strahlenergie und eine Verstärkung des Strahlstroms, die besonders für den Betrieb eines dichten internen Targets notwendig wird, sollte stets von einer Verbesserung der Strom – und Energiebilanz im Elektronenkühler begleitet sein. Diese Regel gilt auch für die Weiterentwicklung des LEAR – Kühlers. In den Kapiteln 6 und 7 wird gezeigt, daß ein verkleinerter Strahl für die Erzielung von Verlustströmen unter $100 \mu\text{A}$ eine günstige Voraussetzung darstellt.

Kapitel 5

Die Weiterentwicklung der LEAR – Elektronenkanone

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Untersuchungen durchgeführt, die auf die Entwicklung einer Elektronenkanone für Energien bis 100 keV abzielten. Vorgesehen war eine Anwendung sowohl in LEAR als auch in COSY. In zahlreichen Trajektorienrechnungen wurde der Entwurf einer zweistufigen Elektronenkanone mit resonanter Fokussierung erarbeitet, deren erste Stufe im Kollektorteststand (Kap. 7) erprobt werden konnte.

Beim Entwurf einer neuen Elektronenkanone für den LEAR – Kühler war von folgenden Vorgaben für auszugehen:

- Der neue Strahldurchmesser soll 2,5 cm betragen.
- Die Elektronenkanone soll bei diesem Strahldurchmesser für Perveanzen zwischen 1/4 und 1/1 der vollen Perveanz der gegenwärtig eingebauten LEAR – Kanone einen kalten Elektronenstrahl liefern.

Mit einem Strahl, der diese Voraussetzungen erfüllt, würde sich die Elektronenkühlung auch schon bei kleinen Strahlenergien vereinfachen, wenn der Antiprotonenstrahl bei der Injektion vorgekühlt wird.

Für die Strahlerzeugung gelten die in den Abschnitten 3.1 und 3.2 hergeleiteten Fokussierungsbedingungen. Die Überprüfung und Optimierung der Kanonengeometrie geschieht durch Berechnung der Strahltrajektorien mit einem der zur Verfügung stehenden Computercodes, hier dem Programm SLAC 226 [49]. Die Bestätigung der Ergebnisse noch während der Entwicklungsphase ist dagegen bedeutend schwieriger und erfordert aufwendige Experimentiermethoden (siehe Abschnitt 5.3 und Referenzen darin). Im vorliegenden Fall erübrigen sich solche Messungen, weil die oben aufgestellten Forderungen von einer in Länge und Durchmesser um den Faktor 2 verkleinerten ICE – Kanone erfüllt werden. Vorausgesetzt ist dabei die geometrische Skalierung der transversalen Kräfte in der Elektronenkanone. Nach den Regeln der resonanten Fokussierung ist nur die Magnetfeldstärke gegenüber dem ICE – Setzwert zu verdoppeln.

Ein typisches Ergebnis von Trajektorienrechnungen ist in Abbildung 14 (oben) dargestellt. Es ergibt sich erwartungsgemäß das gleiche Bild wie für die LEAR – Kanone [19]. Die Transversalenergie des Strahls und die Perveanz sind gegenüber dem Vorbild unverändert. Der Entwurf konnte danach unmittelbar in eine Kanonenkonstruktion umgesetzt werden, die im Rahmen der Kollektortests eine erste Anwendung fand.

Bei der Erhöhung der Elektronenenergie auf 100 keV wird man mit einer so kompakten Anordnung wegen der zu kurzen Isolationsstrecken nicht ans Ziel kommen. Wenn man aber die bewährte Beschleunigungsstruktur für kleine Strahlenergien beibehalten will, so besteht die Möglichkeit einer Aufstockung um zwei weitere Elektroden (A', A_0) zur *Nachbeschleunigung* des Strahls. Die resonante Fokussierung kann dabei erhalten bleiben. Auch die Abmessungen der bisherigen LEAR – Kanone werden nicht überschritten. Dieses Schema ist in Abbildung 14 im unteren Teil dargestellt. Man geht dabei von einem Strahl aus, der mit der vollen Perveanz von $0,55 \mu\text{Perv}$ auf die Energie $e\phi_A$ vorbebeschleunigt wird. Setzt man sich eine Elektronendichte im Ruhesystem nach Gleichung (70) zum Ziel,

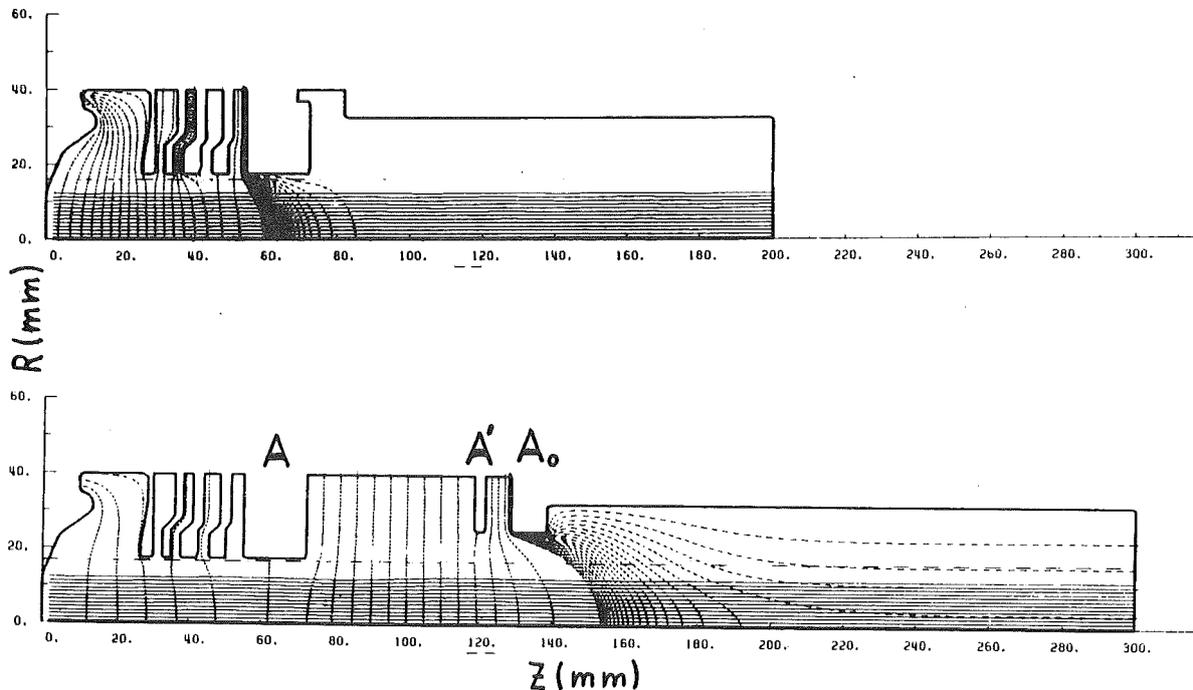


Abbildung 14: Der Elektronenstrahl aus einer verkleinerten ICE-Kanone; oben: Strahlenergie 20 keV, 1,50 A, $B = 80,4$ mT; unten: Strahlenergie 100 keV, Vorbeschleunigung (bis zur Anode A) auf 30 keV, Anode A' auf 80 kV, Strahlstrom 2,8 A, $B = 80,4$ mT. Die gestrichelten Linien stellen Equipotentialflächen dar (Abstände: 1 kV bis $\Phi = 19$ kV, 50 V zwischen $\Phi = 19$ kV und 20 kV (oben); unten: 5 kV bis $\Phi = 98$ kV, 100 V zwischen $\Phi = 98$ kV und 100 kV).

so muß $I(A) [\mu A] = 0,55 \Phi_A^{3/2}$ die erforderliche Höhe nach Gleichung (72) gerade um den Faktor $\frac{\gamma^2 \beta(A_0)}{\gamma^2 \beta(A)}$ übersteigen. Die weitere Beschleunigung über das Potential $\Phi_{A'}$ auf die Endenergie $e\Phi_{A_0}$ läßt wegen des großen Abstands zwischen der mittleren Elektrode A' zur Kathode den Strom konstant, so daß bei der Endenergie die Forderung (72) erfüllt ist. Für die annähernde Dimensionierung der Abstände $A_0 - A'$ und $A' - A$ sowie der Potentiale und des Magnetfelds betrachtet man die Öffnung bei A_0 als eine Kathode mit thermisch begrenzter Emission und wendet die Gesetze für resonante Fokussierung an (Gleichungen (65–67.)). Nach einer iterativen Optimierung wurden für verschiedene Energien (20–100 keV) und Ströme (1,5–2,8 A) Ergebnisse wie in Abbildung 14 erhalten. Das Potential der Zwischenelektrode A' skaliert linear mit der Endenergie, so daß die Elektroden A' und A_0

über einen Spannungsteiler vom selben Hochspannungs – Netzgerät versorgt werden können.

Randbedingung für die Rechnungen war neben der begrenzten Länge der Beschleunigungsstruktur die Forderung, daß das Magnetfeld zur Fokussierung des 100 keV – Strahls identisch sein sollte wie für die Energie $e\Phi_A$. Gedacht wurde dabei zunächst an eine Betriebsart des Kühlers, in der man ohne eine Änderung von Parametern außer den Beschleunigungsspannungen von einer Strahlenergien ≤ 30 keV, die alleine mit der Vorbeschleunigung zu erreichen ist, auf die Spitzenenergie von 100 keV umschaltet. Die Bedingung trifft aber vor allem auch auf Fälle zu, wo ein zunächst für niedrige Energie ausgelegter Kühler nachträglich umrüstbar sein soll, eine Überdimensionierung der Magnetspulen für die erste Entwicklungsstufe jedoch vermieden werden muß.

Die vorgeschlagene Elektronenkanone für Kühlung bei Ionenenergien bis 183 MeV/amu soll als eine Alternative zum konventionellen Schema verstanden werden, in dem die Endbeschleunigung mittels einer handelsüblichen Beschleunigungsröhre, ähnlich wie in Abbildung 5 unten, erfolgt. Der Vorteil letzteren Konzepts besteht in seiner erwiesenen Hochspannungsfestigkeit in dem angestrebten Bereich. Dieser Test steht im Falle des weitaus kompakteren und weniger aufwendigen neuen Entwurfs noch aus.

Kapitel 6

Konzepte zur Optimierung des Elektronenkreislaufs

Als wichtige Eigenschaften im Stromkreislauf eines Elektronenkühlers wurden der Leistungskoeffizient des Kollektors und der Wirkungsgrad der Stromrezirkulation eingeführt. Da der Elektronenstrahl zu möglichst kleinen Geschwindigkeiten abzubremesen ist, entscheidet die Kollektorperveanz über die Höhe der Verlustleistung. Der Wirkungsgrad hängt im wesentlichen davon ab, mit welcher Effizienz man ein Entkommen der von der Kollektorfläche rückgestreuten Elektronen in den Driftbereich verhindern kann. Bei einem gegebenen Strahlstrom und einer durch die Anwendung der Kühlung vorgegebene Strahlenergie hat man also für die Verbesserung des Stromkreislaufs bei der Unterdrückung der Kollektorverluste anzusetzen. Im den folgenden Abschnitten werden die Grundlagen dargestellt, von denen man dabei ausgehen kann.

6.1 Die Abbremsung des Elektronenstrahls

In einem homogenen Magnetfeld ist die mittlere Zyklotronspirallänge in einem Gebiet sich ändernder Strahlenergie unabhängig davon, ob die Geschwindigkeit der Teilchen zu- oder abnimmt. Prinzipiell sollte deshalb die *resonante Abbremsung* eines Elektronenstrahls ebenso möglich sein wie die in Abschnitt 3.2 beschriebene resonante Beschleunigung. Wie in der Elektronenkanone wird man also eine Anordnung aus mehreren Abbrems Elektroden aufbauen, die eine Justierung der Potentiale auf einer Strecke vergleichbar mit der Zyklotron- Spirallänge λ_c erlaubt. Der Potentialverlauf kann mit Hilfe der selben numerischen Rechenhilfen optimiert werden, wie sie bei dem Entwurf von Elektronenkanonen verwendet werden [49].

6.2 Die Erhöhung der Kollektorperveanz

In Abschnitt 3.4 wurde die maximale Perveanz eines zylindrischen Elektronenstrahls homogener Stromdichte abgeleitet. Wir betrachten nun einen laminaren zylindersymmetrischen Strahl, auf den nur die Coulombkraft der Raumladung wirkt. Der Strahlrand kann sich gemäß Gleichung (51) von der Strahlachse entfernen. Die Kontinuität des Stroms impliziert nicht mehr, wie im zylindrischen Strahl, die Unveränderlichkeit der eindimensionalen Stromdichte j_z ; es muß nur noch gelten:

$$\sqrt{j_z^2 + j_r^2} = \text{konst.} = j_z(z_0) .$$

j_z und die radiale Komponente j_r können sich auch so einstellen, daß $\rho(r)$ eine Konstante wird. Die Voraussetzungen der Argumentation im ersten Fall, die zur Ableitung einer *absoluten* Begrenzung der Perveanz führten, sind damit nicht mehr gegeben. Vielmehr erhält man einen sich auch radial ausbreitenden Strahl, dessen Öffnungswinkel $\alpha(z)$ von der Strahlperveanz abhängt. Umgekehrt ist zu folgern, daß die maximale Strahlperveanz durch eine äußere Vorgabe des Öffnungswinkels beeinflusst wird. Dies

kann durch Ablenden des Strahls oder auch durch eine begrenzte Strahlverbreiterung in einem abfallenden axialen Magnetfeld geschehen, in dem der Verlauf der Magnetfeldlinien die Strahlgeometrie festlegt.

Analytische Ausdrücke für den Zusammenhang zwischen der Form der Strahleinhängenden und der Perveanz lassen sich gewinnen, wenn man eine

- einheitliche Ladungsdichte ρ ,
- eine konstante Elektronengeschwindigkeit $v_z(z=0, \Phi = \Phi_0)$, und eine
- verschwindende Magnetfeldstärke

voraussetzt [80]. Die Bewegungsgleichung für die Elektronen am Strahlrand ($r=r_s$) reduziert sich dann zu

$$\frac{d^2 r_s(z)}{dt^2} = \frac{e}{2m} \cdot \frac{I}{r_s \cdot P_0 \cdot \sqrt{\Phi_0}} \quad (81)$$

($P_0 = 16,5 \mu\text{Perv}$, siehe Gleichung (78)). Mit den Anfangsbedingungen

$$t=0 : z=0, \frac{dr_s}{dz} = \frac{dr_s}{dt} = 0, r_0 = r_s(0)$$

erhält man aus Gleichung (81):

$$\dot{r}_s^2 = \frac{e}{m} \cdot \frac{I}{P_0 \cdot \sqrt{\Phi_0}} \cdot \ln \frac{r_s}{r_0} \quad (82)$$

Mit der Definition $R(z) = r_s/r_0$ ergibt eine weitere Integration von $t=0$ bis $t=t(R)$

$$\frac{1}{R} \int_0^R \frac{dR}{(\ln R)^{1/2}} = \frac{z}{r_s} \left(\frac{P}{2P_0} \right)^{1/2} \quad (83)$$

Die Lösung dieser Gleichung wird im allgemeinen graphisch als Strahlausbreitungskurve dargestellt. Für das Integral läßt sich jedoch auch eine Näherungslösung angeben [80]. Damit erhält man eine geometrieabhängige Komponente der Strahlperveanz (P_g) als Funktion der Parameter $r_0, r_s(z)$, $\tan \alpha = dr_s/dz > 0$ und der Driftlänge z_d :

$$\frac{1}{R} \int_0^R \frac{dR}{(\ln R)^{1/2}} = 2,09 \cdot \sqrt{R-1}$$

$$\rightarrow P_g = P_0 \left(\frac{r_0}{z_d} \right)^2 (R(z_d) - 1) = 138 \mu\text{Perv} \left(\frac{r_0}{z_d} \right)^2 (R(z_d) - 1) = 69 \mu\text{Perv} \cdot \frac{r_0}{z_d} \cdot \tan \alpha(z_d) \quad (84)$$

Es ist darauf hinzuweisen, daß z_d hier einen Weg bezeichnet, auf dem $d\Phi/dz=0$ erfüllt ist. In einer Driftelektrode endlicher Länge hängt z_d von den Potentialen an deren Enden ab. Für realistischere Näherungen muß $\Phi(z)$ explizit berücksichtigt werden [81].

Für einen im Magnetfeld eingebetteten Strahl sollte die maximale Perveanz bei $\alpha = 0$ den Wert für den zylindrischen Strahl ($P_{zmax} = 32,4 \mu\text{Perv}$) annehmen. Unter den gegebenen Anfangsbedingungen faßt deshalb ein Ausdruck der Form

$$P = g \cdot P_{zmax} + P_g \quad (g(\alpha = 0 \dots \pi/2) = 1 \dots 0) \quad (85)$$

das Resultat der bisherigen Überlegungen zusammen. Als wichtige Konsequenz der durch Aufgabe der zylindrischen Einschließung des Strahls veränderten Geometrie und Ladungsverteilung stellt sich heraus, daß der maximale Strom durch eine Driftstrecke der Länge z_d sowohl vom anfänglichen Strahlradius r_0 als auch von dessen Zunahme längs z abhängt.

Eine weitere Methode, hohe Strahlperveanzen zu erzielen, besteht in der Umformung des zylindrischen Elektronenstrahls in einen Hohlstrahl. In einem solchen Strahl ist die Ladungsdichte nur in einem Zylindermantel der Dicke Δr von Null verschieden (Abbildung 15). Wenn Δr viel kleiner ist als der Radius des Hohlstrahls (r_h), dann darf man n Teilflächen der Größe $(\Delta r)^2$ als unabhängig voneinander betrachten und ihnen eine Grenzperveanz zuordnen, wie in den vorangegangenen Fällen dem Gesamtstrahl [82]. Gegenüber dem Strahl mit vollem Querschnitt gewinnt man also einen Faktor bis zu

$$n = P_h/P = 2\pi r_h/\Delta r \quad (86)$$

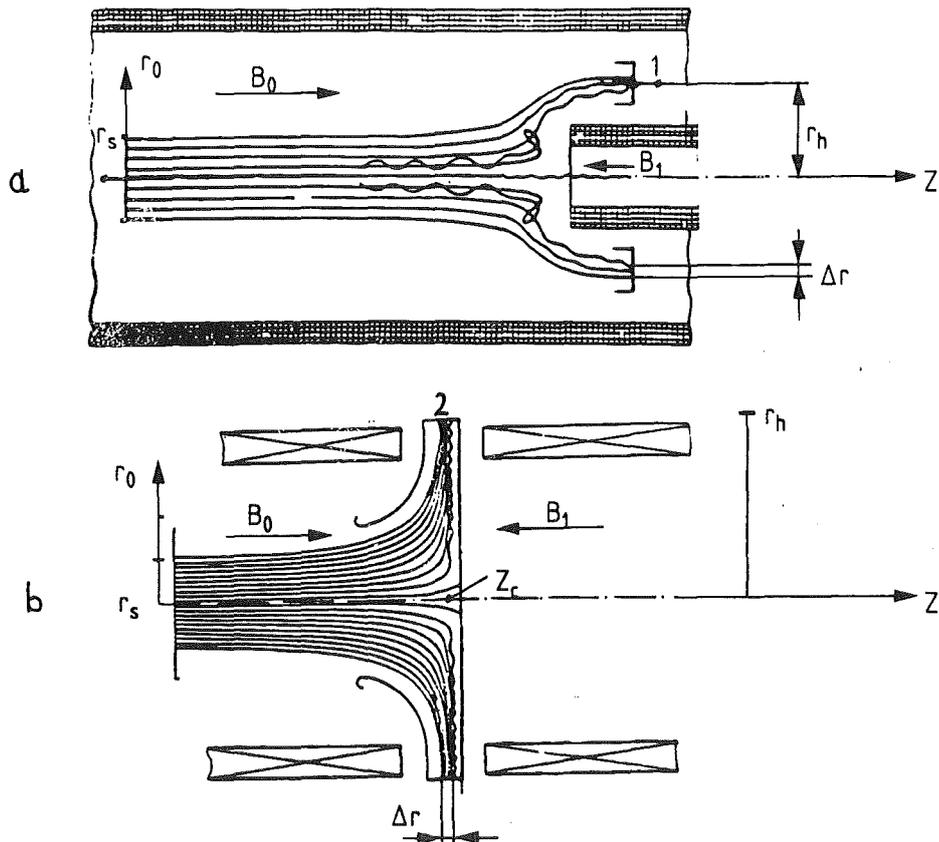


Abbildung 15:

Ein schlauchförmiger Strahl und ein Strahl mit ausschließlich radialer Stromdichte (nach [83]). Durch die Aufstellung eines Kollektors in Position 1 oder 2 profitiert man von der erhöhten maximalen Perveanz des umgeformten Strahls im Vergleich zum vollen Strahl.

Das gleiche Argument gilt, wenn man wie in Abbildung 15 skizziert den Strahl weiter aufstret und auf einen ringförmigen Kollektor lenkt. Der Radius des Kollektors übernimmt in Gleichung (86) die Rolle der Hohlstrahldicke r_h .

Die Strahlformung kann mit Hilfe von Magneten geschehen, die vor bzw. hinter dem Kollektor anzuordnen sind [83]. Die Felder der Hilfsmagnete (B_1) sind dem strahlführenden Hauptfeld (B_0) entgegen gerichtet. Sie erzeugen einen negativen Gradienten dB_z/dz , der so einzustellen ist, daß der Verlauf der Feldlinien der angestrebten Strahlform entspricht und parallel zur elektrischen Feldrichtung verläuft. Experimentell wurden auf diese Weise Perveanzen von mehreren hundert μPerv erzielt [50,84]. Veranlaßt durch diese Resultate wurden im Vorfeld der Kollektorentwicklung für LEAR und COSY Studien zur Umformung eines zylindrischen Elektronenstrahls von 2,5 cm Durchmesser zu einem radialen Strahl ($r_h = 22$ cm) durchgeführt. In Simulationsrechnungen wurde die Anwendbarkeit einer einfachen Anordnung wie in Abbildung 15b für einen kompakten Elektronenkühler mit einem kleinen Strahlquerschnitt geprüft. Zur Berechnung der elektrischen Potentiale und der Elektronenbahnen wurde das Trajektorienprogramm SLAC226 [49] benutzt. Magnetfelddaten für die Eingabe in SLAC226 wurden mit dem Programm POISCR [85] erzeugt. Abbildung 16 zeigt oben den Verlauf der Feldlinien in einer Konfiguration mit einer Solenoidspule (1) und zwei Hilfsspulen (2, 3) in einer Weicheisenhülle.

In den Rechnungen mußte das Kollektorpotential, im Gegensatz zu den erwarteten einigen hundert Volt, etwa 6 kV betragen, damit der Elektronenstrahl die Kollektorfläche erreichte. Zusätzlich war eine Hilfselektrode notwendig, die den Strahl nach der Umformung auf 8 keV beschleunigt. Eine weitere, nadelförmige Elektrode - ähnlich wie im LEAR - Kollektor - erwies sich als notwendig, auch die Elektronen aus der Strahlmitte zum Kollektor zu lenken (Abbildung 16d). Ersetzte man diese durch eine flache Elektrode, so wurde die Strahlmitte in sich selbst reflektiert (Bild c). Eine Öffnung am hinteren Ende des Kollektors führte in den Simulationsrechnungen dazu, daß Elektronen in der Nähe der Magnetfeldachse den Kollektor durch diese Öffnung verlassen. Die Anpassung des Potentialverlaufs an die Magnetfeldlinien scheint nur mit einer relativ komplizierten Elektrodenanordnung möglich zu sein. Jede Abweichung einer Elektronenbahn von der Feldlinie, auf der sie mit verschwindendem Drehimpuls auf den Kollektor zu laufen, bedeutet jedoch in Einklang mit Buschs Theorem (vergl. Gleichung (58)) die Anregung einer Spiralbewegung um die Feldlinie. Dieser Effekt ist in Abbildung 16 deutlich zu erkennen. Die kinetische Energie, die als Rotationsenergie in dieser Bewegung aufgeht, fehlt dem Elektron, sobald es in einer Zone niedrigen Potentials abgebremst wird. Die Folge ist eine Umkehr der Translationsbewegung und damit die *Reflektion* des Elektrons. Dieses Phänomen ist zu unterscheiden von dem kollektiven Effekt der Strahlreflektion im Feld der Raumladung des Elektronenstrahls. In weiteren Simulationsrechnungen unter gleichen Bedingungen wie für die in Abbildung 16 dargestellten Fälle, jedoch mit kleineren Elektronenströmen und damit geringerem Einfluß der Raumladung, konnte daher auch keine wesentliche Verbesserung der Situation festgestellt werden.

Nach den Ergebnissen der Trajektorienrechnungen erschien das dargestellte Kollektorschema für die Anwendung im LEAR - Kühler als problematisch. Es blieb die Frage, warum eine ähnliche Anordnung im Experiment zu den zitierten guten Ergebnissen geführt hat. Die Ursache ist der wesentlich größere Strahldurchmesser in dem dort untersuchten Aufbau (10 cm (Abbildung 15) im Vergleich zu 2,5 cm) bei ähnlichen Kollektorabmessungen. Auf den kleinen Strahl sollte jedoch zur Verbesserung der Verluststromunterdrückung (siehe Abschnitt 6.2) für einen fortgeschrittenen LEAR - Kollektor nicht verzichtet werden. Die Probleme, die dadurch bei der Strahlumformung entstehen und die sich in den Simulationsrechnungen manifestiert haben, sind nach folgenden Betrachtungen einzusehen:

Wenn der Krümmungsradius einer Feldlinie entlang einer Trajektorie kleiner wird als die Zyklotronspirallänge des zugehörigen Elektrons, dann wird die Bedingung für eine adiabatische Ablenkung des Elektrons verletzt (siehe Abschnitt 3.2). In einem Magnetfeld wie in Abbildung 16a ist dies für Elektronen nahe der Magnetfeldachse unvermeidlich. Die Elektronen können den Feldlinien nicht mehr folgen oder sie verlieren einen erheblichen Teil ihrer Translationsenergie an den Rotationsfrei-

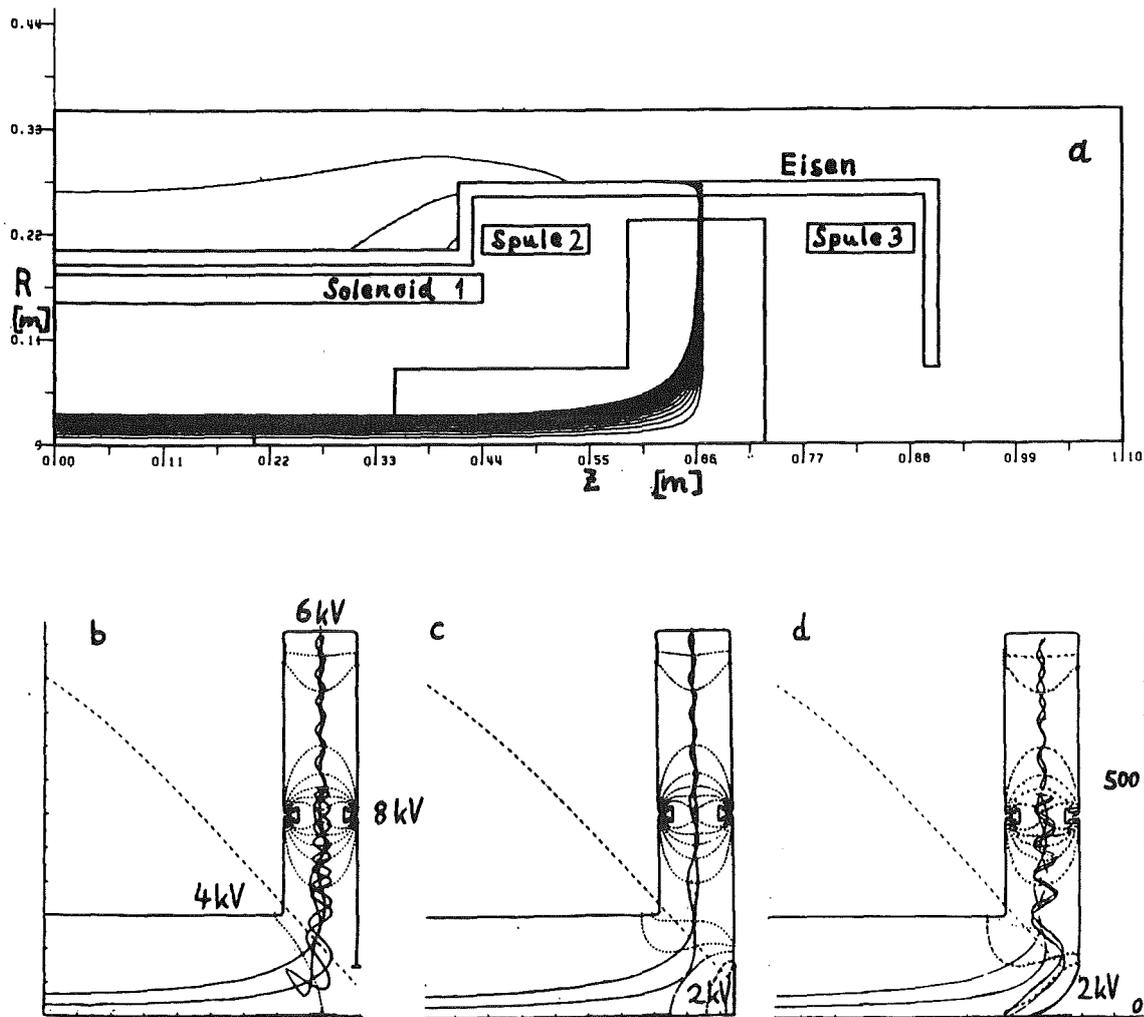


Abbildung 16:

Eine Spulenanordnung zur Umformung eines zylindrischen Strahls in eine scheibenförmige Stromverteilung und der Verlauf von Elektronenbahnen in diesem Feld. Im oberen Bild ist der Verlauf der Feldlinien nach den Ergebnissen von Rechnungen mit dem Programm POISCR aufgezeichnet. Das Feld B_0 beträgt 80 mT. Die Spule 3 erzeugt ein Gegenfeld bzw. einen Nulldurchgang der longitudinalen Feldkomponente. Unten sind typische Elektronentrajektorien eines Strahls von 4 A bei einer Startenergie ($E_e(z=0)$) von 2 kV für verschiedene elektrische Potentialverteilungen zu sehen. Gestrichelt eingezeichnet sind das axiale Magnetfeld ($B_z(z)$) und Equipotentiallinien, welche den Verlauf des elektrischen Feldes verdeutlichen.

heitsgrad. Die Bedeutung dieses Effekts für die Effizienz eines Kollektors läßt sich quantitativ beurteilen, wenn man einen konstanten Feldgradienten ansetzt:

$$\frac{dB_z}{dz} = 2gB_0 \quad (87)$$

(2 g ist der auf das Magnetfeld $B_0(z=0)$ normierte Feldgradient). Die Liniengleichung für ein zylindersymmetrisches Feld lautet dann [83]:

$$r(z-z_c) = \frac{r_0}{\sqrt{2g|z-z_c|}} \quad (88)$$

(r und z sind hier die radiale bzw. die longitudinale Feldlinienkoordinate; $r_0 = r(z=0)$, $z_c = z(B=0)$).

In [83] sind auch Näherungen für das Minimum des Krümmungsradius (r_m) der Magnetfeldlinien und dem Ort $z^*(r_m) = (z-z_c)(r_m)$ angegeben:

$$r_m \cong \left(\frac{r_0^2}{g}\right)^{1/3}, \quad z^* \cong \left(\frac{r_0^2}{10g}\right)^{1/3}$$

Mit der Bedingung $r_m < \lambda_c$, die eine adiabatische Ablenkung ausschließt, ergeben die Gleichungen (87) und (88) eine Abschätzung für den Anteil des Strahls (I_r), der den Elektronenauffänger nicht erreichen wird:

$$\frac{I_r}{I} \geq \frac{r_0^2(r_m)}{r_s^2} = \frac{\lambda_c^3(B_0, v_z) \cdot g}{r_s^2} = 2,37 \times 10^{-15} \left[\frac{V^{3/2} s^3}{m^3} \right] \cdot \frac{\Phi^{3/2}(r, z) \cdot dB/dz}{B_0^4 r_s^2} \quad (89)$$

Für Parameter wie in Abbildung 16 ($e\Phi \approx 2$ keV, $B_0 = 80$ mT, Feldgradient = 1,0 T/m, $r_s = 1,27$ cm) werden danach mindestens 3% des Strahls nicht in der vorgesehenen Weise zum Kollektor gelenkt und aufgefangen.

Ein weiteres Problem kann in einer solchen Anordnung entstehen, weil sich bei adiabatischer Strahlablenkung die Stromdichte des Strahls ebenso erhöht wie die magnetische Flußdichte, in der der Strahl geführt wird (siehe Abbildung 16a):

$$B_h \cdot 2\pi r_h \Delta r = B_0 \cdot \pi r_0^2 \rightarrow \frac{j_h}{j_0} = \frac{r_s^2}{2 r_h \Delta r}$$

(B_h : Magnetfeldstärke an der Kollektoroberfläche, j_h : Stromdichte)

Um die Wärmeableitung von der Kollektorfläche zu erleichtern, sollte die Stromdichte dort kleiner sein als im zylindrischen Elektronenstrahl. Andererseits sollte nach Gleichung (86) das Verhältnis $\Delta r/r_h$ klein sein. Ein hoher Perveanzzuwachs nach Gleichung (86) ist deshalb bei einem wegen technischer Randbedingungen begrenzten Verhältnis r_h/r_s mit einer großen Leistungsdichte im Kollektor zu bezahlen.

In der bisherigen Argumentation wurde noch nicht berücksichtigt, daß Ionen im Elektronenstrahl die Raumladung teilweise oder vollständig kompensieren können. Daten aus Experimenten mit dem FERMILAB-Kollektor wurden damit interpretiert [56]. Der Ionisationsquerschnitt für Elektronen im Restgas liegt in der Größenordnung von 10^{-17} cm⁻² [58]. Die Ionen füllen die durch die Raumladung des Elektronenstrahls gebildete Potentialmulde auf. Gleichzeitig führt die Diffusion der Ionen zu einer der benachbarten Elektroden zur Verringerung der Ionenkonzentration. In der Bilanz kann eine Ionendichte n_i in der Größenordnung der Elektronendichte resultieren, wenn

- der Restgasdruck hoch genug ist,

- wenn der Ionenverlust geringer ist als die Ionenproduktion,
- und wenn die bei der Ionisation entstehenden freien Elektronen durch ein longitudinales elektrisches Feld abgesaugt werden.

Wo eine Raumladungskompensation erwünscht ist, sollte

- kein elektrisches Feld Ionen abziehen können ,und
- ein longitudinales Magnetfeld die radiale Beweglichkeit der Ionen im Strahl einschränken.

In einem kompensierten Elektronenstrahl ist der maximale Strom in einer gegebenen Geometrie demnach nicht mehr ausschließlich durch die Potentialverhältnisse festgelegt. Dennoch ist es sinnvoll, an der Strahlperveanz als einer Größe, die diesem Strom proportional ist, formal festzuhalten. Sie hängt dann zusätzlich ab vom *Kompensationskoeffizienten* ($i = n_i/n_e \leq 1$) wie

$$P_i = \frac{P}{1-i} .$$

Der FERMILAB – Kollektor ist in Abbildung 17 skizziert. Mit einem Strahl von 2A und 6 cm Durchmesser wurde in dessen Eingangszone bei einem Restgasdruck von etwa 1×10^{-8} Torr eine Perveanz $P_i \geq 88 \mu\text{Perv}$ gemessen. Die Lösung der Poissongleichung ohne Berücksichtigung der Ionenladung ergibt den eingezeichneten Bereich negativer kinetischer Energie.

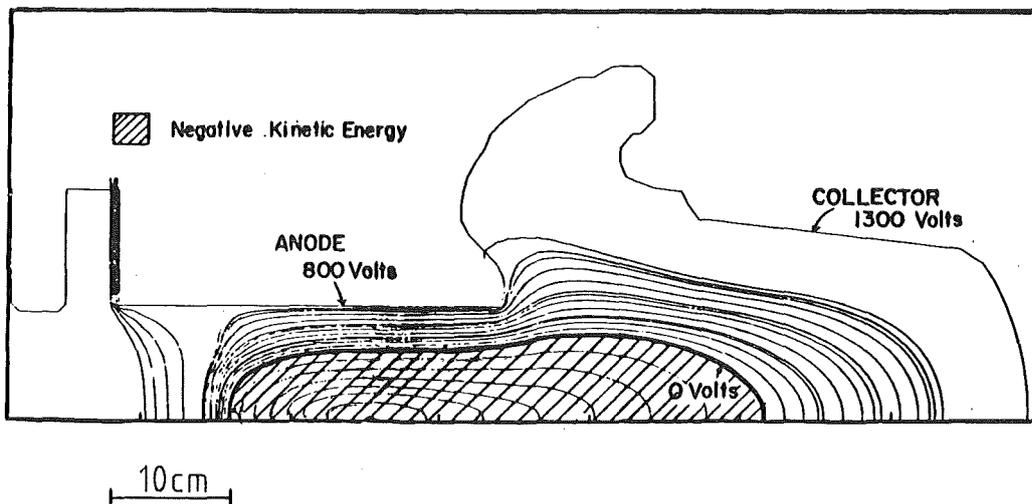


Abbildung 17: Die Potentialverteilung im FERMILAB – Kollektor (nach [56])

Betrachtet man den Strahl im Kollektoreingang als annähernd zylindrisch und von gleichförmiger Stromdichte, so erwartet man ohne Raumladungskompensation die Grenzperveanz $P_{zmax} = 32,4 \mu\text{Perv}$. Aus der gemessenen Perveanzerhöhung schließt man damit auf eine Raumladungskompensation von mindestens 63%.

6.3 Die Optimierung des Kollektorwirkungsgrads

Die veröffentlichten Daten bezüglich der Rückstreuung von Elektronen aus Festkörperoberflächen legen den Schluß nahe, daß eine effiziente Stromrückgewinnung durch die Beschichtung der Kollektorfläche mit Kohlenstoff sehr begünstigt wird. Verfahren dazu existieren [86] und haben bei der Steigerung des Kollektorwirkungsgrads in Hochleistungsrohren auf über 90% geholfen [87]. In der Elektronenkühlung werden jedoch Werte von besser als 99,99% angestrebt, und dies in einer UHV-Umgebung, wo sich die Anwesenheit größerer nichtmetallischer, poröser Oberflächen verbietet. Es müssen deshalb Methoden angewendet werden, die in ihrer Wirksamkeit über das in der Röhrentechnik Übliche weit hinaus gehen und die den Einsatz nicht UHV-tauglicher Materiale unnötig machen. Grundsätzlich muß man also mit Rückstreukoeffizienten von etwa 1 rechnen.

Zur Vereinfachung der Sprache werden im weiteren *alle* von der Kollektorfläche rückgestreuten Elektronen als Sekundärelektronen bezeichnet, im Gegensatz zu den *echten* niederenergetischen Sekundärelektronen aus dem Spektrum der Rückgestreuten (Abbildung 8).

Der Einschluß der Sekundärelektronen im Kollektor wird prinzipiell erreicht durch die Trennung der Kollektorfläche vom übrigen Vakuumsystem des Kühlers. Dies Trennung geschieht

- räumlich, durch eine möglichst kleine Kollektoröffnung, und zusätzlich
- elektromagnetisch, durch Felder, die für die rückdriftenden Elektronen abstoßend wirken.

Es wird zunächst der Einfluß der geometrischen Gestaltung des Kollektors auf den Wirkungsgrad betrachtet.

6.3.1 Die Kollektorgeometrie

In Abbildung 18 ist das Prinzip der geometrischen Falle erkennbar. Der Primärstrahl tritt durch eine kleine Öffnung (Durchmesser etwa $2 r_s$) und breitet sich mit einem Öffnungswinkel θ_{max} im Kollektorvolumen aus, bis er auf die Kollektorwand trifft und eine Fläche A bedeckt. Die von den Auftreffpunkten der Elektronen unter Winkeln δ gegen die Flächennormale emittierten Sekundärelektronen werden den Kollektor durch die Öffnung wieder verlassen, wenn sie in das Raumwinkelement $\Delta\Omega$ fallen. Dessen Größe hängt offenbar vom Abstand des Auftreffpunkts von der Eintrittsöffnung, vom jeweiligen Winkel θ und vom Querschnitt der Öffnung ab.

Für einen zylindrischen Kollektor (Abbildung 18) kann man den geometrischen Verlustquotienten ϵ_g abschätzen, wenn man folgende Voraussetzungen einführt:

1. Die Dichteverteilung des Primärstroms über die Kollektorfläche sei homogen,
2. die Eintrittsöffnung viel kleiner als die Dimensionen (Radius b, Länge l) des Kollektors, und

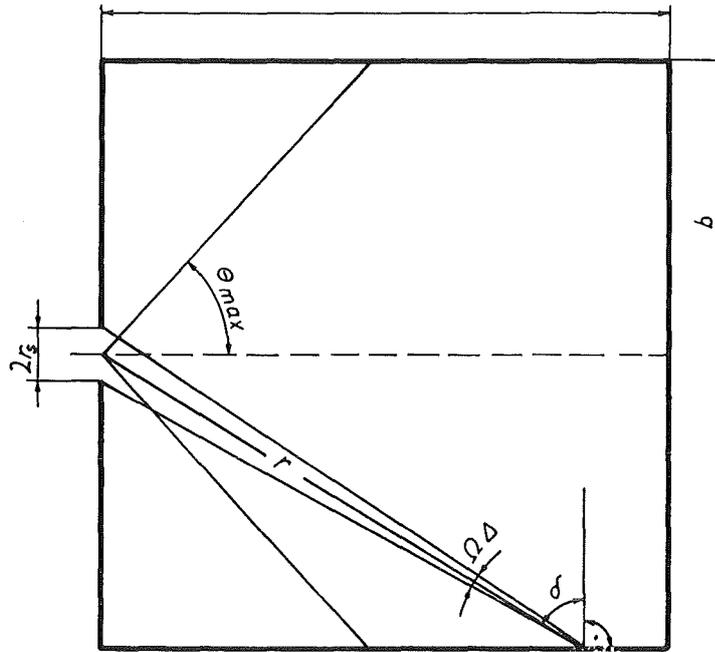


Abbildung 18: Die geometrischen Verhältnisse beim Elektroneneinfang in einem zylindrischen Kollektor

3. die Winkelverteilung der Sekundärelektronen gehorche einer Kosinusverteilung, so daß für die sekundäre Stromdichte gilt:

$$\frac{dj_{se}}{d\Omega} = \frac{\Sigma}{\pi} \cdot j \cdot \cos \delta .$$

(Σ ist der früher eingeführte Rückstreukoeffizient.)

Eine Näherungslösung für das Integral der Dichteverteilung über den Raumwinkel $\Omega(\theta)$ und über die Fläche, die der Elektronenstrahl bedeckt, findet sich in [83]. Für $b/l < 1$ erhält man

$$\varepsilon_g \sim \frac{\Sigma q_r^2}{\theta_{\max}^2} \cdot [F_\theta(\tan \theta_{\max}) + F_z(q_z)] . \quad (90)$$

mit den geometrischen Funktionen

$$F_z(q_z) = 2 \left[q_z^2 \int_0^{q_z} \theta \cos^4 \theta (1 + \tan^2 \theta)^{-1} d(\tan \theta) - \int_0^{q_z} \frac{\theta}{(1 + \tan^2 \theta)^3} \tan^3 \theta d(\tan \theta) \right]$$

$$F_\theta(\theta_{\max}) = 2 \int_0^{\tan \theta_{\max}} \frac{\theta}{(1 + \tan^2 \theta)^3} \tan^3 \theta d(\tan \theta) .$$

$$(q_z = b/l, q_r = r_s/b)$$

F_z und F_θ repräsentieren die Anteile des Sekundärstroms, die von der Kollektorrückwand beziehungsweise vom Zylindermantel ausgehen. Für θ_{\max} um 45° und $q_z \sim 0,5$ gilt

$$\varepsilon_g \sim 0,2 \cdot q_r^2 \Sigma \quad (91)$$

Die Anwendung dieser Näherung auf den LEAR – Kollektor ergibt für den Geometrieeffekt die Zahl $\varepsilon_g \approx 0,02$. Dagegen wäre durch ein um etwa 70% größeres Kollektorvolumen oder eine Verkleinerung des Öffnungsverhältnisses q_r von $1/3$ auf $1/4$ schon mit einer Verbesserung um mehr als eine Größenordnung zu rechnen. Die quadratische Abhängigkeit in q_r ist der Hauptgrund, weshalb der Strahl bis zum Kollektoreingang durch eine geeignete Fokussierung klein zu halten ist. Dahinter sollte er sich mit einem großen Öffnungswinkel ausbreiten. Damit kann über die θ_{\max} – Abhängigkeit eine weitere Verbesserung des geometrischen Wirkungsgrads erzielt werden.

6.3.2 Der elektromagnetische Einschluß der Sekundärelektronen

60% bis 90% der Intensität im Spektrum der Sekundärelektronen Abbildung 8 ist auf Energien unterhalb von ~ 50 eV verteilt. Diese *echten* Sekundärelektronen können nicht aus dem Kollektor austreten, wenn zwischen der Kollektoroberfläche und der Eintrittsöffnung mit Hilfe einer zusätzlichen **Kollektoranode** ein entsprechender Potentialanstieg erzeugt wird. Der Kollektoreingang ist dann der Ort des tiefsten Potentials über der Kathode und bildet einen trennenden Wall zwischen dem Kühlbereich und dem Kollektor. Diese Situation ist in Abbildung 19 dargestellt.

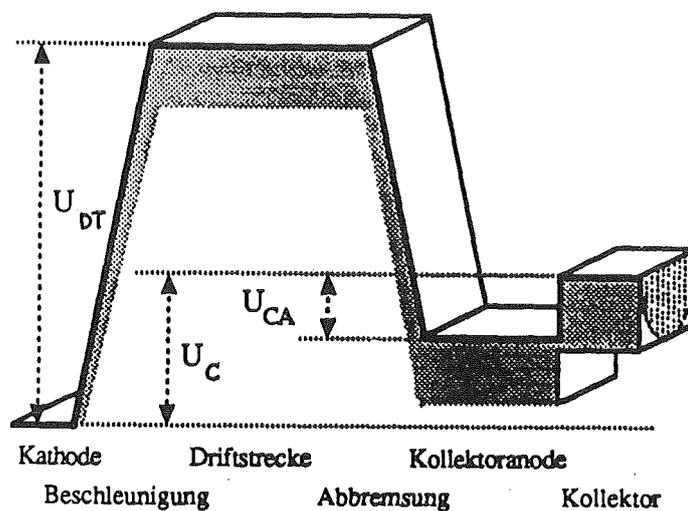


Abbildung 19: Der Potentialverlauf zwischen Kathode und Kollektor. Durch die Anordnung des niedrigsten Potentials im Kollektoreingang wird der Kollektor zu einer elektrischen Falle für einen Teil der Sekundärelektronen. Mit der Schraffur wird das raumladungsbedingte Potentialprofil im Inneren des Elektronenstrahls angedeutet. U_{DT} und U_C sind die Spannungen der Driftröhre bzw. des Kollektors gegen die Kathode. U_{CA} ist die negative Spannung der Kollektoranode gegen den Kollektor.

Mit einer tieferen Absenkung des Potentials setzt man eine Schwelle in das Spektrum der höherenergetischen rückdiffundierten Elektronen. Auf diese Weise wird der Anteil der Sekundärelektronen, die zum Verluststrom beitragen können, weiter vermindert. Man erreicht einen Unterdrückungsfaktor von etwa

$$\varepsilon_{est} < 0,2 \quad (92)$$

Einen Schnitt kann man auch in die (isotrope) Winkelverteilung der Sekundärelektronen bezüglich der Strahlachse setzen. Dazu ist zwischen der Kollektorfläche und der Eingangsöffnung ein positiver Magnetfeldgradient aufzubauen. Wenn die Änderung des Magnetfelds langsam geschieht im Vergleich zur Zyklotronperiode eines Sekundärelektrons der Transversalgeschwindigkeit v_{\perp} und wenn kein transversales elektrisches Feld herrscht, dann ist die Größe v_{\perp}^2 / B_z eine *adiabatische Invariante* [88]. Unter diesen Bedingungen wirkt der Kollektoreingang für ein Sekundärelektron wie ein magnetischer Spiegel, wenn der Winkel der Elektronengeschwindigkeit zur Feldachse ($\alpha = \arctan v_{\perp} / v_z$) auf der Kollektoroberfläche der Relation

$$\arcsin \alpha > \sqrt{\frac{B_C \cdot (\Phi_{CA} - \Phi_K)}{B_{CA} \cdot (\Phi_C - \Phi_K)}} \quad (93)$$

gehört. (Φ_K , Φ_C und Φ_{CA} sind die Potentiale der Kathode, des Kollektors und der Eingangsanode.)

Man erreicht damit eine weitere Verringerung des Verluststroms um einen Faktor

$$\varepsilon_m = \frac{\alpha}{\pi} \sim 0,1 \quad (94)$$

Der Magnetfeldgradient ist wegen der durch ihn verursachten Strahlausdehnung im Kollektoreingang zu begrenzen, da die Kollektoröffnung klein sein soll. Zudem sollte das Magnetfeld auf der Abbremsstrecke noch homogen sein. Um diese Forderungen bei dem Aufbau einer magnetischen Falle berücksichtigen zu können, ist in vielen Fällen eine Zusatzspule um den Kollektoreingang (Kollektoreingangsspule) nützlich. Ein schneller Feldabfall im Kollektor kann durch den Abschluß des Magnetfelds mit Hilfe von Eisenteilen hervorgerufen werden. Für den LEAR - Kollektor wurde auf diese Weise die Verbesserung des Wirkungsgrads um mehr als eine Größenordnung erreicht.

Zusammenfassend ist festzustellen, daß der Verluststrom, der seine hauptsächliche Ursache in der Rückstreuung aus dem Kollektor hat, offenbar durch die geeignete Gestaltung der Kollektorgeometrie nachhaltig verringert werden kann. Um sehr kleine Verlustquotienten von $\varepsilon = \varepsilon_g \cdot \varepsilon_{est} \cdot \varepsilon_m \sim 10^{-5}$ zu erhalten, kann zusätzlich der Potentialverlauf am Kollektoreingang so geformt werden, daß die meisten niederenergetischen Sekundärelektronen zurückgehalten werden. Ein magnetischer Spiegel am Kollektoreingang kann auch einen Teil der ohne Energieverlust reflektierten Elektronen herausfiltern.

ε_{est} ist bestimmt durch das Verhältnis zwischen Anodenspannung und Kollektorspannung (U_{CA} / U_C) und der Form des Sekundärelektronenspektrums. Andererseits ist die Tiefe des Anodenpotentials bezogen auf die Kathode begrenzt durch die Elektronendichte beziehungsweise durch die **Perveanz der Kollektoranode**. Da die Kollektoröffnung zur Erzielung hoher Kollektorwirkungsgrade klein sein sollte, sind der geometrischen Beeinflussung dieser Größe und damit auch der Kollektorperveanz ($\Phi_C > \Phi_{CA}$!) Grenzen gesetzt. Eine Kompensation der Raumladung durch den Einfang von Ionen im Bereich der Kollektoranode scheint möglich zu sein, doch bedeutet dies eine Auffüllung der Potentialmulde (siehe Abbildung 19, rechter Bildrand) und damit eine Öffnung des Kollektors auch für die Sekundärelektronen. Bei einer festen Anodenperveanz kann das Verhältnis von Anoden - und Kollektor-

torspannung nur erhöht werden, wenn man die Kollektorperveanz verringert. Hier wird deutlich, daß die beiden Qualitätsgrößen des Kollektors im allgemeinen nicht zusammen an ihre Grenzen geführt werden können. In Fällen, wo ein moderater Elektronenstrom (etwa $< 5 \text{ A}$) für die Elektronenkühlung ausreicht, ist der Aspekt der Strahlrückgewinnung mit höherer Priorität zu behandeln. Eine solche Entwicklung, die sich auf die bisher erarbeiteten Konzepte stützt, wird im nächsten Kapitel beschrieben.

Kapitel 7

Die Entwicklung eines fortgeschrittenen Elektronenkollektors für LEAR und COSY

Die im vorangegangenen Abschnitt beschriebenen Methoden zur Verminderung der Verlustleistung im Kollektor und zur Unterdrückung des Sekundärstroms, auch das geometrische Argument, wurden experimentell bisher nicht ausgeschöpft. So hat zwar die Umformung eines zylindrischen Elektronenstrahls in einen Hohlstrahl in den in Abschnitt 6.2 zitierten Experimenten schon zu hohen Strahlperveanzen geführt, nicht aber die adiabatische Aufstreuung des Strahls, die hinsichtlich der Effizienz der Stromrückgewinnung günstiger sein sollte. Die Wirksamkeit der elektrostatischen Abschirmung des Kollektoreingangs kann als erwiesen gelten. Jedoch ist bisher noch kein Versuch bekannt geworden, allein durch Manipulation der Strahlgeometrie und der *äußeren Felder* eine Verstärkung dieses Effekts zu erreichen.

Die Entstehung einer stabilen Ionenwolke im Kollektoreingang und die resultierende Kompensation der Strahlraumladung wurde in Abschnitt 6.1 als die Erklärung für eine Erhöhung der Perveanz am Eingang des FERMIAB-Kollektors gegeben. In ähnlichen Aufbauten andernorts [57,89] wurde diese Beobachtung jedoch nicht reproduziert. Ein Aufschluß über die Bedeutung der Raumladungskompensation für den Wirkungsgrad eines Kollektors wäre wünschenswert.

Alle Fragen, die die Leistungsfähigkeit des Kollektors betreffen, sind *unabhängig von der Strahlenergie* zu beantworten, die für die Kühlung benötigt wird. Sie werden nur durch die Eigenschaften des Strahls vor dem Kollektor bestimmt und können unter Vermeidung technischer Probleme bei niedrigen Energien untersucht werden. Da jedoch die zu entwickelnde Kollektorstruktur auch als Teil eines Elektronenkühlers eingesetzt werden soll, sind bestimmte Randbedingungen zu beachten, die in Abschnitt 1 dieses Kapitels zusammengestellt sind.

Bei der Entwicklung von Komponenten für Teilchenbeschleuniger ist der erste Schritt nach der Festlegung des Entwicklungsziels in der Regel die Simulation von Teilchenbahnen mit Hilfe numerischer Methoden. Entsprechende Computerprogramme beginnen mit der Unterteilung des Gebiets, das der Strahl voraussichtlich durchläuft, in regelmäßige Gittersegmente. Dann werden die Feldgleichungen in der Näherung finiter Abstände gelöst. Schließlich werden die Teilchentrajektorien mit den elektrischen Potentialen und Magnetfeldstärken an den Gitterpunkten berechnet. Wenn die Raumladung eines Strahls nicht zu vernachlässigen ist, werden in mehreren Schritten eine Potentialkarte, dann Trajektorien und eine mit der aus den Trajektorien berechneten Raumladung korrigierte neue Potentialkarte aufgestellt. Die Präzision der Rechnung hängt davon ab, wie klein die Gitterabstände im Vergleich zur Länge der Trajektorien sind, beziehungsweise wie lange im Vergleich zu seiner Laufzeit sich ein Teilchen innerhalb einer Gittermasche aufhält. Im Falle des Problems der Abbremsung von Elektronen vor und im Kollektor - möglicherweise bis zum Stillstand - impliziert die Forderung nach einer präzisen Berechnung eine sehr hohe Gitterfeinheit und große Rechnerkapazität. Für eine verschwindende Strahlgeschwindigkeit kann die Iteration nicht konvergieren. Ein solches Trajektorienprogramm als Hilfsmittel der Kollektorentwicklung ist deshalb im wesentlichen für die Gestaltung der Abbremsstrecke nützlich, wo der Strahl noch eine relativ hohe Geschwindigkeit hat. Grenzperveanzen lassen sich nicht voraussagen.

Auch Bahnen der Sekundärelektronen können nicht mit einem der zur Verfügung stehenden Trajektorienprogramme berechnet werden. Zur Beantwortung der interessanten Frage nach der Wahrscheinlichkeit für das Entkommen von Elektronen aus dem Kollektor wäre ein Monte – Carlo – Code zu erstellen. Ein solches Programm müßte für beispielsweise hundert Testteilchen hundert Trajektorieniterationen des oben beschriebenen Typs mit unterschiedlichen Anfangsbedingungen enthalten und entsprechenden Rechenaufwand erfordern. Für Voraussagen, deren Zuverlässigkeit über die in Kapitel 6 gegebenen Abschätzungen wesentlich hinausgeht, sollte zudem der Zustand der Kollektoroberfläche und die Winkelverteilung der Sekundärelektronen genauer berücksichtigt werden können. Auch der mögliche Einfluß des Restgasdrucks auf die Eigenschaften des Kollektors dürfte nicht vernachlässigt werden.

Da ein solches Programm noch nicht existiert und vor allem wegen der wenig bekannten Oberflächeneigenschaften auch nicht einfach zu erstellen ist, geht man bei der Kollektorentwicklung in folgenden Schritten vor:

- Man legt anhand der vorgegebenen Randbedingungen die Entwicklungsziele (Kollektorwirkungsgrad, Leistungskoeffizient) und ihre Rangordnung fest;
- danach ergeben sich nach den in Kapitel 6 gegebenen Konzepten Regeln für die Gestaltung von Kollektoreingang und Kollektor. Diese werden bei Beachtung der Randbedingungen in einen Entwurf umgesetzt. Schließlich folgt der
- Aufbau des Kollektors in einem Teststand. Mit einem Teststrahl, der mit dem Elektronenstrahl in einem Kühler vergleichbar ist, werden die Eigenschaften des Kollektors gemessen und optimiert.

7.1 Das Entwicklungsziel – Randbedingungen und Prioritäten

Man geht davon aus, daß der Strahl, der auf den Kollektor zuläuft, die Form und Größe des kühlenden Elektronenstrahls hat. Für die Öffnung der Abbremsstrecke und des Kollektors ist also ein Wert einzusetzen, der etwa dem maximalen Durchmesser des Ionenstrahls auf der Kühlstrecke ($\varepsilon \cdot \beta_{\max}^*(s_c)$) entspricht. Aus einer geforderten Ruhesystem – Elektronendichte von etwa $1 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$, der maximalen Strahlgeschwindigkeit (β_{\max}) und dem Anteil η , den die Kühlstrecke im Speicherring einnimmt, erhält man mit Gleichung (72) den erforderlichen Strahlstrom. In Tabelle 4 sind die so berechneten Zahlen für LEAR – und COSY – Parameter aufgeführt.

Für die eingesetzte Elektronendichte sind enorme Stromstärken vermeidbar, wenn man die Strahlausdehnung auf einen Durchmesser von etwa 2,5 cm begrenzt. Für die Kollektorauslegung zieht man daraus die Konsequenz, daß keine sehr hohe Kollektorperveanz P_c angestrebt werden muß und man sich in erster Linie der Minimierung des Verlustquotienten zuwenden kann. Der Kollektor ist dann so auszulegen, daß thermische Leistungen im Bereich von 20 kW ($I^{5/3} \cdot P_c^{-2/3}$) noch abgeführt werden können.

Weitere Vorgaben sind allgemeiner technischer Natur, können jedoch einen wichtigen Einfluß auf den Entwurf des Kollektors haben. So ist es für die Betriebssicherheit des Kühlers vorteilhaft, wenn dort, wo hohe Spannungen isoliert werden müssen, viel Platz zur Verfügung steht. Der Kollektor sollte deshalb außerhalb der Hauptmagnete angeordnet sein. Diese Forderung beeinflusst wiederum die Gestalt des Magnetfelds vor dem Kollektoreingang. Sie bietet jedoch auch die Möglichkeit zur Verbesserung des Wirkungsgrads, wenn man einen Teil des zur Verfügung stehenden Raumes der Vergrößerung des Kollektorzvolumens widmet.

Tabelle 4: Elektronenstrahlparameter in LEAR (100 keV – Kühlung) und COSY.

Die Größe $(\varepsilon\beta^*)_{\max}(s_0)$ zur Berechnung des Ionenstrahlradius r_i in LEAR wurde Referenz [19] entnommen. Die entsprechenden Werte für COSY stammen aus [31] und [52]. In den letzten Spalten sind die β^* – Funktionen und die Emittanzen eingetragen, für die der Ionenstrahl noch einen kleineren Querschnitt hat als ein Elektronenstrahl mit dem Radius r_s .

	η [%]	r_i [mm]	r_s [mm]	β	I [A]	$\varepsilon(r_s)$ [π mm mrad]	$(\beta^*$ [m])
LEAR	1,9	8,9	12,7	0,55	2,10	32	(5)
COSY	1,1	6,2	"	0,29	1,46	20	(8)
"	"	"	"	0,55	3,63	"	"
"	"	"	"	0,65	5,18	"	"

7.2 Entwurf und Konstruktion des Kollektors

Wenn die Elektronen vor dem Kollektor so abgebremst werden, daß wellenförmige Verformungen des Strahlrands weitgehend vermieden werden, dann muß die Kollektoröffnung nur um einen kleinen Sicherheitsabstand größer sein als der Strahlquerschnitt auf der Kühlstrecke. Das in Abschnitt 6.1.1 vorgeschlagene Konzept der resonanten Abbremsung wurde in Trajektorienrechnungen überprüft. Es wurde eine Anordnung mit einer Elektronenkanone und einer dazu spiegelsymmetrischen Abbremsstrecke untersucht. Die Rechnungen ergaben erwartungsgemäß eine Abbremsung ohne transversale Aufheizung und eine annähernd identische Reflektion des Strahls in sich selbst von der virtuellen Kathode zurück zu ihrem reellen Spiegelbild in der Kanone. Für die Konstruktion der Abbremsstrecke bot sich daraufhin die Herstellung einer zweiten, identischen Beschleunigungsoptik an.

Zur Unterdrückung des Sekundärstroms sollte der Elektronenstrahl vor dem Kollektor durch eine Zone möglichst kleiner kinetischer Energie geführt werden. Die Abbremsstrecke wird deshalb fortgesetzt in eine *Kollektoranode*. Die der Kanone zugewandte Seite der Kollektoranode definiert die für den Wirkungsgrad des Kollektors maßgebliche Kollektoröffnung.

Nach den Überlegungen zur Strahlperveanz in Kapitel 6 sollte der Strahl dort, wo seine kinetische Energie sehr klein ist, Raum zur Ausbreitung haben. Für die Kollektoranode wurde daher die Form eines Horns gewählt, das sich zum Kollektorinneren hin öffnet. In weiteren Simulationsrechnungen zeigte sich, daß die Abbremscharakteristik durch die Ausstattung des Kollektorhorns mit einer dem Pierceschild in der Kanone nachempfundenen Blende verbessert werden kann. Abbildung 20 zeigt Elektronentrajektorien für identische Potentialsätze und Magnetfelder, die diesen Effekt belegen.

Der Kollektorkörper selbst hat zur Ermöglichung eines hohen Wirkungsgrads neben seiner Größe keine besondere Eigenschaft aufzuweisen. Wie man in der Konstruktionszeichnung (Abbildung 21) erkennt, handelt es sich um eine Trommel von 40 cm Tiefe und Durchmesser, die auf der strahlabgewandten und – zugewandten Seite Flanschöffnungen der Weite 150 mm hat. Als Materialien wurden die UHV – kompatiblen Stahlsorten AISI 304 L und AISI 316 L + N gewählt. Auf der zylindrischen Wand und in der Rückwand sind Kühlschlangen aus Kupfer aufgelötet. Zur Durchführung von Hochspannungsleitungen und für Diagnosezwecke im Testbetrieb ist die Wandung mit einer Reihe von Kleinflanschanschlüssen versehen, die vor der Installation an einen Elektronenkühler zum größten Teil entfernt werden könnten. Vor der hinteren Flanschöffnung, die zum Anschluß eines Pumpstutzens dient, ist auf einer Keramikhalterung ein Gitter angebracht. Es soll die Ausbreitung des Elektronen-

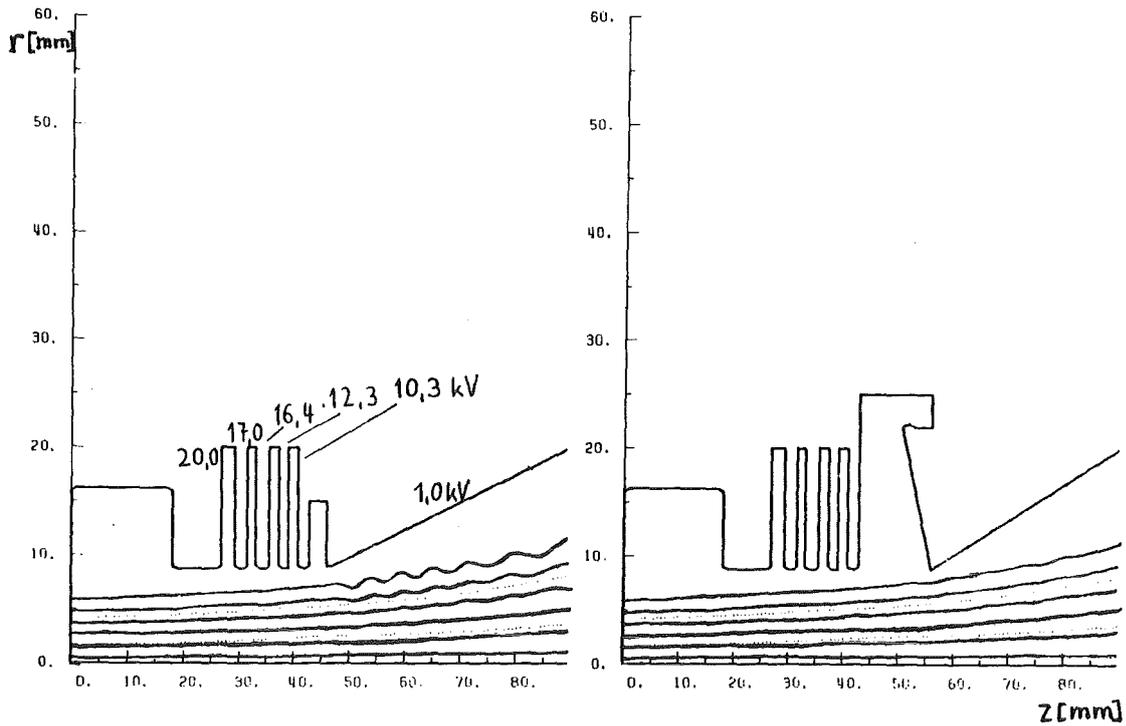


Abbildung 20: Ergebnisse von Trajektorienrechnungen zu Gestaltung der Kollektoranode. Die Formung der Anodenöffnung als ein Spiegelbild der Piercelektrode mildert die Verformung des Strahlrands. In den gezeigten Fällen ist die Anfangsenergie des Strahls 20 keV und das Magnetfeld 80 mT.

strahl aus der Kollektortrommel heraus durch ein abstoßendes elektrisches Feld unterbinden. Mit Hilfe dieses *Kollektorgitters* kann auch die Verteilung des Stroms und damit die Verteilung der Leistung, welche als Wärme abzuführen ist, beeinflusst werden (siehe dazu Messungen in Abschnitt 7.6).

Die vorgesehene Position des Kollektors ist im Streufeld hinter dem Ende des *Kollektorsolenoids*. Diese Spule bildet den Abschluß der Serie von Strahlführungsmagneten, die zu jedem Elektronenkühler gehören. Zur Justierung des magnetischen Flusses durch die Kollektoranode wurde bei der Konstruktion der Eingangszone Raum für eine Hilfsspule gelassen, die auf dem Eingangsflansch zu lagern ist. Ebenso wurde Platz für eine Weicheisenplatte zur Rückführung des magnetischen Flusses des Solenoids vorgesehen.

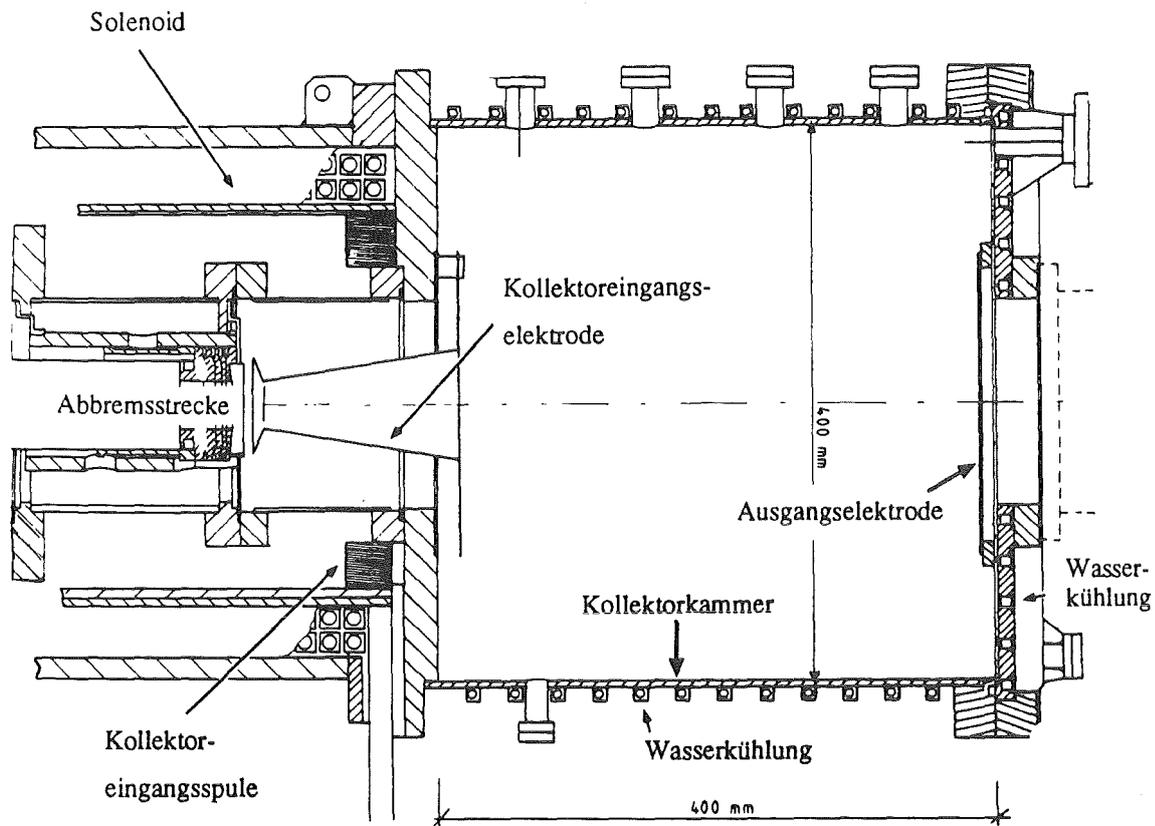


Abbildung 21: Die Konstruktionszeichnung des fortgeschrittenen Elektronenkollektors für LEAR und COSY

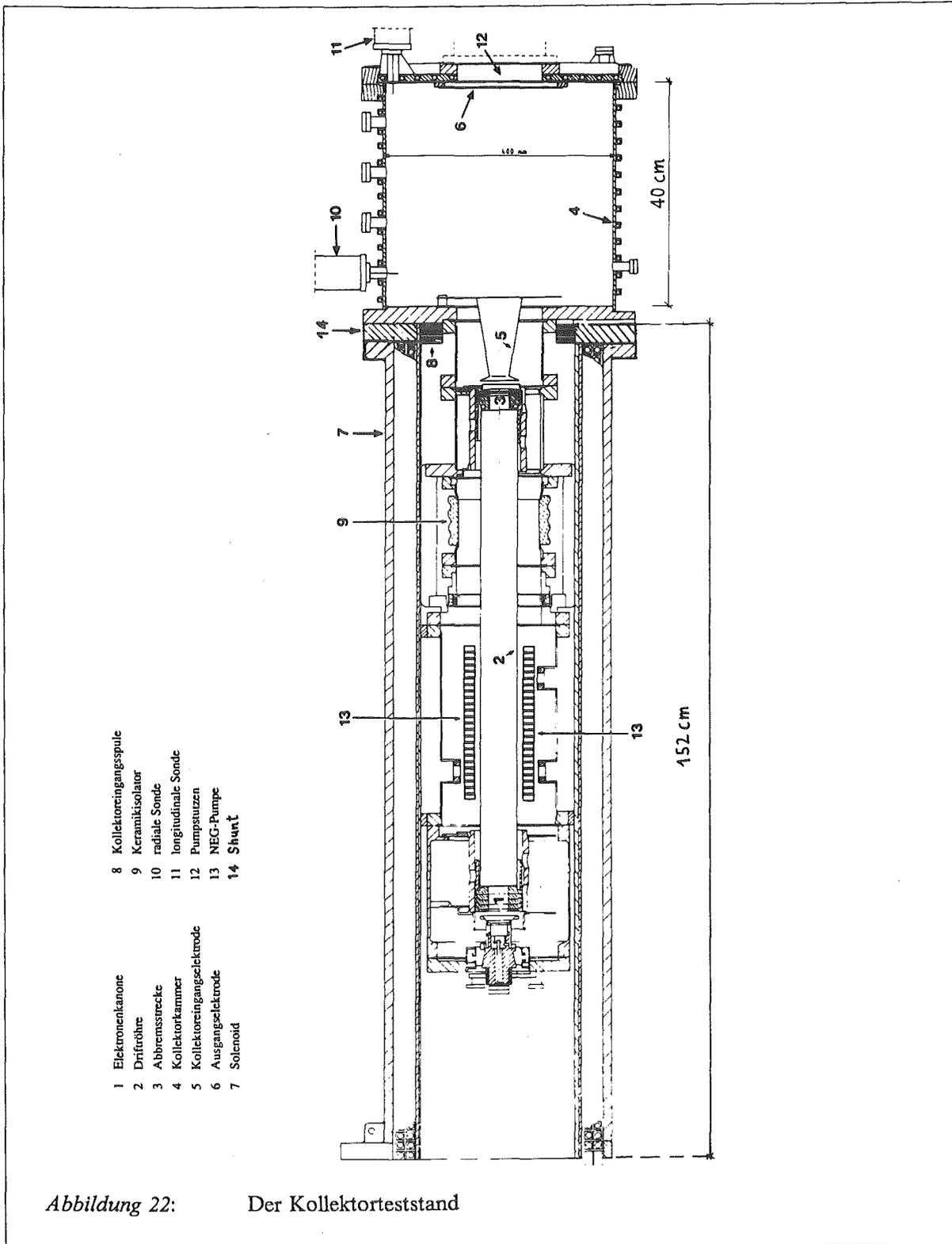
7.3 Der Kollektor – Teststand

7.3.1 Der mechanische Aufbau

In Abbildung 22 ist ein Längsschnitt durch den Kollektorteststand zu sehen. Er enthält

- eine Bariumoxid – Dispenserkathode [42] als Elektronenquelle (1)
- eine der LEAR – Elektronenkanone entsprechende Beschleunigungsoptik,
- ein etwa 1 m langes Driftrohr (2) und
- den entsprechend den in Kapitel 6 dargestellten Konzepten entworfenen Testkollektor mit Abbremsstrecke (3).

Mechanisch unterteilt sich der Aufbau in drei Gruppen:



- der Solenoidmagnet (7) und Hilfsspulen für die Strahlführung bis zum Kollektoreingang,
- der Vakuumtank von der Kanone bis zu Kollektor, und

- eine Pumpgruppe hinter dem Kollektor (in Abbildung 22 nicht eingezeichnet)

Die beiden ersten Baugruppen sind waagrecht auf einem Tisch angeordnet. Der Vakuumentank ist unter dem Kollektor gelagert und im eisenumhüllten Solenoidmagneten zentriert. Dieser ist zusammen mit Dipolspulen, durch die die Strahlrichtung nötigenfalls korrigiert werden kann, auf Rollen verschiebbar. Für Arbeiten am Vakuumsystem kann das Solenoid leicht vom Kollektor entfernt werden. Vor dem Kollektor befinden sich der magnetische Abschluß und die Kollektoreingangsspule, die die longitudinale Feldkomponente lokal um bis zu 20 mT verstärken kann.

Etwa 50 cm hinter dem Kollektor ist ein Glasfenster eingebaut, durch das man pyrometrisch die Temperatur der Kathode messen kann (siehe Abschnitt 7.4.1). Alle anderen Bauteile im Vakuum sind in den Spezialstählen AISI 304 L und 316 L+N gemäß den für den Antiprotonen-Akkumulator (AA) und für LEAR herausgegebenen Spezifikationen [67], in Kupfer, Titan oder Keramik ausgeführt. Damit sind die Ausheizung bei 300°C und das Erreichen von Ausgasraten unter 10^{-12} Torr·l/(s·cm²) möglich. Zusätzlich zu der Pumpgruppe hinter dem Kollektor - bestehend aus Ionengetterpumpe, Turbomolekularpumpe und Vorpumpe - sind im Driftbereich NEG-Pumpmodule angeordnet, wie sie auch im LEAR-Kühler verwendet werden.

Wegen des Solenoidfelds ist die Verwendung von Ionisationsmeßröhren im Driftbereich des Elektronenstrahls nicht möglich. Deshalb konnten Druckmessungen zwischen Elektronenkanone und Kollektor während des Testbetriebs nicht durchgeführt werden. Auf die Erzeugung und Überwachung des Vakuums im Teststand wird in Abschnitt 7.4.2 eingegangen.

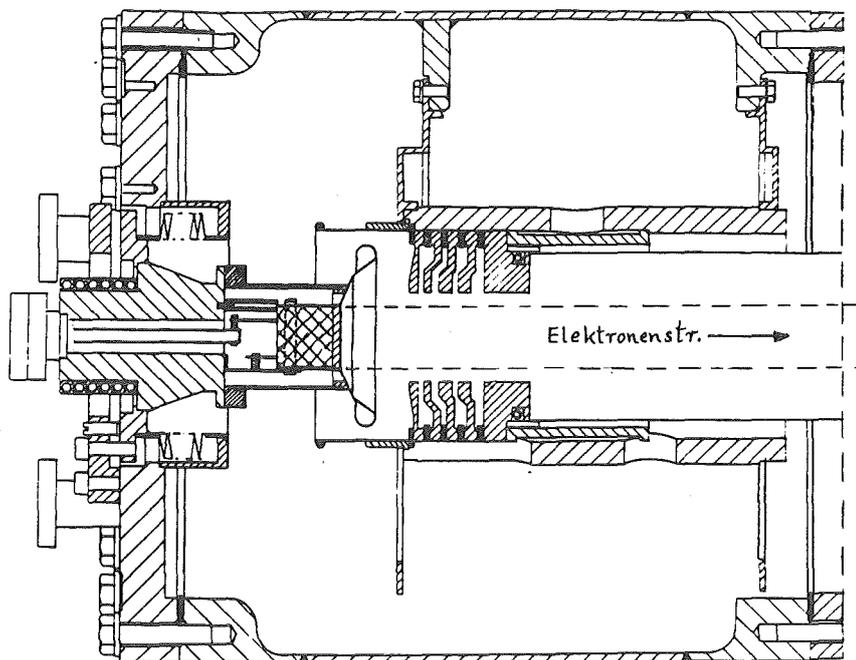


Abbildung 23: Die Elektronenkanone im Kollektorteststand

Abbildung 23 zeigt eine Schnittzeichnung der Elektronenkanone mit Pierceelektrode und kurzer Beschleunigungsstrecke. Die Kathode und der Pierceschild befinden sich gemeinsam auf einem mit

Hilfe eines kurzen Membranbalgens um drei Achsen justierbaren Kupfersockel. Durch eine Keramikdurchführung wird die Kathode mit Heizstrom (Wechselspannung) versorgt. Die Betriebstemperatur beträgt etwa 1050°C. Die Umgebung der Kathode, namentlich die Pierceelektrode und die Heizungsdurchführung müssen gekühlt werden, um eine temperaturbedingte Verformung und Dejustierung bzw. eine Überhitzung der Keramikdurchführung zu verhindern. Auch die Emission von nicht fokussierbaren Elektronen außerhalb der Kathodenoberfläche wird durch die Kühlung unterdrückt. Andererseits ist die Leistung in der Kathodenheizung zu begrenzen, damit der Heizdraht nicht zerstört wird, bevor die Betriebstemperatur an der Kathodenoberfläche erreicht wird. Die Pierceelektrode ist deshalb in gutem Wärmekontakt mit dem wassergekühlten Kupfersockel verbunden, wohingegen für die Kathode eine einfache Einspannhalterung mit geringem Wärmeleitwert konstruiert worden ist.

Der Durchmesser der Kathode (25,4 mm (1')) ist um den Faktor 2 kleiner als im LEAR – Elektronenkühler. Um den gleichen Faktor kürzer sind der Abstand zwischen Kathode und erster Beschleunigungsanode und die Abstände zwischen den einzelnen Anoden. Es handelt sich hier also um die Umsetzung des in Kapitel 5 dargestellten Entwurfs einer Elektronenkanone mit erhöhter Stromdichte. Die Wahl dieser Konstruktion hat für die Anwendung im Kollektorteststand günstige Konsequenzen: Die experimentell optimierten Fokussierungsparameter der LEAR – Elektronenkanone lassen sich direkt auf die Testkanone übertragen. Stellt man das Magnetfeld in der Beschleunigungsregion auf das Doppelte des für eine bestimmte Strahlenergie gefundenen Wertes ein (wegen der halbierten Länge der Beschleunigungsstrecke), dann ist in der Driftregion ein kalter Elektronenstrahl zu erwarten. Zudem hat die Elektronenkanone im Teststand eine mit der Kanone des LEAR – Kühlers identische Perveanz. Bei raumladungslimitiertem Betrieb der Kathode läßt sich deshalb an der gemessenen Perveanz des Teststrahls jederzeit erkennen, ob der Elektronenstrom durch andere Einflüsse begrenzt wird, zum Beispiel durch eine zu geringe Kathodentemperatur, Vergiftung der Kathode oder Abschirmung des Beschleunigungsfelds durch vom Kollektor reflektierte Elektronen.

Zur Messung der Elektronenverteilung im Kollektor sind zwei um 20 cm verschiebbare Stromsonden in den in Abbildung 22 eingezeichneten Positionen eingebaut. Damit kann man die Stromdichte in Abhängigkeit vom Ort entlang der zylindrischen Kollektorwand messen und Aufschluß über die Größe und Struktur des Strahls unmittelbar hinter dem Kollektoreingang erhalten. Die mit diesen Sonden erreichbare Ortsauflösung beträgt ± 5 mm.

7.3.2 Elektrische Beschaltung und Kontrollsystem

Am Kollektorteststand wurde ein neues Konzept [90] für die Hochspannungsversorgung des Elektronenstrahls angewendet und erprobt (Abbildung 24).

Im Gegensatz zur herkömmlichen Beschaltung von Elektronenkühlern werden die Kathode und der Kollektor auf Erdpotential beziehungsweise auf der nur wenige kV darüber liegenden Kollektorspannung gehalten. Die Beschleunigungsspannung liegt an der Driftelektrode. Der Aufbau von Elektronenkühlern würde sich nach diesem Schema erheblich vereinfachen. Der Faradaykäfig, von dem aus bisher der Kollektor zu versorgen und zu steuern ist, wird überflüssig. Die Beschleunigungshochspannung muß nicht mehr unter beengten Platzverhältnissen im Kanonensolenoid zugeführt werden. Wie im hier besprochenen Teststand kann als Kollektoroberfläche ein Teil der Vakuumschleife benutzt werden, wobei nur die niedrige Kollektorspannung gegen das übrige Vakuumsystem zu isolieren ist (Keramikkondensator (9) in Abbildung 22).

Für einen Kollektorteststrahl ist die Welligkeit der Beschleunigungsspannung unwesentlich. Daraus ergibt sich eine weitere Vereinfachung des Aufbaus: Der Kollektor kann geerdet und der Strahlstrom über ein negatives Kathodenpotential geleitet werden. Damit bleiben auch die Stromsonden am Kollektor auf Erdpotential und während des Strahlbetriebs manipulierbar. Im Teststand erhält demnach die im Sinne ihrer Funktion stets als *Kollektorversorgung* bezeichnete Stromversorgung eine nega-

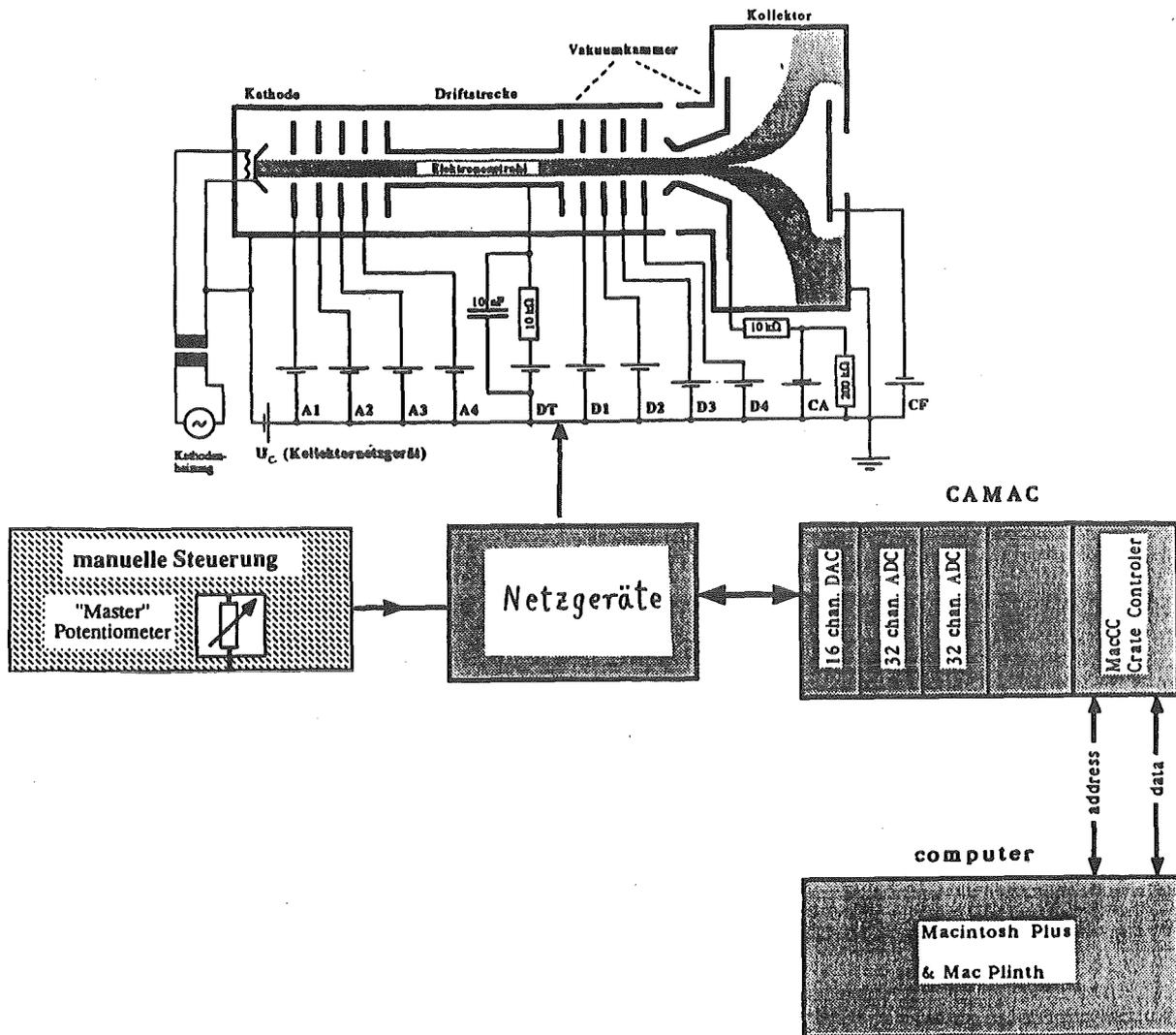


Abbildung 24: Die Beschaltung und Steuerung des Teststands

tive Spannung von bis zu 2 kV zwischen der Kathode und dem Erdpotential. Das verwendete Netzgerät begrenzt den Elektronenstrom auf maximal 1,5 A. Die Strahlenergie ist durch die Ausgangsspannungen der Netzgeräte A1 – A4 auf 20 keV limitiert, wenn die in den ICE – Experimenten gefundene Skalierung der Beschleunigungspotentiale eingehalten wird. Bei freier Einstellung der Beschleunigungsstrecke ist die Obergrenze durch die Driftröhrenversorgung (DT) bei $30 \text{ keV} + U_C$ gegeben. Schnelle Entladungen über das Versorgungsnetzgerät der Driftelektrode sollten durch die beigeschaltete Kapazität vermieden werden. Die Aufladung der Kollektoranode (CA) durch streifende Primärelektronen oder durch Sekundärelektronen führt in der Regel zum Zusammenbruch des Strahls. Deshalb wird der Strom von CA über einen Widerstand abgeleitet, der das zugehörige Versorgungsgerät nur wenig belastet.

Die Heizung der Kathode wird über einen Isolationstransformator mit Wechselstrom gespeist, während alle Hochspannungs – Netzgeräte auf Erdpotential jederzeit direkt zugreifbar sind. Im Meßbetrieb werden die Hochspannungen und das Hauptmagnetfeld über den Bildschirm eines Microcomputers (MacIntosh Plus mit CAMAC – Schnittstelle MacPlinth, [91]) gesteuert. Zusätzlich besteht die Möglichkeit eines computerunabhängigen Betriebs. In beiden Fällen kann eine feste Skalierung der

Potentiale (A1 – A4, DT, D1 – D4) und des Hauptmagnetfelds mit der Energie des Elektronenstrahls eingestellt werden. Von der Skalierung ausgenommen sind die Kollektorspannung, die Spannungen von Kollektoranode und Kollektorgitter und die Ströme in den Korrektur – und Zusatzspulen. Ausgelesen werden einmal pro Sekunde

- die in den Netzgeräten über Meßverstärker gemessenen Spannungen,
- die Ströme der einzelnen Elektroden und des Kollektors,
- der Solenoidstrom, und
- zusätzliche Meßgrößen wie Vakuumdruck oder Ströme in den Hilfsspulen.

Sekundäre Meßgrößen wie die Kanonenperveanz, die Kollektorperveanz, der Gesamtverluststrom und der Verlustquotient werden berechnet und erscheinen mit den direkten Meßgrößen auf einer übersichtlichen Kontroll – Schrifttafel.

Das Steuerungs – und Kontrollsystem, das hier nur skizziert wurde, ist an anderer Stelle im einzelnen beschrieben [92]. Für dessen Entwicklung und Betrieb wurde ein Rechner aus der Großserienproduktion benutzt. Das zugehörige Betriebssystem erwies sich wegen seiner Vollständigkeit als vorteilhaft.

7.4 Die Inbetriebnahme des Teststands

7.4.1 Die Erzeugung des Elektronenstrahls

Durch Heizen der Kathode und Anlegen von Potentialen wie in der LEAR – Kanone wurde ein Elektronenstrahl aus der Kathode extrahiert und im Kollektor gemessen. Abbildung 25 zeigt die Abhängigkeit der Kathodentemperatur (mit einem Pyrometer gemessen anhand der Farbe der Kathodenoberfläche) und des Elektronenstroms vom Heizstrom.

Die Belastungsgrenze einer Kathodenheizung der hier verwendeten Bauart liegt bei etwa 20 A; die einfache Kathodhalterung erwies sich damit als ausreichend hinsichtlich der Wärmeisolation gegen den wassergekühlten Kanonendeckel.

Es gelang auch, die Elektronenkanone mit höheren Perveanzen zu betreiben. Solche Betriebsarten sind von Interesse für die Elektronenkühlung von (Anti)protonen bei Energien unterhalb 1 MeV [93]. In Tabelle 5 sind die zugehörigen Potentiale der Beschleunigungselektroden im Verhältnis zum Driftpotential zusammengestellt.

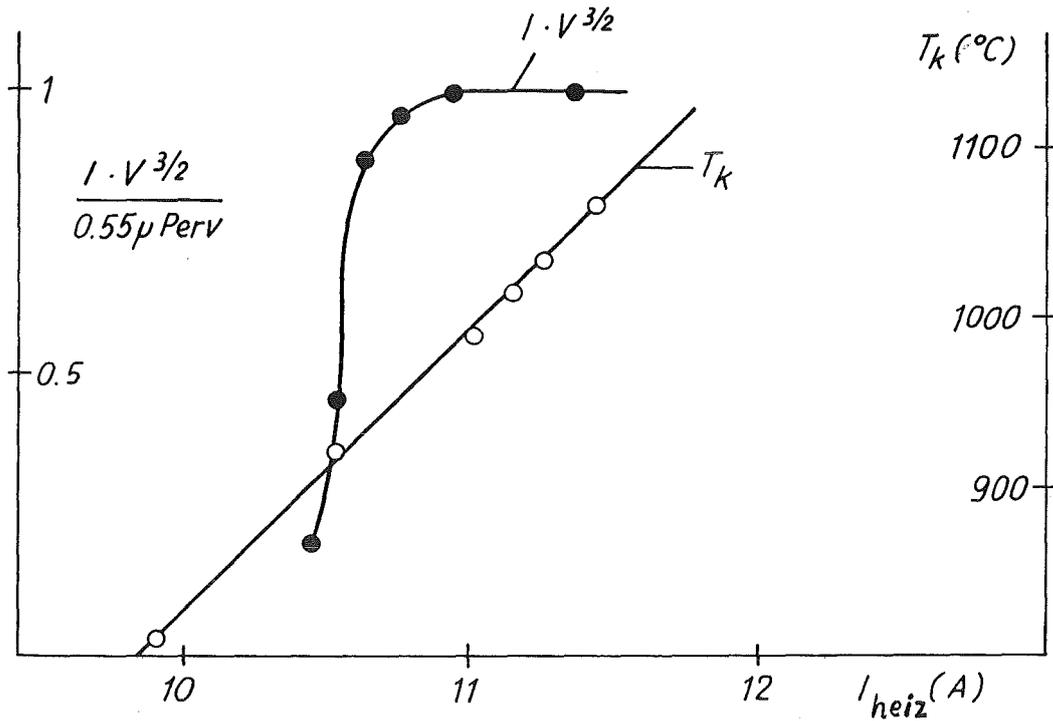


Abbildung 25: Die Charakteristik der Kathodenheizung. Aufgetragen sind die Kathodentemperatur und der Emissionsstrom (in Einheiten des Nennstroms für die ICE – Perveanz von $0.55 \mu\text{Perv}$) als Funktion des Heizstroms. Für den raumladungsbegrenzten Betrieb benötigt die Kathode eine Heizleistung von 200 W.

Tabelle 5: Das Verhältnis der Kanonenspannungen zum Potential der Driftröhre.

Als Bezugspunkt ($U=0$) gilt hier das Kathodenpotential. Die Strahlenergie bei der Messung der erhöhten Perveanzen (Zeile 4 bis 8) betrug 500 eV.

A1	A2	A3	A4	Kanonperveanz [μPerv]
0,24	0,356	0,553	0,748	0,13
0,329	0,446	0,643	0,793	0,27
0,519	0,620	0,825	0,853	0,55
1,0	1,0	1,0	1,0	1,34
3,0	1,0	1,0	1,0	3,30
5,0	1,0	1,0	1,0	4,02
7,0	1,0	1,0	1,0	6,26

7.4.2 Das Vakuum

Die erste Konditionierung der Kathode (Aufheizung bis 1100°C) und erste Strahltests wurden vor der Aktivierung der NEG – Pumpmodule im Driftrohr unternommen. Der Druck in der Ionengetterpumpe hinter dem Kollektor stieg dabei von 1×10^{-8} Torr auf 1×10^{-7} Torr. Ein Strahl mit einer über Stunden konstanten Perveanz, wie er für die präzise Messung von Kollektoreigenschaften erforderlich ist, konnte unter diesen Bedingungen nicht erzeugt werden. Ursachen für die Verminderung des Stroms sind chemische Reaktionen mit Restgasmolekülen auf der Kathodenoberfläche (Vergiftung) und restgasbedingte Stromverluste im gesamten Teststand. Die hohen Stromverluste führten zu einer weiteren Erhöhung des Drucks und beschleunigten die Kathodenvergiftung. Die zusätzliche Pumpleistung durch die NEG – Pumpen brachte eine Senkung des Drucks um etwa eine Größenordnung unter allen Betriebsbedingungen. Strahlströme oberhalb etwa 0,5 A bewirkten aufgrund der absolut höheren Verlustströme die Freisetzung großer Gasmengen im Driftbereich. Auch die Desorption im Kollektor nahm dann erheblich zu. Solche Ströme konnten deshalb immer erst nach mehrstündigem Betrieb der Anlage mit kleineren Strömen (*Strahlreinigung* [65]) stabil gehalten werden.

7.5 Erste Messungen – Die Anpassung von Elektronenstrahl und Kollektoreingang

Der Kollektor wurde schon in den ersten Messungen mit dem Teststrahl gemäß den in Abschnitt 6.3.2 beschriebenen Konzepten als elektromagnetische Falle betrieben. Auf Anrieb wurden dabei Verlustquotienten in der Größenordnung 10^{-4} erzielt. Dennoch erwiesen sich einige Änderungen am Aufbau nach Abbildung 22 als notwendig, bevor die in Abschnitt 7.6 beschriebenen Experimente in den Grenzbereichen kleinster Verlustquotienten und sehr kleiner Leistungskoeffizienten durchgeführt werden konnten.

7.5.1 Die magnetische Führung des Teststrahls

Erste Versuche mit der Konfiguration nach Abbildung 22 und Abbildung 23 zeigten, daß der magnetische Abschluß am Kollektoreingang den Strahl bis über die Grenze der Kollektoröffnung aufweitete. Der magnetische Shunt war mit dem Ziel eingebaut worden, ohne zusätzliche Spulen einen Strahlverlauf ähnlich wie in Abbildung 15b und damit eine hohe Kollektorperveanz zu erzielen. Der Schluß, daß dies mit einer Kollektoröffnung von minimalem Querschnitt nicht gelingen konnte, wurde aus Messungen des Verluststroms in Abhängigkeit vom Strom in der Kollektoreingangsspule gezogen. Abbildung 26a zeigt Resultate im Vergleich, die mit bzw. ohne magnetischem Shunt gewonnen wurden. Eine Erhöhung des Eingangsspulenstroms führte in beiden Fällen zu einer Senkung des Verluststroms. Nach den Studien zur Umformung des Strahls in einem stark abfallenden Magnetfeld (Abbildung 15 auf Seite 52) ist diese Beobachtung mit einer Verringerung des Feldgradienten am Kollektoreingang zu erklären. Die schwächere Krümmung der Feldlinien, die durch das Hilfsfeld der Eingangsspule bewirkt wurde, führte zu einer *graduellen* Verbesserung der Bedingungen für eine adiabatische Ablenkung der Elektronen. Dies wiederum hatte zur Folge, daß weniger Elektronen im Kollektoreingang reflektiert wurden. Bei eingebautem Shunt stieg der Verlust jedoch *sprunghaft* an, sobald der Spulenstrom unter eine Schwelle gesenkt wurde, die schon bei dem geringen Elektronenstrom von 190 mA nahe bei der Belastungsgrenze der Spule lag. Gleichzeitig wurde eine Erhöhung des Stroms auf die Kollektoranode beobachtet. Der maximale Feldbeitrag, der von der Kollektoreingangsspule geleistet werden konnte, war zu klein, um das Streifen des Strahls an der Kollektoranode auch bei höheren Elektronenströmen zu verhindern. Die Eisenscheibe um den Kollektoreingang (siehe Abbildung 22) wurde also entfernt und auf die Aufweitung des Strahls auf diese Weise verzichtet. Damit verschwand die Notwendigkeit einer starken Fokussierung am Kollektoreingang. Zugleich wurde dadurch der mechanische Aufbau weiter vereinfacht. Nach diesen ersten Messungen verspricht eine entsprechende Modifikation am augenblicklich im LEAR – Elektronenkühler eingebauten Kollektor

ebenfalls eine Verringerung des Verlustquotienten.

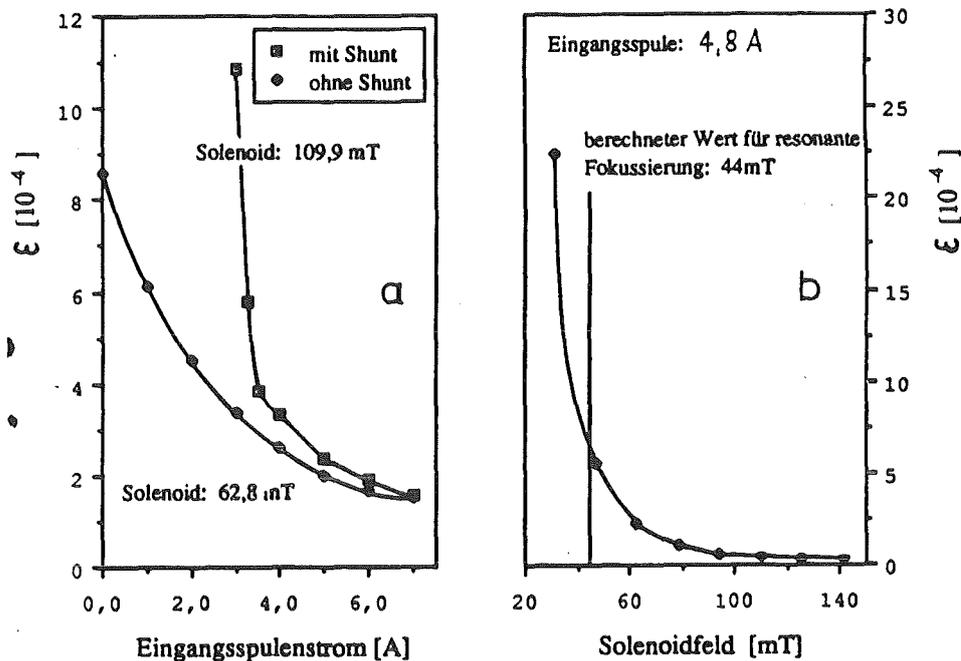


Abbildung 26: Die fokussierende Wirkung der Kollektor – Eingangsspule (a) und des Solenoidfelds (b) auf den Elektronenstrahl im Kollektoreingang. Der Elektronenstrom betrug in beiden Messungen 190 mA bei einer Strahlenergie von 5 keV.

Eine andere Beobachtung wurde gemacht, als der Verluststrom bei einem festen Eingangsspulenstrom in Abhängigkeit von der Solenoidfeldstärke gemessen wurde. Für die Erzielung kleiner Stromverluste mußte auch nach der Entfernung des Shunts ein mehr als doppelt so starkes Feld eingestellt werden wie es nach den LEAR – Daten für die Erzeugung eines kalten Strahls erforderlich wäre. Diese Fehlanpassung wurde als eine Folge der Inhomogenität des Magnetfelds in der Beschleunigungsregion verstanden, die eine Aufheizung des Elektronenstrahls schon in der Kanone verursachte. Im Kollektoreingang führte dies zu einer Verformung des Strahls und damit zu einer Vergrößerung des effektiven Strahlquerschnitts. Erst mit einem überhöhten Solenoidfeld wurde die Amplitude der Wellen auf der Strahleinhüllenden so klein, daß der Strahl nicht mehr die Kollektoranode berührte. Dann allerdings sank der Verlustquotient bis unter 10^{-4} . Dies ist ein weiteres Indiz dafür, daß ein - im Gegensatz zum bisher mit dem LEAR – Kollektor verfolgten Schema - *langsam abfallendes Magnetfeld* am Kollektoreingang einen günstigen Effekt auf den Wirkungsgrad hat.

Als Konsequenz aus der zuletzt beschriebenen Messung wurde die Driftstrecke im Teststand um 20 cm verkürzt. Die Elektronenkanone lag danach tiefer im Solenoidmagneten in einem Bereich höherer Feldhomogenität. Die Einstellung der Kollektoreingangsspule hatte nach diesem Umbau oberhalb von 4,8 A (~ 190 mT) keinen sichtbaren Einfluß mehr auf den Verlustquotienten. Abbildung 27 zeigt den in dieser Anordnung gemessenen Verluststrom als Funktion des Solenoidfeldes für zwei verschiedene Strahlenergien.

Man erkennt einen breiten Bereich sich nur unwesentlich ändernder Verluste. Dessen Lage ist nun konsistent mit dem Magnetfeld (44 mT bzw. 85,7 mT) für eine einheitliche Fokussierung des Strahls von der Kanone bis zum Kollektor. Bei einer weiteren Erhöhung des Magnetfelds stieg der Verlust abrupt um etwa zwei Größenordnungen an. In Trajektorienrechnungen wurde untersucht, ob sich diese Beobachtung mit signifikanten Veränderungen des Primärstrahls in der Kanone oder vor dem Kollektoreingang erklären läßt. In den Ergebnissen findet sich darauf kein Hinweis. Andererseits erscheint

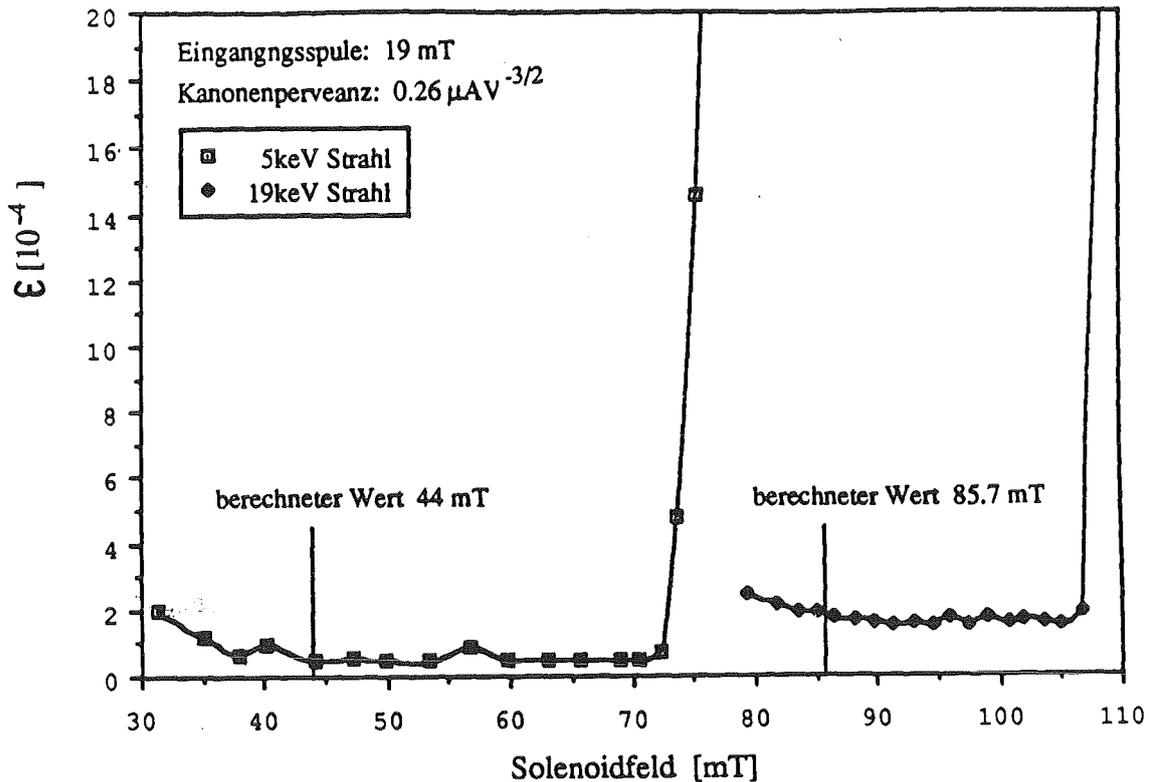


Abbildung 27: Der Verlustquotient als Funktion der Solenoidfeldstärke. Die Nominalfeldstärke für eine Strahlfokussierung wie in ICE und LEAR ist jeweils markiert.

eine solche Abhängigkeit des Kollektorwirkungsgrads vom Magnetfeld als sehr unwahrscheinlich. Man muß deshalb vermuten, daß die Ursache für den Anstieg des Verluststroms in einer Reflexion des Primärstrahls an einer virtuellen Kathode im Bereich des Kollektoreingangs liegt, die in den Trajektorienrechnungen nicht wiedergegeben wird.

7.5.2 Die Einstellung der Abbremspotentiale

Die Abbremsregion wurde zunächst als exaktes Spiegelbild der Beschleunigungsstrecke geschaltet. Praktischer wäre es jedoch, mit weniger als vier verschiedenen Potentialen für die Abbremsung der Elektronen auszukommen, ohne dadurch die Wirksamkeit des Kollektors zu beeinträchtigen. Eine solche Lösung wurde in Messungen bei Strahlenergien zwischen 5 keV und 19 keV gefunden. Die Elektroden D1 und D2, bzw. D3 und D4 wurden für die im nächsten Abschnitt dargestellten Messungen jeweils auf dem gleichen Potential gehalten, welches proportional zur Strahlenergie geändert wurde:

$$\Phi(D1) = \Phi(D2) = 0,601 \cdot \Phi(DT)$$

$$\Phi(D3) = \Phi(D4) = 0,296 \cdot \Phi(DT)$$

Aus den bis hierher beschriebenen Messungen können folgende Schlüsse gezogen werden:

- In einem vereinfachten Hochspannungsschema für Elektronenkühler, in dem die Kathode gemeinsam mit der Kanonenkammer auf Erdpotential liegt, könnte die Kathode zusammen mit dem Pierceschirm auf einem wassergekühlten Kupfersockel gehalten werden. Mit der Teststandkanone wurde gezeigt, daß die Kathodenoberfläche in einer solchen Anordnung mit mäßiger Heizleistung auf die erforderliche Temperatur gebracht werden kann.
- Auf hohe Pumpgeschwindigkeit in Kathodennähe kann auch im Hinblick auf die Erzeugung des Elektronenstrahls nicht verzichtet werden. Ohne die NEG – Module im Driftbereich konnte ein zeitlich konstanter Strom nicht erzeugt werden. Integrierte Pumpen sorgen in einem Elektronenkühler demnach nicht nur für einen hohen Druckgradienten zwischen Kathode und Kühlstrecke, sie dienen auch der Stabilität des Elektronenstroms.
- Ein magnetischer Abschluß am Kollektoreingang kann stören, wenn man sich den Vorteil einer kleinen Kollektoröffnung erhalten will. Es wird günstiger sein, bei der Konstruktion des Kollektors eine kleine Öffnung vorzusehen und den Magnetfeldverlauf im Eingangsbereich durch eine Zusatzspule (Kollektoreingangsspule) anzupassen.
- Wenn der Elektronenstrahl vor der Abbremsstrecke zu stark aufgeheizt wird, dann ist am Kollektoreingang eine starke zusätzliche Fokussierung notwendig. Die Voraussetzungen für die Stromrückgewinnung mit hohem Wirkungsgrad verbessern sich deutlich, wenn für ein magnetisches Führungsfeld hoher Homogenität nicht nur im Beschleunigungs – und Kühlbereich, sondern bis unmittelbar vor den Kollektor gesorgt wird.
- Die Abbremsstrecke benötigt weniger Stufen als die Beschleunigungsregion. Für kleine Verluststromraten sollten die Potentiale an den Abbrems Elektroden näher am Kathodenpotential liegen als die ihrer Spiegelbilder in der Elektronenkanone.
- Mit der gewählten Kollektorgeometrie können auf Antrieb Verlustquotienten im unteren 10^{-4} – Bereich erreicht werden.

7.6 Die Messung der Kollektoreigenschaften

Gegenstand der Untersuchungen waren die Grenzen der Leistungsfähigkeit des Kollektors und die Bedingungen, unter denen sie erreicht werden können. Gesucht wurden:

- der minimale *Verlustquotient*,
- die größtmögliche *Kollektorperveanz*,
- Korrelationen zwischen den beiden Größen,
- und ihre Abhängigkeit von der Einstellung der elektrischen Felder und der Magnetfelder.

In Abbildung 28 ist die Konfiguration skizziert, in der die im folgenden beschriebenen Messungen durchgeführt wurden.

Die Hilfsspulen CCA, CCF und CCG wurden erst für die Versuche zur Erhöhung der Kollektorperveanz hinzugefügt. Es stellte sich schnell heraus, daß das Verluststromminimum mit der Kollektoreingangsspule allein erreicht werden kann.

Es folgt eine Aufstellung der frei veränderlichen Parameter. In Klammern wird jeweils auf die zugrundeliegenden Vorstellungen hingewiesen, die ausführlich in Kapitel 6 diskutiert wurden und beim

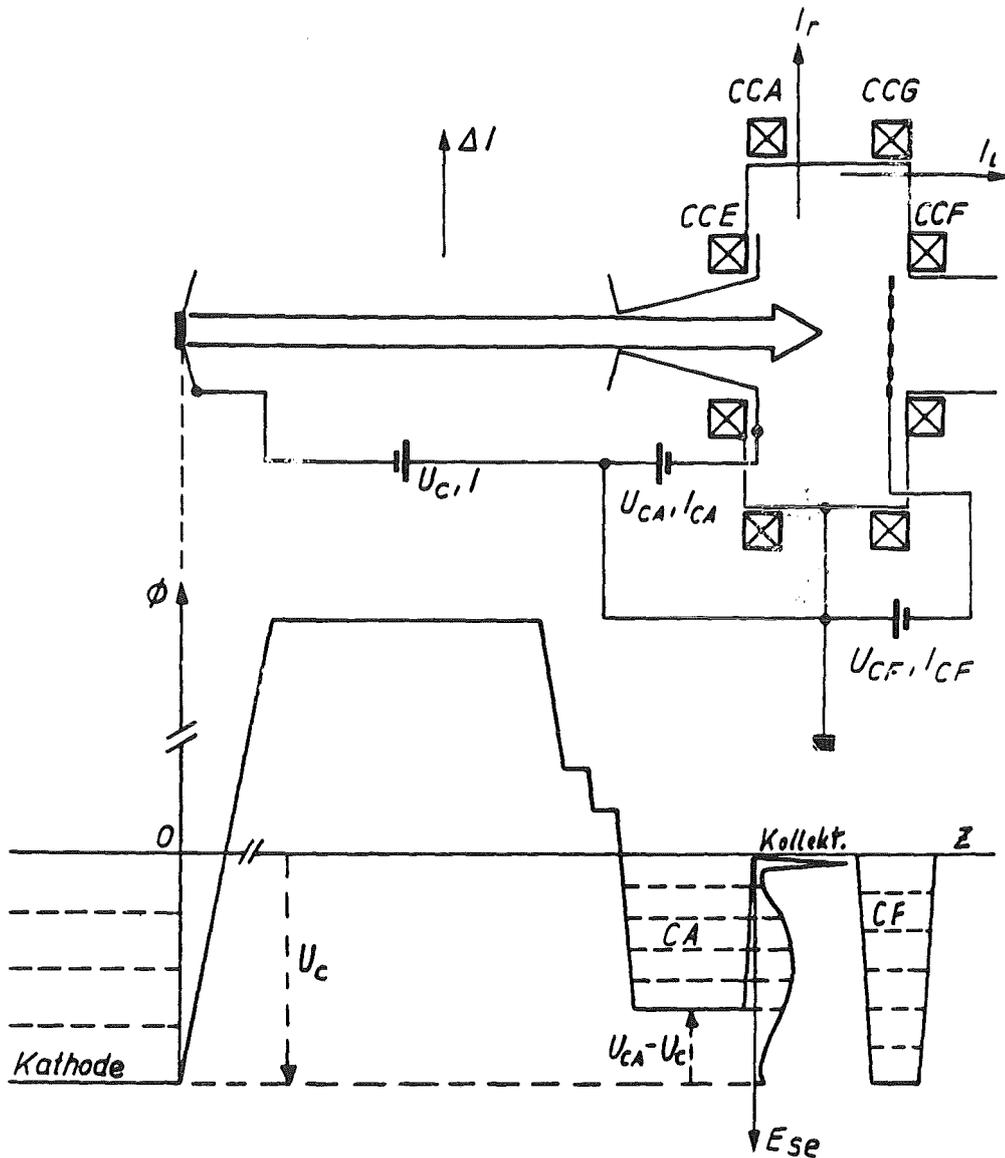


Abbildung 28: Der Meßaufbau für die Optimierung des Kollektors. Im unteren Teil der Abbildung ist der Potentialverlauf von der Kathode bis zum Kollektorgitter skizziert. Neben dem Potentialwall, der durch CA gebildet wird, ist das Spektrum der Sekundärelektronen angedeutet.

Entwurf des Kollektors (Abschnitt 7.2) eine Rolle spielten.

- Die Spannung U_C zwischen Kollektor (Erde) und Kathode, (Auf diese Weise tastet man sich an die maximale Kollektorperveanz heran. Für jede Feldkonfiguration erwartet man eine feste Kollektorperveanz. Mit einem Einfluß auf den Verluststromquotienten wird nicht gerechnet, solange der Elektronenstrahl nicht reflektiert wird.)
- die Spannung U_{CA} zwischen Kollektoreingang und Kollektor, (Diese Größe entscheidet über die Wirksamkeit des Kollektors als elektrische Falle. Durch die Erhöhung von U_{CA} verschiebt man die Schwelle im Spektrum der Sekundärelektronen (E_{se} , angedeutet in Abbildung 28) und vermindert die Anzahl der möglichen Verlustelektronen. Im Experiment ist zu prüfen, ob im Bereich der Kollektoranode Ionen eingefangen werden, welche die Raumladung im Elektronenstrahl (teilweise) kompensieren.)

- die Spannung U_{CF} zwischen Kollektorgitter und Kollektor, (Mit dem Kollektorgitter, ebenfalls auf einem negativen Potential bezüglich des Kollektors, soll die Verteilung der Elektronen im Kollektor beeinflusst werden.)
- die Ströme in den vier Kollektorspulen. (Sie dienen der Formung des Magnetfelds am Kollektoreingang und im Kollektor und sollten eine Auswirkung auf die Kollektorperveanz haben.)

Messungen wurden jeweils bei verschiedenen Intensitäten des Primärstrahls in der Spanne zwischen 80 und maximal 1300 mA und bei Energien zwischen 3 kV und 19 kV durchgeführt. Die abhängigen Meßgrößen waren:

- Der Verluststrom ΔI in die verschiedenen Strahlführungselektroden, bzw. der Verlustquotient $\varepsilon = \Delta I/I$,
- Die Kollektorspannung U_C , bzw. die Kollektorperveanz $I \cdot U_C^{-3/2}$,
- die Perveanz der Kollektoranode, $(I \cdot (U_C - U_{CA})^{-3/2})$, (Eine hohe Perveanz der Kollektoranode bedeutet eine hohe Schwelle für den Sekundärstrom. Es werden Hinweise gesucht auf eine Kompensation der Elektronen-Raumladung im Bereich der Kollektoranode. Man erwartet einen Einfluß der Feldkonfiguration und der Strahlgeometrie auf die Anodenperveanz.)
- und die Verteilung des Elektronenstrahls über die Kollektoroberfläche. (Diese Größe ist wichtig für die Wärmeableitung aus dem Kollektor.)

7.6.1 Der Kollektorwirkungsgrad

Schon während der Inbetriebnahme und ersten Messungen bestätigte sich, daß in einer gegebenen Kollektorgeometrie das wesentliche Mittel zur Verringerung des Verluststroms die Erzeugung eines möglichst hohen Potentialwalls durch die Kollektoranode ist. In Abbildung 29 ist für einen festen Strom und drei verschiedene Kollektorspannungen der Verlustquotient als Funktion der Kollektoranodenspannung dargestellt. Mit einer höheren Kollektorspannung wurden schnellere Sekundärelektronen erzeugt. Entsprechend mußte dann U_{CA} erhöht werden, um Verlustraten im unteren 10^{-5} Bereich zu erzielen. Durch eine weitere Steigerung der Kollektoranodenspannung wurde der Strahl vom Kollektoreingang reflektiert.

Wie in weiteren Messungen mit fester Kollektorspannung und Strahlenergie gezeigt wurde, tritt dieser Effekt unabhängig vom Elektronenstrom bei einem bestimmten Verhältnis von Primärstrom I zur Spannung zwischen Kathode und Kollektoranode in der Potenz $3/2$ auf. Man darf also für eine gegebene Feldkonfiguration im Kollektor von einer konstanten Perveanz der Kollektoranode sprechen, die in diesem Fall bei $43 \pm 1 \mu\text{Perv}$ liegt (Abbildung 30).

Die Strahlreflektion konnte unmittelbar durch die Messung des Verluststroms und des Stroms, der den Kollektor erreichte, beobachtet werden (Abbildung 31). Bei einer langsamen Erhöhung von U_{CA} sinkt der Primärstrom im Kollektor zunächst um 50% bei gleichzeitiger, begrenzter Steigerung des Verluststroms. Erst durch die weitere Anhebung der CA-Spannung wird der Strahl ganz reflektiert und verloren. Das zunächst langsame Anwachsen des Verluststroms ist zu erklären mit der wachsenden Zahl der Elektronen, die eine bestimmte Zeit lang zwischen der *virtuellen Kathode* im Bereich der Kollektoranode und der reellen Kathode pendeln, bevor sie eine der Elektroden treffen (siehe Abschnitt 5.4). In dieser Hinsicht reproduziert das Verhalten des hier beschriebenen Kollektors frühere Messungen mit dem FERMI-LAB-Kollektor [94]. Überträgt man den dort gefundenen Zusammenhang der Form

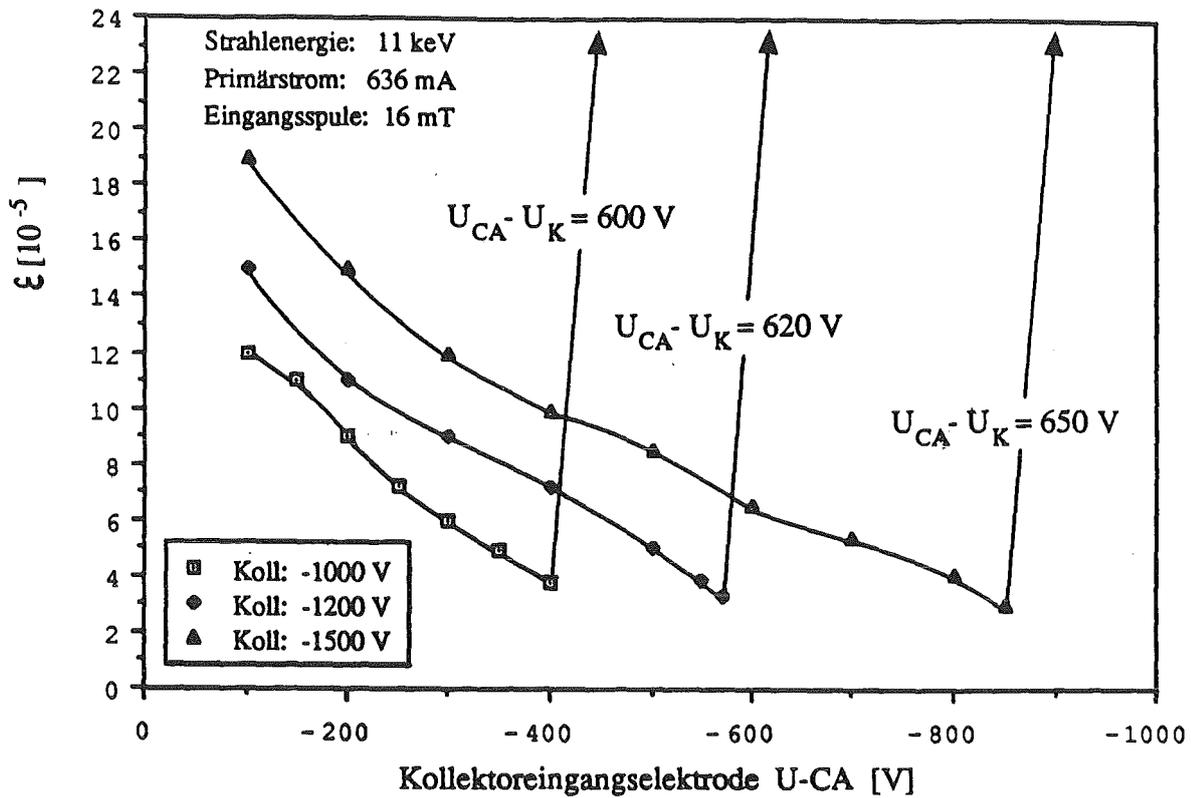


Abbildung 29: Der Verluststrom als Funktion der Kollektoranodenspannung

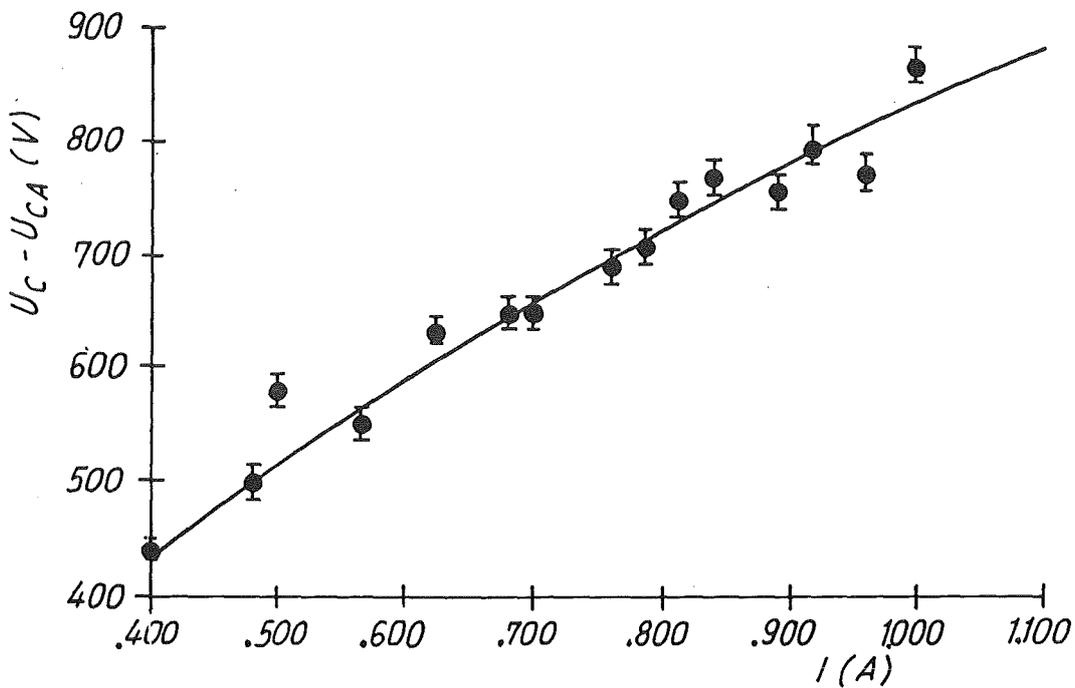


Abbildung 30: Das Potential der Kollektoranode bezüglich der Kathode in Abhängigkeit vom Elektronenstrom. Die angepaßte Linie gibt den Verlauf für eine Perveanz von 43 μPerv wieder. Die Messungen erfolgten bei einer Strahlenergie von 15 keV. Der Strom wurde durch Variation der Spannung auf der ersten Beschleunigungselektrode (A1) eingestellt.

$$I = I_0 - n \Delta I$$

(n: mittlere Zahl der Oszillationen, die die Elektronen ausführen, $I_0 = I(U_{CA} = 0)$, $I = I(U_{CA})$, $\Delta I = \varepsilon \cdot I$) auf die in Abbildung 31 dargestellten Daten, dann ist n eine Funktion von ΔI und liegt zwischen 130 für $\Delta I = 1,45$ mA und 750 für $\Delta I = 0,125$ mA.

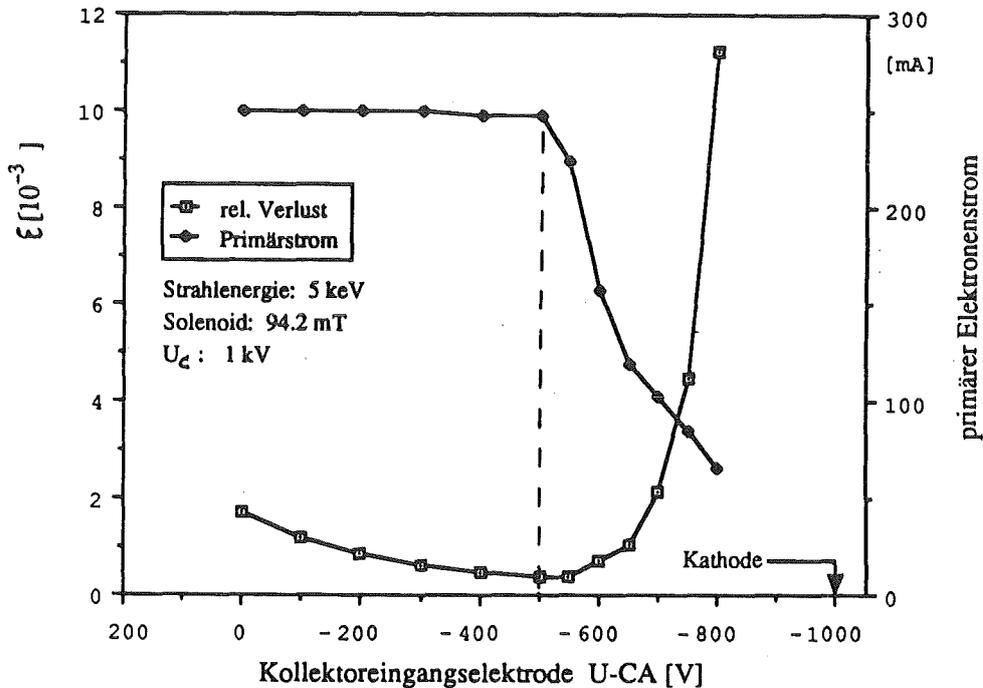


Abbildung 31: Das Verhalten von Primärstrom und Verluststrom beim Überschreiten der CA-Perveanz

In den in [56] berichteten Messungen war der reflektierte Strom um mindestens einen Faktor 10 höher. Zudem befanden sich zwischen der Kanone und dem Kollektor zwei Toroidmagnete, die den Strahl um jeweils 90° umlenkten. Der reflektierte Strahl hat eine höhere Temperatur als der Primärstrahl und wird in den Toroiden weiter aufgeheizt. Damit ist die dort gemessene geringere Lebensdauer der Oszillationen ($n = \text{konst.} = 8$) zu erklären.

In Abbildung 32 ist der Verlustfaktor unter optimierten Bedingungen als Funktion des Strahlstroms aufgetragen. Unterhalb von $I = 300$ mA erlaubte die zur Verfügung stehende Meßtechnik nur die Angabe von oberen Grenzen von 5×10^{-6} bzw. 8×10^{-6} , entsprechend $\Delta I = 1 \mu\text{A}$. Die Kante bei $I_c = 380$ mA wurde durch die Änderung der Kollektorspannung von 1,0 nach 1,7 kV erzeugt.

Hinsichtlich der Verteilung des Verluststroms auf die einzelnen Elektroden (A1 – A4, DT, D1 – D4) ergab sich stets das gleiche Bild: Verlustströme $< 10 \mu\text{A}$ waren nur noch auf der großflächigen Driftrohre meßbar. Bei höheren Verlusten entfielen etwa 70% auf das Driftrohr, 20% auf die Abbremsstrecke und 10% in den Bereich der Kanone. Diese Verteilung entspricht den Erwartungen, wenn man nicht nur die Flächenverhältnisse der einzelnen Bereiche, sondern auch den im Vergleich zur Driftrohre wesentlich kleineren Abstand der Beschleunigungs- und Abbrems Elektroden vom Strahlrand (0,5 cm zu 2,0 cm) berücksichtigt.

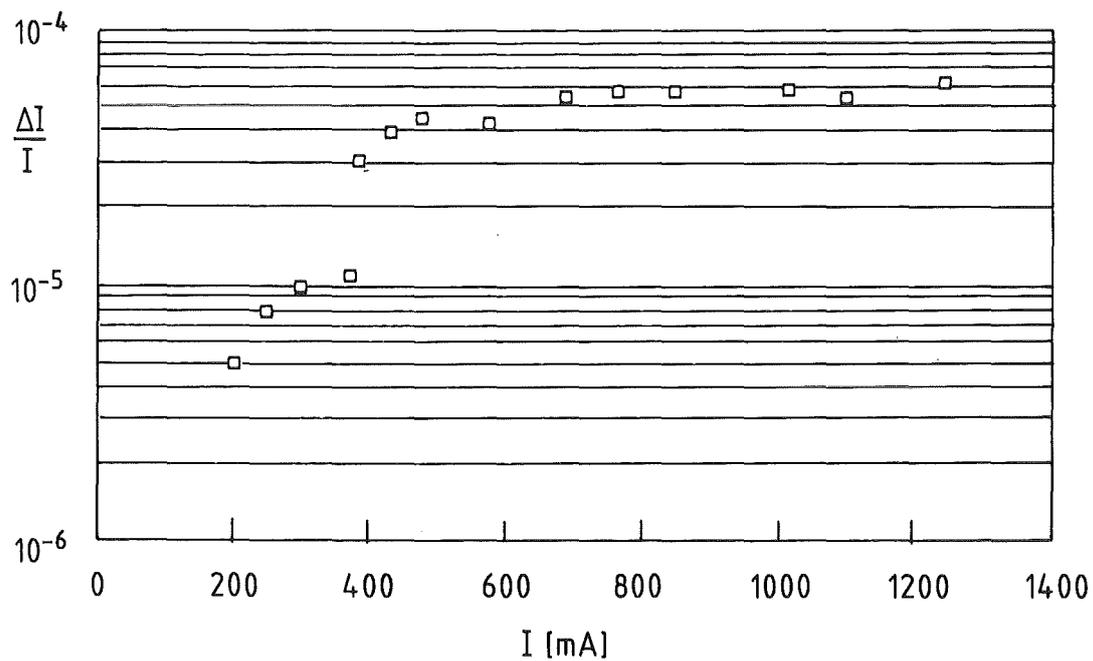


Abbildung 32: Der Stromverlustquotient in Abhängigkeit vom Elektronenstrom

Eine systematische Abhängigkeit des Verlustquotienten von der Strahlenergie wurde nicht gefunden. Bei festem Kollektorpotential und steigendem Elektronenstrom, also für anwachsende Kollektorperveanz, erkennt man dagegen einen langsamen, stetigen Anstieg der Verluste. Dieser Zusammenhang wurde in einer weiteren Meßreihe untersucht und ist in Abbildung 33 durch die deutlich ansteigenden Werte für Perveanzen oberhalb von 15 μPerv repräsentiert. Die Ursache für die Erhöhung des Stromverlusts ist in diesem Fall die annähernd konstante Perveanz der Kollektoranode. Deren Potential muß mit zunehmender Kollektorperveanz näher an das Kollektorpotential geführt werden. Ein immer geringerer Teil des Sekundärelektronenspektrums wird dann entsprechend der Argumentation in Abschnitt 6.3 am Kollektoreingang zurückgehalten. Als günstiger Arbeitsbereich für minimalen Stromverlust kann das Intervall zwischen 15 und 25 μPerv angesehen werden. Bei einer Kanonenperveanz von 0,55 μPerv liegt dann der Leistungskoeffizient zwischen 10,0% und 7,3%

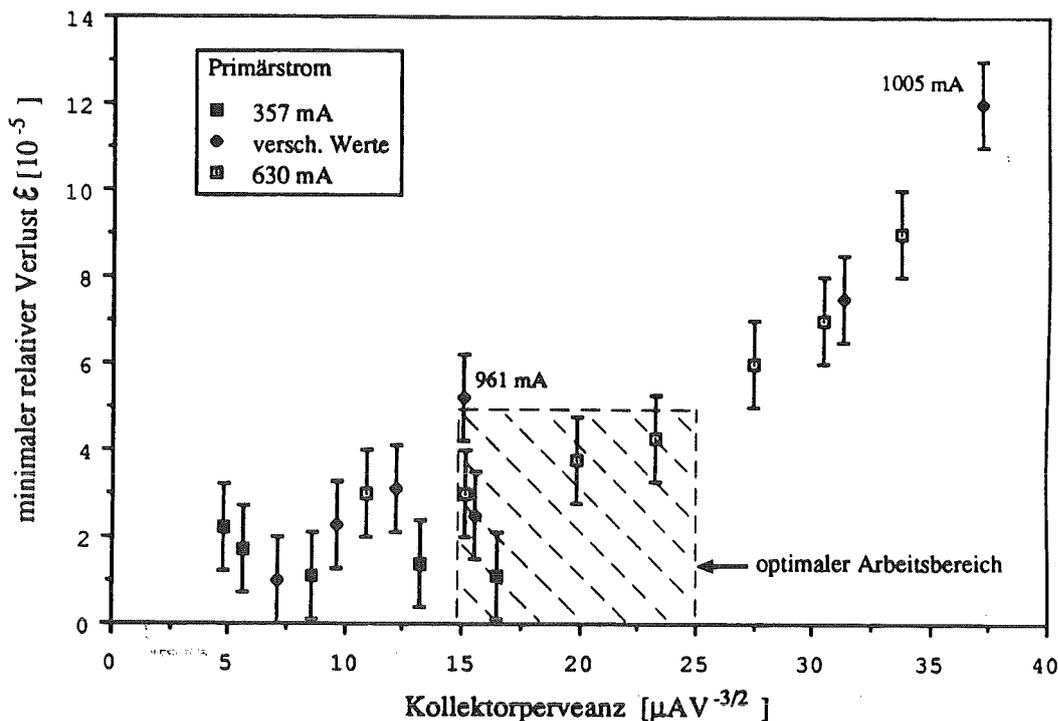


Abbildung 33: Die Korrelation zwischen Kollektorperveanz und Verlustquotient bei einer Kollektoreinstellung für minimalen Verluststrom

7.6.2 Die Verteilung der Elektronen im Kollektor

Das Kollektorgitter (CF) wurde zunächst geerdet. In dieser Anordnung wurde bei Strömen über 400 mA eine deutliche Erwärmung der Vakuumkammer hinter dem Kollektor beobachtet. Offenbar traf ein bedeutender Teil des Elektronenstroms erst dort auf die Vakuumkammer. Diese Situation ist günstig für die geometrische Effizienz des Elektroneneinfangs, kann aber technische Schwierigkeiten bereiten, zum Beispiel wenn große Anteile des Stroms auf Flächen treffen, die nicht gekühlt werden können. Durch die Messung der Stromverteilung im Kollektor sowie des Stroms in das Gitter, des Verluststroms und der Kollektorperveanz für verschiedene negative Spannungen zwischen Kollektorgitter und Kollektor sollten folgende Fragen beantwortet werden:

- Ist es für das Auffangen der achsennahen Elektronen und für das Erreichen extrem niedriger Verlustquotienten notwendig, daß ein Teil des Elektronenstrahls erst hinter dem Kollektor im Pumpstutzen aufgefangen wird? – und
- kann die Stromdichteverteilung im Kollektor durch ein abstoßendes elektrisches Feld ausgehend vom mittleren Teil der Kollektorrückwand eingestellt werden, ohne den Wirkungsgrad oder den Leistungskoeffizienten des Kollektors zu verschlechtern?

Zur Aufnahme der Stromverteilung wurde der Strom I_1 in die Sonde gemessen, die parallel zur Strahlachse entlang dem Zylindermantel verschiebbar ist. In Abbildung 34a ist dieser Strom für einen typischen Fall gegen den Abstands l zur Kollektorrückwand aufgetragen.

Den Stromanteil $I(l)/I$ auf den entsprechenden Abschnitt des Zylindermantels erhält man durch Normierung auf die (rechteckige) dem Strahl zugewandte Sondenfläche:

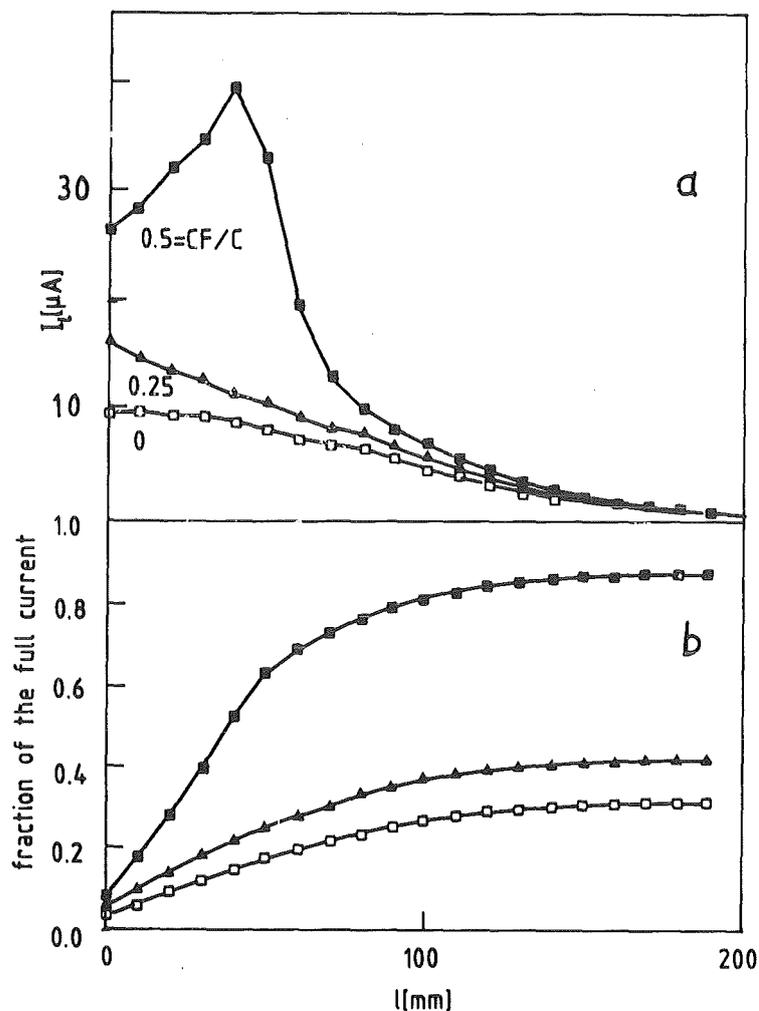


Abbildung 34: Der Strom in eine Sonde als Funktion ihres Abstandes von der Kollektorrückwand (oben); die integrale Stromverteilung über die Kollektor-Seitenwand (unten). Diese Messung wurde bei einer Strahlenergie von 5 keV, einem Strom von 200 mA und einer Kollektorspannung von 550 V durchgeführt.

$$\frac{I(l)}{I} = \frac{2\pi R_S}{d_S} \cdot \frac{I_l}{I} = 5,9 \times 10^2 \frac{I_l}{I}$$

(R_S : Abstand der Sonde von der Strahlachse (190 mm), d_S : Breite des Sondenkopfes (2 mm))

Durch die Erhöhung der Gitterspannung wurde die Ablenkung eines großen Teils des Primärstrahls von der Kollektorrückwand auf die Seitenwände erreicht. Die Normierung des Sondenstroms und die Integration der gemessenen Verteilungen erlauben die Aussage, daß 80% des Elektronenstrahls auf den hinteren Teil des Zylindermantels gelenkt wurden, wenn das Kollektorgitter entsprechend 50% der Kollektorspannung eingestellt war (Abbildung 34b). Die gleichzeitige Messung des Gitterstroms ergab, daß in diesem Fall nur noch 1% des Elektronenstrahls das Gitter traf. Wenn CF gemeinsam mit dem Kollektor geerdet war, betrug dieser Anteil 35%. Aus den Abmessungen des Gitters kann man schließen, daß ein Strom etwa der selben Stärke den Kollektor durch die hintere Öffnung verlassen hat.

Abbildung 35 zeigt den Effekt der Gitterspannung auf die Stromdichteverteilung hinter der Kollektoranode, gemessen mit der radialen Stromsonde. Die Folge einer zu hohen Gitterspannung war die Reflektion von Elektronen schon in der Kollektoreingangszone. Es trat eine ähnliche Situation ein wie bei einer zu starken Absenkung des Kollektoranodenpotentials. Abbildung 35 macht unmittelbar deutlich, daß die Reflektion des Strahls nicht abrupt eintritt. Sie ist eindeutig als ein Zustand zu identifizieren.

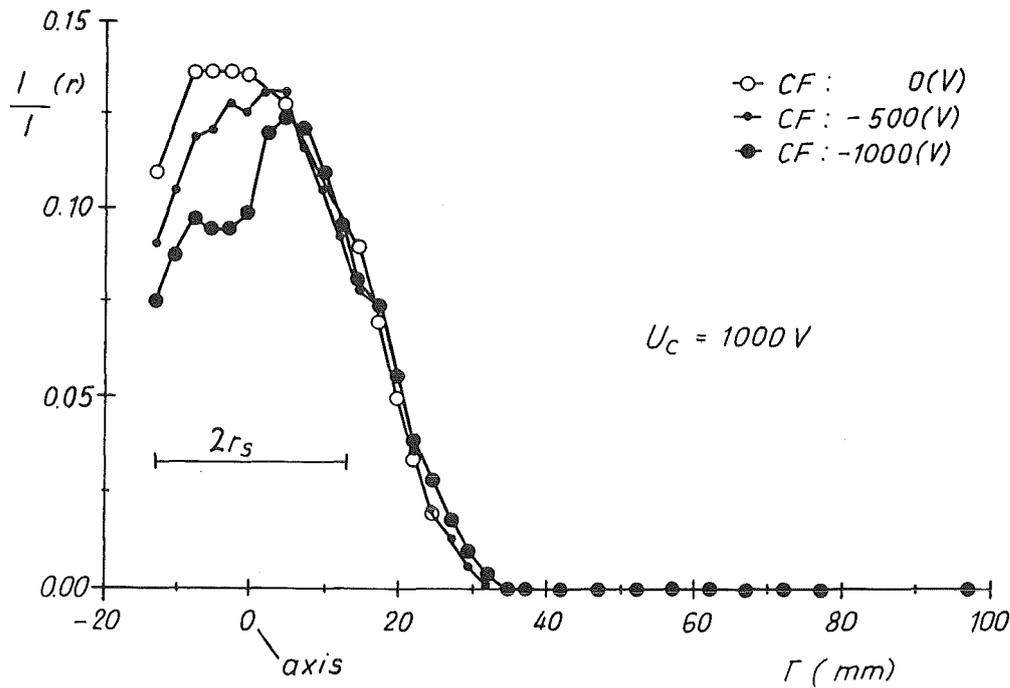


Abbildung 35: Die Reflektion von Elektronen aus der Mitte des Strahls, gemessen mit einer radial verschiebbaren Stromsonde hinter dem Kollektoreingang

ren, der sich von der Strahlachse aus *entwickelt*. Bei einer Erhöhung des Kollektorgitter- oder anodenpotentials nimmt der Anteil der reflektierten Elektronen aus der äußeren Zone des Strahls zu. Solche Elektronen werden eher eine der Anoden treffen als Elektronen von der Strahlachse. Dies führt zu der in einer vorher diskutierten Messung beobachteten Verkürzung der *mittleren* Verweildauer des reflektierten Strahls zwischen Kollektor und Kanone. Aus dem Zusammenhang der Messungen kann man den Schluß ziehen, daß bei einem Betrieb des Kollektors an der Grenze der Kollektoranodenperveanz stets ein kleiner Teil des Strahls reflektiert wird. In einem linearen Aufbau bleibt der Verluststrom trotzdem minimal, weil diese Elektronen über viele Perioden zwischen Kollektor und Kanone oszillieren.

Bei Kollektorperveanzen über $10 \mu\text{Perv}$ traten im Teststand hohe Stromverluste auf, wenn die Gitterspannung über 50% der Kollektorspannung erhöht wurde. Unterhalb dieser Schwelle verringerte die Aufweitung des Strahl den Verlustquotienten um bis zu 30%. Dieses Ergebnis entspricht tendenziell der Näherung, die in Abschnitt 6.3 für die geometrische Unterdrückung des Verluststroms, ϵ_g , angegeben wurde (Gleichung (90)). Ein quantitativer Vergleich ist nicht angebracht, weil dort eine gleichmäßige Verteilung des Stroms über die Kollektorfläche vorausgesetzt wurde. Für eine genauere Abschätzung sollte auch die Stromverteilung auf der Kollektorrückwand bekannt sein, die in der in Abbildung 28 dargestellten Anordnung der Stromsonden nicht gemessen werden konnte.

7.6.3 Die maximale Kollektorperveanz

In den im folgenden beschriebenen Experimenten wurden die in Abschnitt 6.2 diskutierten Konzepte zur Erhöhung der Kollektorperveanz geprüft. Insbesondere sollte die Beziehung zwischen Perveanz und Strahlgeometrie und die Möglichkeiten zur Umformung eines Strahls mit kleinem Querschnitt in einem Magnetfeld geprüft werden.

Das Ziel für die konkrete Entwicklung war es, mit einer unveränderten mechanischen Struktur des Kollektors die Möglichkeit der Elektronenkühlung mit sehr hohen Strömen offenzuhalten. Gesucht wurde ein Arbeitsbereich mit hoher Perveanz (Größenordnung $100 \mu\text{Perv}$). In diesem Bereich waren die Korrelationen zwischen Magnetfeld, Kollektorperveanz und Verluststrom zu messen. Dazu wurden zunächst die Zusatzspulen CCA, CCF und CCG installiert (siehe Abbildung 28).

In einer ersten Meßreihe wurde die Form des elektrischen Feldes am Kollektoreingang beibehalten. Die Abbremsung erfolgte weiterhin in drei Stufen. Vom niedrigsten Potential in der Kollektoranode wurden die Elektronen zur Kollektoroberfläche beschleunigt. Zur Optimierung der Kollektorperveanz wurden die Kollektoranodenspannung und die Hilfsspulenströme variiert. Die großen Spulen CCA und CCG lieferten nur geringe Feldbeiträge. Die maximalen Perveanzen konnten eingestellt werden, ohne diese beiden Spulen zu benutzen. Die Spannung der Kollektoranode gegen den Kollektor durfte dabei nur gerade hoch genug sein, um niederenergetische Sekundärelektronen zurückzuhalten ($U_{CA} = -33 \text{ V}$). Bei einem konstanten Elektronenstrom von 210 mA , fester Strahlenergie (5 keV) und einem festen Solenoidfeld von 46 mT wurde mit den Spulen CCE und CCF das Magnetfeld am Kollektoreingang und im Kollektor variiert. Die Gitterspannung (U_{CF}) gegen den Kollektor betrug konstant -100 V . In Abbildung 36 sind die auf diese Weise erhaltenen Perveanzen der Kollektoranode und des Kollektors dargestellt.

Die erste wesentliche Erhöhung der Perveanzen wurde durch die Senkung des magnetischen Flusses am Kollektoreingang und damit erwartungsgemäß durch eine Vergrößerung des Strahls im Kollektoreingang erzielt. Bei einem Strom in CCE um 55% unter der Einstellung für geringste Verluste wurden so Perveanzen von $P_{CA} = 50 \mu\text{Perv}$ und $P_C = 40 \mu\text{Perv}$ gemessen. Die Optimierung von I_{CCF} zu etwas höherem Gegenfeld ($+25\%$), das heißt eine weitere Ausbreitung des Strahls im Kollektor, ergab die **maximalen Perveanzen mit negativer Kollektoranode** von $P_{CA} = 54,1 \mu\text{Perv}$ und $P_C = 44,8 \mu\text{Perv}$ bei einem Verlustquotienten von $8,0 \times 10^{-4}$. Eine Erhöhung der Perveanzen war immer verbunden mit einem Anwachsen des Verluststroms. Hinweise auf eine Berührung zwischen dem Primärstrahl und einer der Elektroden A1 – A4, DT, oder D1 – D4 aufgrund der Aufweitung oder Aufheizung des Strahls wurden jedoch nicht gefunden.

Die Verluststromerhöhung wird im Sinne der Argumentation in Abschnitt 6.2 (Gleichung (89)) auf die Aufheizung und Reflektion eines Teils des Strahls aufgrund des größeren Magnetfeldgradienten am Kollektoreingang zurückgeführt. Die Strahlreflektion erfolgt immer dort, wo die Elektronen auf die kleinsten Geschwindigkeiten abgebremst werden. Zur Erzielung noch höherer Kollektorperveanzen wurde daher im nächsten Schritt auf den elektrostatischen Spiegel, der Sekundärelektronen am Kollektoreingang zurückhält, verzichtet und zur Schaltung eines *offenen Kollektors* [84] übergegangen. Eine solche Anordnung ist charakterisiert durch eine positive Spannung der Kollektoranode in Bezug auf die Kollektoroberfläche. Die letzte Phase der Abbremsung des Strahls erfolgt erst im Inneren des Kollektors. Die Strahlausdehnung ist dort nur noch durch den Kollektordurchmesser begrenzt. Nach Abschnitt 5.2, Gleichung (84), sollte dann eine höhere Kollektorperveanz zu erzielen sein.

Ein großer Teil des Sekundärelektronenstroms (etwa 50%) traf nun die Kollektoranode. Die andere Hälfte, die als Verluststrom auf den Beschleunigungs- und Abbrems Elektroden auftrat, erreichte nun Werte von bis zu 5 mA . Der Verlustquotient wurde wesentlich beeinflusst durch die Spannung U_{CA} und den Strom in der Spule CCF. Diese wurden so eingestellt, daß die Leistungsfähigkeit der Versorgungsnetzgeräte nicht überschritten wurde ($U_{CA} \approx 0,3 \cdot U_{DT}$, $I_{CCF} \approx 0,5 - 1 \cdot I_{CCA}$). Die Gitterspannung war entsprechend der tiefen Kollektorspannung klein ($U_{CF} = 50 \text{ V}$). Unter diesen Voraussetzungen wurde die Abhängigkeit der Kollektorperveanz und des Verlustquotienten von den Spulenströ-

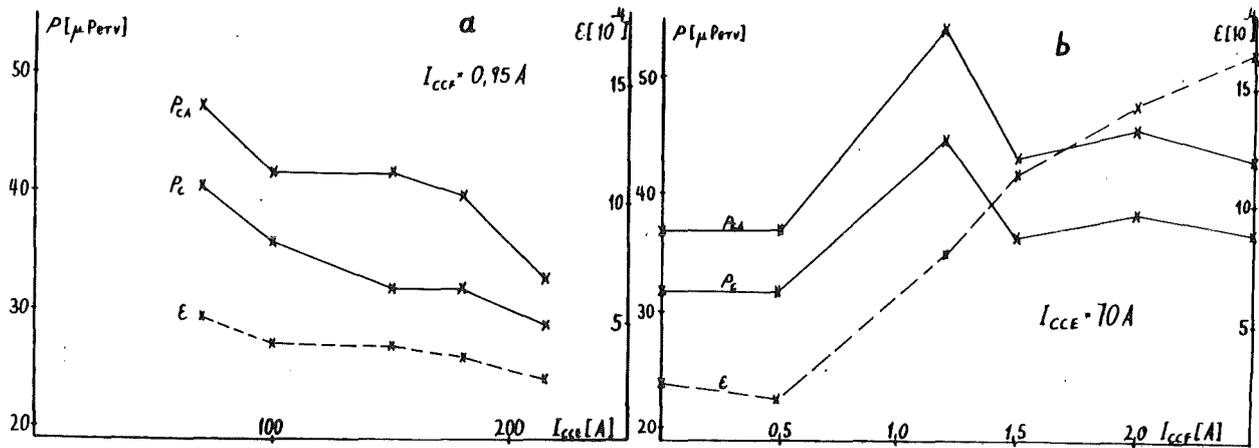


Abbildung 36: Erste Messungen zur Erhöhung der Kollektorperveanz. Variiert wurden die Ströme in den Spulen am Kollektoreingang (Windungszahl $w_{CCE} = 20$) und am Kollektorgitter ($w_{CCF} = 700$). Die Perveanzen des Kollektors und der Kollektoranode sowie der Verlustquotient sind gegen die Beiträge der Spule CCE (a) bzw. CCF (b) zum magnetischen Fluß aufgetragen.

men I_{CCE} und I_{CCA} und von der Spannung U_{CA} gemessen.

Tabelle 6: Die Kollektorperveanz im offenen Kollektor

Nr.	I [mA]	P_c [μ Perv]
1	190	144
2	246	150
3	161	161
4	386	105
5	380	126
6	415	138
7	405	87
8	250	60

In Tabelle 6 sind die gemessenen maximalen Perveanzen aufgestellt. Der Strom wurde durch Erhöhung der Beschleunigungsspannungen mit der Skalierung der Potentiale nach Tabelle 5, Zeile 3, variiert. Das Solenoidfeld wurde auf 46,5 mT festgehalten, um eine Veränderung des Feldverlaufs im Kollektor nur durch die Hilfsspulen zu gewährleisten. Erwartungsgemäß zeigte sich kein systematischer Zusammenhang zwischen Kollektorperveanz und Elektronenstrom. Ein geordnetes Bild erhält man erst, wenn man die Meßwerte aus Tabelle 6 gegen eine Achse B^*/I aufträgt (Abbildung 37a). B^* ist ein Maß für das Hilfsfeld am Kollektoreingang:

$$B^* = w_{CCE} \cdot I_{CCE} - \frac{F_{CCE}}{F_{CCA}} \cdot w_{CCA} \cdot I_{CCA}$$

(F ist die von der jeweiligen Spule umschlossene Fläche) Im oberen Bild (a) erkennt man nun Gruppen von Punkten über den B^*/I -Intervallen von etwa 5000 bis 6000 beziehungsweise 7000 bis 8000.

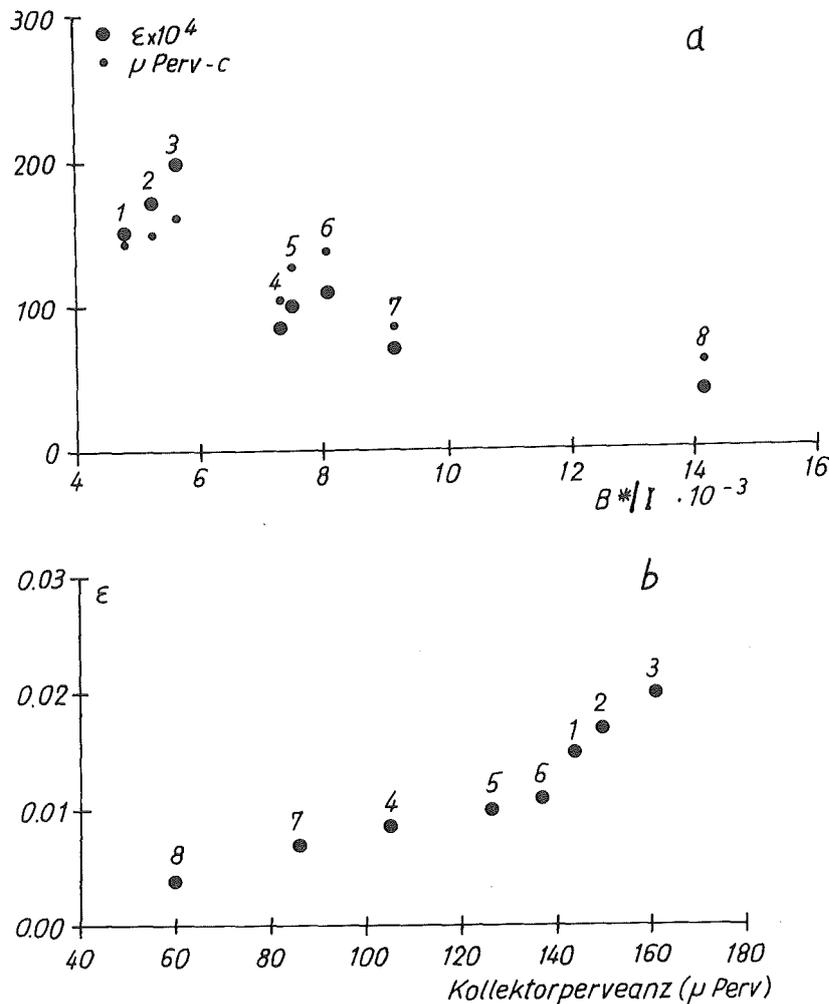


Abbildung 37: Die Kollektorperveanz als Funktion des auf den Elektronenstrom normierten Magnetfelds im Kollektoreingang (a); der Verluststrom in Abhängigkeit von der Kollektorperveanz (b)

Innerhalb der Gruppen, die zu verschiedenen Einstellungen der Kollektoreingangsspule gehören, stieg die Perveanz mit wachsendem Gegenfeld durch die CCA-Spule bei gleichzeitig erhöhter Spannung an der Kollektoranode. Die von der Veränderung des Stroms in der Kollektoreingangsspule dominierte Grobstruktur wird annähernd wiedergegeben durch die Gleichung

$$P_c \cdot B^*/I \cong 0,8 \pm 0,07 [\text{Perv} \cdot \text{AWdg./A}] .$$

Die Kollektorperveanz wurde offenbar begrenzt durch die kleine Kollektoreingangsöffnung, welche eine stromabhängige Mindeststärke des Magnetfelds erforderlich machte. Bei einer Verringerung des Magnetfelds wuchs der Verluststrom in einen Bereich, der den Betrieb des Teststrahls unmöglich machte.

Der Zusammenhang zwischen Perveanz und relativem Stromverlust ist in Teil b der Abbildung 37 getrennt dargestellt. Hier findet man einen langsamen Anstieg des Verlustquotienten von 4×10^{-3} auf 1×10^{-2} , solange man die Kollektorperveanz nicht durch eine weitere Ausbreitung des Strahls auf über $130 \mu\text{Perv}$ erhöht. Erst dann weist ein stärkerer Anstieg des Verluststroms auf einen höheren Anteil von reflektierten Elektronen aus der Randzone des Strahls hin (Vergl. dazu Abbildung 31 und Abbildung 35).

7.7 Die Diskussion der Meßergebnisse

In den beschriebenen Messungen wurden nacheinander vier Arbeitsbereiche des Kollektors gefunden. Diese zeigten unterschiedliche Charakteristika:

1. Geringe Ausbreitung des Strahls im Kollektor, kleine Verlustquotienten ($\leq 5 \times 10^{-6} - 6 \times 10^{-5}$), Kollektorperveanzen um $20 \mu\text{Perv}$;
2. Starke Strahlverbreiterung durch ein elektrisches Feld (CF), unveränderte Kollektorperveanz, Verluststrom noch etwas geringer;
3. Kollektorperveanz um $40 \mu\text{Perv}$, Formung des Magnetfelds im Kollektor mit zwei zusätzlichen Spulen (CCF, CCA), Verlustquotienten um etwa eine Größenordnung höher als im vorher erreichten Minimum;
4. Betrieb als offener Kollektor mit einer weiteren Abschwächung des Magnetfelds im Kollektor (CCA), Perveanzen von bis zu $160 \mu\text{Perv}$, aber erhebliche Stromverluste ($10^{-3} - 10^{-2}$)

Die Höhe des Verlustquotienten in den wichtigsten Betriebsmoden des Kollektors entspricht den Erwartungen, die man aufgrund der in Kapitel 6 gegebenen Abschätzungen haben konnte. Der Wert von 2×10^{-4} , der mit einer negativen Kollektoranodenspannung von nur wenigen Volt gegen ein Kollektorpotential von 300 V gemessen wurde, stimmt annähernd überein mit dem Faktor $\epsilon_g \cdot \epsilon_m$ (geometrischer und magnetischer Abschluß des Kollektors), den man für diese Anordnung voraussagen würde.

Der lineare Abfall des Verluststroms mit der Kollektoranodenspannung zeugt von einem sehr flachen Verlauf des Sekundärelektronenspektrums. Ein solcher Verlauf ist charakteristisch für Rückstreuung von Elektronen aus Kohlenstoff [60]. Ein Kohlenstoffbelag auf der Kollektoroberfläche im Teststand war wegen des ölführenden Turbomolekular- und Vorpumpen-Systems hinter dem Kollektor nicht auszuschließen.

Seit den Kollektorexperimenten im Rahmen des FERMILAB-Kühlerprojekts hat man der Bedeutung der Raumladungskompensation (siehe Abschnitt 6.2) in der Kollektoreingangsöffnung einige Beachtung geschenkt. Für den zur Zeit im Aufbau befindlichen Elektronenkühler für CELSIUS [95] wird daran gedacht, den Restgasdruck vor dem Kollektor durch Einleitung von Wasserstoffgas

lokal zu erhöhen, um diesen Effekt herbeizuführen. Bei dem in dieser Arbeit vorgestellten Kollektor wurde die Kompensation der Raumladung in der Kollektoreingangsanode durch deren Länge und Einbettung in ein Gebiet noch hohen Magnetfelds begünstigt. Dennoch findet sich in den Resultaten der Testmessungen kein überzeugender Hinweis auf dieses Phänomen. Deutlich gegen die Annahme einer Ionenwolke im Kollektoreingang spricht die Erhöhung der Perveanz des Kollektors *und der Kollektoranode* bei einer Abschwächung des Magnetfelds und einer Annäherung des CA-Potentials an das Kollektorpotential - also bei einer Verschlechterung der Bedingungen für die Raumladungskompensation (siehe Abschnitt 6.3). Es können daher zwei Feststellungen getroffen werden:

1. Raumladungskompensation tritt in dem beschriebenen Kollektor nicht auf.
2. Raumladungskompensation wird nicht benötigt, um eine hohe Kollektorperveanz und kleine Verlustströme zu erzielen.

Eindeutig zeigte sich hingegen der Einfluß der äußeren Feldkonfiguration auf die Perveanz der Kollektoranode und des Kollektors.

Eingangs dieses Kapitels wurden die Probleme erwähnt, die eine quantitative Berechnung der Potentiale und Strahltrajektorien im Kollektorbereich bereiten. So konnten experimentell beobachtete Betriebszustände weder hinsichtlich der Perveanzen in Kollektor und Kollektoranode noch bezüglich der Strahlverteilung im Kollektor exakt nachvollzogen werden. Rechenergebnisse werden hier deshalb nur zur Darstellung qualitativer Änderungen des elektrischen Feldes verwendet.

In Abbildung 38 sind typische Equipotentialkarten für die Arbeitsbereiche 1 bis 4 im Vergleich dargestellt. Schraffiert ist jeweils die Insel der kleinsten Elektronengeschwindigkeiten ($E_e \leq 10$ eV), die sich in Trajektorienrechnungen unter Berücksichtigung der Raumladung ergeben. In diesen Zonen werden die Elektronen reflektiert, wenn das zur maximalen Perveanz gehörige Verhältnis von Strom und Potential überschritten wird.

In den Fällen a bis c setzt die Perveanz der Kollektoranode mit der für starke Verluststromunterdrückung notwendigen Bedingung $\Phi_{CA} < \Phi_C$ die untere Grenze für den Leistungsverbrauch im Kollektor. Erst für den offenen Kollektor (Bild d in Abbildung 38) verschiebt sich die Potentialinsel ins Innere des Kollektors. Die Kollektorperveanz ist dann nur noch durch die wesentlich geringere Ladungsdichte *im Kollektor* begrenzt.

Anhand numerischer Berechnungen der Magnetfeldlinien (Programm POISCR [85]) kann man veranschaulichen, welche Feldform im Kollektor die kleinsten Verlustquotienten beziehungsweise höchste Perveanzen hervorbringt. Die Ergebnisse solcher Rechnungen für die Fälle (a,b), c und d nach Abbildung 38 können in Abbildung 39 verglichen werden.

Für minimale Verlustströme ist eine enge Strahlführung bis in den Kollektor erforderlich. Der longitudinale Gradient des Magnetfelds setzt in der Kollektoranode ein und führt zu einem sanften Feldabfall bis weit in das Kollektorinnere. Ein hoher *Feldgradient* wird hier nicht benötigt, um von dem Effekt des magnetischen Spiegels (siehe Abschnitt 6.2) zu profitieren. Die Abschirmung des Kollektors vom Solenoidfeld erübrigt sich. Dies ist eine zusätzliche günstige Auswirkung des großen Kollektorvolumens, denn in Gleichung (5), der Bedingung für die Reflektion von Sekundärelektronen im ansteigenden Magnetfeld, erscheint nur die *Differenz der Feldstärken* zwischen Kollektoreingang und Kollektoroberfläche.

Für den offenen Kollektor erwies sich eine möglichst schnelle Ausbreitung des magnetischen Flusses *hinter* der Kollektoranode als günstig. Wenn man den Strahlstrom erhöhte, wurde jedoch eine stärkere Fokussierung durch die Anodenöffnung notwendig, um den Stromverlust unter 1% zu halten (Abbildung 37). Um sehr hohe Strahlströme mit geringer Verlustleistung zurückzugewinnen, sind die technischen Voraussetzungen für einen hohen Feldbeitrag durch die CE-Spule zu schaffen.

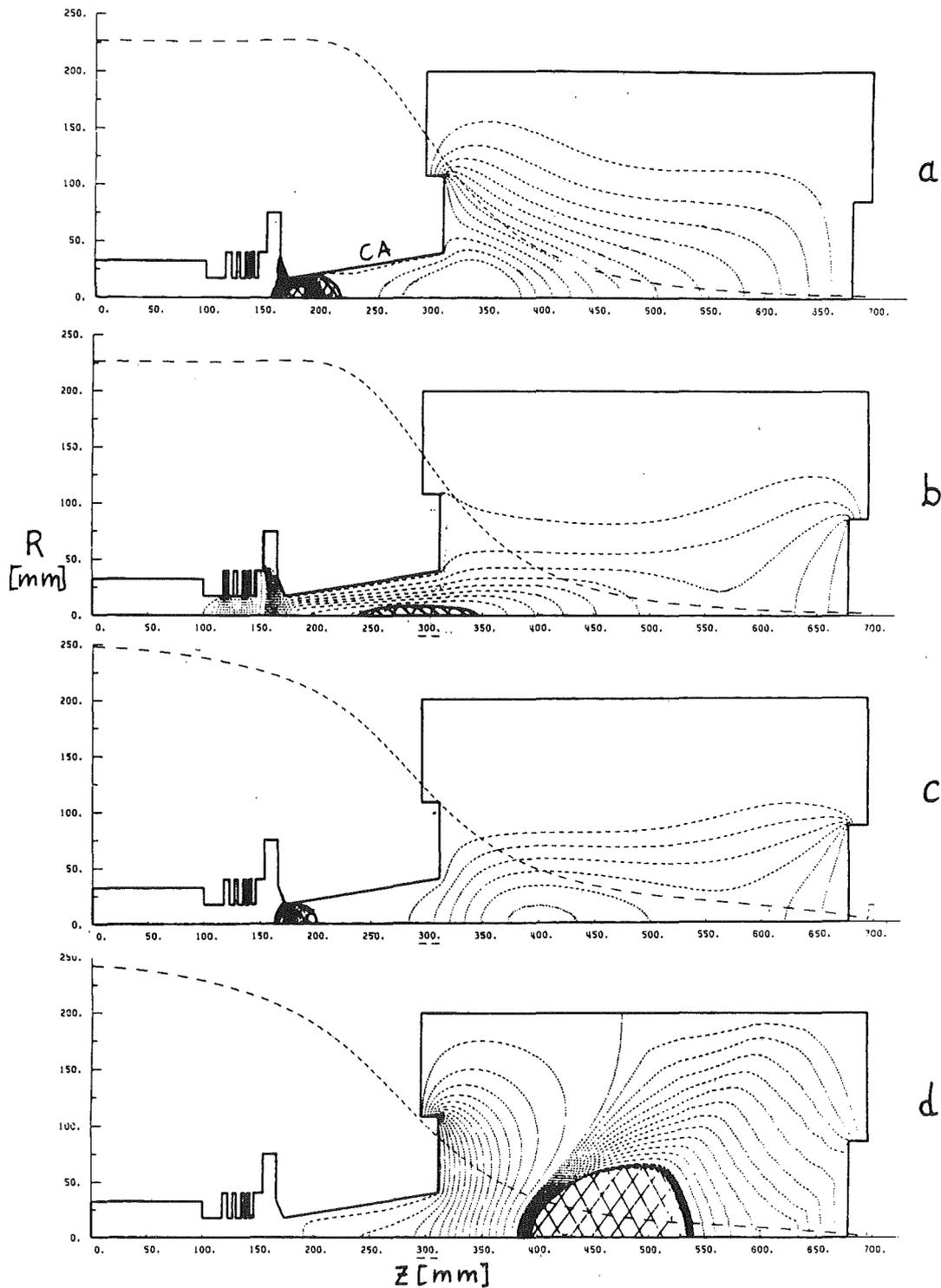


Abbildung 38:

Berechnete Equipotentialkarten für Kollektoreinstellungen mit hohem Wirkungsgrad (a: $U_{CF} = 0$, b: $U_{CF} = 0,5 U_C$), für eine Einstellung für höhere Perveanz bei Verlusten im 10^{-4} -Bereich (c, vergl. Abbildung 36), und für den offenen Kollektor (d, Meßpunkt 3 in Tabelle 6). Gezeigt wird ein Längsschnitt durch den Kollektor und die Abbremsstrecke. Eingezeichnet ist auch jeweils die longitudinale Komponente des Magnetfelds (---).

Ein Verlustquotient im Prozentbereich, der sich bei Kollektorperveanzen über etwa $120 \mu\text{Perv}$ einstellt, würde schon in Anwendungen wie in LEAR und COSY ($E_e = 100 \text{ keV}$) zu einer thermischen

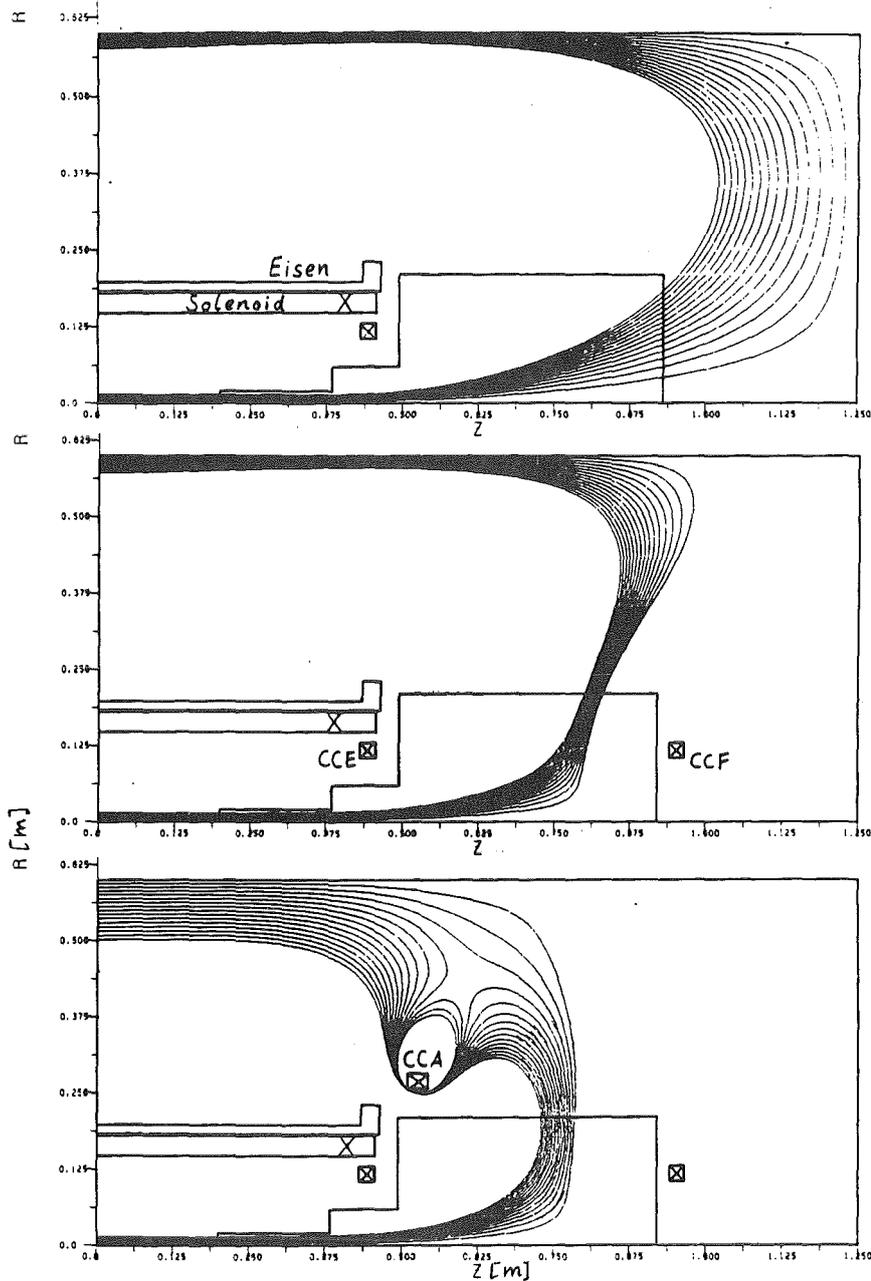


Abbildung 39: Magnetfeldkarten für die Kollektoreinstellungen nach Abbildung 38. Oben: Einstellung für Verlustströme unterhalb 1×10^{-4} , $P_C \cong 20 \mu\text{Perv}$ (a,b); Mitte: $P_C = 44 \mu\text{Perv}$, $\varepsilon = 8,0 \times 10^{-4}$ (c); unten: $P_C = 161 \mu\text{Perv}$, $\varepsilon = 2 \times 10^{-2}$ (d). Eingezeichnet sind die Feldlinien, die im Driftbereich innerhalb des Strahls verlaufen.

Leistung des Verluststroms von ca. 1 kW auf der Kühlstrecke führen. Andererseits bedeutet die Kollektorperveanz im Arbeitsbereich mit Verlusten um 5×10^{-5} für das Maximum der Stromdichteverteilung im Kollektor (Abbildung 34a) eine Leistungsdichte von

$$D_C [\text{Watt/cm}^2] = 1,4 \times 10^{-3} I^{5/3} \cdot P_C^{-2/3} \cong 1,9 [A^{-5/3}] \cdot I^{5/3} .$$

Mit den in Tabelle 4 angegebenen Strömen erhält man eine maximale Leistungsdichte von nur $26,5 \text{ W/cm}^2$ für einen Kühlerstrahl von $5,2 \text{ A}$ bei 300 keV Strahlenergie. An die Wärmeabführung vom Kollektor werden damit nur geringe Anforderungen gestellt. Wegen der großen Kollektorfläche können noch bedeutend geringere Leistungsdichten erzielt werden, wenn durch eine geeignete Einstellung des Gitterpotentials am Kollektorausgang eine gleichmäßigere Verteilung des Stroms herbeigeführt wird. Es besteht also in den geplanten Anwendungen in COSY und LEAR kein Anlaß, eine höhere Kollektorperveanz auf Kosten des Wirkungsgrads einzustellen. Dennoch ist die Möglichkeit, mit einem für extrem kleine Verlusströme konzipierten Kollektor auch Leistungskoeffizienten von weniger als 1% zu erreichen, im Hinblick auf mögliche Kühlerprojekte mit Elektronenstrahlen im MeV -Energiebereich ein interessantes Ergebnis.

Kapitel 8

Zusammenfassung und Ausblick

1. Zusammenfassung

Für die Erhöhung der Strahlenergie des LEAR – Elektronenkühlers von 40 keV auf 100 keV und für die Entwicklung eines Elektronenkühlers für COSY wurde die **Strom – und Energiebilanz des Elektronenstrahls** als das zentrale Problem identifiziert.

Es wurden Konzepte für die Optimierung des Elektronenkreislaufs ausgearbeitet, die zu Spezifikationsregeln für den Elektronenstrahl und zum Entwurf eines **neuen Kollektortyps** führten. Der Entwurf wurde in die Entwicklung eines Kollektors umgesetzt, der die Vorzüge des klassischen Faradaybecher – Kollektors mit Eigenschaften neuerer Schemen [83] in sich vereinigt.

Zur experimentellen Untersuchung der Phänome, die den Wirkungsgrad eines Kollektors bestimmen, und zur Überprüfung der Leistungsfähigkeit des neuen Kollektors wurde ein Teststand aufgebaut. Die kompakte Elektronenkanone, die als Teststrahlquelle diente, wurde eigens entwickelt und erfolgreich erprobt. Die Kanone ist als Vorbeschleunigungsstrecke für eine zweistufige, resonant fokussierende Elektronenkanone für Energien bis zu etwa 100 keV konzipiert, für die ebenfalls ein Entwurf fertiggestellt wurde.

Bei der Gestaltung des Hochspannungs – und Kontrollsystems des Teststands wurden neue Lösungen gewählt [90], die eine einfache und zuverlässige Bedienung des Elektronenstrahls erlaubten.

In Messungen mit dem neuen Kollektor konnten die kritischen Punkte, die bei der Rückgewinnung eines intensiven Elektronenstrahls zu überwinden sind (Raumladung, Aufheizung des Strahls im Magnetfeld), isoliert und verstanden werden. Es wurde bewiesen, daß die Beachtung der geometrischen Regeln für den Einschluß von Sekundärelektronen im Kollektor, die einen möglichst kleinen Strahldurchmesser und ein großes Kollektorvolumen empfehlen, zu extrem kleinen Verlustströmen führt. Die Leistungsaufnahme des Kollektors, die bei einem gegebenen Strahlstrom durch die *Kollektorperveanz* determiniert ist, konnte durch die Formung des Strahls im Kollektor wesentlich verringert werden.

Eine (teilweise) Kompensation der Raumladung im Ionenstrahl durch Restgasionen wurde nicht beobachtet und ist offenbar nicht notwendig für einen leistungsfähigen Kollektor.

Als wesentliche Daten des neuen Kollektors wurden gemessen:

- *Verlustquotient* : < 5 ppm ($I < 0,3$ A) bzw. < 60 ppm ($I < 1,3$ A) vom Elektronenstrom I
- *Leistungskoeffizient* :
 - $< 1,6$ [kW]/N $\cdot (I [\text{A}])^{5/3}$ von der Strahlleistung N auf der Kühlstrecke für die oben angegebenen Verlustquotienten

- $< 340 \text{ bis } 790 \text{ [W]/N} \cdot (I \text{ [A]})^{5/3}$ für Verlustquotienten von 2% bis 0,8%
- *Leistungsdichte auf der Kollektorfläche:*
 - $< 2,3 \text{ [W/cm}^2] \cdot (I \text{ [A]})^{5/3}$ bei minimalem Verluststrom
 - $< 0,4 \text{ [W/cm}^2] \cdot (I \text{ [A]})^{5/3}$ bei minimalem Leistungskoeffizienten

Die minimalen Verlustquotienten sind kleiner als die Werte, die mit Faradaybecher-Kollektoren erzielt wurden [57,56,89]. Die niedrigsten Leistungskoeffizienten schließen an Meßergebnisse an, die mit speziell für hohe Perveanz konzipierten Kollektoren erzielt wurden [50]. Mit dem neu entwickelten *Hybridkollektor* stellen diese beiden Bereiche die Ränder einer Skala verschiedener Betriebsmoden dar, die durch die Veränderung von elektrischen Potentialen und von Hilfsspulenströmen je nach Anwendung eingestellt werden können. Wegen der Einfachheit des zugrundeliegenden Kollektorentwurfs konnten die aufgezählten Leistungsdaten mit geringem technischen Aufwand erzielt werden.

2. Ausblick

Die Eigenschaften des neuen Kollektors und die mit dem Betrieb des Teststands gewonnenen Erfahrungen eröffnen eine Vielzahl direkter Anwendungen und Perspektiven für eine Vereinfachung der Elektronenkühlung besonders bei höheren Energien.

Die einfache und großzügige Bauart des Kollektors ermöglicht die zuverlässige Lösung hochspannungstechnischer Probleme.

Die extrem niedrigen Verlustströme, die zudem mit einer geringen Leistungsdichte auf der Kollektoroberfläche erzielt wurden, machen den Hybridkollektor besonders geeignet für Anwendungen, wo hohe Anforderungen an das Vakuum gestellt werden, z. B. bei der Elektronenkühlung von negativen Ionen, von sehr schweren Ionen oder von Antiprotonen.

Wegen der minimalen Belastung der Beschleunigungsversorgung mit Verluststrom schafft der neue Kollektor neben seiner Eignung für hohe Strahlströme auch günstige Voraussetzungen für Elektronenstrahlen höchster Präzision. Solche Strahlen sind für die Herstellung und Erforschung tiefgekühlter oder *kristallisierter* Ionenstrahlen erforderlich [96].

Wenn der Kollektor in einer Einstellung für hohe Perveanz betrieben wird, können auch extrem hohe Elektronenströme verarbeitet werden. Solche Ströme werden zum Beispiel für die Kühlung während des Betriebs eines sehr dicken internen Targets und in Elektronenstrahltargets benötigt.

Die Parameter des 100 keV-Elektronenstrahls für die Kühlung in LEAR stimmen etwa überein mit den Anforderungen für die *Elektronenkühlung in COSY*. Für die ersten Experimente dort steht momentan noch die Kühlung bei Injektionsenergie (entsprechend einer Elektronenenergie von etwa 22 keV) im Vordergrund. Für diese Anwendung ist nicht nur der neue Kollektor, sondern auch die im Teststand eingesetzte Elektronenkanone nach geringen technischen Veränderungen direkt einsetzbar. Der Entwurf einer Elektronenkanone für höhere Elektronenenergien auf der Basis der Teststandkanone, der in dieser Arbeit vorgeschlagen wurde, kann als Diskussionsgrundlage für eine zukünftige Aufstockung der Strahlenergie dienen.

Das am Teststand erprobte vereinfachte Hochspannungsschema und die Benutzung eines Teils der Vakuumschleife als Kollektoroberfläche könnte auf den LEAR- und auf den COSY-Elektronenkühler übertragen werden. Die Kathode müßte dann geerdet und der Kollektor gegen die angrenzenden Vakuumschleifen mit kurzen Keramiksegmenten isoliert werden.

Der mechanische Aufbau des Kollektors mit einer strahlabgewandten Öffnung erinnert an den von F. Krienen vorgeschlagenen *Hohlkollektor*, der auf der Achse der Kühlstrecke in den Beschleunigerring eingebaut werden könnte [97]. In Zusammenhang mit der geringen Leistungsdichte und der wirkungsvollen Beschränkung des Elektronenstroms auf die Kollektorfläche gewinnt dieser Gedanke eine neue Aktualität. Zudem wurden inzwischen Messungen veröffentlicht, welche die Beschichtung des Kollektors mit NEG – Material und dadurch eine erhebliche Senkung der Desorptionsrate als möglich erscheinen lassen [98].

Literatur

1. Budker, G.I., Proc. Int. Symposium on Electron and Positron Storage Rings, Saclay, 1966 (Presses Univ. de France, Paris, 1967), S. II - 1 - 1; Budker, G.I., und Skrinskij, A.N., Sov. Phys. Usp. 21(1978), 277
2. van der Meer, S., *Stochastic damping of betatron oscillations*, CERN Int. Rep. ISR - PO/72 - 31, 1972; Möhl, D., Petrucci, G., Thorndahl, L., van der Meer, S., Phys. Rep. 58(1980), 75
3. Mayer - Kuckuk, T., *Das Kühler - Synchrotron COSY und seine physikalischen Perspektiven*, Rheinisch - Westfälische Akademie der Wissenschaften, Vorträge, N 359, Westdeutscher Verlag, 1988
4. Bell, M., and Bell, J.S., Part. Acc. 12(1982), 49
5. Dittner, P.F., Phys. Scr. T22(1988), 65
6. Workshop on the Physics with Heavy Ion Cooler Rings, Heidelberg, 1984
7. Poth, H., *From electron cooling to antihydrogen: A personal view*, invited talk given at the G. Budker memorial seminar on the occasion of the 70th anniversary of his birth, Novosibirsk, April 1988, CERN - EP/88 - 108, 1988
8. Neumann, R., Poth, H., Winnacker, A., Wolf, A., Z. Phys. A313 (1983), 253
9. Pilkuhn, H, Poth, H., Wolf, A., Proc. Workshop on Experiments and Experimental Facilities at SIS/ESR, Darmstadt Report, GSI - 87 - 7, 1987
10. Budker, G.I., Dikanskij, N.S., Kudelainen, V.I., Meshkov, I.N., Parkomchuk, V.V., Pestrikov, D.V., Skrinskij, A.N., Sukhina, B.N., Part. Acc. 7(1976), 197
11. Budker, G.I., Buluchev, A.F., Dikanskij, N.S., Kononov, V.I., Kudelainen, V.I., Meshkov, I.N., Parkomchuk, V.V., Pestrikov, D.V., Skrinskij, A.N., Sukhina, B.N., *New experimental results of electron cooling*, in: Proc. 5th ALL - Union Conference on Charged - Particle Accelerators, Vol.1, 236, Nauka, Moscow, 1977 [Englische Übersetzung erschienen als CERN - PS/DL/Note 26 - 25 (1976)]
12. Bell, M., Chaney, J., Herr, H., Krienen, F., Møller - Petersen, P., Nucl. Instr. Meth. 190(1981), 237
13. Ellison, T., Kells, W., Kerner, V., Mills, F., Peters, R., Rathbun, T., Young, D., McIntyre, P.M., IEEE Trans. Nucl. Sci. 31(1983), 295
14. Poth, H., Schwab, W., Seligmann, B., Wörtge, M., Wolf, A., Baird, S., Chanel, M., Haseroth, H., Hill, C.E., Ley, R., Manglunki, D., Tranquille, G., Vallet, J.L., Dittner, P.F., *First results of electron cooling experiments at LEAR*, CERN - EP/88 - 98 (1988), zur Veröffentlichung in

15. Wolf, A., Dittner, P.F., Habfast, C., Hütten, L., Poth, H., Schwab, W., Seligmann, B., Stein, J. Wörtge, M., Baird, S., Bosser, J., Chanel, M., Girardini, M., Haseroth, H., Hill, C.E., Lefèvre, P., Ley, R., Manglunki, D., Möhl, D., Molinari, A., Poncet, A., Tranquille, G., Vallet, J.L., *Results from electron cooling experiments at LEAR*, zur Veröffentlichung in Proc. European Particle Accelerator Conference, Rome, 7. – 11.6. 1988
16. Wilson, E., *Transverse beam dynamics*, CERN Accelerator School, Gif-sur-Yvette, Paris, 1984, eds. P. Bryant and S. Turner, CERN 85-19 (1985), Vol.I, 64
17. Spitzer, L., *Monthly Notices, Roy. Astronom. Soc. (London)*, **100**(1940), 396, zitiert in Spitzer, L., *Physics of fully ionized gases*, Interscience Publishers, New York, 1956, 80
18. Jackson, D.J., *Classical Electrodynamics*, 2nd ed., John Wiley & Sons, New York, 1975, 618 ff.
19. Wolf, A., *Elektronenkühlung für niederenergetische Antiprotonen*, Dissertation, KfK 4023, Karlsruhe, 1986
20. Kudelainen, V.I., Lebedev, V.A., Meshkov, I.N., Perkhomochuk, V.V, Sov. Phys. JETP **56,6**(1982), 1191
21. Derbenev, Y.S., Skrinsky, A.N., Part. Acc. **8**(1978), 235
22. Sørensen, A.H., Bonderup, E., Nucl. Instr. Meth. **215**(1983), 27
23. Sørensen, A., *Introduction to the theory of electron cooling*, in: Proc. of the Workshop on Electron Cooling and Related Applications (ECool84), Karlsruhe, 1984, ed. H. Poth, KfK 3846, Karlsruhe, 1985, 1
24. Poth, H., *Electron Cooling*, in: Proc. CERN Accelerator School (CAS), Oxford, 1985, ed. S. Turner, CERN 87-03 (1987), Vol.II, 534
25. Dikansky, N.S., Kononov, V.I., Kudelainen, V.I., Meshkov, I.N., Parkhomchuk, V.V., Pestrikov, D.V., Skrinsky, A.N., Sukhina, B.N., *The study of fast electron cooling*, in: Proc. 6th All-Union Conf. on Charged-Particle Accelerators, Vol. 1, JINR, Dubna, 1979, 99 [Englische Übersetzung: Novosibirsk Preprint INP 79-56]
26. Sørensen, A., *Introduction to intrabeam scattering*, Proc. CAS, Aarhus, 1986, ed. S. Turner, CERN 87-10 (1987), 135
27. Livingood, J.J., *Principles of cyclic particle accelerators*, D. van Nostrand Company, Princeton, N.J., 1961, 71-75
28. Bovet, C., Gouiran, R., Gumowski, I., Reich, K.H., CERN/MPS-SI/Int. DL/70/4 (1970)
29. Hardt, W., *A few simple expressions for checking vacuum requirements in proton synchrotrons*, CERN ISR-300/GS/68-11 (1968)
30. Guignard G., *Selection of formulae concerning proton storage rings*, CERN 77-10 (1977),
31. Arbeitsgruppe COSY, *Kühler-Synchrotron COSY, Technische Beschreibung (Stand August 1986)*, Jül-Spez-370, Jülich, 1986

32. Möhl, D., and Kilian, K., *Phase – space cooling in ion beams*, CERN – EP/82 – 214, 1982, und in *Lecture Notes in Physics* 178(1982), 220
33. Möhl, D., *Phys. Scr.* T22(1988), 21
34. Poth, H., *Z. Phys.* A326(1987), 483
35. Datz, S., Dittner, P.F., Miller, P.D., Pepmiller, P.L., *Dielectronic recombination measurements in a single pass experiment*, in ECOOL84 [23], 401
36. Poth, H., Seligmann, B., Schwab, W., Wörtge, M., Wolf, A., Conti, R., Frieze, W., Gidley, D., Rich, A., Skalsey, M., Van House, J., Zitzewitz, P., Berger, J., Blatt, P., Neumann, R., *Antihydrogen production in a merged beam arrangement*, in: *Proc. Workshop on the Production and Investigation of Atomic Antimatter (ANTIMATTER 87)*, Karlsruhe, 1987, eds. H. Poth and A. Wolf, zur Veröffentlichung als Sonderausgabe von *Hyperfine Interactions*
37. Poth, H., *Polarized Antiprotons from Antihydrogen*, in: *Proc. Workshop on Fundamental Symmetries, Int. School of Physics with Low Energy Antiprotons*, Erice, 1986, eds. P. Bloch, P. Pavlopoulos and R. Klapisch, Plenum Publ. Corp., New York, 1987, 347
38. Neumann, R., im selben Konferenzbericht wie [37], S. 95
39. Möhl, D., *Perspectives of ion cooling rings*, in: *Proc. of the 11th International Conference on Cyclotrons and their Application*, eds. Sekiguchi, M., Yano, Y., Hatanaka, K., Ionics Publ. Corp., Tokyo, 1987, 116
40. Pierce, J.R., *Bell Syst. Techn. Journal* 30(1951), 825
41. Pierce, J.R., *Theory and Design of Electron Beams*, Van Nostrand, New York, 1954
42. Cronin, J.L., *IEE Proc.*, Vol. 128(1981), Pt.1, No.1, 19
43. Kirstein, P.T., Kino, G.S., Waters, W.E., *Space – Charge Flow*, McGraw – Hill, New York 1967, 423 ff.
44. Sedlacek, M., *Computational calculation of electron trajectories*, in ECOOL84 [23], S. 233
45. Brewer, G.R., *High – Intensity Electron Guns*, in: *Focusing of Charged Particles*, ed. A. Septier, Vol.II, Academic Press, New York, 1967, S. 23 ff
46. Referenz [41], S. 162
47. Referenz [41], S. 26
48. Derbenev, Y., Meshkov, I.N., CERN 77 – 8 (1977)
49. Herrmannsfeldt, *Electron Trajectory Program*, SLAC – Report – 226, Stanford, 1979
50. Dikansky, N.S., Kudelainen, V.I., Kuksanov, N.K., Lebedev, B.A., Meshkov, I.N., Parkhomchuk, V.V., Pestrikov, D.V., Salimov, R.A., Seryi, A.A., Skrinisky, A.N., Sukhina, B.N., Sharapa, A.N., Shemayakin, A.V., *Status and recent developments in electron cooling*, in: *Proc. Workshop on Physics at LEAR with Cooled Low Energy Antiprotons*, Villars sur Ollon, 1987, eds. C. Amsler, G. Backenstoss, R. Klapisch, C. Leluc, D. Simon and L. Tauscher, Harwood Academic, Chur, 1988, 101

51. Møller – Petersen, *Studies of electron cooling in the ICE storage ring at CERN*, Dissertation, Aarhus, 1982
52. Habfast, C., Henn, K., Martin, S., Poth, H., Prasuhn, D., Seligmann, B., *Der COSY – Elektronenkühler (Erste Überlegungen)*, COSY Note No. 52, 1986
53. Referenz [41], S. 167
54. Poth, H., *High voltage stability requirements for the electron cooler*, PS/DL/LEAR/Note 81 – 2, pp LEAR Note, 1981
55. Kuffel, E., and Abdullah, M., *High Voltage Engineering*, Pergamon, London, 1970
56. Kells, W., McIntyre, P., Oleksiuk, L., Dikansky N., Meshkov, I., Parkhomchuk, V., Herrmannsfeldt, W. *The Electron Beam for the FERMILAB Electron Cooling Experiment*, FERMILAB TM – 918, 1979
57. Kudelainen, V.I., Meshkov, I.N., Parkhomchuk, V.V., Salimov, R.A., Skriskij, A.N., Fainshtein, V.G., *Sov. Phys. Techn. Phys.*, Vol. 21(1976), No. 8, 965
58. Redhead, P.A., Hobson, J.P. and Kornelsen, E.V., *The Physical Basis of Ultrahigh Vacuum*, Chapman and Hall, London, 1968, S. 114 ff.
59. Referenz [58], S. 159 ff.
60. Sternglass, E.J., *Phys. Rev.* 95(1954), 345
61. Forman, R., *Secondary – Electron – Emission Properties of Conducting Surfaces with Application to Multistage Depressed Collectors for Microwave Amplifiers*, NASA Technical Paper 1097, 1977
62. Poth, H., unveröffentlichte Überlegungen
63. Referenz [58], 73 ff.
64. Referenz [58], 167 ff.
65. Kouptsidis, J. and Mathewson, A.G., *Reduction of the Photoelectron Induced Gas Desorption in the PETRA Vacuum System by in situ Argon Glow discharge Cleaning*, DESY 76/49, Hamburg, 1976
66. Garbe, S., *Vakuumtechnik* 12(1963), 201
67. *AA – Vacuum Specification (at 20°)*, CERN – Spec. ISR/VA/JBP/sm (1976); PS/ML/Note 80 – 12 (1980); PS/ML/SPEC 80 – 1, 1980
68. Habfast, C., Unveröffentlichte Messungen, Juni bis Oktober 1985
69. Habfast, C., *Mikrowellendiagnose am LEAR – Elektronenkühler*, Dissertation, KfK 4188, Karlsruhe, 1987
70. Wolf, A., Hütten, L., Poth, H., *Magnetic Field Measurements in the Electron Cooling Device for LEAR*, KfK 3718, Karlsruhe 1984

71. Borer, J., Jung, R., *Diagnostics*, in: Proc. CERN Accelerator School, Geneva, 1983, eds. P. Bryant, S. Newman, CERN 84-15, 1984, 385
72. Kindl, B. *Suppl. al Nuovo Cimento* 1(1963), 646; Benvenuti, C., *Nucl. Instr. Meth.* **205**(1983), 391
73. Kells, W., FNAL report TM-771 (1978)
74. Habfast, C., Poth, H., Seligmann, B., Wolf, A., Berger, J., Blatt, P., Hauck, P., Meyer, W., Neumann, R., *Appl. Phys.* **B44**(1987), 87
75. Hütten, L., Habfast, C., Poth, H., Wolf, A., Girardini, M., Poncet, A., *The ultrahigh vacuum system for the electron cooling device for LEAR*, KfK 3816, Karlsruhe 1985; Hütten, L., Habfast, C., Poth, H., Seligmann, B., Wolf, A., Girardini, M., Poncet, A., *Vakuumtechnik* **34**(1985), Heft 7, 195
76. Habfast, C., Haseroth, H., Hill, C.E., Poth, H., Schwab, W., Seligmann, B., Wörtge, M., Wolf, A., *Phys. Scr.* **T22**(1988), 277
77. Habfast, C., Haseroth, H., Hill, C., Poth, H., Schwab, W., Seligmann, B., Vallet, J.-L., Wörtge, M., Wolf, A., *Status report on the LEAR electron cooler*, PS/LI/Note 87-6, 1987
78. Proc. Workshop on Physics at LEAR with Cooled Low Energy Antiprotons, Villars sur Ollon, 1987, eds. C. Amsler, G. Backenstoss, R. Klapisch, C. Leluc, D. Simon and L. Tauscher, Harwood Academic, Chur, 1988
79. Wolf, A., *Phys. Scr.* **T22**(1988), 55
80. Hutter, R., *Beams with Space-Charge*, in *Focusing of Charged Particles*, ed. A. Septier, Vol. II, Academic Press, New York, 1967, S. 5 ff
81. Bridges, W.B., Frey, J.I. and Birdsall, C.K., *IEEE Transactions on Electron Devices* **12**(1965), 264
82. Referenz [43], S. 137 ff.
83. Kokoulin, V.I., Meshkov, I.N., Sharapa, A.N., *Sov. Journal of Tech. Phys.*, Vol **50**(1980), No.7, 1475
84. Meshkov, I.N., Sharapa, A.N., Shemjakin, A.V., *Energy recovering of the electron beam in electron cooling devices*, in ECOOL84 [23], 253
85. Iselin, C., *Solution of Poisson's or Laplace's equations in two-dimensional regions*, CERN Computer Library Long Write-up T604 (1982)
86. Curren, A.N. and Fox, T.A., *IEEE Electron Device Lett.*, Vol **EDL-2**(1981), No. 10, 252
87. Nyaiesh, A.R., Kirby, R.E., King, F.K., Garwin, E.L., *New Radiofrequency Technique for Deposition of Hard Carbon Films*, presented at the 31st National Symposium of the American Vacuum Society, Reno, Nevada, 1984, SLAC-PUB-3473 (1984)
88. Referenz [18], S. 590

89. Matl, K., *Erzeugung eines intensiven kalten Elektronenstrahls zur Phasenraumkompression von schweren Ionen am Heidelberger Testspeicherring TSR*, Dissertation, MPI H-1987-V 20, Heidelberg, 1987
90. Habfast, C., Poth, H., Seligmann, B., Wolf, A., Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Res. **A248**(1986), 562
91. Wörtge, M. (KfK, Karlsruhe), private Mitteilung, 1987
92. Wörtge, M., *Ein Kollektorteststand für Elektronenkühler*, Diplomarbeit, KfK 4432, Karlsruhe 1988
93. Herr, H., *Electron cooling at very low energies*, in ECOOL84 [23], 85
94. Ellison, T., Kells, W., Kerner, V., McIntyre, P., Meeks, R., Mills, F., Poll, D., Rathbun, T., Young, D., *Fermilab 120 keV Electron Cooling System*, FNAL TM 1156, Batavia (Ill.), 1980(?)
95. Ekström, C., Fransen, K., Hallin, D., Hemrud, B., Herr, H., Hermansson, L., Jahnke, P., Janson, G., Johansson, A., Jojansson, O., Johnson, T., Lidbjörk, P., Lofnes, T., Norman, G., Reistad, D., Renberg, P.-U., Sedlacek, M., Sterner, H., Svensson, Ö., Wedberg, R., Westberg, L., Xue, J., Phys. Scr. **T22**, 256
96. Dikansky, N.S. and Pestrikov, D., *Ordering effects in Coulomb relaxation of a cold beam*, in ECOOL84 [23], 275
97. Krienen, F., and Herrmannsfeldt, W., *Proposal for hollow cathode electron gun for electron cooling*, in ECOOL84 [23], 245
98. Welsh, J.J., Sinclair, C.K., *Collector material desorption tests*, presented at the 1986 Lin. Accel. Conf., Stanford, Ca., SLAC-PUB-3975 (1986)