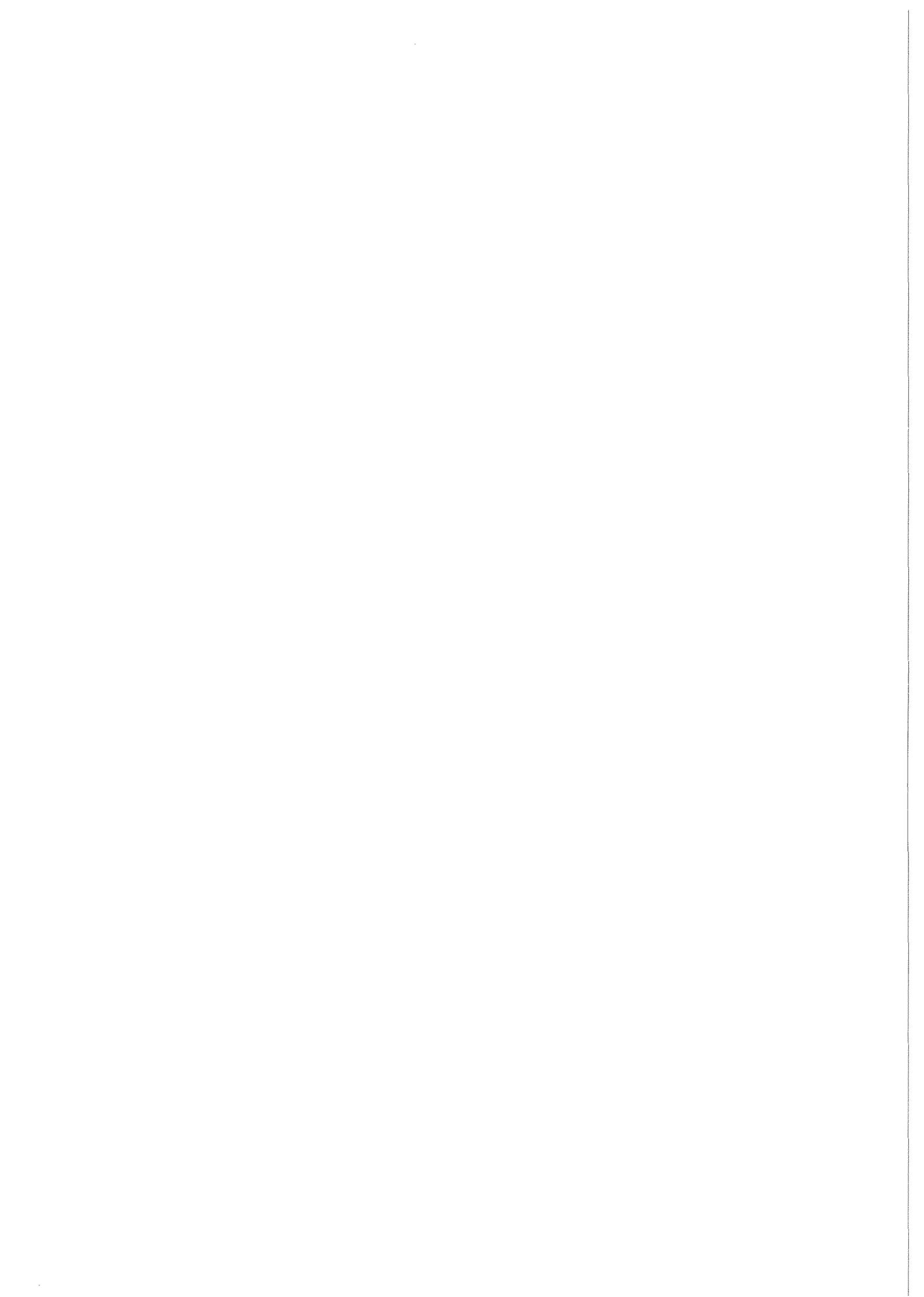


**KfK 4432**  
**Juni 1988**

# **Ein Kollektorteststand für Elektronenkühler**

**M. Wörtge**  
**Institut für Kernphysik**

**Kernforschungszentrum Karlsruhe**



KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

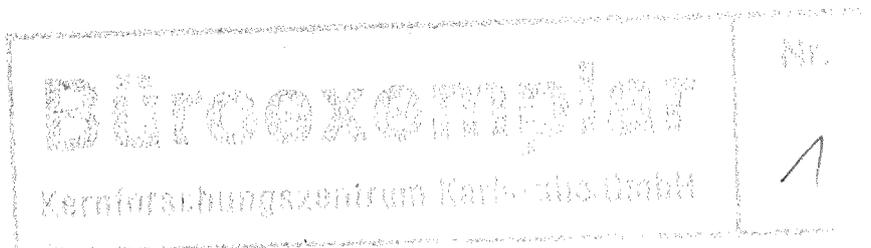
Institut für Kernphysik

KfK 4432

Ein Kollektorteststand für Elektronenkühler

Michael Wörtge

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

## Ein Kollektorteststand für Elektronenkühler

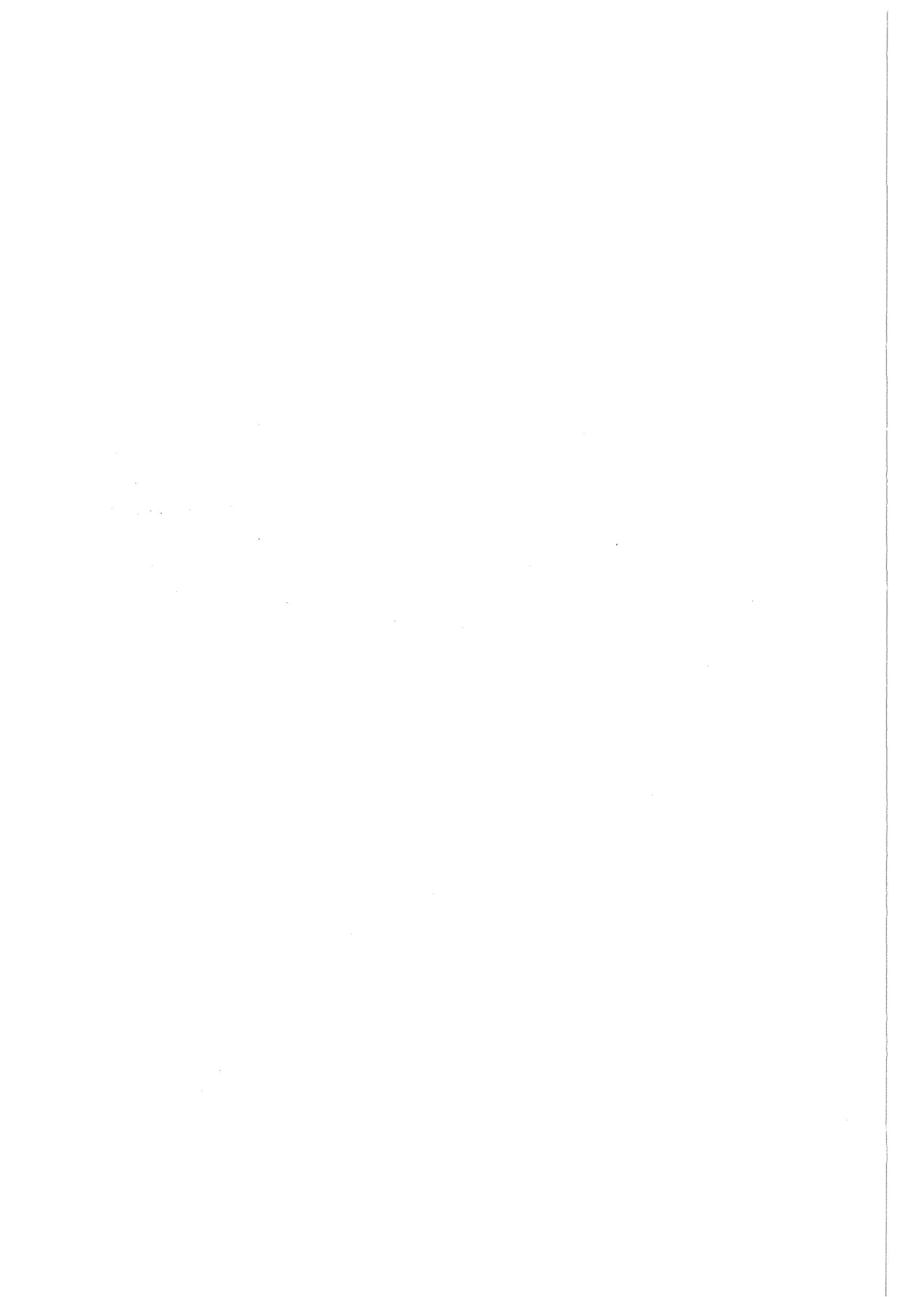
### **Zusammenfassung**

Ein neues Kollektorkonzept für einen Elektronenkühler ist von der Karlsruher Elektronenkühlergruppe am LEAR-Speicherring (CERN) entworfen worden. Um die Leistungsfähigkeit und die Kenngrößen des Kollektors zu untersuchen, ist ein linearer Testaufbau mit einem Elektronenstrahl für Energien bis zu 20 keV und Elektronenströmen von bis zu 1.25 A errichtet worden. Im gegenwärtigen Stadium kann eine maximale Kollektorperveanz von  $37 \mu\text{AV}^{-3/2}$  erreicht werden. Die Elektronenverluste in Verhältnis zum Primärstrom liegen im Bereich von  $10^{-5}$  bei Kollektorperveanzen unter  $25 \mu\text{AV}^{-3/2}$ . Der Kollektor wurde in verschiedenen Testreihen untersucht. In diesem Zusammenhang wurde ein neuartiges computergestütztes Monitor- und Steuerungssystem getestet, das auf einem Macintosh Plus Computer mit einem speziellen Interface für CAMAC und VME basiert.

## A Collector Testbench for Electron Coolers

### **Abstract**

A new collector design for electron coolers was elaborated in the Karlsruhe electron cooling group at LEAR (CERN). For testing the performance of the collector a linear set-up was built with an electron beam of energies up to 20 keV and currents up to 1.25 A. In the present stage a maximum collector perveance of  $37 \mu\text{AV}^{-3/2}$  can be obtained. Loss rates are well in the  $10^{-5}$  region for collector perveances of  $\leq 25 \mu\text{AV}^{-3/2}$ . The collector was investigated in detail and a new type of computerized control and monitor system was tested based on a Macintosh Plus personal computer with a special interface for CAMAC and VME.



# Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung.....	1
2. Dynamik eines Teilchenstrahls.....	5
3. Elektronenkühlung.....	9
3.1 Das Prinzip.....	9
3.2 Theoretische Beschreibung .....	10
3.3 Anwendung - der LEAR-Kühler .....	15
4. Der Kollektorteststand .....	21
4.1 Kollektorproblematik .....	21
4.2 Beschreibung des Aufbaus.....	25
4.2.1 Gesamtübersicht .....	25
4.2.2 Das Vakuumsystem.....	25
4.2.3 Die Elektronenkanone .....	27
4.2.4 Der Kollektor.....	29
4.2.5 Die Magnetfeldkonfiguration .....	32
4.2.6 Die Hochspannungsbeschaltung.....	32
5. Das Monitor- und Steuerungssystem .....	35
5.1 Überwachung und Steuerung des Teststands.....	35
5.2 Computer und Elektronik.....	36
5.3 Das Steuerprogramm.....	38
6. Messungen am Teststand.....	45
6.1 Erster Elektronenstrahl und erste Messungen.....	45
6.2 Erzeugung minimaler Verluste.....	50
6.3 Stromverteilung im Kollektor .....	56
6.4 Kollektorperveanz und Raumladungskompensation.....	61
6.5 Vakuumwerte und deren Einfluß auf die Meßergebnisse.....	64

7. Zusammenfassung und Ausblick.....	67
Literaturverzeichnis.....	71
Anhang: Graphische Gesamtansicht des Teststands .....	75

## 1. Einleitung

Unter Strahlkühlung versteht man die Verringerung der Größe und der Energieunschärfe eines Teilchenstrahls, wobei möglichst keine Strahlverluste auftreten sollten. Das besetzte Phasenraumvolumen des Teilchenstrahls soll verkleinert werden unter gleichzeitiger Erhöhung der Phasenraumdichte.

Der thermodynamische Begriff Kühlung hat seinen Ursprung darin, daß man der relativen Geschwindigkeit, die die Teilchen gegenüber der mittleren Strahlgeschwindigkeit besitzen, eine Strahltemperatur zuordnet. Die Strahltemperatur ist umso höher, je größer die Geschwindigkeitsabweichungen der Teilchen im Strahl sind.

Eine Strahlkühlung ist hauptsächlich aus fünf Gründen wünschenswert. Zunächst möchte man Schwingungen der Teilchen um die Sollbahn, hervorgerufen durch Imperfektionen des Speicherrings sowie durch Steuprozesse an Restgasmolekülen, die zu einem Anwachsen der Strahlgröße und zu Teilchenverlusten führen, dämpfen. Zweitens will man die Wechselwirkungsraten und die Auflösung von Präzisionsexperimenten in der Atom- und Kernphysik erhöhen, die hoch monoenergetische und genau fokussierte Strahlen benötigen. Ein Beispiel dafür ist LEAR (Low Energy Antiproton Ring) [1] am CERN in Genf. Eine weitere Anwendung der Strahlkühlung liegt im Bereich der Akkumulation von geladenen Teilchen, deren Erzeugungsrate gering ist. Um möglichst viele dieser Teilchen in einem einzigen Speicherring anzusammeln und dadurch die Strahlintensität zu erhöhen, möchte man das sehr große Phasenraumvolumen verringern, das sie bei ihrer Produktion einnehmen. Ferner ist es für die zukünftige Benutzung von internen Targets in Speicherringen [2] [3] nötig, die Streuung der gespeicherten Teilchen am Target durch eine Strahlkühlung zu kompensieren, um so die Strahlverluste möglichst gering zu halten. Schließlich erfordert auch die Abbremsung von Teilchenstrahlen auf sehr niedere Energien (bis auf wenige keV) den Einsatz der Phasenraumkühlung, da sich ansonsten der Strahl dabei so stark aufbläst, daß er zu einem sehr großen Teil verloren geht.

Wie erreicht man nun die Kühlung eines Teilchenstrahls? Dies ist nur mit Hilfe von dissipativen Kräften, d.h. Reibung, möglich. Nach dem Theorem von Liouville bleibt die Phasenraumdichte bei Anwendung von konservativen Kräften, wie elektrischen und magnetischen Feldern, konstant. Eine Verringerung der Impulsunschärfe führt in diesem Fall zu einer äquivalenten Erhöhung der räumlichen Ausdehnung des Strahls und umgekehrt. Gegenwärtig sind drei Mechanismen für die Kühlung von schnellen geladenen Teilchenstrahlen verfügbar: Dämpfung durch Synchrotronstrahlung, stochastische Kühlung und Elektronenkühlung.

Die stochastische Kühlung wurde 1966 von Simon van der Meer vorgeschlagen. Indem man mit Elektroden (Pick-ups) Informationen über einzelne im Speicherring zirkulierende Teilchen oder Teilchengruppen sammelt und diese dann mit sogenannten elektrostatischen Kickern (speziellen Elektroden) oder RF-Kavitäten gezielt beeinflusst, kann man den Satz von Liouville umgehen und eine Vergrößerung der Phasenraumdichte erzielen [4] [5] [6].

Die Strahldämpfung durch Synchrotronstrahlung spielt nur in Speicherringen für hochrelativistische Teilchen, d.h. mit großem Lorentzfaktor  $\gamma$ , eine Rolle ( $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ ;  $\beta = v/c$ ). Für fast alle heute bestehenden Ringe für Protonen (p), Antiprotonen ( $\bar{p}$ ) oder andere Ionen trifft dies nicht zu (Ausnahmen: Tevatron, SSC, LHC).

Bei der Elektronenkühlung wird dem zu kühlenden Teilchenstrahl ein monoenergetischer Elektronenstrahl gleicher Richtung überlagert. Die wegen der relativen Bewegung der Teilchen gegeneinander dabei auftretende Coulombstreuung dient hier als Reibungskraft. Eine ausführlichere Behandlung dieses Verfahrens findet im dritten Kapitel statt.

Der erste Elektronenkühler wurde in Novosibirsk von G. Budker und seinen Mitarbeitern gebaut und erste Kühlexperimente mit Protonen durchgeführt [7]. Weitere Versuchsaufbauten folgten am CERN (ICE: Initial Cooling Experiment) [8] und am Fermilab [9]. Nach diesen erfolgreichen Tests wurde 1979 mit der Planung und dem Aufbau eines Elektronenkühlers für den niederenergetischen Antiprotonen Ring LEAR am CERN begonnen, die von einer Gruppe des Kernforschungszentrums Karlsruhe in Kollaboration mit CERN durchgeführt wurde. Dieser Kühler ist inzwischen eingebaut und erste Kühlexperimente sind erfolgreich durchgeführt worden.

Bereits Ende 1984 wurden ebenfalls von der Karlsruher Kühlergruppe die ersten Arbeiten zum Aufbau eines geraden Teststandes für Elektronenkühler aufgenommen. Zunächst war nur an eine Weiterentwicklung des LEAR-Elektronenkühlers bis auf Elektronenenergien von 100 keV gedacht. Damit soll der Einbau eines internen Gas- oder Clustertargets in den LEAR-Ring für einen Impulsbereich der Antiprotonen von 100 MeV/c bis 600 MeV/c ermöglicht werden. Daneben wurden die Entwicklungen am Teststand von Gruppen, die sich mit der Planung und dem Bau einer neuen Generation von Speicherringen, hauptsächlich für die Atom- und Kernphysik, beschäftigen, mit wachsender Aufmerksamkeit verfolgt. Da diese Projekte fast alle einen Elektronenkühler zur Phasenraumkühlung besitzen sollen, ist es von allgemeinem Interesse, möglichst früh einen Teststrahl mit Elektronen zu erzeugen, um praktische Erkenntnisse für deren Bau zu sammeln. Einen Überblick über diese Speicherringe sowie Informationen über die angestrebten Elektronenstrahlenergien liefert Tabelle 1.1.

Name, Ort, Staat	gespeicherte Teilchen	max. Elektronenenergie [keV]	Ringumfang [m]	erste Kühlung erwartet	erster Ionenstrahl erwartet
LEAR, CERN, CH	p, $\bar{p}$ , $H^-$	40	78	1987	1982
TSR, MPI Heidelberg, D	bis zu I	20	55	1988	1988
IUCF, Bloomington, USA	bis zu Li	270	87	1988	1987
CELSIUS, Uppsala, S	LI - HI	300	82	1989	1988
ESR, GSI Darmstadt, D	bis zu U	310	103	1990	1990
ASTRID, Aarhus, DK	LI	3	40	1988	1988
CRYRING, Stockholm, S	LI	2	29	1991	1991
TARN II, Tokio, Japan	LI	120	78	1989	1989
COSY, KfA Jülich, D	bis zu Ne	100	180	1993	1993

Tabelle 1.1: Liste geplanter oder in Bau befindlicher Speicherringe mit Elektronenkühlung.  
(HI: Heavy Ions; LI: Light Ions)

Für die neuen Kühler werden teilweise hohe Strahlenergien (bis 300 keV) und sehr niedere Strahltemperaturen sowie ein sehr gutes Vakuum im Bereich von  $10^{-10}$  bis  $10^{-12}$  Torr angestrebt. Ein Teil der Probleme, die bei einer Erhöhung der Elektronenstrahlenergie auftreten, sind rein technischer Natur, wie die Eigenschaften der Beschleunigungsstrecke in Bezug auf Hochspannungsfestigkeit und -stabilität. Ein fundamentaleres Problem stellt dagegen der Kollektor für die Elektronen dar. Von seinen Eigenschaften hängt mit entscheidend ab, ob die angestrebte Leistungsfähigkeit des Elektronenkühlers erreicht wird. Es stellt sich daher die Frage, wo die Grenzen für die Rückgewinnung des Elektronenstrahls liegen. Bis zu welchen Werten läßt sich die Stromstärke des primären Elektronenstrahls steigern, den ein Kollektor noch aufnehmen kann? Dies muß unter dem Gesichtspunkt betrachtet werden, daß die Qualität des Vakuums durch Strahlverluste oder im Kollektor entstehende Sekundärelektronen sowie durch Ausgasen der Kollektoroberfläche (bei starker Erwärmung) maßgeblich beeinflusst wird. Dies wiederum wirkt sich auf die Lebensdauer der im Ring gespeicherten Teilchen aus. Ferner ist für den Entwurf eines Kollektors zu bedenken, daß er möglichst einfach in seiner Bauweise sein soll, um seine Störanfälligkeit gering zu halten.

Mit einem Kollektor nach dem Vorbild des LEAR-Kühlers sind die gesteigerten Anforderungen nur bedingt erfüllbar. Daher war ein neuer Entwurf für einen Kollektor erforderlich, der an einem separaten Aufbau getestet werden mußte. Dieser Teststand bietet die besten Voraussetzungen, um neben den Untersuchungen am Kollektor gleichzeitig ein alternatives

Hochspannungskonzept [10] auszutesten, das den Aufbau eines Elektronenkühlers erheblich vereinfachen könnte. Insgesamt zielen alle Anstrengungen darauf ab, die Elektronenkühlung zu einem handlichen Instrument der Beschleunigertechnik zu machen.

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Erprobung eines neuen Kollektors an diesem Teststand und stellt die ersten Meßergebnisse und die sich daraus ergebenden Resultate vor. Ferner wird über ein einfaches und kostengünstiges Monitor- und Steuerungssystem berichtet, das mit Hilfe eines Mikrocomputers zur Steuerung und Datenerfassung des Teststandes dient. Dieses System besitzt Modellcharakter für die Automatisierung eines Laboraufbaus.

Zunächst werden einige grundlegende Begriffe aus dem Bereich der Beschleunigerphysik erklärt. Daran schließt sich eine kurze Einführung in das Prinzip und die Theorie der Elektronenkühlung, sowie deren Realisierung am Beispiel des LEAR-Elektronenkühlers an. Danach wird die Problematik und der Aufbau des Kollektorteststandes ausführlich beschrieben. Kapitel 5 beschäftigt sich dann mit dem Steuerungssystem. In Kapitel 6 werden die Meßergebnisse und deren Auswertung vorgestellt und diskutiert. Abschließend wird ein Ausblick auf die weiteren Entwicklungsmöglichkeiten gegeben.

## 2. Dynamik eines Teilchenstrahls

Die Beschreibung eines Teilchens in einem Speicherring oder in allgemein in einem Beschleuniger erfolgt normalerweise im sogenannten Phasenraum. Er ist 6-dimensional und wird von den drei Ortskoordinaten ( $x$ ,  $y$ ,  $s$ ) und drei Impulskoordinaten ( $p_x$ ,  $p_y$ ,  $p_s$ ) aufgespannt. Mit  $s$  wird dabei die Koordinate entlang der Sollbahn des Strahls bezeichnet.  $x$  und  $y$  sind dann die dazu senkrecht stehenden Koordinaten und geben die transversale Abweichung des Teilchens von der Sollbahn an (siehe Abb. 2.1).

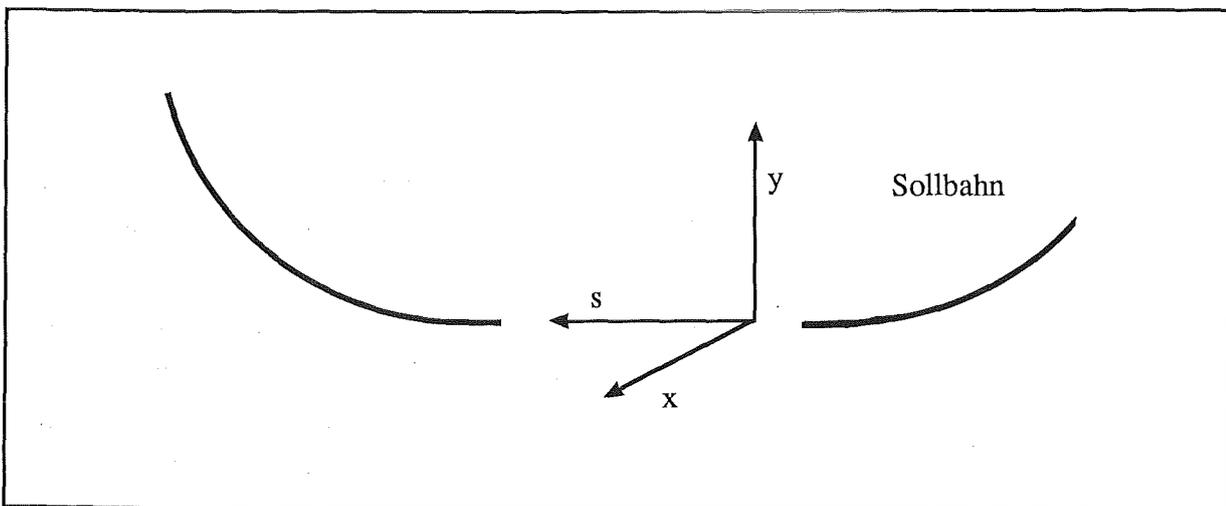


Abb. 2.1: Koordinatensystem in einem Strahltransportsystem.

Wenn die äußeren Führungsfelder für den Teilchenstrahl bekannt sind, ist der Ort und die Geschwindigkeit eines Teilchens mit bekannten Anfangsbedingungen zu jeder Zeit determiniert. Die Beschreibung der Führungsfelder geschieht durch die Betafunktion  $\tilde{\beta}(s)$ . Ihr Verlauf wird durch die Art und die Anordnung der Fokussierungselemente im Strahltransportsystem festgelegt. Die Betafunktion verknüpft die transversalen Koordinaten ( $x$ ,  $y$ ) eines Teilchens mit der longitudinalen Koordinate ( $s$ ).

Die Gesamtheit aller Teilchen des Strahls nimmt im 6-dimensionalen Phasenraum ein geschlossenes Volumen ein, das Phasenraumvolumen. Die Projektionen des 6-dimensionalen Phasenraums auf einen jeweils 2-dimensionalen Raum werden als Strahlemittanzen  $\epsilon$  bezeichnet. Der Begriff der Akzeptanz ist komplementär zur Emittanz, wird aber nicht dem Strahl sondern vielmehr einem Maschinenelement zugeordnet. Die Akzeptanz eines Bauteils des Strahltransportsystems beschreibt den Bereich des Phasenraums, dessen Wertepaare (Ort, Impuls) diejenigen Teilchen repräsentieren, die von eben diesem Bauteil übertragen werden können. Die Akzeptanz gibt somit die maximale Emittanz an, die von diesem Bauteil ange-

## 2. Dynamik eines Teilchenstrahls

---

nommen wird. Teilchen, deren Emittanz außerhalb der Akzeptanzfläche liegt, gehen beim Durchgang durch diesen Abschnitt des Beschleunigers oder Speicherrings verloren.

Wenn der axiale Impuls  $p_s$  des Teilchenstrahls konstant bleibt, ist eine vereinfachte Beschreibung der Situation möglich. Man kann dann von der Tatsache Gebrauch machen, daß die Divergenz eines Teilchens relativ zur Strahlachse gleich dem Verhältnis von transversalem zu axialem Impuls ist. Da der Letztere konstant ist, kann man  $p_x$  durch die Divergenz  $x' = (dx / ds)$  ersetzen. Das neue Koordinatensystem wird jetzt von der Ortskoordinate  $x$  und der Divergenz  $x'$  aufgespannt. Diese Darstellung bietet den Vorteil, daß  $x$  und  $x'$  beides direkt beobachtbare Größen sind. Die Emittanz ist in diesen neuen Koordinaten definiert als:

$$\int x' dx = \varepsilon \quad (\text{Gl. 2.1})$$

Da während eines Beschleunigungsvorgangs der axiale Impuls nicht konstant bleibt, ist es in diesem Fall weiter nötig, in den kanonisch konjugierten Variablen  $x, p_x$ , etc. zu arbeiten.

Nach dem Satz von Liouville, einem der wichtigsten Theoreme für die Beschreibung der Dynamik eines Teilchensystems, bleibt die lokale Dichte  $\rho$  im Phasenraum eine Invariante. In (Gl. 2.2) wird dieser Sachverhalt dadurch zum Ausdruck gebracht, daß die zeitliche Ableitung der Dichte null ergibt. So kann durch magnetische oder elektrische Führungsfelder zwar die Form des Phasenraumvolumens verändert werden (z. B. Drehung oder Stauchung), sein Inhalt bleibt aber immer konstant.

$$\frac{d\rho(x, y, s, p_x, p_y, p_s)}{dt} = 0 \quad (\text{Gl. 2.2})$$

Dies gilt für jede äußere Kraft, die von einem Hamiltonoperator abgeleitet werden kann.

Wenn man sich allein auf das System des Teilchenstrahls beschränkt, ist der Liouvillesche Satz allerdings nur für den Fall eines idealen Strahltransports gültig. In der Realität treten durch Streuung an Restgasmolekülen oder durch Ausrichtungsfehler der magnetischen oder elektrischen Fokussierungselemente Störungen auf, die das Phasenraumvolumen ständig vergrößern. Die Fokussierungselemente verursachen dabei keine Vergrößerung im eigentlichen Sinn, sondern sie deformieren das Phasenraumvolumen von einem Ellipsoid zu einem so komplizierten Körper, daß man zur mathematische Behandlung einen Hüllkörper um das Volumen legen muß, der natürlich ein größeres Volumen besitzt als das eigenliche Phasenraumvolumen. Die Emittanz des Strahls wächst solange an, bis die Akzeptanz der Maschine erreicht ist und Teilchen verloren gehen. Aus der Wachstumsrate der Strahlemittanz und der Akzeptanz des Transportsystems

läßt sich unter diesen Gesichtspunkten dann eine Lebensdauer  $\tau$  des Teilchenstrahls im Speicherring ableiten (gilt nur für stabile Teilchen).

Mit Hilfe einer Wechselwirkung des Teilchenstrahls mit einem zweiten System kann man nun versuchen, einen Energie- und Impulsaustausch zwischen den beiden Systemen vorzunehmen. Solche Prozesse, wie Elektronen- oder stochastische Kühlung (vgl. Kapitel 1 und Kapitel 3.1), sind dissipativ und unterliegen daher, wenn nur das System des Teilchenstrahls betrachtet wird, nicht dem Satz von Liouville. Für das Gesamtsystem aus Teilchenstrahl und zweitem wechselwirkendem System behält das Theorem nach wie vor seine Gültigkeit. Durch die Anwendung solcher Wechselwirkungsprozesse kann man das Phasenraumvolumen des Teilchensystems verringern, die Wachstumsrate der Emittanz erniedrigen und so die Lebensdauer des Teilchenstrahls erhöhen. Es gehen jetzt nur noch Teilchen verloren, die einer Störung (Streuprozeß mit großem Ablenkwinkel) ausgesetzt sind, die sie unmittelbar aus dem Bereich der Maschienenakzeptanz bringt.

Das Verhalten der meisten Strahltransportelemente kann man mit einem hohen Maß an Genauigkeit berechnen, wenn man nur die Terme erster Ordnung zur Beschreibung der Dynamik berücksichtigt. Dies führt zu Differentialgleichungen mit linearen Lösungen. Das bedeutet, daß man die Auswirkungen eines Transportelements auf die Anfangsbedingungen des Teilchens durch Anwendung einer linearen Transformation erhalten kann. Die Matrizen-Methode bietet eine einfache und weitverbreitete Darstellung für diese Mathematik.

Im folgenden sei noch auf einen Umstand hingewiesen, der für die Stabilität des Strahls von großer Bedeutung ist. Aufgrund ihrer transversalen Anfangsimpulse laufen die Teilchen in einem Speicherring nicht auf ihrer Sollbahn um, sondern führen periodische Schwingungen (Betatronschwingungen) um diese aus. Damit sich nun periodische Ablenkungen nicht resonanzartig aufschaukeln, darf die Zahl der Betatronschwingungen pro Umlauf im Speicherring keine ganze Zahl oder kein einfacher Bruch sein. Der Bruchteil an Betatronschwingungen pro Umlauf wird mit  $Q$  bezeichnet. Horizontale und vertikale Ebene werden getrennt behandelt und haben unterschiedliche  $Q$ -Werte.

Die Ausarbeitung dieses Kapitels beruht auf der folgenden Literaturliste: [11], [12], [13].

## 2. Dynamik eines Teilchenstrahls

---

## 3. Elektronenkühlung

### 3.1 Das Prinzip

Für die praktische Realisierung der Elektronenkühlung wird auf einem geraden Abschnitt eines Speicherrings dem Ionenstrahl ein intensiver, kalter, d.h. monoenergetischer, Elektronenstrahl überlagert (Abb. 3.1), der in seiner Geschwindigkeit den Ionen angepaßt ist. Die Elektronen werden von einer Kathode ständig neu geliefert und elektrostatisch auf die Ionen­geschwindigkeit beschleunigt. Mit Hilfe eines Toroidmagneten, der eine geringe Dipolkomponente besitzt, werden sie mit dem Ionenstrahl räumlich in Deckung gebracht, bewegen sich dann über eine gewisse Strecke parallel zu den Ionen, bevor sie wieder magnetisch von ihnen getrennt werden, um abschließend abgebremst und in einem Kollektor eingesammelt zu werden. Über die ganze Strecke sind die Elektronen dabei in einem magnetischen Führungsfeld, das parallel zum Strahl verläuft (Solenoid, Toroid), eingeschlossen, um eine Strahlaufweitung aufgrund der Raumladung zu verhindern. Der Kühlprozeß findet in der gemeinsamen Driftstrecke (Kühlstrecke) durch Coulomb-Wechselwirkung statt (Abb. 3.2).

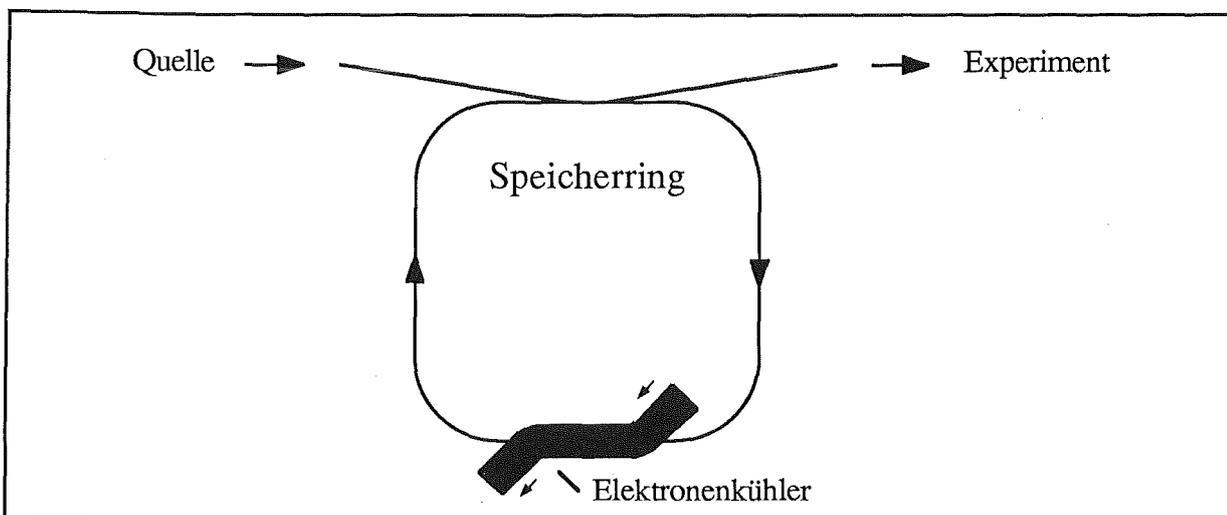


Abb. 3.1: Schematische Darstellung eines Speicherrings mit Elektronenkühlung

Mit einem einfachen Modelle kann man die physikalischen Vorgänge bei der Elektronenkühlung verdeutlichen:

Die Elektronen bewegen sich aufgrund ihrer sehr kleinen longitudinalen und transversalen Energieunschärfe fast nicht relativ gegeneinander. Man kann sie sich daher als eine Art Festkörper, z.B. eine Folie, vorstellen, die sich mit der Schwerpunktgeschwindigkeit der Elektronen bewegt. Die Ionen hingegen mit ihrem großen Phasenraumvolumen haben hohe

Relativgeschwindigkeiten und sind daher schneller oder langsamer als die Elektronenfolie. Infolgedessen durchqueren sie die Folie und verlieren oder nehmen dabei longitudinale Energie auf. Dieser Vorgang wiederholt sich solange, bis sie exakt dieselbe Geschwindigkeit wie die Folie haben. Zusätzlich besitzen die Ionen auch noch transversale Bewegungsenergie, die sie ebenfalls völlig an den Festkörper abgeben. Auf diese Weise erhalten die Ionen einen genau definierten Impuls, ohne dabei an Ortsunschärfe zu gewinnen, was insgesamt zu einer Verringerung des Phasenraumvolumens führt.

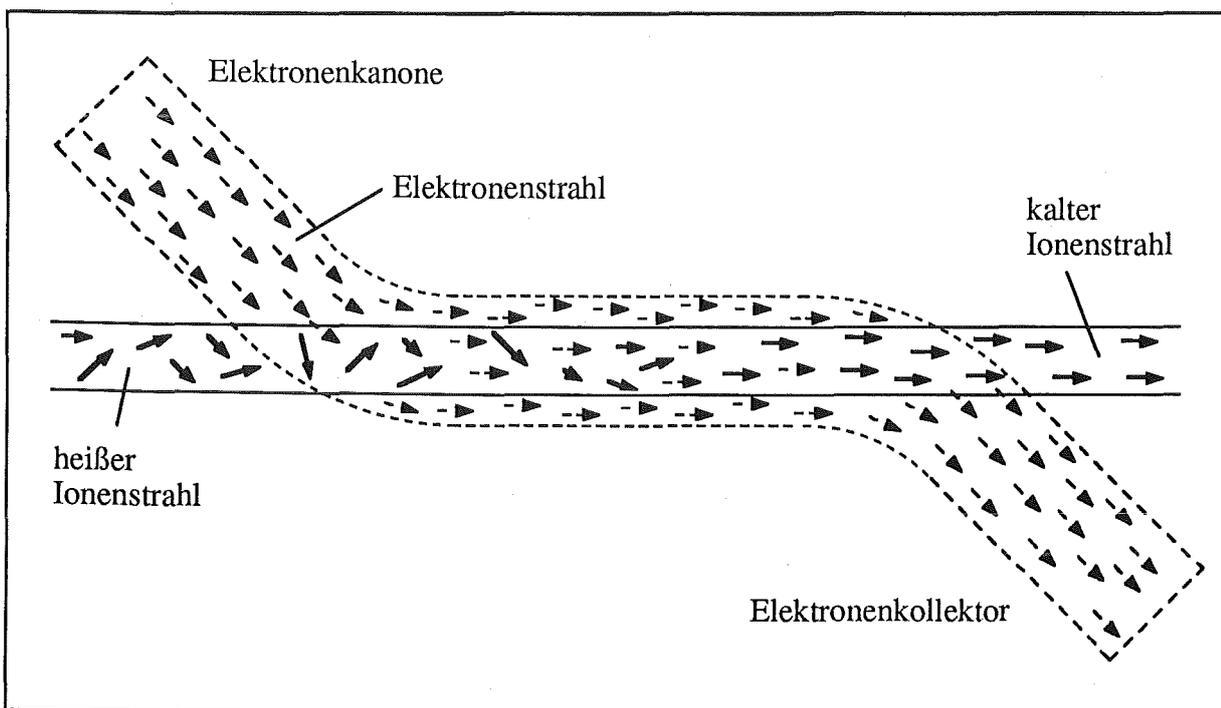


Abb. 3.2: Illustration der Elektronenkühlung. Die gestrichelten Pfeile gleicher Länge stellen die Elektronen dar. Die Ionen sind durch durchgezogenen Pfeile wiedergegeben, die entsprechend ihrer Temperatur unterschiedliche Länge und Orientierung besitzen.

## 3.2 Theoretische Beschreibung

Die ersten Arbeiten über die theoretische Beschreibung der Elektronenkühlung stammen ebenfalls von G. Budker und seiner Gruppe in Novosibirsk [14]. In der Zwischenzeit sind eine ganze Reihe von Beiträgen zum diesem Thema erschienen, und eine ausführliche Behandlung erschien daher hier nicht sinnvoll. Der vorliegende Abschnitt soll vielmehr nur eine komprimierte Einführung in die Kühltheorie geben, um die Grundlage für ein besseres Verständnis der Problematik der praktischen Realisierung eines Elektronenkühlers zu schaffen. Basis für dieses Unterkapitel ist weitgehend eine Vorlesung der CERN Accelerator School über Elektronen-

kühlung, die von H. Poth 1985 und 1987 gehalten wurde [15] [16]. In der dazu angegebenen Literatur findet man auch ein umfassendes Literaturverzeichnis zu diesem Thema.

Der dissipative Prozeß der Kühlung beruht auf der Coulomb-Wechselwirkung von Elektronen und Ionen. Der Energieverlust, den die Ionen dabei erleiden, wird quantitativ durch eine Kühlkraft erfaßt. Fast alle Berechnungen finden im Ruhesystem der Elektronen statt, und die jeweiligen Größen sind in diesem Fall mit dem hochgestellten Index "\*" versehen.

Die Kühlkraft  $F^*$  ist gegeben durch den differentiellen Energieverlust eines einfach geladenen Ions in einem Gas ruhender Elektronen.

$$F^* = \frac{dE^*}{dx} = - \frac{Z^2 e^4}{4 \pi \epsilon_0^2 m_e v_i^{*2}} n_e^* L_C \quad (\text{Gl. 3.1})$$

Dabei ist  $n_e^*$  die Dichte des Elektronengases und  $v_i^*$  die Geschwindigkeit, mit der das Ion das Gas durchquert. Der Stoßparameter  $b$  des Streuprozesses geht durch den Coulomb-Logarithmus  $L_C$  in die Kühlkraft ein.

$$L_C(v_i^*) = \ln(b_{\max}/b_{\min}) \quad (\text{Gl. 3.2})$$

Vernünftige Annahmen für den maximalen Stoßparameter sind entweder der Elektronenstrahlradius oder der Debyeradius  $r_D$ , der eine charakteristische Größe für die Abschirmung des Coulombfeldes ist. Der kleinere Wert von beiden ist für  $b_{\max}$  zu wählen.

$$r_D = \sqrt{(\epsilon_0 m_e v_e^{*2}) / (2 e^2 n_e^*)} \quad (\text{Gl. 3.3})$$

Der minimale Stoßparameter  $b_{\min}$  ist durch den maximalen Impulsübertrag,  $\Delta p_{\max}^*$  der bei einem Coulombstoß möglich ist, definiert.

$$\frac{Z e^2}{4 \pi \epsilon_0 v_i^* b_{\min}} = \Delta p_{\max}^* = 2 m_e v_i^* \quad \Rightarrow \quad b_{\min} = \frac{Z e^2}{2 \pi \epsilon_0 m_e v_i^{*2}} \quad (\text{Gl. 3.4})$$

Unter Verwendung des klassischen Elektronenradius  $r_e = e^2 / (4 \pi \epsilon_0 m_e c^2)$  wird (Gl. 3.1) zu:

$$F^* = - Z^2 e^2 c^2 r_e n_e^* L_C(v_i^*) / (\epsilon_0 v_i^{*2}) \quad (\text{Gl. 3.5})$$

Der bisherige Ansatz geht von der Annahme aus, daß die Elektronen völlig in Ruhe sind. Dies ist aber nicht richtig, sondern sie bewegen sich relativ zueinander mit einer, wenn auch geringen, so doch nicht zu vernachlässigenden Geschwindigkeit  $v_e^*$ . Daher muß man die Ionen-

### 3. Elektronenkühlung

geschwindigkeit durch die Geschwindigkeitsdifferenz von Ionen und Elektronen  $u^* = v_i^* - v_e^*$  ersetzen, sowie über die Geschwindigkeitsverteilung  $f(v_e^*)$  der Elektronen mitteln. (Gl. 3.5) modifiziert sich dann zu:

$$\vec{F}^*(\vec{u}^*) = -\epsilon_0^{-1} Z^2 e^2 c^2 r_e n_e^* \int_{-\infty}^{+\infty} L_C(\vec{u}^*) f(\vec{v}_e^*) \frac{\vec{u}^*}{|\vec{u}^*|^3} d^3 v_e^* \quad (\text{Gl. 3.6})$$

Eine realistische Näherung für die Geschwindigkeitsverteilung ist die Annahme einer sphärischen Maxwell-Verteilung  $f(v_e^*)$ , da die Elektronen fast immer thermisch von einer Kathode emittiert werden, und die Elektronenstrahltemperatur weitgehend von deren Oberflächentemperatur abhängt.

$$f(v_e^*) = \exp(-v_e^{*2}/\Delta_e^2) / (\Delta_e^3 \pi \sqrt{\pi}) \quad \text{mit} \quad \int_{-\infty}^{+\infty} f(v_e^*) d^3 v_e^* = 1 \quad (\text{Gl. 3.7})$$

Die Kühlkraft kann mit dieser Verteilung allerdings nicht analytisch berechnet werden, (Gl. 3.8) gibt nur eine Näherungsformel an.

$$\vec{F}^* = -3 \epsilon_0^{-1} Z^2 e^2 c^2 r_e n_e^* L_C \frac{\vec{v}_i^*}{|\vec{v}_i^*|^3 + 2 \Delta_e^3} \quad (\text{Gl. 3.8})$$

Kühlzeiten werden normalerweise durch die Abnahme der Impulsunschärfe oder der Betatron-Schwingungen um den Faktor  $1/e$  definiert. Für die Elektronenkühlung ist dies allerdings keine vernünftige Bedingung, da die Dämpfung nicht exponentiell verläuft und damit die Kühlzeit keine Konstante ist. Die Auswirkung der Kühlkraft auf die Ionen wird in diesem Fall durch die Kühlrate  $\lambda^*$  beschrieben. Sie ist definiert als die Geschwindigkeitsänderung der Ionen bezogen auf ihre absolute Geschwindigkeit  $v_i^*$ .

$$\lambda^* = -\frac{1}{v_i^*} \frac{dv_i^*}{dt} = -\frac{1}{v_i^*} \frac{dv_i^*}{dE^*} \frac{dE^*}{dx_i} \frac{dx_i}{dt} = -\frac{1}{v_i^*} \frac{1}{p_i^*} F^* v_i^* \Rightarrow \lambda^* = -\frac{F^*}{p_i^*} \quad (\text{Gl. 3.9})$$

Die Kühlzeit  $\tau^*$  ergibt sich dann aus dem Kehrwert der Kühlrate:  $\tau^* = 1/\lambda^*$  (Gl. 3.10)

Im Laborsystem nimmt die Kühlzeit dann die Form von (Gl. 3.11) an, wobei zu beachten ist, daß auch die Elektronendichte umgerechnet werden muß ( $n_e = \gamma n_e^*$ ). Durch den Faktor  $\eta$  wird das Verhältnis von Kühlstrecke zu Speicherringumfang berücksichtigt.

$$\tau = \gamma \tau^* / \eta \quad (\text{Gl. 3.11})$$

Die grundlegenden Ideen über das physikalische Verständnis der Elektronenkühlung sind mit (Gl. 3.1) bis (Gl. 3.11) erfaßt worden. Die bisherigen Berechnungen müssen allerdings noch in zwei Punkten korrigiert werden, da sowohl die elektrostatische Beschleunigung der Elektronen als auch das magnetische Führungsfeld die Kühlkraftfunktion in nicht zu vernachlässigender Weise beeinflussen.

Zunächst soll auf den Einfluß der Beschleunigung auf die Temperatur des Elektronenstrahls eingegangen werden. An der Kathode sind zunächst longitudinale und transversale Elektronentemperatur gleich und werden im Falle thermischer Emission hauptsächlich von der Kathodentemperatur bestimmt. Dies ändert sich jedoch durch die elektrostatische Beschleunigung des Elektronenstrahls. Bei diesem Vorgang bleibt der absolute Wert für die Breite der longitudinalen Impulsverteilung konstant, der Impuls  $p_e$  des Strahls nimmt aber entsprechend der Beschleunigung zu. Das bewirkt eine Verringerung der relativen Impulsunschärfe  $\Delta_{e\parallel}$  und somit eine geringere longitudinale Elektronentemperatur. Man spricht in diesem Fall auch von einer komprimierten oder abgeflachten Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen.

$$\Delta p_{e\parallel} = (\Delta p_{e\perp})^2 / (2p_e) \quad (\text{Gl. 3.12})$$

Wie man aus (Gl. 3.12) erkennt, kann dies leicht zu einer Verringerung der longitudinalen Strahltemperatur um mehrere Größenordnungen führen. Man muß allerdings berücksichtigen, daß in der Realität die Beschleunigungsspannung nicht beliebig stabil ist und somit deren Schwankungen eine zusätzliche Strahlaufheizung verursachen, die die Komprimierung der Impulsverteilung teilweise wieder aufheben kann. Die transversale Impulsunschärfe wird durch die Beschleunigung nicht beeinflusst (siehe dazu den Absatz über die resonante Fokussierung in Kapitel 3.3). Die neue Verteilungsfunktion der Elektronen gibt (Gl. 3.13) an:

$$f(\vec{v}_e^*) = \frac{\exp\left\{-\left(v_{e\perp}^*/\Delta_{e\perp}\right)^2\right\} \exp\left\{-\left(v_{e\parallel}^*/\Delta_{e\parallel}\right)^2\right\}}{\pi \sqrt{\pi} \Delta_{e\parallel} \Delta_{e\perp}^2} \quad (\text{Gl. 3.13})$$

Als Folge dieses Kompressionseffekts muß man jetzt zwischen longitudinaler und transversaler Kühlkraft unterscheiden.

$$\vec{F}_\perp^* = -\epsilon_0^{-1} Z^2 e^2 c^2 r_e n_e^* \begin{cases} L_C(v_i^*) \frac{v_i^*}{|v_i^*|^3} & v_i^* > \Delta_{e\perp} \\ \sqrt{\pi} L_C(\Delta_{e\perp}) \frac{v_{i\perp}^*}{\Delta_{e\perp}^3} & v_i^* \leq \Delta_{e\perp} \end{cases} \quad (\text{Gl. 3.14a})$$

$$\vec{F}_{\parallel}^* = -\epsilon_0^{-1} Z^2 e^2 c^2 r_e n_e^* \begin{cases} L_C(v_i^*) \frac{\vec{v}_i^*}{|\vec{v}_i^*|^3} & v_i^* > \Delta_{e\perp} \\ \frac{2}{\Delta_{e\perp}^2} \left\{ L_C(v_{i\parallel}^*) - \frac{v_{i\parallel}^*}{\Delta_e} \sqrt{\pi/2} L_C(\Delta_{e\perp}) \right\} & \Delta_{e\parallel} < v_i^* \leq \Delta_{e\perp} \\ 2 \frac{v_{i\parallel}^*}{\Delta_{e\perp}^2} \sqrt{2/\pi} L_C(\Delta_{e\parallel}) & v_i^* \leq \Delta_{e\parallel} \end{cases} \quad (\text{Gl. 3.14b})$$

Nach der abgeflachten Geschwindigkeitsverteilung soll nun der Einfluß des magnetischen Führungsfeldes auf die Kühlkraft diskutiert werden.

Das Magnetfeld  $B$  des Solenoiden zwingt die Elektronen auf Zyklotronbahnen, d.h. sie bewegen sich auf Spiralbahnen entlang der Magnetfeldlinien. Der Bahnradius ist durch den Zyklotronradius  $r_c$  gegeben, der in (Gl. 3.15) definiert ist. Die zur Kreisbahn gehörende Umlauffrequenz ist die Zyklotronfrequenz  $\omega_c$ .

$$r_c = \frac{m_e v_{e\perp}}{e B} \quad (\text{Gl. 3.15a}) \quad \omega_c = \frac{e B}{m_e \gamma} \quad (\text{Gl. 3.15b})$$

Aufgrund dieser Zyklotronbewegungen kann man die Stoßprozesse der Ionen mit den Elektronen grob in zwei Kategorien unterteilen, in solche mit einem Stoßparameter  $b$ , der größer als der Zyklotronradius ist, und solche, für die  $b$  größer als der minimale Stoßparameter  $b_{\min}$  aber kleiner als  $r_c$  ist. Mit diesen unterschiedlichen Stoßparametern sind automatisch auch unterschiedlich lange Kollisionszeiten  $t_k = b/u^*$  für die Wechselwirkung verbunden. Entsprechend spricht man von:

$$\begin{array}{ll} \text{adiabatischen Streuprozessen} & \text{für } b > r_c \text{ und } t_k \gg \omega_c^{-1} \\ \text{schnellen Streuprozessen} & \text{für } r_c > b > b_{\min}. \end{array}$$

Wenn der Zeitraum für die Kollision viel länger als die Umlaufgeschwindigkeit des Elektrons auf der Zyklotronbahn ist, nimmt ein Ion mit einem Stoßparameter  $b > r_c$  nur noch die Schwerpunktsbewegung des Elektrons wahr. Das bedeutet aber nichts anderes, als daß das Elektron nur noch longitudinale Impulsunschärfe besitzt, da der ganze transversale Impuls in einer Zyklotronkreisbahn gebunden ist und sich somit ausmittelt. In einem adiabatischen Stoßprozeß sieht ein Ion also ein transversal ruhendes Elektron. Dies hat natürlich Auswirkungen auf die Stärke der Kühlkraft. Man zerlegt sie daher in zwei additive Bestandteile eine nicht-magnetische Kühlkraft  $F_o^*$ , die alle schnellen Kollisionen erfaßt, und eine magnetische oder auch adiabatische Kühlkraft  $F_m^*$ .

$$\vec{F}^* = \vec{F}_o^* + \vec{F}_m^* \quad (\text{Gl. 3.16})$$

Unter der Annahme einer unendlich abgeflachten longitudinalen Geschwindigkeitsverteilung ( $\Delta_{e\parallel} = 0$ ) haben Derbenev und Skrinsky eine analytische Lösung für die magnetische Kühlkraft gefunden:

$$\vec{F}_{m\perp}^* = -\frac{1}{2\epsilon_0} Z^2 e^2 c^2 r_e n_e^* L_C^m \frac{v_{i\perp}^{*2} - 2 v_{i\parallel}^{*2}}{v_i^{*5}} \vec{v}_{i\perp}^* \quad (\text{Gl. 3.17a})$$

$$\vec{F}_{m\parallel}^* = -\frac{3}{2\epsilon_0} Z^2 e^2 c^2 r_e n_e^* L_C^m \frac{v_{i\perp}^{*2}}{v_i^{*5}} \vec{v}_{i\parallel}^* \quad (\text{Gl. 3.17b})$$

In dieser Gleichung steht  $L_C^m$  für den magnetischen Coulomb-Logarithmus mit dem minimalen Stoßparameter  $b_{\min}^m = r_c$ .

Je nach Ionenstrahltemperatur und damit Stoßparameterverteilung tragen beide Anteile unterschiedlich stark zum Kühlvorgang bei. Speziell für Ionen mit bereits geringer Strahltemperatur spielt die magnetische Kühlkraft eine große Rolle und die Kühlzeiten werden besonders kurz, da es in diesem Fall viele langsame Coulombstöße gibt.

### 3.3 Anwendung - der LEAR-Kühler

Nachdem ein kurzer Überblick über die Theorie der Elektronenkühlung gegeben wurde, soll als Beispiel, wie die Idee der Phasenraumkühlung mit einem Elektronenstrahl in der Praxis umgesetzt wird, der LEAR-Elektronenkühler vorgestellt werden. Er ist der erste Kühler, der in einem Speicherring für den Routinebetrieb der Kühlung eingebaut wurde. Im Sommer 1987 wurde er in der geraden Sektion SL3 des LEAR-Speicherrings installiert. Seine Aufgabe ist die Kühlung hauptsächlich von niederenergetischen Antiprotonen bis zu einem Impuls von 370 MeV/c. Dabei soll die Elektronenkühlung das stochastische Kühlsystem ergänzen, um kürzere Kühlzeiten und kleinere Strahldimensionen zu erreichen.

Da bereits an anderer Stelle ausführlich über den Aufbau und die neuesten Entwicklungen am LEAR-Kühler berichtet wurde [17] [18] [19] [20] [21], soll dieses Kapitel recht knapp gehalten werden. Lediglich auf die Elektronenkanone und den Kollektor soll näher eingegangen werden, um besser Vergleiche und Parallelen zum Kollektorteststand ziehen zu können.

Die von einer thermischen Kathode erzeugten Elektronen werden in der Kanone auf eine Geschwindigkeit, die der der Antiprotonen entspricht, beschleunigt. Da im Teststand praktisch

### 3. Elektronenkühlung

dieselbe Art von Kanone verwendet wird, soll das Beschleunigungsprinzip bereits hier beschrieben werden.

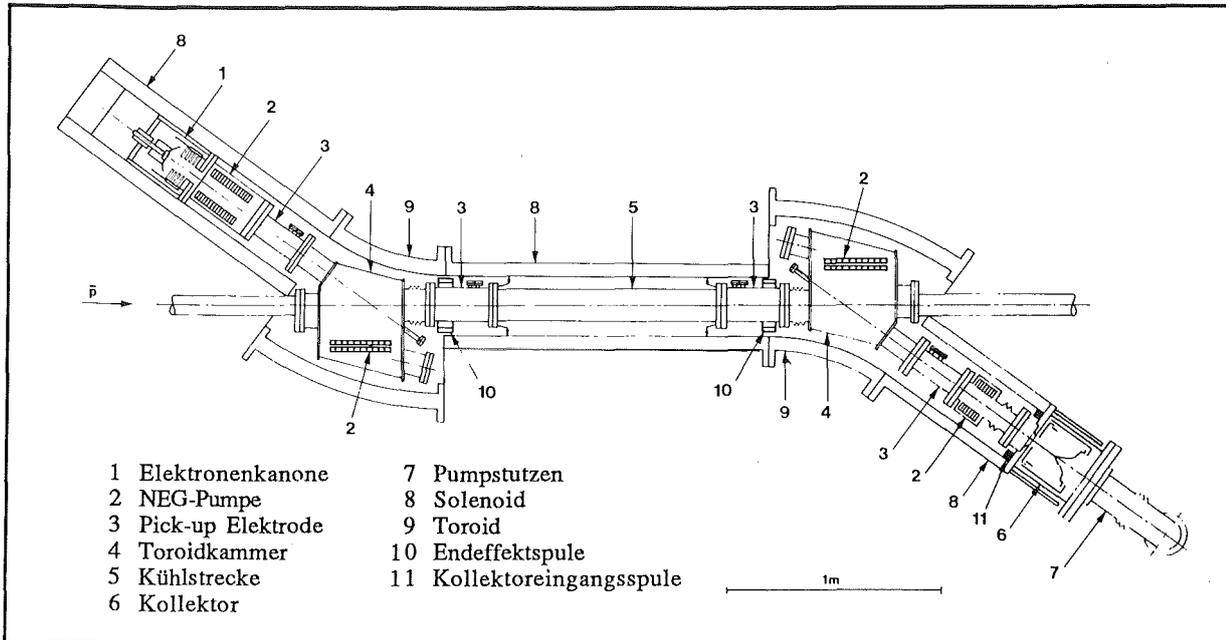


Abb. 3.3: Schnitt durch den LEAR-Elektronenkühler.

Die Elektronenkanone ist nach dem Vorbild der ICE-Kanone gebaut, die sich weitgehend an den Ideen von J.R. Pierce [22] orientiert. Man unterscheidet dabei drei Regionen in der Kanone (siehe dazu Abb. 4.4), in denen auch drei verschiedene Prozesse ablaufen:

a) Der Bereich der Kathode bis einschließlich zur ersten Beschleunigungsanode (A1), die sogenannte Pierce-Region. Die Kathode wird durch Aufheizen bis ca. 1300 K in ihren aktiven Zustand versetzt. Dabei bildet sie eine Raumladungswolke vor ihrer Emissionsfläche. Durch die Beschleunigungsspannung  $U$  wird ein Teil dieser Ladungswolke kontinuierlich abgezogen. Der Anteil, d.h. der Elektronenstrom, ist in diesem Zustand allein von der Spannung sowie von der Geometrie der Anordnung abhängig. Für diesen Fall gilt die folgende Beziehung:

$$I_e = P_{Ka} U^{3/2} \quad (\text{Gl. 3.18})$$

$P_{Ka}$  ist ein Proportionalitätsfaktor und wird Perveanz der Elektronenkanone genannt. Damit die elektrischen Feldlinien senkrecht auf die Kathodenoberfläche auftreffen, ist sie von einem Pierce-Schild umgeben. Falls die Beschleunigungsspannung so groß wird, daß die Raumladungswolke verschwindet, gilt (Gl. 3.18) nicht mehr.

b) An die Pierce-Region schließt sich bei der LEAR-Kanone übergangslos die Nachbeschleunigung bis auf die Endenergie durch 4 weitere Anoden (A2, A3, A4, DT) an. Durch die radia-

len Feldkomponenten der verwendeten Ringanoden erhalten die Elektronen dabei auch eine transversale Beschleunigung. Um eine damit verbundene Erhöhung der transversalen Strahltemperatur so klein wie möglich zu halten, werden die Geometrie, die Potentialverhältnisse und das longitudinale Magnetfeld, das die Raumladung des Elektronenstrahls kompensieren soll, nach ganz bestimmten Gesichtspunkten ausgewählt. Das Magnetfeld lenkt die radiale Bewegung der Elektronen in eine Zyklotronkreisbahn um. Wenn jetzt das Elektron vom Beginn bis zum Ende der Beschleunigungstrecke gerade eine Zyklotronumdrehung vollführt, behält es seine transversale Position bei und nimmt keine zusätzliche Transversalenergie auf. Diesen Vorgang nennt man resonante Fokussierung.

c) Die dritte Region stellt das Ende der Kanone und den Übergang zum Driftbereich dar. In ihr wirken nur noch Raumladungskräfte, welche den Elektronenstrahl aufblasen wollen. Das longitudinale Magnetfeld verhindert dies jedoch.

Die gesamte Driftstrecke ist ca. 3.5 m lang und ist von einer Driftröhre umgeben, die für genau definierte Potentialverhältnisse sorgt. Die Kühlstrecke selbst, d.h. der Überlapp von Antiprotonen und Elektronen, hat eine Länge von 1.5 m.

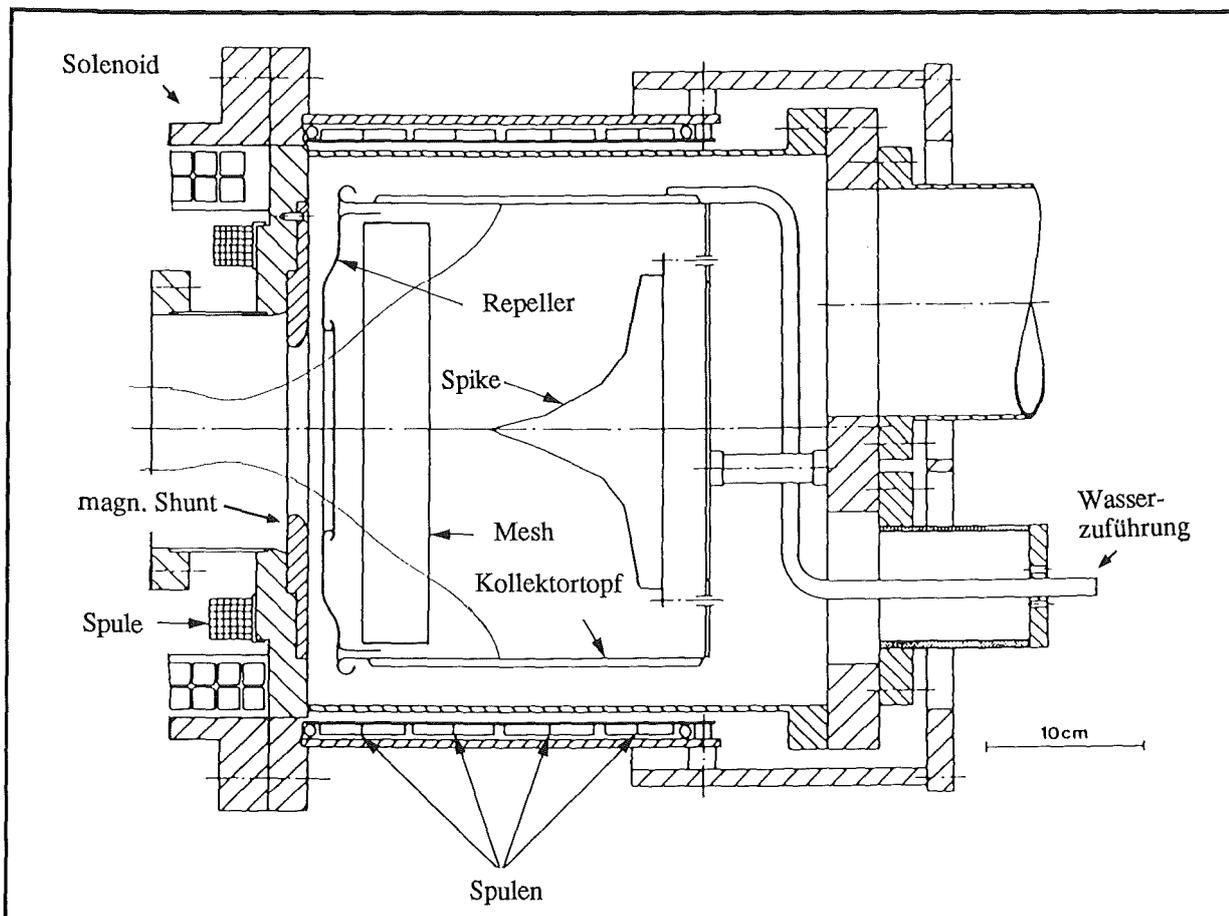


Abb. 3.4: Kollektor des LEAR-Kühlers.

### 3. Elektronenkühlung

Der Elektronenstrahl wird in einem Kollektor wieder aufgefangen. Er besteht aus einem Faradaybecher, der isoliert in der Vakuumkammer aufgehängt ist (siehe Abb. 3.4). Beim Eintritt in den Kollektor werden die Elektronen bis auf ca. 10% ihrer Energie abgebremst. Um sie möglichst gleichmäßig über die Oberfläche des Faradaybeckers zu verteilen, ist in der Verlängerung der Eintrittsöffnung eine als Spitze auslaufende Elektrode (Spike) angebracht, die auf die Elektronen abstoßend wirkt. Zusätzliche Solenoidspulen um den Kollektor ermöglichen es, die magnetischen Feldlinien parallel zu den elektrischen zu stellen. Trotz einer weiteren Elektrode (Repeller), die die Rückstreuung von Elektronen aus dem Kollektor verhindern soll, ist die Anzahl der Verlustelektronen recht groß. Nach mehrmaligem Durchfliegen der Driftstrecke (sie wirkt praktisch als elektromagnetische Falle) treffen sie auf die Vakuumwand oder eine der Elektroden. Der niedrigste Verluststrom liegt bei  $2,4 \cdot 10^{-3}$  des Primärstroms für eine Elektronenenergie von 25.5 keV. Wegen der großen Wärmeentwicklung muß der Faradaybecher in der Vakuumkammer mit Wasser gekühlt werden.

Die Kathode und der Kollektor befinden sich auf hohem Potential, das zur geerdeten Driftstrecke abfällt. Das macht einen Faradaykäfig mit einer Hochspannungsplattform für die Kathodenheizung sowie die Netzgeräte der verschiedenen Kollektorelektroden notwendig (siehe Abb. 3.5), der auch die dazugehörige Steuerelektronik enthält. Die Überwachung und Steuerung des Kühlers erfolgt mit einem Computer (LSI 11/23) sowie mit CAMAC- und NIM-Elektronik. Die Computersteuerung ist mit dem LEAR-Kontrollsystem kompatibel mit.

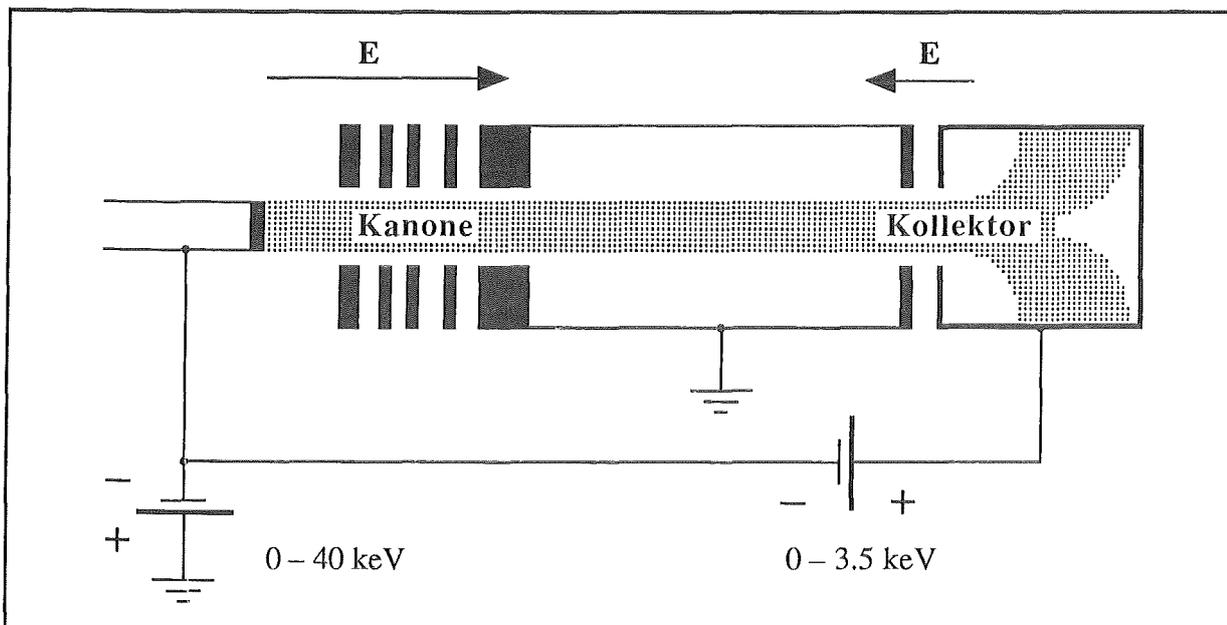


Abb. 3.5: Schema der Hochspannungsbeschaltung des LEAR-Kühlers.

Ende Oktober 1987 ist der LEAR-Kühler inzwischen in internen Kühlexperimenten mit Protonen erfolgreich getestet worden. Die Ergebnisse stimmen mit den Erwartungen und Vor-

hersagen überein. Abb. 3.6 zeigt das longitudinale Schottky-Signal eines Protonenstrahls vor und nach dem Einsatz von Elektronenkühlung im LEAR Speicherring. Deutlich sieht man den Unterschied in der Impulsunschärfe der beiden Signale, aus der breiten Impulsverteilung, die der Protonenstrahl beim Einschub in den Speicherring hat, ist ein scharfer Peak geworden.

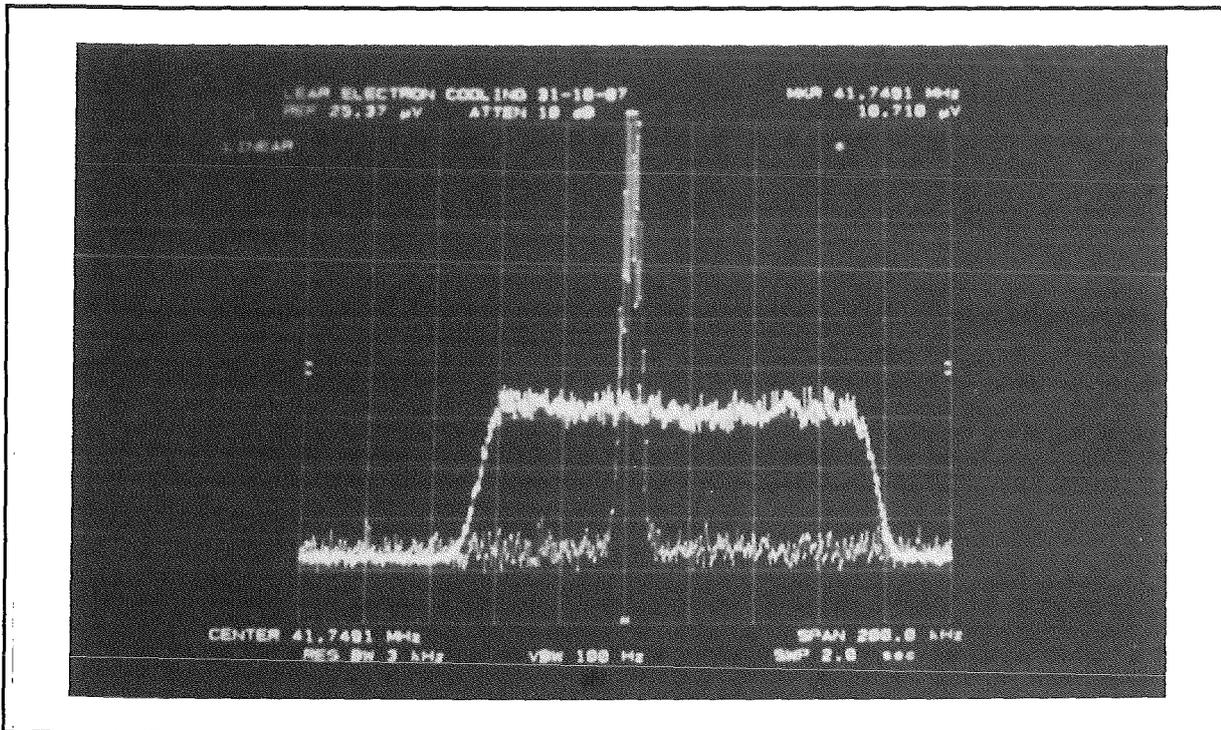


Abb. 3.6: Longitudinales Schottky-Signal eines Protonenstrahls. Es wurde die 35te Harmonische der Umlauffrequenz verwendet. Das Bild stammt von den ersten Kühl-experimenten, die von der Karlsruher Elektronenkühlergruppe im Okt./Nov. 1987 am LEAR durchgeführt wurden [23].

Elektronenstrahlradius	5 cm
Elektronenenergie	0...40 keV
entsprechende Elektronengeschwindigkeit	0...0.37 c
entsprechender Antiprotonenimpuls	0...370 MeV/c
Perveanz	0.5 0.25 0.125 $\mu\text{AV}^{-3/2}$
Länge der Kühlstrecke	1.5 m
Vakuum mit kalter Kathode	$3 \cdot 10^{-12}$ Torr

Tabelle 3.1: Wichtigste Eigenschaften des LEAR-Kühlers.



## 4. Der Kollektorteststand

### 4.1 Die Kollektorproblematik

Wenn alle Elektronen, die von einer Kathode emittiert werden, auf einer Fläche mit anziehendem Potential (Kollektor) wieder eingesammelt werden und über ein Netzgerät zur Kathode zurückfließen, hat man einen geschlossenen Stromkreislauf. Dieser Kreislauf besitzt im Fall eines Elektronenkühlers aber ein oder mehrere Lecks. Zum einen gehen Elektronen auf der Flugstrecke von der Kathode zum Kollektor durch Unzulänglichkeiten in der Strahlführung verloren, zum anderen ist der Kollektor nicht in der Lage, alle eintreffenden Elektronen vollständig aufzufangen. Vielmehr gibt es Rückstreuelektronen (Sekundärelektronen) von der Kollektoroberfläche, die in Richtung der Kathode beschleunigt werden und sofort oder nach mehreren Hin- und Rückläufen in der Flugstrecke ebenfalls verloren gehen. Dies ist hauptsächlich darauf zurückzuführen, daß der Kollektor fast auf Kathodenpotential liegt, um möglichst viel der vom Elektronenstrahl aufgenommenen Energie zurückzugewinnen und um, wie weiter unten beschrieben, die Vakuumbelastung zu verringern. "Verloren gehen" bedeutet in beiden Fällen, daß die Elektronen nicht auf die Kathode oder den Kollektor auftreffen. Als Leck- oder Verlustströme definiert man nun die Elektronenströme, die auf die Be- und Entschleunigungselektroden sowie die Driftelektrode gelangen. (Speziell im Fall des Teststands werden Ströme auf Elektroden im Kollektorbereich nicht als Verlustströme gewertet.) Da der Hauptteil der Leckströme durch Rückstreuelektronen aus dem Kollektor verursacht wird, ist es sinnvoll als charakteristische Größe des Kollektors dessen Wirkungsgrad  $\varepsilon$  zu definieren:

$$\varepsilon = 1 - (I_{\text{Verlust}} / I_e) = 1 - \kappa \quad (\text{Gl. 4.1})$$

$I_e$  ist dabei der primäre Elektronenstrom, der die Kathode verläßt, und  $I_{\text{Verlust}}$  ist die Summe aller Verlustströme. Die Größe  $\kappa = I_{\text{Verlust}}/I_e$  wird im weiteren Text auch oft als relativer Verlust bezeichnet.

Ein weiteres Problem stellt die Leistungsabgabe im Kollektor dar. Sie wird bestimmt durch das Produkt aus primärem Elektronenstrom  $I_e$  und der Spannung  $U_K$  zwischen Kathode und Kollektor. Da diese Leistung leicht einige Kilowatt betragen kann (LEAR-Kühler: ca. 7 kW bei 26 keV), heizt sich die Kollektorfläche trotz einer Wasserkühlung so weit auf, daß es zu einem erhöhten Ausgasen der Oberfläche kommt. Dies wiederum führt zu einer Verschlechterung des Vakuums. Selbst wenn die Pumpleistung im Kollektorbereich gesteigert wird, was aus Platzgründen nur begrenzt möglich ist, kann dieser Druckanstieg das Vakuum in der Kühlstrecke belasten und die Lebensdauer der Ionen im Speicherring verkürzen. Man muß also versuchen, die Leistungsabgabe so gering wie möglich zu halten und sie über die

#### 4. Der Kolleorteststand

Kollektoroberfläche gleichmäßig verteilen. Da der Primärstrom  $I_e$  eine vorgegebene Größe ist, bleibt nur noch die Kollektorspannung  $U_K$  als Variable übrig.

Allerdings lässt sich  $U_K$  nicht beliebig verringern. Die Raumladung des Elektronenstrahls führt zu einer Absenkung des elektrischen Potentials auf der Strahlachse. Die Elektronen im Zentrum des Strahls werden von den äußeren abgeschirmt und sehen somit nicht das vollständige Beschleunigungspotential. Dies führt zu einer parabolischen Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen über den Strahlquerschnitt. In der Mitte sind die Elektronen langsamer als am Rande (siehe Abb. 4.1). Deswegen wird ein longitudinales magnetisches Führungsfeld überlagert, um die Aufweitung des Strahls zu verhindern. Unter diesen Umständen kann man eine homogene Elektronendichte  $n_e$  über das ganze Strahlprofil annehmen, und mit (Gl. 4.2) lässt sich das abgesenkte Potential  $U_0$  auf der Strahlachse berechnen.

$$U_0 = U_e - n_e \pi a^2 e (1 + 2 \ln b/a) / (4 \pi \epsilon_0) \quad (\text{Gl. 4.2})$$

$a$  ist dabei der Strahlradius und  $b$  der Radius der Vakuumwand bzw. der den Strahl umgebenden Elektrode. Die Potentialabsenkung  $U_{\text{spc}}$  beträgt:

$$U_{\text{spc}} = U_e - U_0 \quad (\text{Gl. 4.3})$$

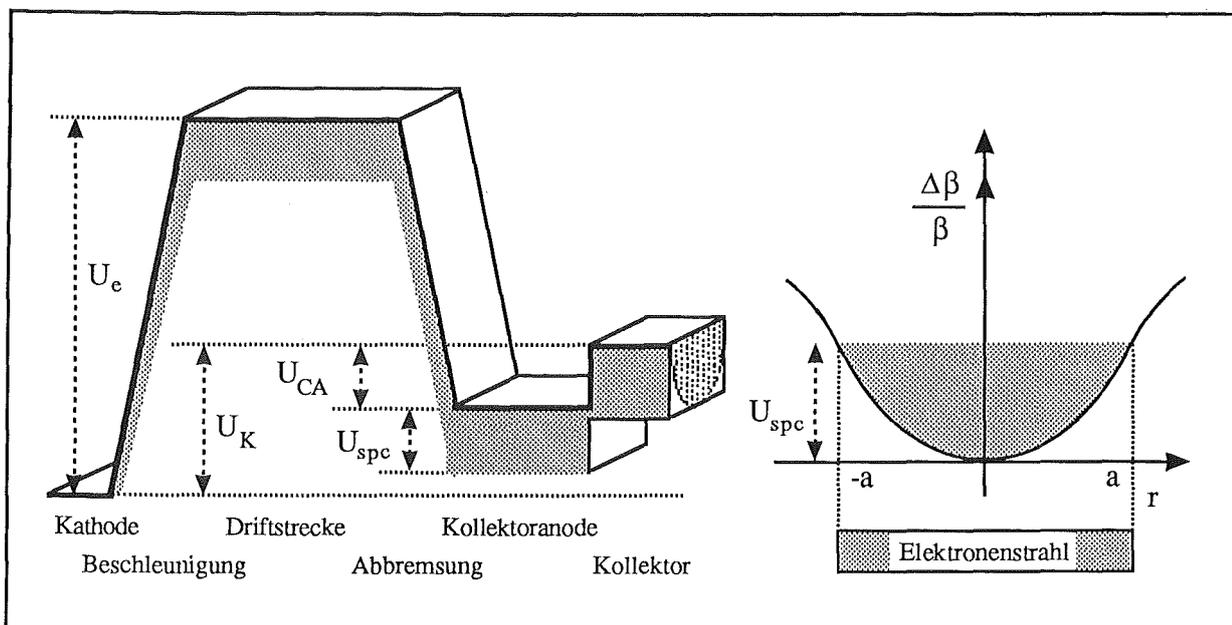


Abb. 4.1: Verschmierung der Potentialverhältnisse durch die Raumladung des Elektronenstrahls und die daraus resultierende Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen über das Strahlprofil.

Wenn die Elektronen abgebremst werden, erhöht sich das Raumladungspotential. Bei konstantem Primärstrom kommt es durch die Verringerung der Elektronengeschwindigkeit zu

einer Aufstauung der Elektronen in der Abbremsstrecke und die Dichte im Elektronenstrahl nimmt zu. Dabei verhält sich  $n_e$  umgekehrt proportional zur Geschwindigkeit der Elektronen.

$$n_e = \frac{I_e}{e \pi a^2 v_e} \quad (\text{Gl. 4.4})$$

Ist die Potentialdifferenz zwischen Kathode und Kollektor  $U_K$  nun kleiner als die Potentialdifferenz  $U_{\text{spc}}$  über den Strahlradius, bildet sich am Kollektoreingang (oder im Kollektor) eine Raumladungswolke aus, die den Elektronenstrahl wieder in die Richtung der Kathode reflektiert, eine sogenannte virtuelle Kathode. Gelegentlich können die Verluste so groß werden, daß es zu einem völligen Zusammenbruch der Hochspannung kommt. In dieser Situation werden die Elektronen aus einer Raumladungswolke in den Kollektor gesogen und genauso wie für die Elektronenkanone kann man auch für den Kollektor eine Perveanz  $P_{K_0}$  definieren:

$$P_{K_0} = I_e U_K^{-3/2} \quad (\text{Gl. 4.5})$$

Die minimale Kollektorspannung ist somit von der Raumladungswolke am Kollektoreingang und damit von der Perveanz des Kollektors bestimmt. Die Perveanz  $P_{K_0}$  ist neben dem Wirkungsgrad  $\epsilon$  die wichtigste charakteristische Größe, von der man Aussagen über die Leistungsfähigkeit und das Verhalten eines Kollektors ableiten kann.

Für die Realisierung einer wirkungsvollen Elektronenkühlung muß es daher das Ziel sein, einen Kollektor mit möglichst großer Perveanz und möglichst hohem Wirkungsgrad zu bauen.

Aus diesen Vorüberlegungen ergeben sich mehrere Möglichkeiten für das Konzept eines Kollektors:

a) Ein großer Kollektortopf mit einer kleinen Eintrittsöffnung, sodaß der Raumwinkel für das Verlassen des Kollektors für die Sekundärelektronen sehr klein wird. Diese Lösung verstärkt das Problem der Strahlreflexion am Kollektoreingang, was mit Hilfe einer zusätzlichen Eingangselektrode umgangen werden soll. Zum einen kann durch eine möglichst dicht am Strahl entlanggeführte Elektrode die Potentialabsenkung im Strahlinneren minimiert werden. Zum anderen kann man versuchen,

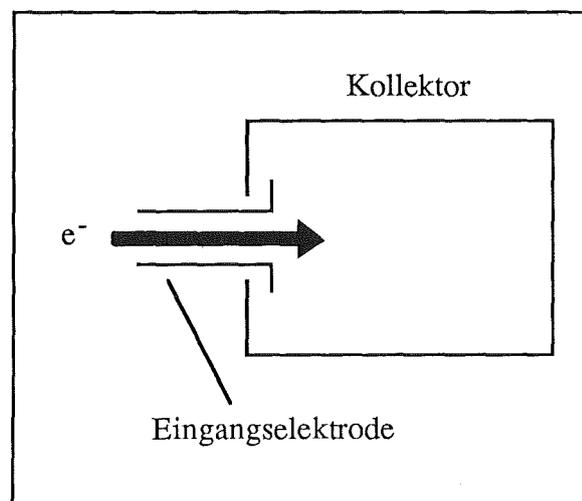


Abb. 4.2a: Kollektortyp a).

durch eine spezielle Wahl des Potentialniveaus eine Ionenwolke in ihrem Bereich anzusammeln, die den Raumladungseffekt der Elektronen wieder kompensieren kann. Zudem erschwert ein gegenüber dem Kollektor negatives Potential zusätzlich das Entkommen von Sekundärelektronen aus dem Kollektor.

b) Ein scheibenförmiger Kollektor, der verhältnismäßig kurz ist, aber einen großen Durchmesser aufweist [24]. Mit Hilfe von Solenoidspulen vor und hinter dem Kollektor wird der Elektronenstrahl aufgefächert und möglichst weit von der Strahlachse entfernt aufgesammelt. Man hofft, daß die sekundären Teilchen aus so einer Anordnung nur schwer wieder in die Driftstrecke zurückfinden. Trajektorienberechnungen zeigen allerdings, daß für eine solche Anordnung eine sehr hohe Kollektorspannung notwendig ist.

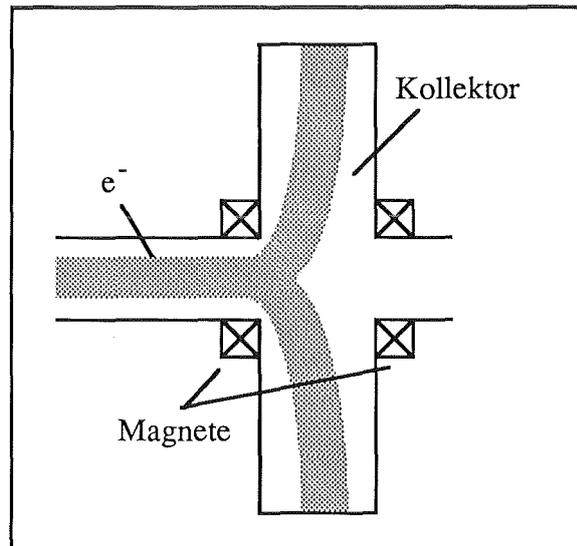


Abb. 4.2b: Kollektortyp b).

c) Ein Mehrfachkollektor [25]. Die Idee besteht darin, den Elektronenstrahl in einem Kollektor mit sehr hoher Perveanz einzusammeln und für die entweichenden Sekundärelektronen einen weiteren Kollektor aufzustellen. Durch magnetische Dipolfelder im Kollektorbereich sollte es möglich sein Primär- und Sekundärstrahl zu trennen. Dieses Konzept kann theoretisch mit zusätzlichen Kollektoren noch weiter fortgesetzt werden und scheint besonders für hohe Ströme geeignet.

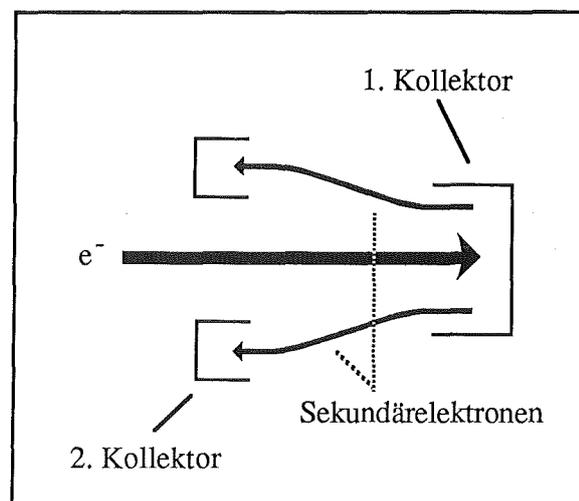


Abb. 4.2c: Kollektortyp c).

Mit einem Computerprogramm [26] wurden für verschiedene Konfigurationen von Kollektor, Magnetfeld und Abbremsstrecke die Trajektorien der Elektronen berechnet [27]. So konnten die zu erwartenden Werte der Perveanz abgeschätzt werden. Der Wirkungsgrad des Kollektors dagegen kann mit diesem Programm nicht berechnet werden, und man ist auf andere Methoden angewiesen, wie etwa Berechnungen nach geometrische Gesichtspunkten unter Berücksichtigung der Energieverteilung der Sekundärelektronen.

Für den Teststand wurde ein Kollektor nach Konzept a) gewählt. Eine genaue Beschreibung erfolgt im Anschluß an dieses Kapitel in Abschnitt 4.2.4. Die Perveanz eines solchen Kollektors läßt sich nach [28] abschätzen zu:

$$P_{K_0} = 25 (1 + 2 \ln (b/a))^{-1} \quad [\mu AV^{-3/2}] \quad (\text{Gl. 4.6})$$

Der Kollektoreingang (d.h. die Eingangselektrode) wird dabei als leitender Zylinder mit Radius  $b$  behandelt, durch den ein Elektronenstrahl mit Radius  $a$  in den eigentlichen Kollektor topf gelangt. Wenn die Eingangsregion einem sich aufweitenden Strahl angepaßt wird (Elektrode in Form eines sich öffnenden Trichters), kann der Faktor 25 in (Gl. 4.6) noch erhöht werden.

## 4.2 Beschreibung des Aufbaus

### 4.2.1 Gesamtübersicht

Eine schematische Gesamtübersicht des Teststands ist im Anhang zu finden. Die Elektronen werden von einer Kathode geliefert, die in der Vakuumkammer für die Elektronenkanone befestigt ist. Nach ihrem Austritt aus der Kathodenoberfläche werden sie elektrostatisch von vier ringförmigen Anoden beschleunigt (A1 - A4). Nach einer kurzen geraden Flugstrecke, der Driftröhre (DT), werden sie wieder von vier Anoden (D1 - D4), die genau spiegelsymmetrisch zur Beschleunigungsstrecke aufgebaut sind, abgebremst, bevor sie in den Kollektor eintreten und dort auf die Vakuumwand auftreffen. Am Kollektoreingang befindet sich eine zusätzliche Anode (CA), die wie ein Konus geformt ist. Auf ihre Funktion und das im Kollektor angebrachte Gitter (CF) wird im Abschnitt 4.2.4 genauer eingegangen. Die Vakuumkammer von der Elektronenkanone bis zum Kollektoreingang befindet sich vollständig innerhalb eines Solenoidmagneten. Am Kollektoreingang ist eine weitere Magnetspule (CE-Spule) angebracht (siehe Abschnitt 4.2.5). Der ganze Aufbau ist auf einem besonders tragfähigen Stahltisch errichtet, auf dem der Solenoid rollbar gelagert ist. Die Stützvorrichtungen sind in der Gesamtansicht nicht wiedergegeben.

### 4.2.2 Das Vakuumsystem

Für den Teststand wird ein Ultrahochvakuum von einigen  $10^{-12}$  Torr bei kalter Kathode angestrebt. Daher sind sämtliche Bauteile des Vakuumsystem nach für den LEAR-Kühler er-

#### 4. Der Kollektorteststand

stellten Richtlinien [29] hergestellt worden, und es wurden nur Materialien verwendet, die bis zu einer Temperatur von ca. 300° C ausheizbar sind. Das bedeutet, daß die einzelnen Teile des Vakuumsystems aus speziellen rostfreien Stählen (DIN 1.4306, 1.4311 oder 1.4429) gefertigt sind. Diese wurden vor ihrem Zusammenbau bis zu 950° C wärmebehandelt, um sie von ungebundenem H<sub>2</sub> zu befreien, das ansonsten das Vakuum auf lange Zeit belasten würde. Eine genauere Beschreibung der zu beachtenden Vorschriften sowie der zulässigen Materialien findet man in [29]. Für die im Vakuum selber eingesetzten Werkstoffe gelten ähnliche Vorschriften, wobei zusätzlich noch auf ihre Verträglichkeit mit der Kathode zu achten ist, da diese durch eventuell freigesetzte Restgasmoleküle in ihrer Funktion beeinträchtigt werden kann. Somit beschränkt sich die zur Verfügung stehende Auswahl von Werkstoffen auf die oben erwähnten Spezialstähle, reines Kupfer oder eine Kupfer-Beryllium Legierung, Titan, Molybdän und Aluminiumoxyd (Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>) für Isolationskörper. Als Vakuumdurchführungen werden spezielle unmagnetische ausheizbare Keramikdurchführungen verwendet.

Die Vakuumkammer besteht aus 5 Hauptsegmenten: der Kammer für die Elektronenkanone, dem geraden Driftstreckenteil, dem 12 cm langen Keramikisolator zur elektrischen Trennung von Kanone und Kollektor, einem Übergangsstück und der Kollektorkammer. Die Kanonenseite ist mit einem Deckel verschlossen, der mit vier Hochspannungsdurchführungen für die Beschleunigungsanoden und einer wassergekühlten Hochstromdurchführung für die Kathodenheizung versehen ist. In der Rückwand des Kollektors ist eine große Flanschöffnung, die die Vakuumkammer mit der Pumpanlage verbindet.

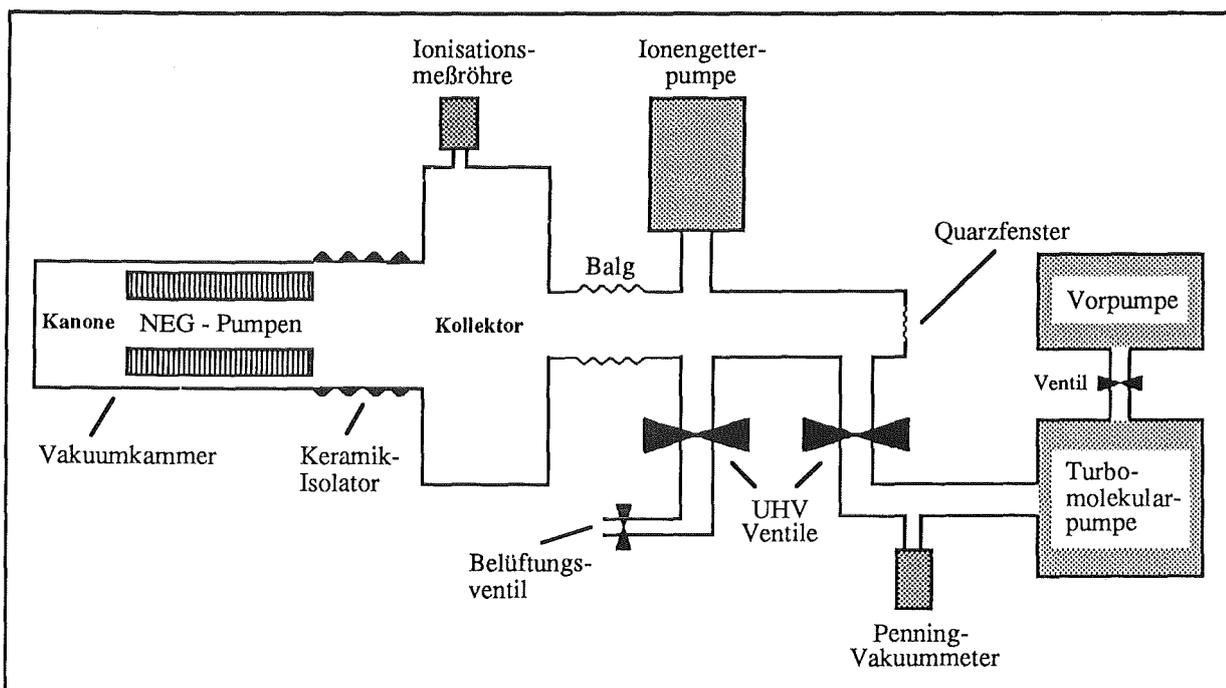


Abb. 4.3: Schema des Vakuumsystems.

Das Vakuum wird auf drei verschiedene Arten erzeugt. An der Kollektorsseite sind eine Ionengetterpumpe (200 l/s) und eine Turbomolekularpumpe (400 l/s) sowie ein Belüftungsventil angeschlossen. Die Turbomolekularpumpe arbeitet bis in einen Druckbereich von einigen  $10^{-9}$  Torr und kann durch einen Schieber vom der restlichen Kammer abgetrennt werden, um die Erzeugung eines besseren Vakuums zu ermöglichen. Im Bereich der Driftröhre sind zusätzlich noch vier NEG-Pumpen (Non Evaporable Getter) angebracht. Deren Gettermaterial (Typ ST101) ist auf einem Träger aufgepreßt und wird durch eine Widerstandsheizung aktiviert, wozu mindestens ein Vorvakuum von  $10^{-6}$  Torr nötig ist.

Gegenwärtig werden die Druckverhältnisse im Innern des Teststands durch ein Penning am Pumpstutzen der Turbopumpe, durch ein Ionisationsvakuummeter im Kollektorbereich und durch das Amperemeter der Ionenpumpe bestimmt. Die Erfassung dieser Meßgrößen erfolgt teilweise mit der in Kapitel 5 beschriebenen Computersteuerung.

Bis zum Abschluß der hier berichteten Versuche wurde auf ein Ausheizen des Teststands verzichtet. Da während der Einlaufphase und auch im Verlauf der Messungen das Vakuumsystem mehrmals geöffnet werden mußte, erschien es nicht sinnvoll, diesen mit relative großem Zeitaufwand und einigem Risiko verbundenen Vorgang durchzuführen. Das ohne Ausheizen erzielte Vakuum lag während der Messungen zwischen  $5 \cdot 10^{-8}$  und  $5 \cdot 10^{-9}$  Torr und war damit für die bisher durchgeführten Messungen völlig ausreichend. In einer zukünftigen Meßreihe soll aber auch in einem Vakuumbereich von weniger als  $10^{-10}$  Torr gearbeitet werden.

### 4.2.3 Die Elektronenkanone

Die Elektronenkanone ist nach dem Vorbild der LEAR-Kanone gebaut. Allerdings ist sie für den Teststand in allen Dimensionen geometrisch um den Faktor 2 verkleinert worden. Als Quelle für die Elektronen wird eine industriell gefertigte zylinderförmige Dispenser-Kathode mit 1" Durchmesser verwendet. Ihr Oberflächenmaterial, das die Elektronen emittiert, besteht aus Bariumoxyd (BaO). Für den Betrieb muß diese Fläche auf ca. 1300 K aufgeheizt werden, was mit einem elektrischen Heizdraht aus Molybdänrhenium geschieht, der in das Trägermaterial ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) der Kathodenoberfläche eingegossen ist. Der Mantel des Zylinders besteht aus Molybdän.

Da 1" Kathoden nur ohne Befestigungsflansch lieferbar sind, mußte eine neue Halterung für die Teststandkathode entworfen werden, wobei besonders auf eine gute Wärmeisolierung zu achten ist, um die benötigte Heizleistung für die Emissionsfläche so gering wie möglich zu halten. Aufgrund der Unverträglichkeit des Kathodenmaterials (sowohl Mantel- als auch

#### 4. Der Kollektorteststand

Oberflächenmaterial) bei Erwärmung mit den meisten Werkstoffen ist man auf die Verwendung von Kupfer oder Molybdän angewiesen. Wegen der schlechten Bearbeitungseigenschaften von Molybdän wurde ein erster Versuch mit einem auf Passung gedrehten Kupferzylinder durchgeführt, der sich aber aufgrund zu hoher Wärmeleitfähigkeit als ungeeignet erwies. Der zweite gegenwärtig verwendete Entwurf war wesentlich erfolgreicher. Drei dünne Blechstreifen aus Molybdän, das zur besseren Verarbeitung nach einem speziellen Verfahren hergestellt wird, sind im Winkel von  $120^\circ$  auf einem Kupferblock angeordnet. Durch einen Blechring werden sie in ihrer Position fixiert. Mit drei Madenschrauben ist die Kathode nun in dieser Vorrichtung justierbar eingespannt. Der konstante Abstand zum Kupferblock ist durch drei Keramikstücke, auf denen die Kathode ruht und die um  $60^\circ$  gegenüber den Molybdänblechen versetzt sind, garantiert. Ein Pol des Heizdrahtes ist direkt mit der Halterung verbunden, während der andere über ein Kupferbauteil an eine wassergekühlte Vakuumdurchführung angeschlossen ist. Genau mit der Kathodenoberfläche abschließend ist das Pierce-Schild montiert. Abb. 4.5 zeigt den Vakuumflansch auf der Kanonenseite mit den Hochspannungsdurchführungen und der Halterung für die Kathode.

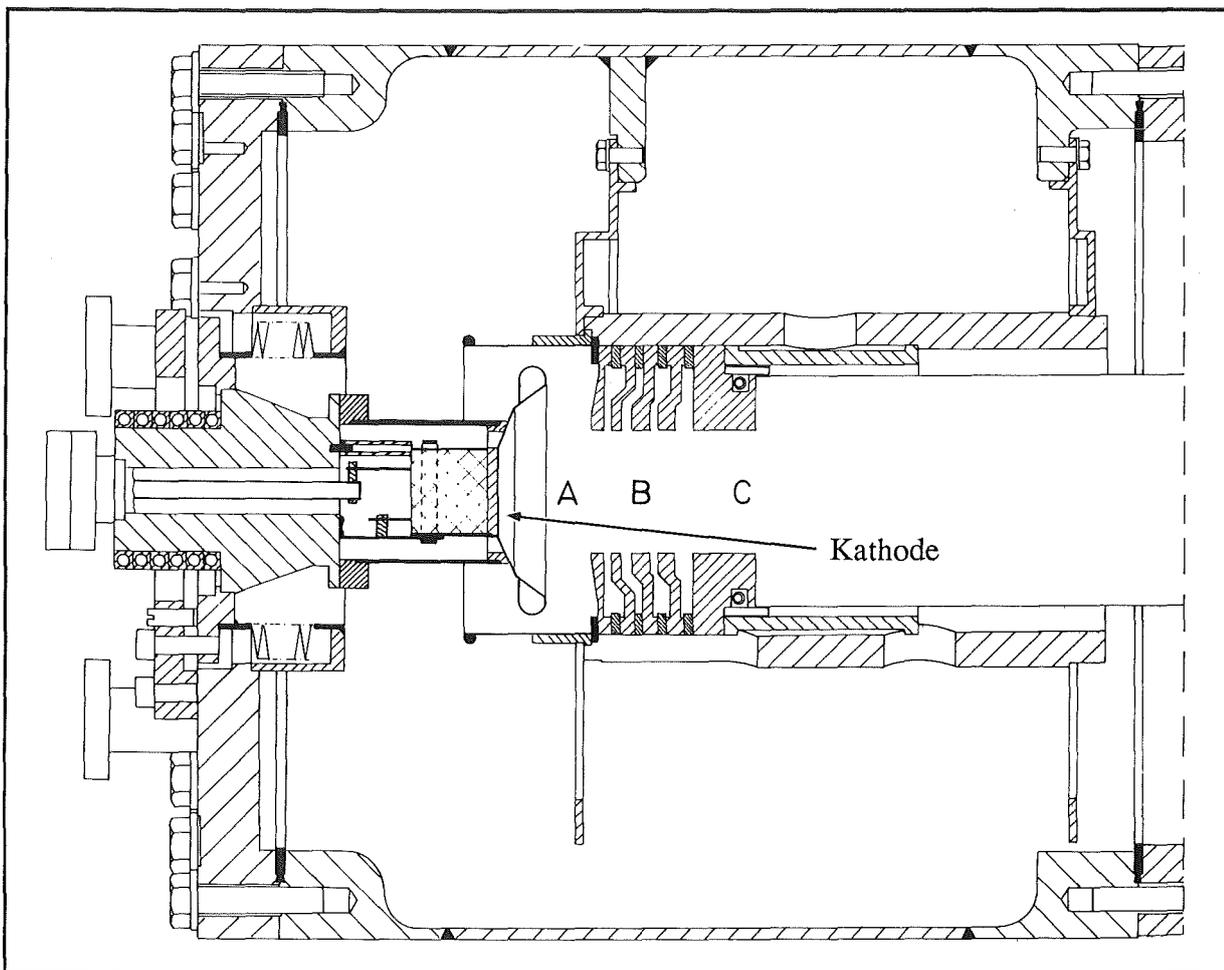


Abb. 4.4: Zeichnung der Elektronenkanone.

A: Pierce-Region B: Beschleunigungsstrecke C: Driftstrecke.

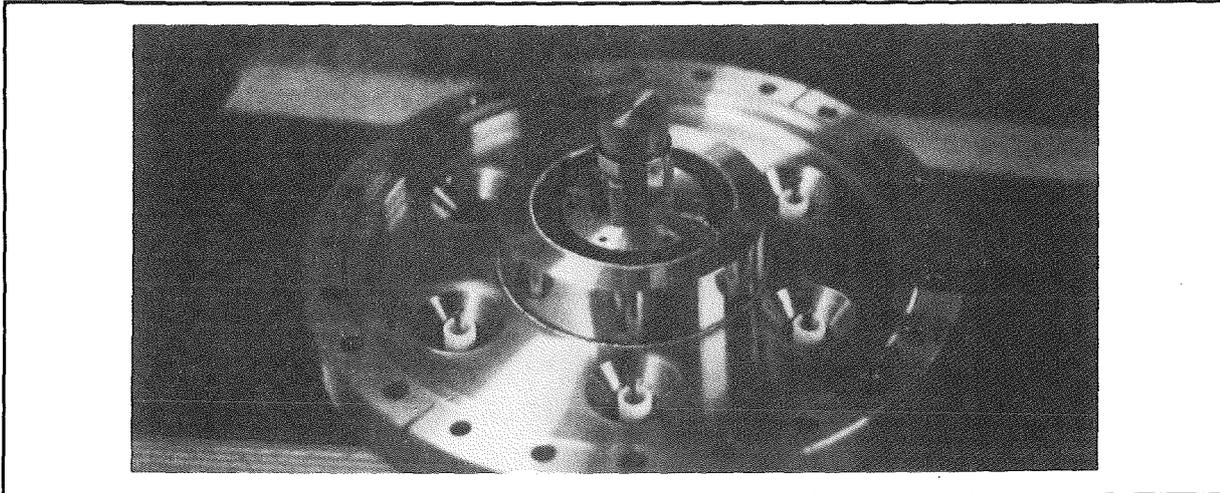


Abb. 4.5: Bild des Kanonendeckels mit der eingebauten Kathode.

Die Beschleunigungselektroden (A1 - A4, DT) sind ringförmige Titanscheiben mit einem inneren Durchmesser von 35 mm und einem äußeren von 80 mm. Sie sind in einem Keramikrohr gehalten, durch Isolationsringe voneinander getrennt und über Stahldrähte mit den Vakuumdurchführungen elektrisch verbunden (nur A1 - A4). Um auch die Potentialverhältnisse in der Driftstrecke genau zu definieren, schließt sich an die letzte Beschleunigungsanode (DT) ein perforiertes Stahlrohr an. Es endet an den Abbremsenoden (D1 - D4) und ist elektrisch mit DT verbunden. Die Abbremsanoden sind, wie bereits in der Gesamtübersicht erwähnt, ein genaues Spiegelbild der Beschleunigungsanoden und werden von der Kollektorseite her elektrisch versorgt.

#### 4.2.4 Der Kollektor

Der Kollektor ist eine zylinderförmige Kammer aus rostfreiem Stahl mit einem Durchmesser und einer Länge von jeweils 40 cm (Innenmaße). Die Eingangsseite und die Mantelfläche sind miteinander verschweißt, wohingegen die Kollektorrückwand aus einem angeflanschten Deckel besteht, der eine Öffnung von 150 mm Durchmesser zum Anschluß der Vakuumpumpanlage hat. Der große Kollektorflansch ist mit einer mehrfach wiederverwendbaren Helicoflex-Dichtung versehen im Gegensatz zu sämtlichen anderen Vakuumflanschen, die einen Kupferdichtungsring besitzen.

Beim Auftreffen der Elektronen auf die Kollektorwand wird ihre kinetische Energie von einigen keV in thermische Energie umgewandelt. Die freigesetzte Leistung kann je nach Anzahl und Restenergie der Elektronen mehrere Kilowatt betragen. Um eine zu starke Erhitzung zu verhindern, wird daher die Mantelfläche und die Kollektorrückwand mit Wasser gekühlt.

#### 4. Der Kollektorteststand

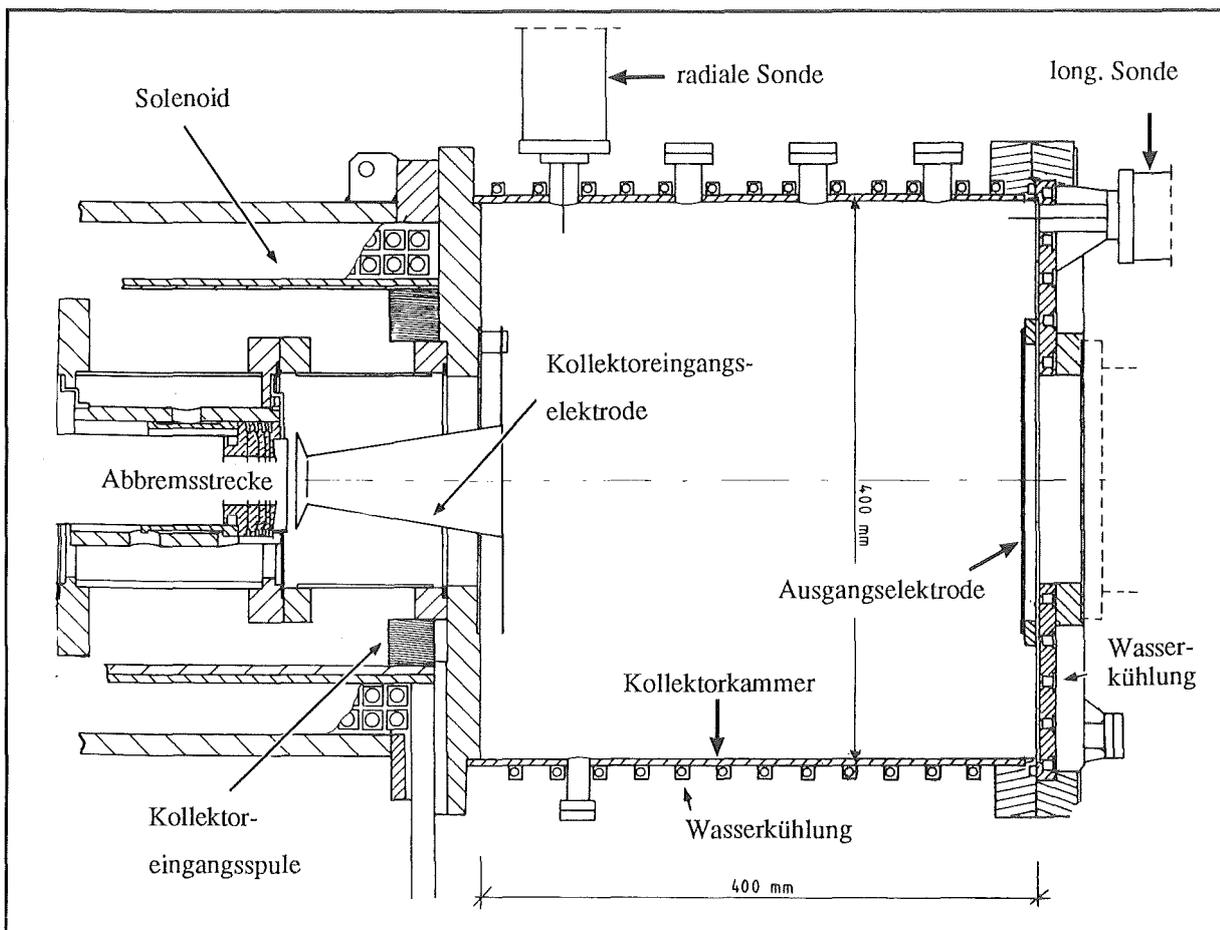


Abb. 4.6: Schnittzeichnung der Kollektorkammer.

Die abnehmbare Rückwand ermöglicht den Zugang zu den im Kollektorinneren befindlichen Bauteilen. Die Kollektoranode (CA) ist wie ein Trichter geformt mit einem inneren Durchmesser von 35 mm an der Abbremsstrecke bzw. 80 mm am Kollektoreingang und einer Länge von 140 mm (siehe Abb. 4.6 und Abb. 4.7). Im Kollektor ist auf den Konus von CA ein Ring mit einem Außendurchmesser von 216 mm aufgesetzt. Er vergrößert die Äquipotentialfläche der Eingangselektrode und soll die Wirkung von CA als Sperre für Sekundärelektronen verstärken. Die andere Seite des Trichters ist zur Abbremsstrecke hin wie eine Pierce-Elektrode geformt. Aus Gründen der Gewichtsersparnis und wegen besseren Pump-eigenschaften ist die Eingangselektrode weitgehend aus Lochblech hergestellt.

Um das Entkommen von Elektronen aus dem Pumploch in der Rückwand zu verhindern, ist dieses mit einem Gitter, der Kollektorausgangselektrode (CF), bedeckt, das elektrisch isoliert vom Kollektordeckel angebracht ist. Die zugehörige Vakuumdurchführung befindet sich ebenfalls am Deckel (siehe Abb. 4.8). Die Vakuumdurchführungen für die Abbremsanoden und die Driftröhre sind aus Platzgründen ebenfalls an der Kollektorkammer untergebracht, obwohl sie im Kollektor elektrische Störfelder hervorrufen können. Sie sind daher möglichst nahe am Kollektoreingang symmetrisch über den Zylindermantel verteilt.

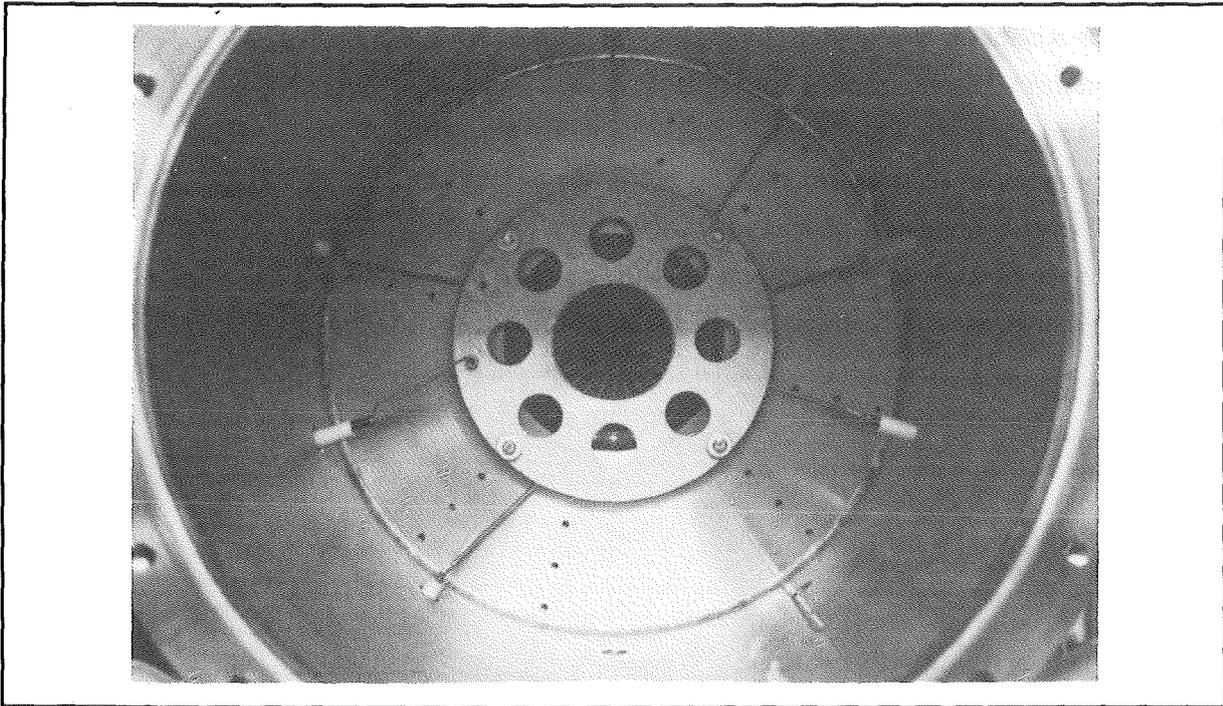


Abb. 4.7: Kollektorkammer in Richtung der Elektronenkanone gesehen mit der Kollektoranode in der Mitte des Bildes. Die Hochspannungszuführungen zu den Entschleunigungsanoden und zur Kollektoranode sind über die Mantelfläche verteilt.

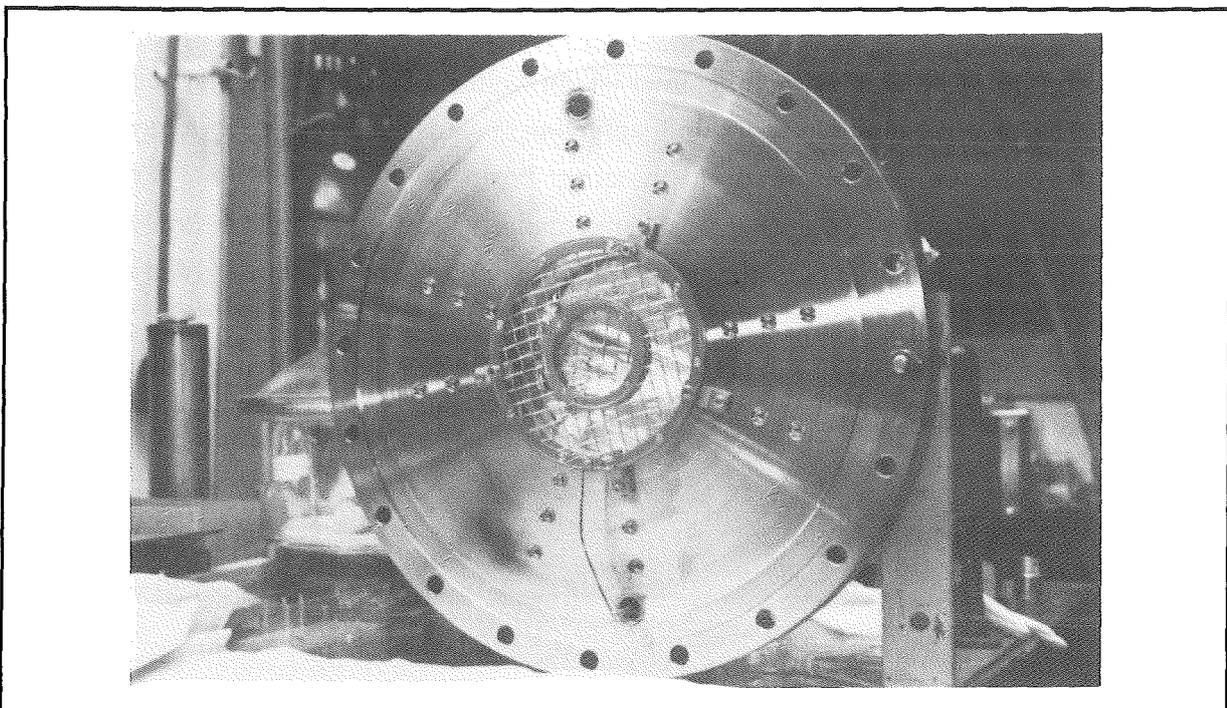


Abb. 4.8: Innenseite des Kollektordeckels mit der Gitteranode über dem Pumploch. Am oberen Rand des Deckels ist die Öffnung zur Einführung der longitudinalen Sonde zu erkennen.

Da der Kollektor völlig frei zugänglich ist, konnten an ihm zwei in ihrer Position verstellbare elektrostatische Sonden angebracht werden. Mit ihnen ist es möglich, zum einen die radiale Stromverteilung hinter dem Kollektoreingang und zum anderen die longitudinale Verhältnisse entlang des Kollektormantels zu bestimmen. Jede Sonde hat einen Hub von 200 mm. Die longitudinale Sonde ist über dem Pumpstutzen am Kollektordeckel angebracht und hat eine Distanz von 12.5 mm zur Mantelfläche des Kollektors (siehe Abb. 4.6). Die radiale Meßsonde ist in einem Abstand von 58 mm zur Kollektoreingangswand montiert (siehe Abb. 4.6). Die auf der kleinen Kupferfläche der Sonde auftreffenden Elektronen werden über einen Meßwiderstand gegen Erde abgeführt. Die am Meßwiderstand abgegriffene Spannung ist ein Maß für den Elektronenstrom.

### 4.2.5 Die Magnetfeldkonfiguration

Die gesamte Vakuumkammer des Teststands von der Kanone bis zum Kollektor befindet sich in einem 1.5 m langen Solenoidmagneten, der von einem Eisenmantel umgeben ist. Der Magnet ist beweglich gelagert, sodaß er für Arbeiten an den Vakuumteilen leicht heruntergeschoben werden kann. Um eine zu schnelle Aufweitung des Magnetfelds an der Kollektorseite des Solenoiden zu verhindern, ist am Kollektoreingang eine zusätzliche Spule angebracht.

Zwischen Solenoid und Vakuumkammer ist ein weiterer Spulenkörper platziert, auf dem insgesamt 6 Spulen in Helmholtzordnung aufgebracht sind. Sie erzeugen jeweils ein Dipolfeld, mit dem sich der Elektronenstrahl in seiner Position verschieben läßt. Jeweils zwei Spulen sind zu einem um 90° verdrehten Paar gruppiert, sodaß der Strahl in drei Abschnitte unterteilt wird, die getrennt in beiden transversalen Richtungen manipuliert werden können.

Alle im Bereich des Solenoidmagnet verwendeten Materialien sollten möglichst unmagnetisch sein, um den Verlauf des magnetischen Feldes und damit den Elektronenstrahl nicht unkontrolliert zu beeinflussen.

### 4.2.6 Die Hochspannungsbeschaltung

Die Hochspannungsbeschaltung ist nach den Überlegungen zu einem alternativen Hochspannungskonzept [10] aufgebaut. Kollektor und Kathode liegen dazu auf niederem und die Driftröhre auf hohem Potential. Dadurch stellt die Wasserkühlung im Kollektor- und

Kanonenbereich kein besonderes technisches Problem dar. Diese Beschaltung ist genau entgegengesetzt zu den Potentialverhältnissen am LEAR-Elektronenkühler. Ferner werden die Be- und Entschleunigungselektroden, sowie die Kollektoranode und die Kollektorausgangs- anode jeweils durch ein eigenes Netzgerät versorgt, wodurch eine völlig freie Wahl der einzelnen Spannungswerte gewährleistet ist. Der untere Teil von Abb. 4.9 zeigt einen typischen Potentialverlauf entlang des Teststands.

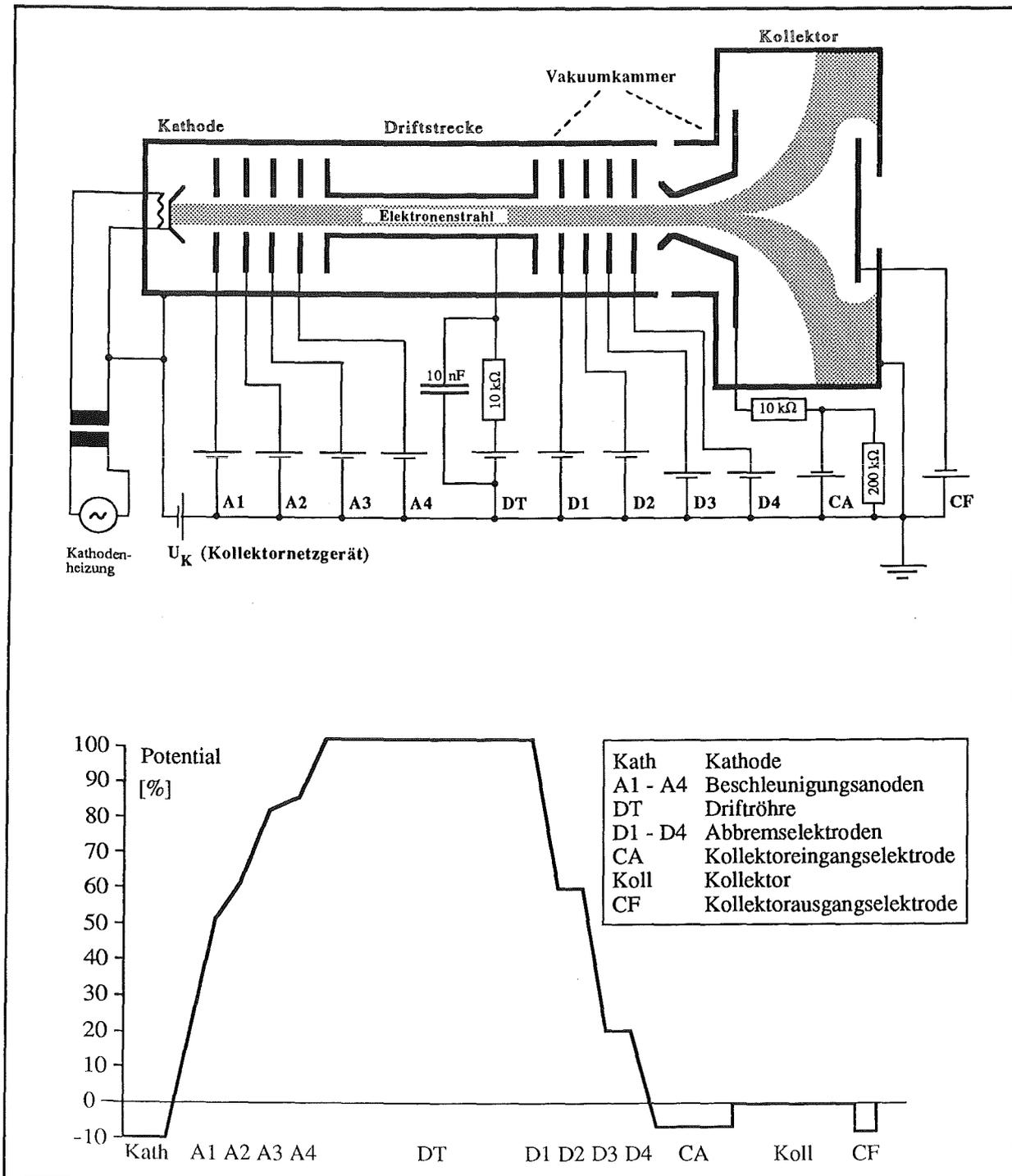


Abb. 4.9: Hochspannungsbeschaltung des Teststands mit typischen Potentialverlauf.

#### 4. Der Kollektorteststand

---

Die stets negative Kollektorspannung  $U_K$  wird zwischen Kathode und geerdetem Kollektor angelegt. Somit ist die Kathode auf negativem Potential. Für den Fall des Testaufbaus ist der Kollektor geerdet worden, um ein ungehindertes Arbeiten im Kollektorbereich zu ermöglichen und freien Zugang zu den Meßsonden zu haben. Für einen reellen Kühlerbetrieb kann dies allerdings nicht beibehalten werden, sondern die Kathode muß geerdet werden, da ansonsten das Netzgerät für die Kollektorspannung hoch stabilisiert sein müßte, um die Elektronenstrahltemperatur klein zu halten (siehe Kapitel 3.2). Eine Stabilisierung auf  $10^{-5}$  ist aber für ein Netzgerät, das wie in unserem Fall einen Strom bis zu 1.5 A bei einer Spannung von bis zu -2 kV liefert, praktisch nur schwer durchführbar. Die Kollektoranode und das Gitter im Kollektor (CF) werden auf ein Potential zwischen Erde und Kathode gelegt, wobei die Suche nach der besten Einstellung für diese Werte einer der Hauptpunkte in den Versuchsreihen war.

Die Strahlenergie ergibt sich aus der Summe von  $-U_K$  und der Spannung  $U_{DT}$ , die an der letzten Beschleunigungsanode (DT) anliegt. Zur Zeit wird die Strahlenergie durch die Ausgangsspannungen der Netzgeräte begrenzt und nicht durch die Hochspannungsfestigkeit der Bauteile im Vakuum. Wenn die Potentialeinstellungen der LEAR-Kanone verwendet werden, liegt die maximale Energie bei 21 keV (begrenzt durch  $U_{A1} - U_{A4}$ ), oder für einen niedrigeren Elektronenstrom bei 30 keV (begrenzt durch  $U_{DT}$ ).

Um ein unter bestimmten Umständen mögliches Aufladen von CA über die eingestellte Spannung hinaus zu verhindern, ist CA über einen hochohmigen Widerstand mit Erdpotential verbunden. Zusätzlich sind im Stromkreis von DT ein Widerstand und eine Kondensator eingebaut, um schnelle Entladungen zu unterbinden, die unter anderem auch die Computersteuerung des Teststands stören können.

## 5. Das Monitor- und Steuerungssystem

### **5.1 Überwachung und Steuerung des Teststands**

Die Steuerung und Überwachung des Kollektorteststands erfolgt durch zwei verschiedene Systeme, eine manuelle Analogsteuerung, sowie durch ein computergestütztes Monitor- und Steuerungssystem. Beide Systeme benutzen die Referenzspannungseingänge der Netzgeräte für die Steuerung, sowie interne Spannungsteiler für die Auslese der tatsächlichen Strom- und Spannungswerte. Zusätzlich sorgt eine Sicherheitsschaltung für eine Absicherung des Teststandes gegen unzureichende Wasserkühlung wichtiger Bauteile. Unabhängig davon, ob der Teststand manuell oder mittels Computer gesteuert wird, gewährleistet diese Schaltung mit Hilfe von Temperaturfühlern und Durchflußmessern, daß die Magnetspulen oder die empfindliche Vakuumdurchführung für den Kathodenheizstrom nicht überlastet werden können. Abb. 5.1 zeigt eine schematische Darstellung der Teststandsteuerung und der Datenerfassung.

Die manuelle Steuerung des Teststandes kann direkt an den Geräten erfolgen. Diese Methode ist allerdings sehr umständlich und für den praktischen Betrieb indiskutabel. Daher wurde während der Aufbauphase des Teststands eine weitere Möglichkeit der manuellen Steuerung mittels einer analogen Elektronikschaltung geschaffen, die die Steuereingänge mehrerer Netzgeräte gleichzeitig anspricht. Die Schaltung ist in Operationsverstärkertechnik in Form eines Spannungsteilers aufgebaut, an dem sich durch Potentiometer Spannungsverhältnisse zwischen den einzelnen Be- und Entschleunigungselektroden einstellen lassen. Mit einem "Master"-Potentiometer kann man nun die absoluten Werte der Ausgangsspannungen verändern, wobei aber die Verhältnisse zwischen den Elektroden erhalten bleiben. Damit ist man in der Lage, zumindest die Hochspannungsnetzgeräte gemeinsam zu bedienen.

Trotzdem ist auch diese vereinfachte manuelle Bedienung nach wie vor recht umständlich. Vor allem ist sie für die effiziente Durchführung von Messungen zu langsam, und die nicht genügende Linearität der Schaltung erfordert teilweise ein Nachregeln der Potentiometereinstellungen bei Veränderungen am "Master"-Potentiometer. Für die Messungen ist es weiter sehr wichtig, alle Meßgrößen auf einen Blick zu erfassen, was bei der Vielzahl der verwendeten Netzgeräten nur schwer möglich ist, zumal sie teilweise räumlich getrennt aufgestellt sind. All diese Probleme legten den Aufbau eines computergestützten Monitor- und Steuerungssystems nahe. Hiermit ist es möglich, ein Optimum an Übersichtlichkeit bei der Erfassung der Meßgrößen zu erzielen und den Testaufbau sehr leicht zu steuern. Eine schnelle Datenerfassung und Auswertung verbunden mit einem guten Meßprotokoll ist dadurch ebenfalls gewährleistet. Aus Kostengründen lag es nahe, ein neuartiges System auszutesten, das auf einem Apple Macintosh mit einem speziellen Interface für CAMAC und VMEbus basiert.

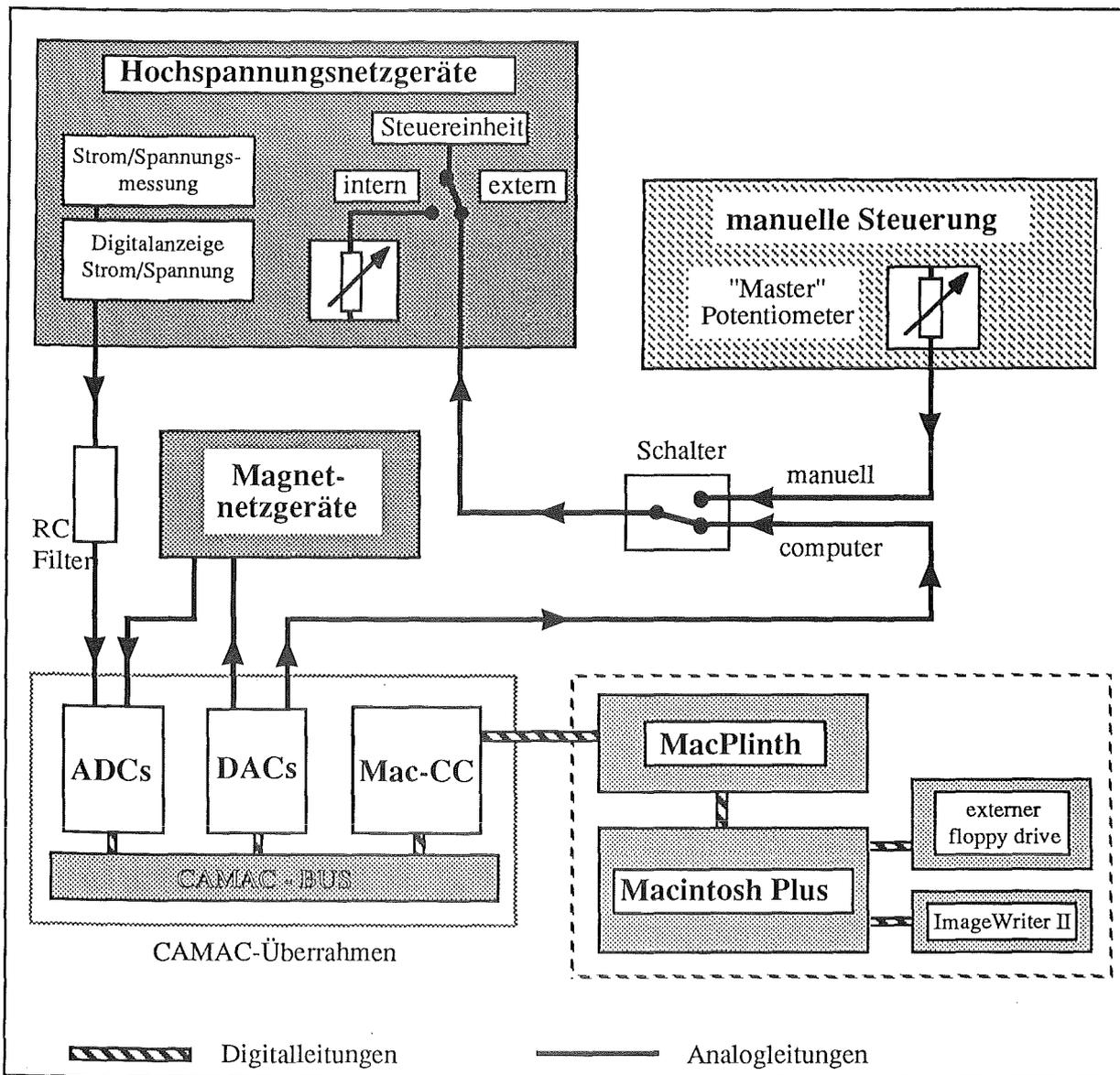


Abb. 5.1: Schematische Darstellung des Monitor- und Steuerungssystems. Das elektrische Sicherungssystem für den Schutz gegen unzureichende Wasserkühlung fehlt in diesem Schema.

Im folgenden Abschnitt sollen die Baukomponenten dieses Systems beschrieben werden. Abschnitt 5.3 geht dann speziell auf das dazugehörige Computerprogramm ein.

## 5.2 Computer und Elektronik

Das neue System fällt zunächst durch seine relativ geringen Anschaffungskosten auf. Es besteht aus einem Personal Computer (PC) mit zugehörigem Drucker und Diskettenlaufwerk,

sowie einer CAMAC-Interface-Karte und einem CAMAC-Rahmen mit den entsprechenden Elektronikeinschüben. (Anschaffungspreis bezogen auf das Jahr 1987: ca. DM 10000.- für Computer, CAMAC-Interface und Crate-controller). Ein größerer PC der neuen Generation ist leistungsstark genug, um die gestellten Anforderungen zu erfüllen. Außerdem bieten die meisten PCs ein benutzerfreundliches Betriebssystem und viele kommerzielle Anwenderprogramme. Daher sind sie auch sehr gut im Büro einsetzbar für Textverarbeitung, technische Zeichnungen und die Erstellung von Graphiken.

Herzstück der Steuerung und Datenerfassung ist ein Apple Macintosh Plus Computer. Er hat einen 1 MByte Arbeitsspeicher, ein internes Diskettenlaufwerk von 800 kByte (3.5" Mikrodisketten) sowie einen hochauflösenden Graphikbildschirm mit 512\*342 Punkten (9" diagonal). Der Macintosh zeichnet sich durch ein sehr modernes Betriebssystem aus, das auf sogenannten *mouse-window-desktop* Techniken beruht, die auf dem *Smalltalk*-Konzept [30] [31] aufbauen, das im Xerox Palo Alto Forschungszentrum entwickelt wurde. Es bietet den Vorteil, daß man nicht erst komplizierte Betriebssystembefehle lernen muß, um den Rechner benutzen zu können.

An den Rechner ist ein Matrixdrucker angeschlossen, der ebenfalls hochauflösende Graphik ausgeben kann, es ist ein Apple ImageWriter II. Ferner wird die Kapazität des Rechners durch ein weiteres externes Diskettenlaufwerk von ebenfalls 800 kByte erhöht.

Der Computer ist mit einem speziellen Interface versehen, das es ermöglicht, bis zu 7 CAMAC und VME Rahmen [32] [33] [34] mit dem Rechner zu verbinden. Diese sogenannte MacPlinth-Karte [35] ist direkt unter dem Macintosh-Gehäuse angebracht. Zwei kurze Flachbandkabel verbinden das MacPlinth mit der Macintosh-Logikkarte, auf der eine Reihe von Leitungen unterbrochen sind, um die Übertragung von Signalen zwischen beiden Platinen zuzulassen. Das MacPlinth kontrolliert direkt die beiden 64 kByte ROM Speicherbereiche des Macintosh, die ansonsten den Datenbus des Mikroprozessors steuern, solange auf keine anderen internen Komponenten zugegriffen wird. In speziellen Speicherchips (EPROMs) sind auf der MacPlinth-Karte auch die Programme zur Steuerung des CAMAC-Rahmens und der Elektronikeinschübe untergebracht.

Da unser Labor bereits über eine ganze Reihe von CAMAC-Elektronikeinheiten verfügt, wurde dieses System auch für das Steuerungssystem des Kollektorteststandes gewählt. Auf die prinzipiell mögliche Verwendung des VME-Buses wird daher nicht weiter eingegangen. Es soll allerdings angemerkt werden, daß die VME-Elektronik moderner ist und größere Anwendungsmöglichkeiten bietet, wie zusätzliche Mikroprozessoren oder RAM-Speicherkapazitäten [36] in einem VME-Rahmen anzulegen.

Der an das MacPlinth angeschlossene CAMAC-Rahmen wird mit einem speziellen Einschub (Crate-controller) gesteuert. Er heißt Mac-CC [35] und ist genauso wie das MacPlinth eine Entwicklung der Elektronikabteilung des CERN in Genf, wird allerdings inzwischen kommerziell vertrieben. Alle anderen verwendeten CAMAC-Einschübe sind Standardartikel.

Für die Umwandlung der digitalen Steuersignale vom Computer in Analogsignale für die Referenzspannungseingänge der Netzgeräte werden DACs (Digital to Analog Converter) von Nuclear Electronics vom Typ NE 9091 verwendet. Sie haben 16 Kanäle mit einer Auflösung von jeweils 12 Bit für ein Ausgangssignal von 10 V=. Zur Datenerfassung der tatsächlichen Spannungen und Ströme an den Ausgängen der Netzgeräte werden die analogen Referenzspannungen mit ADCs (Analog to Digital Converter) umgewandelt (Type: LeCroy 8251, 32 Kanäle, 12 Bit Auflösung bei 10 V=)

Der Verlauf der einzelnen Leitungen und die damit verbundene Signalverarbeitung läßt sich mit Hilfe von Abb. 5.1 leicht verfolgen. Mit Hilfe von Spannungsteilern stehen an jedem Netzgeräte analoge Spannungen zur Verfügung, die proportional zu den Strom- und Spannungswerten des Geräts sind. Diese analogen Referenzspannungen werden mit Koaxialkabeln zu den ADCs geführt, wo sie in digitale Werte umgewandelt werden, die periodisch vom Computer abgefragt werden. Zusätzlich werden speziell die Signale der Hochspannungsnetzgeräte zuvor noch mittels RC-Glieder gefiltert, um die ADCs und den Computer vor Spannungsspitzen bei eventuellen Hochspannungsüberschlägen zu schützen. Die Anpassung der Ausgangssignale der ADCs an den MacPlinth Daten- und Adressbus erfolgt durch den Mac-CC. Vom MacPlinth gelangen die Daten dann direkt zum Macintosh, wo sie für die numerische oder graphische Darstellung weiter verarbeitet werden. Die Steuersignale vom Computer gehen den umgekehrten Weg über das MacPlinth, den Mac-CC und einen DAC zu den Netzgeräten. Zwischen DAC und den Geräten ist zusätzlich noch ein Vielfachschalter eingebaut, mit dem man sehr schnell von Computersteuerung auf den manuellen Betrieb mit der analogen Elektroniksteuerung umschalten kann.

### 5.3 Das Steuerprogramm

Zu einem computergestützten Monitor- und Steuerungssystem gehört neben den elektronischen Komponenten natürlich auch ein Steuerprogramm. Es ist in der weitverbreiteten Programmiersprache FORTRAN geschrieben und hat den Namen *MACProMac* (Monitor and Control Program for a Macintosh). Entwickelt und erprobt wurde das Programm weitgehend während der Einlaufphase des Kollektortesstandes [37].

Die an das Programm gestellten Anforderungen kann man in zwei Gruppen unterteilen, in die Überwachung und in die Steuerung des Teststandes.

Der erste Aufgabenbereich beinhaltet eine komplette Erfassung aller Meßgrößen, die am Teststand anfallen, sowie deren Auswertung. Das umfaßt auch die Berechnung der für den Teststand charakteristischen Größen wie Kanonen- und Kollektorperveanz, Wirkungsgrad des Kollektors und relativer Verlust. Ferner wird auch eine ständig aktualisierte numerische und graphische Darstellung der Meßwerte, vor allem von der Verteilung der Verlustströme auf die einzelnen Elektroden, auf dem Bildschirm verlangt. Für eine gute Dokumentation der Messungen und für eine weitere Auswertung können die Daten auf einem Drucker ausgegeben werden oder auf einer Diskette gespeichert werden.

Unter den zweiten Aufgabenbereich fallen alle Veränderungen der Teststandparameter, sowohl einzeln als auch mehrere gleichzeitig. Es ist dabei ein hierarchisches Setzen von Parametern möglich, d.h. die Veränderung eines bestimmten Parameters zieht automatisch die Änderung damit verbundener Parameter nach sich, die selbst wiederum mit anderen Größen verknüpft sein können. Zum Beispiel wird bei einer Erhöhung der Elektronenstrahlenergie gleichzeitig die Kollektorspannung und das Hauptmagnetfeld entsprechend mitgeändert und mit dem Hauptmagnetfeld wiederum die Kollektoreingangsspule. Die Kopplung der Parameter ist zu- und abschaltbar. Der dazugehörige Skalierungsfaktor kann frei gewählt werden. Eine Veränderung der Kanonenperveanz ist ebenfalls leicht möglich. Die Anodenspannungen der Beschleunigungsstrecke werden entsprechend dem ausgewählten Perveanzwert eingestellt. Allgemein ist die Eingabe eines neuen Parameterwerts auf zwei Arten möglich, zum einen numerische, zum anderen kann sie aber auch durch auf dem Bildschirm simulierte Drucktasten erfolgen, was eine schnelle Veränderung einzelner Parameter in konstanten Schritten zuläßt.

Grundsätzlich wurde bei der Erstellung des Steuerprogramms auf möglichst große Flexibilität geachtet. Da der Teststand ein experimenteller Aufbau ist, fallen oft Änderungen an Bauteilen und der elektrischen Beschaltung der Anlage an, oder Netzgeräte müssen ausgetauscht werden. Das Programm soll möglichst schnell der neuen Situation angepaßt werden können, ohne dabei große Veränderungen am FORTRAN Quellprogramm vornehmen zu müssen.

Die Verwirklichung all dieser Aufgaben und Anforderungen erfolgt durch den Einsatz von sogenannten *mouse-window-desktop* Techniken, die, wie bereits oben erwähnt wurde, vom Macintosh Betriebssystem angeboten werden. Das beinhaltet vor allem die Benutzung von Menüs und Dialogfeldern, die mit der Maus angewählt und bearbeitet werden. Überhaupt spielt die Maus eine wichtige Rolle im Programm und wird vielfach eingesetzt, da sie die

## 5. Das Monitor- und Steuerungssystem

Verwendung von Operationsbefehlen fast vollständig ersetzen kann, und somit das Programm sehr benutzerfreundlich wird. Dagegen wird die Tastatur des Computers fast nur noch für die numerische Eingabe von neuen Parameterwerten benötigt. Somit kann das Programm auch leicht von Leuten bedient werden, die keine große Erfahrung im Umgang mit einem Computer besitzen. Des weiteren erfolgt die Meßdatenspeicherung auf Diskette der Art, daß eine Auswertung mit kommerziellen Graphikprogrammen direkt möglich ist.

Die Flexibilität des Programms wird durch dessen modularen Aufbau und die weitgehende Parametrisierung, d.h. durch die Verwendung von Dateien, gewährleistet.

Abb. 5.2 zeigt das Bildschirmfenster des Steuerprogramms, das alle Meßgrößen numerisch ausgibt. Zusätzlich ist in einem anderen Fenster (Abb. 5.3) die graphische Darstellung der Verluststromverteilung möglich. In Abb. 5.4 wird die Simulation von Drucktasten auf dem Bildschirm wiedergegeben. Indem man mit der Maus in eines der Felder fährt, die mit einem auf- oder abwärtszeigenden Pfeil gekennzeichnet sind, kann man einen Parameter in schneller Folge um konstante Beträge verändern.

Display Change PerV Experiments Parameters Spezial 2:27:58						
Status						
Beam energy: 11000 [eV]		total loss: 1.47E-04		90 [µA]		05-10-87
	Voltage	Current	Loss	Correction coils:		
A1	4720 [V]	1 [µA]	1.64E-06	Gun h:	+0.00	[A]
A2	5820 [V]	0 [µA]	0.00E-01	v:	+0.00	[A]
A3	8020 [V]	1 [µA]	1.64E-06	DT h:	+1.00	[A]
A4	8350 [V]	1 [µA]	1.64E-06	v:	-1.00	[A]
DT	10000 [V]	80 [µA]	1.31E-04	Coll h:	+1.00	[A]
D1	1260 [V]	0 [µA]	0.00E-01	v:	-1.01	[A]
D2	430 [V]	1 [µA]	1.64E-06	CAcoil:	+0.00	[A]
D3	375 [V]	4 [µA]	6.55E-06	CFcoil:	+0.00	[A]
D4	122 [V]	2 [µA]	3.27E-06	CEcoil:	+4.51	[A]
CA	-430 [V]	-430 [µA]	0.00E-01	Magn:	740	[A]
CF	-800 [V]	-800 [µA]	0.00E-01	Press:	3.9E-08	[Torr]
Collector: 1000 [V]		.611 [A]	19.3 [µP]	Gun-perV: .53 [µP]		

Abb. 5.2: Numerische Darstellung aller Teststandparameter.

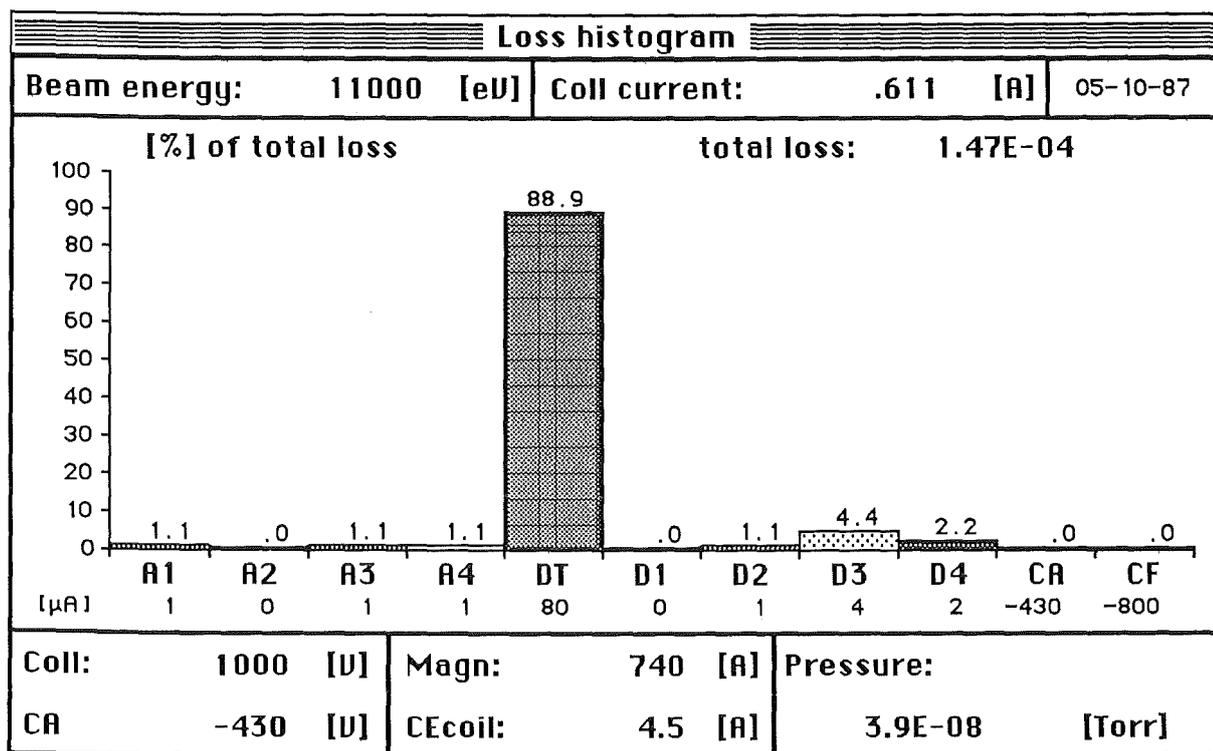


Abb. 5.3: Graphische Darstellung der Verluststromverteilung.

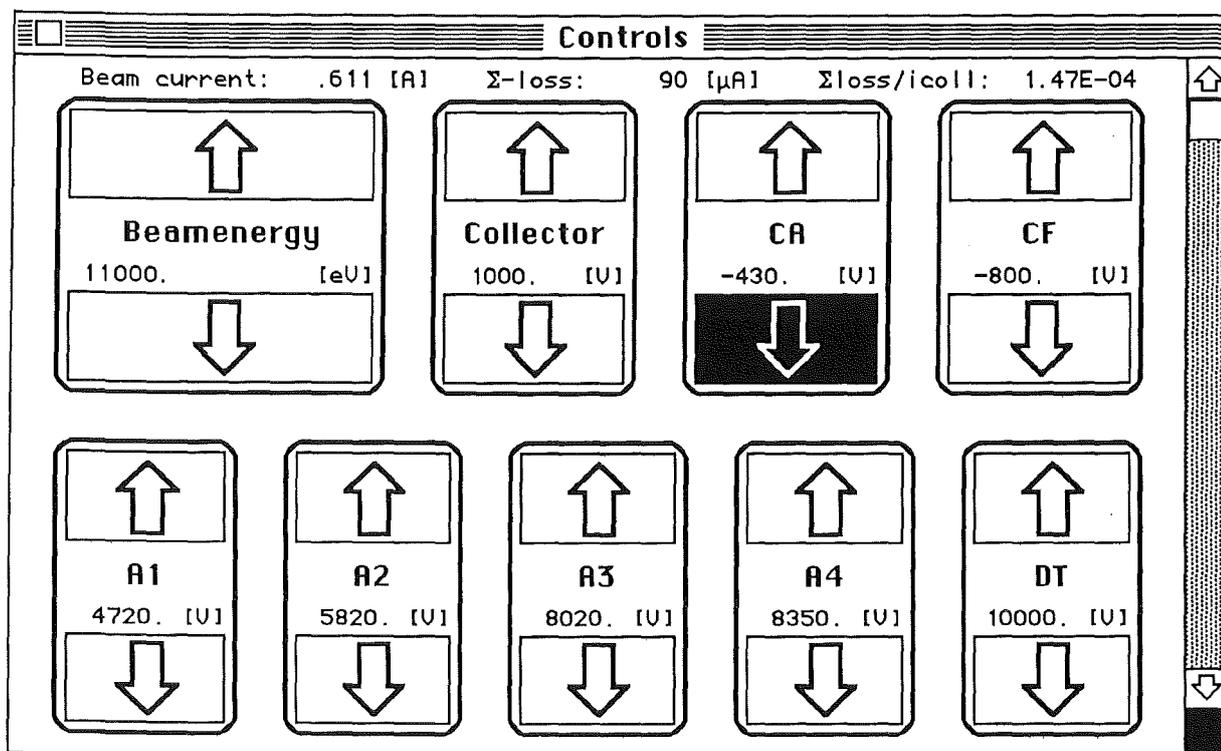


Abb. 5.4: Fenster mit simulierten Drucktasten.

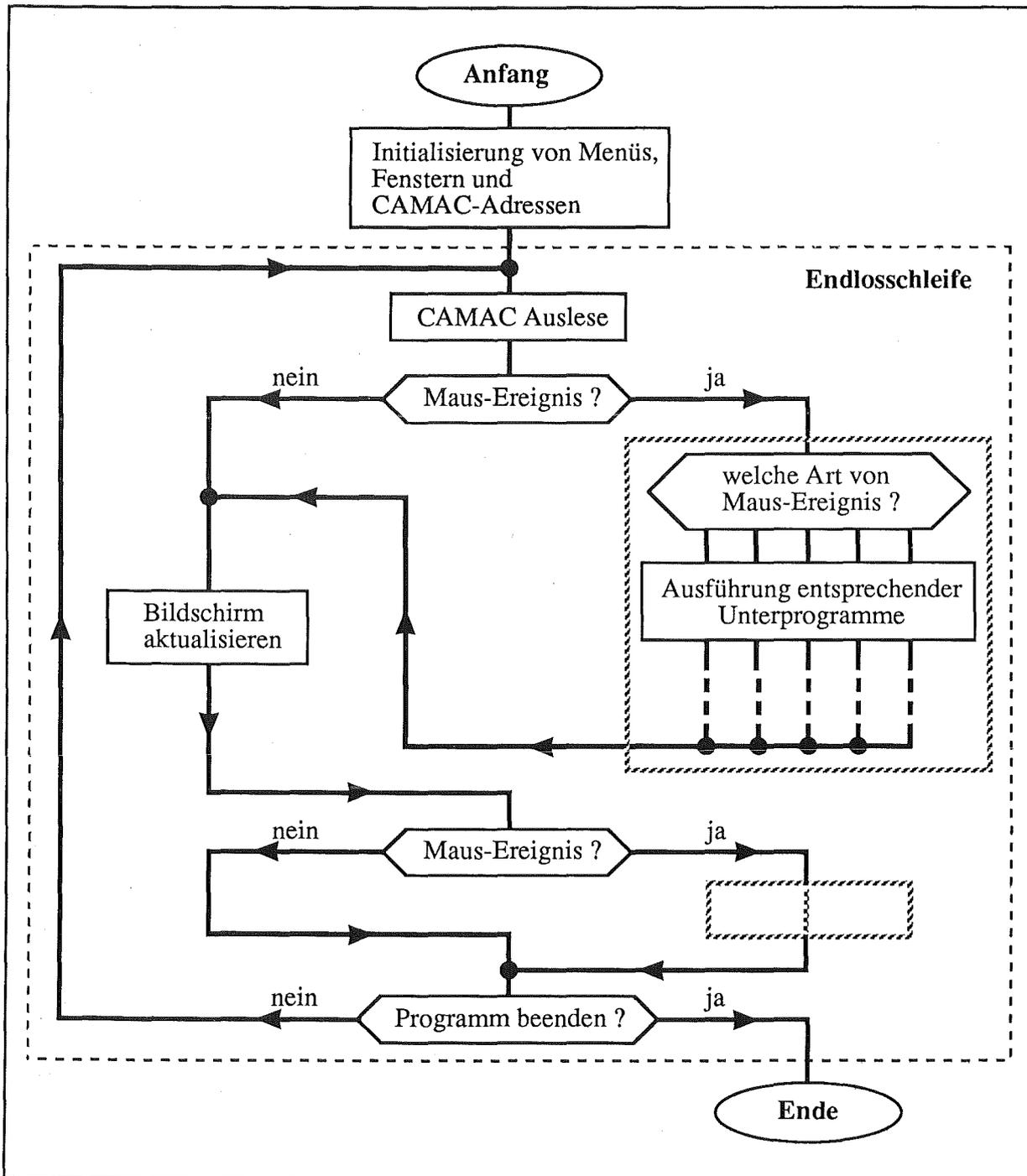


Abb. 5.5: Vereinfachtes Flußdiagramm des Steuerprogramms.

In vereinfachter Form verdeutlicht Abb. 5.5 den Ablauf und die Struktur des Steuerprogramms. Nach der Initialisierung wird eine Endlosschleife gestartet, die immer wieder die ADCs ausliest und die Daten oder Graphiken auf dem Bildschirm aktualisiert. Jede Operation mit der Maus unterbricht diese Schleife, solange bis der angewählte Programmteil abgeschlossen ist. Danach wird die Endlosschleife wieder fortgesetzt. Die Zykluszeit für einen Schleifendurchlauf beträgt normalerweise ungefähr eine halbe Sekunde (2 Hz). Wenn aller-

dings das Fenster mit den Drucktasten auf dem Bildschirm dargestellt wird, verkürzt sich die Zeit für einen Zyklus auf ca. 65 ms, was einer Frequenz von 15 Hz entspricht.

Weitere Informationen über das Steuerprogramm sowie das komplette Quellprogramm kann man in [37] finden.



## 6. Messungen am Teststand

An der geraden Teststrecke wurden Messungen durchgeführt, deren Ziel es war, die Eigenschaften eines Kollektors experimentell zu untersuchen. Dadurch sollte seine Eignung für die Verwendung in neuen Elektronenkühlern mit besonders niederen Verlustströmen und hohen Stromstärken überprüft werden. Dieses Kapitel berichtet von den Resultaten und Meßergebnissen, wie sie bis Ende 1987 vorlagen. Fast alle Messungen wurden bei typischen Vakuumverhältnissen von  $5 \cdot 10^{-8}$  bis  $5 \cdot 10^{-9}$  Torr (hinter dem Kollektor gemessen) mit dem in Kapitel 4.2 beschriebenen Aufbau durchgeführt. Falls davon abweichende Versuchsanordnungen für bestimmte Messungen verwendet worden sind, werden diese explizit beschrieben. Das erste Unterkapitel berichtet in chronologischer Reihenfolge von den ersten Versuchen und Meßreihen. Alle weiteren Messungen sind in den folgenden Kapiteln thematisch geordnet.

### 6.1 Erster Elektronenstrahl und erste Messungen

Als im Dezember 1986 alle für den Teststand benötigten Vakuumteile fertiggestellt waren, wurde mit dem Zusammenbau der Vakuumkammer und der Pumpanlage begonnen. Diese Arbeiten erstreckten sich bis in den Februar des folgenden Jahres und waren mit ersten Vakuumtests verbunden. Ziel war es, möglichst schnell einen ersten Elektronenstrahl zu erzeugen, um die prinzipielle Funktionsfähigkeit des Aufbaus zu überprüfen. Zunächst wurde die Effizienz der Kathodenheizung getestet, um zu sehen, ob die Kathode auf die nötige Arbeitstemperatur (ca. 1300 K) erhitzt werden konnte. Dazu wurde die Leistungsaufnahme der Kathode beobachtet (induktive Messung des Heizstroms) und gleichzeitig die Temperatur der Kathodenoberfläche durch ein Fenster in der Vakuumkammer (siehe Abb. 4.3) mit einem Pyrometer optisch bestimmt. So konnte eine Eichkurve für den Heizstrom und die zugehörige Kathodentemperatur erstellt werden. Wie sich aber bald herausstellte, war die Betriebstemperatur über längere Zeit nicht aufrechtzuerhalten, ohne daß der Heizdraht der Kathode Schaden nahm. Dies war auf eine zu große Wärmeleitfähigkeit der Kathodenhalterung (Passung aus Kupfer) zurückzuführen. Daneben wurde teilweise eine ungenügende Hochspannungsfestigkeit zwischen den Be- und Entschleunigungselektroden festgestellt, die in einer ungünstigen Führung der Hochspannungsdrähte im Vakuum ihre Ursache hatte.

Diese Unzulänglichkeiten machten es erforderlich, einige konstruktive Veränderungen am Teststand vorzunehmen, noch bevor ein erster Elektronenstrahl vorhanden war. Die Hochspannungsdrähte im Vakuum wurden völlig neu verlegt und eine neue Kathodenhalterung aus Molybdänblech, wie in Abschnitt 4.2.3 beschrieben, hergestellt und eingebaut.

Nach erneuten Hochspannungs- und Kathodentests wurde dann im April 1987 der erste Elektronenstrahl in der Teststrecke erzeugt. Die Beschleunigungspotentiale in der Kanone wurden dazu, wie für fast alle späteren Messungen auch, auf Werte gesetzt, die erprobten Betriebsmoden der ICE-Kanone entsprechen ( $0.53 \mu\text{AV}^{-3/2}$ ,  $0.26 \mu\text{AV}^{-3/2}$ ,  $0.13 \mu\text{AV}^{-3/2}$ ). Die Entschleunigungsstrecke wurde auf nur schwach abbremsende Potentiale eingestellt, da ein Setzen spiegelsymmetrisch zur Beschleunigungsstrecke keinen Strahlbetrieb erlaubte. Für die ersten Strahlversuche war die Kollektorausgangs-anode (CF) noch nicht installiert. Abweichend von der Beschreibung des Versuchsaufbaus in Kapitel 4.2 war in die gerade Driftstrecke ein weiteres Vakuumteil eingebaut. Dadurch war die Driftstrecke 1062 mm lang. Diese zusätzliche Vakuumkammer sollte das Anbringen eventueller Bauteile für eine Strahl-diagnose ermöglichen. Des weiteren war zwischen Kollektor und Solenoid ein magnetischer Shunt konzentrisch um den Kollektoreingang herum angebracht, der zur besseren Rückführung des magnetischen Flusses und somit zu einer schnelleren Strahlaufweitung im Kollektor dienen sollte. Der Teststand wurde während dieser ersten Meßperiode mit der in Kapitel 5 beschriebenen manuellen Steuerung bedient.

Die ersten Versuche zur Erzeugung eines Elektronenstrahls zeichneten sich durch die Notwendigkeit eines ungewöhnlich hohen Solenoidfelds aus. Es mußten ungefähr um den Faktor 2.5 höhere Werte eingestellt werden, als aus den Berechnungen für eine resonante Fokussierung zu erwarten war. Ferner zeigte sich eine starke Abhängigkeit der Verluststromrate von der Kollektoreingangsspule und dem magnetischen Shunt. Somit waren die ersten Punkte für eine systematische Untersuchung offensichtlich: Welchen Einfluß hat die Eingangsspule und der magnetische Shunt auf den Elektronenverlust, und wie läßt sich dies erklären? Von besonderem Interesse waren daneben die Effekte der Kollektoreingangselektrode (CA). Ermöglicht sie eine Verminderung des Verlusts oder besteht die Gefahr einer Strahlreflexion?

Zunächst wurde bei einer konstanten Strahlenergie von 5 keV und einer Spannung zwischen Kathode und Kollektor von  $U_K = -1 \text{ kV}$  die an der Eingangselektrode angelegte Spannung  $U_{CA}$  variiert und dabei der Primär- und der Verluststrom beobachtet. Abb. 6.1 zeigt das Ergebnis dieser Messung, für die die Kanonenperveanz  $P_{Ka}$  mit einer gegenüber der resonanten Fokussierung größeren Spannung an der ersten Beschleunigungsanode auf  $0.71 \mu\text{AV}^{-3/2}$  erhöht wurde. Der auf der y-Achse aufgetragene relative Verlust ist definiert als die Summe aller Verlustströme auf die Be- und Entschleunigungselektroden sowie auf das Driftrohr und ist auf den primären Elektronenstrom normiert. Es ist deutlich zu erkennen, daß sich der Verlust bei konstantem Primärstrom durch ein Absenken von  $U_{CA}$  vermindern läßt. Wenn allerdings eine gewisse Grenzspannung überschritten wird, steigt der relative Verlust wieder rapide an, und parallel dazu nimmt der primäre Elektronenstrom ab. Dies ist wohl auf eine partielle Reflexion des Elektronenstrahls von der Strahlmitte her zurückzuführen. Diese Annahme kann

durch eine weitere Beobachtung bestätigt werden. Bei der verwendeten Kollektorkonfiguration ohne Kollektorausgangselektrode durchqueren die Elektronen des Strahlzentrums den Kollektortopf, gelangen bis in den Pumpstutzen und treffen erst dort auf die Vakuumkammer, die sich dadurch natürlich erwärmt. Wenn man nun  $U_{CA}$  langsam soweit erniedrigt, daß der Primärstrom reduziert wird, bleibt der Pumpstutzen kalt. Die inneren Elektronen müssen folglich bereits am Kollektoreingang reflektiert werden. Diese Tatsache stimmt mit der in Kapitel 4.1 erwähnten Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen überein (siehe Abb. 4.1). Die von der Raumladung der äußeren Elektronen abgeschirmten Teilchen im Strahlzentrum sind energieärmer und werden daher auch zuerst reflektiert. In Abb. 6.1 liegt die Schwelle, an der eine Strahlreflexion eintritt, bei ungefähr  $|U_K - U_{CA}^{\max}| = 500$  V. Nach (Gl. 4.3) beträgt der theoretische Wert für die Potentialabsenkung auf der Strahlachse für die vorliegende Messung  $U_{spc} = 460$  V (für den Radius  $b$  der Vakuumwand wurde der mittlere Durchmesser der Eingangselektrode  $r = 29$  mm eingesetzt). Das experimentelle Ergebnis deckt sich somit mit den in Abschnitt 4.1 ausgeführten Überlegungen.

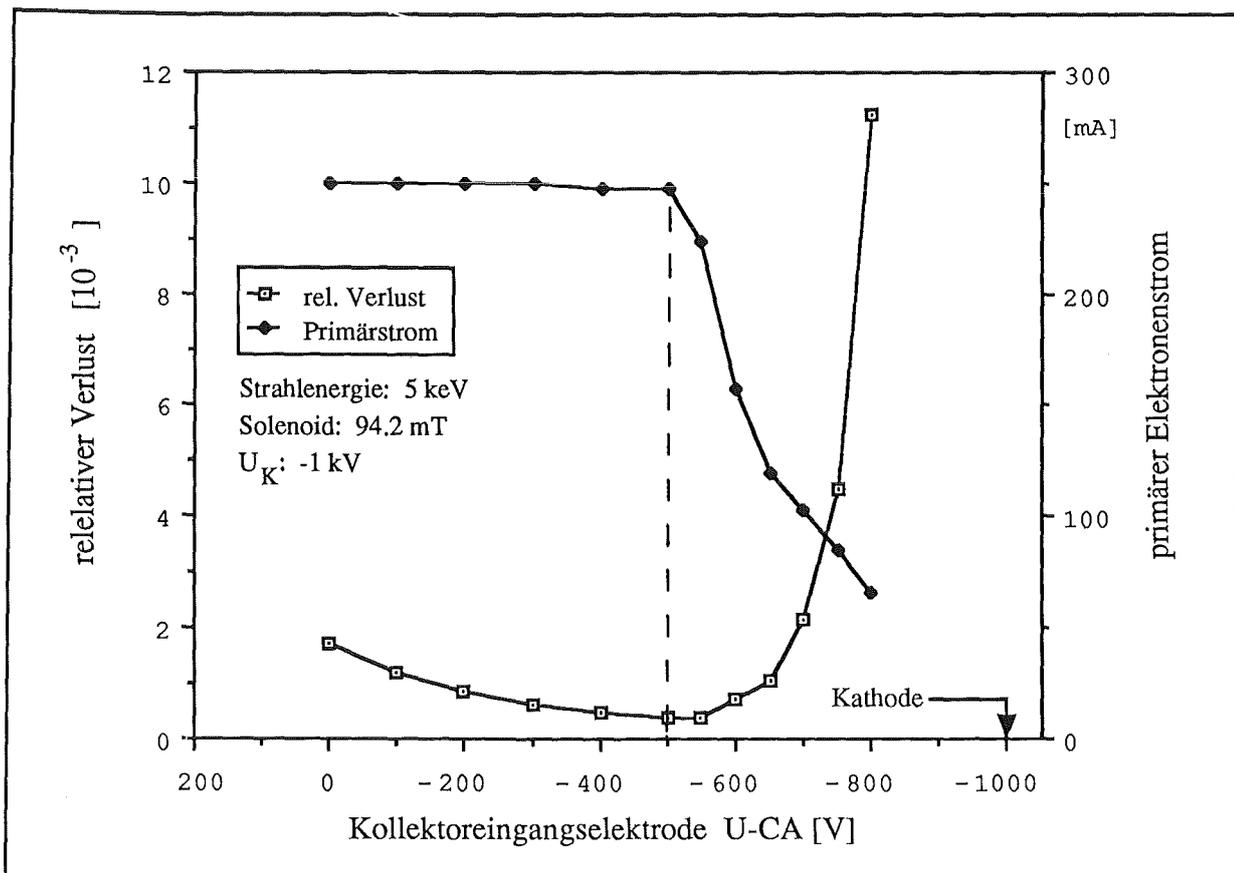


Abb. 6.1: Abhängigkeit des Primär- und Verluststroms von  $U_{CA}$ . Es läßt sich ein Minimum für den Verlust erzielen bevor der primäre Elektronenstrahl reflektiert wird.

Die Wirkung der Kollektoreingangsspule und des magnetischen Shunts wurde in einer weiteren Meßreihe untersucht. Sie wurde bei Strahlenergien  $E_e$  von 5 und 11 keV durchge-

## 6. Messungen am Teststand

führt ( $P_{Ka} = 0.53 \mu\text{AV}^{-3/2}$ ,  $U_K = -1 \text{ kV}$ ). Die Eingangselektrode CA wurde für diese Messungen jeweils auf einen für den Verlust günstigen Wert eingestellt. Abb. 6.2a zeigt die Abhängigkeit des relativen Verlusts vom Spulenstrom einmal mit und einmal ohne magnetischen Shunt für  $E_e = 5 \text{ keV}$ . Die Messungen für  $E_e = 11 \text{ keV}$  weisen dieselbe Kurvencharakteristik auf. Ein wichtiges Ergebnis dieser Messungen ist, daß ein stabiler Strahlbetrieb mit magnetischem Shunt ohne Einsatz der Eingangsspule praktisch nicht möglich ist. Die Verlustraten liegen deutlich über denen ohne Shunt und können auch dann nur durch ein stark erhöhtes Hauptmagnetfeld auf dasselbe Niveau gedrückt werden. Der Kurvenverlauf in Abb. 6.2b verdeutlicht diesen Sachverhalt. Für einen Spulenstrom  $I_{CE}$  von 7 A, was etwa einem Feld von  $B_z^{CE} = 24 \text{ mT}$  entspricht, erreichen beide Kurven in Abb. 6.2a ein Minimum für den Verlust. Höhere Stromstärken konnten nicht an die Eingangsspule angelegt werden, da diese sonst zu sehr überlastet würde. Allerdings ist, nach dem exponentiellen Kurvenverlauf zu urteilen, auch mit keinem weiteren großen Abfall des relativen Verlusts zu rechnen.

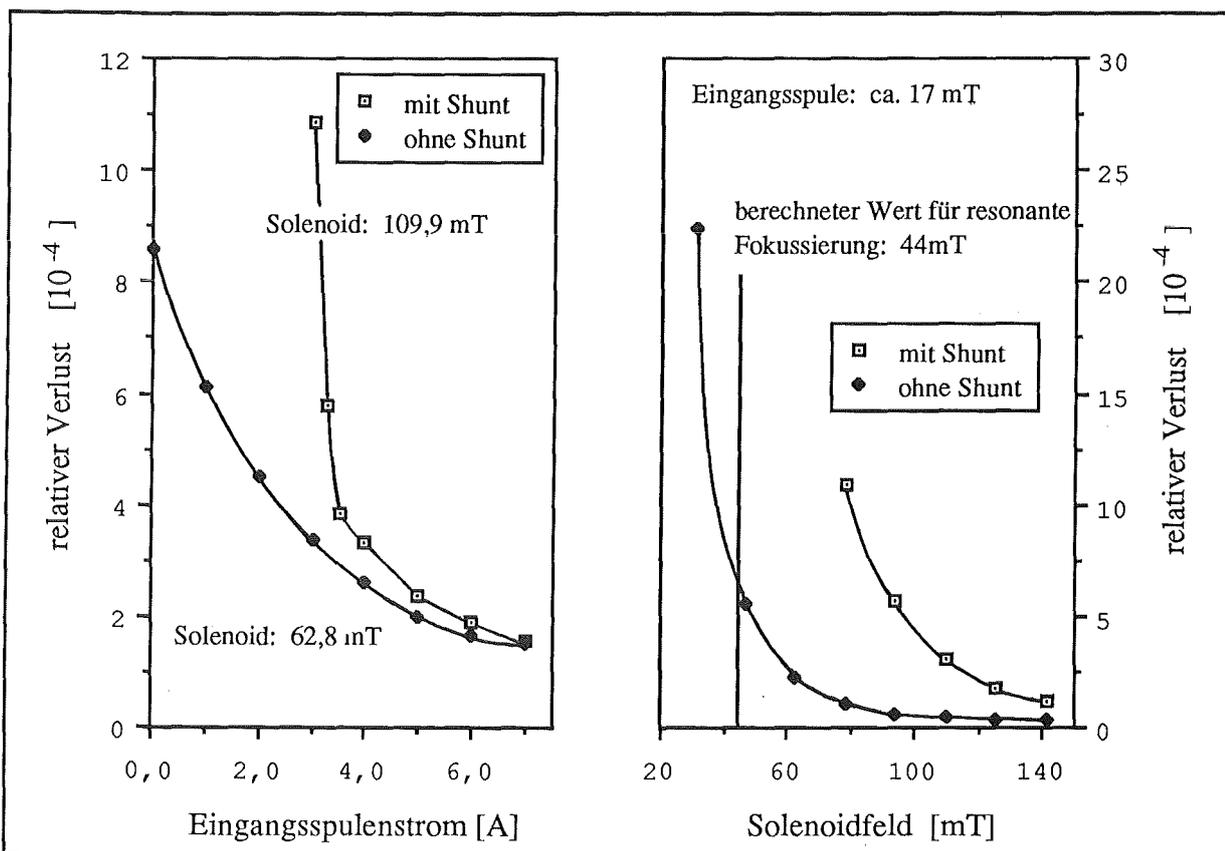


Abb. 6.2: Studien zum Effekt des Magnetischen Shunts bei  $E_e = 5 \text{ keV}$  und  $U_K = -1 \text{ kV}$ .  
 a) Einfluß der Eingangsspule auf den Elektronenverlust mit und ohne Shunt.  
 b) Einfluß des Solenoidfelds auf den Verlust mit und ohne Shunt

Zur Erinnerung sei in Abb. 6.3 noch einmal eine schematische Zeichnung des Kollektors gezeigt. Es sind die beiden unterschiedlichen Konfigurationen mit und ohne magnetischen

Shunt dargestellt. Die Verwendung eines Shunts bewirkt einen starken Abfall des Magnetfelds in der Kollektorkammer. Dadurch sollte sich der Elektronenstrahl schnell aufweiten und über die Mantelfläche verteilen.

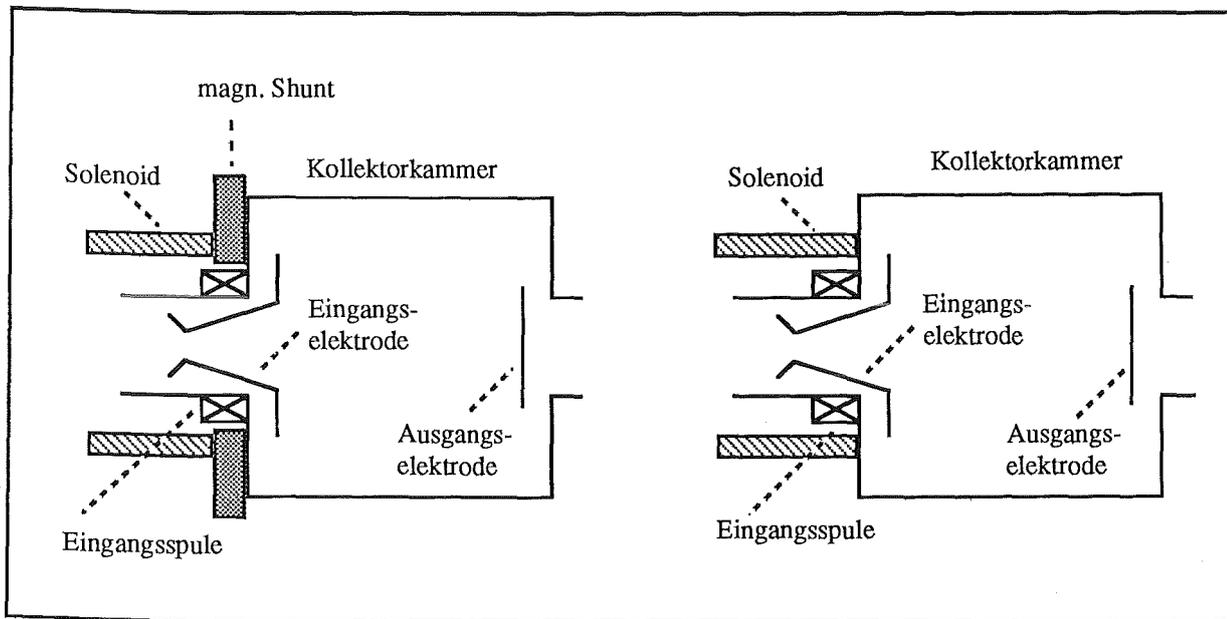


Abb. 6.3: Schematische Darstellung des Kollektors.

a) mit magnetischem Shunt.      b) ohne magnetischen Shunt.

Die Ergebnisse der Messungen lassen sich folgendermaßen interpretieren:

Der Eingang des Kollektors, d.h. der kanonenenseitige Durchmesser der Eingangselektrode und deren Öffnungswinkel, ist relativ klein. Um den gesamten Elektronenstrahl ohne Reflexion und mit niederen Verlusten durch diese Öffnung zu führen, bedarf es eines ausreichend hohen longitudinalen Magnetfelds. Der magnetische Shunt verstärkt aber noch den ohnedies vorhandenen Abfall der longitudinalen Feldkomponente am Ende des Solenoids, wohingegen die entsprechend gepolte Eingangsspule teilweise diesen Abfall ausgleichen kann. Die Verwendung eines Shunts ist nach den Versuchsergebnissen für die gegenwärtige Form der Eingangselektrode nicht geeignet. Ein zweites wichtiges Resultat dieser ersten Messungen betrifft die Werte für das Hauptmagnetfeld. Das Feld läßt sich bei einer Konfiguration ohne Shunt, bei der der Solenoid direkt mit dem Kollektor abschließt, etwas reduzieren, ohne daß die Verluste merklich zunehmen. Dennoch ist das Feld nach wie vor höher als die für die resonante Fokussierung erforderlichen Werte. Eine weitere Absenkung des Hauptmagnetfelds führt zu verstärkten Verlustströmen vor allem auch im Bereich der Beschleunigungsanoden, die sich auch durch eine übermäßige Erhöhung von  $B_z^{CE}$  nicht verringern lassen. Die Verluste in der Kanone legen die Schlußfolgerung nahe, daß auch in der Kanone das longitudinale Magnetfeld zu rasch abfällt.

Diese ersten Erkenntnisse führten zu erneuten Umbauten an der Teststrecke. Um das Magnetfeld im Kanonenbereich zu verbessern, wurde die Driftstrecke um 202 mm auf 860 mm verkürzt. Dadurch befindet sich die Kanone jetzt tiefer im Solenoid und somit in einem homogeneren Feldbereich. Gleichzeitig wurde im Kollektor die Ausgangselektrode CF angebracht, die verhindern soll, daß Elektronen den Kollektor durch den Pumpflansch verlassen können. Zum Zeitpunkt dieser Umbaumaßnahmen waren die Vorbereitungen für eine Computersteuerung des Teststands soweit fortgeschritten, daß diese ebenfalls installiert werden konnte. Nach diesen baulichen Veränderungen ist der Teststand mit dem in Kapitel 4.2 beschriebenen Aufbau identisch.

### 6.2 Erzeugung minimaler Verluste

Eines der Ziele der Versuche am Teststand war es, einen möglichst großen Wirkungsgrad für den Kollektor zu erreichen. Für eine Elektronenkühlung bei 100 keV Strahlenergie muß die Verlustrate um mindestens eine Größenordnung gegenüber dem Wert des LEAR-Kühlers ( $2.4 \cdot 10^{-3}$ ) verringert werden. Die relativen Verluste von unter  $2 \cdot 10^{-4}$  in den ersten Messungen (vgl. Abb. 6.1 und Abb. 6.2) ließen auf gute Ergebnisse für die weiteren Messungen am verbesserten Aufbau hoffen.

Bevor die Versuchsreihen im einzelnen besprochen werden, soll an dieser Stelle auf die Genauigkeit der Meßwerterfassung eingegangen werden. Die Spannungen zwischen den Elektroden und dem Erdpotential werden durch Spannungsteiler in den jeweiligen Netzgeräten gemessen und dann an das in Kapitel 5 beschriebene computergestützte Monitor- und Steuerungssystem weitergegeben. Durch die Auflösungsgenauigkeit bei der Umwandlung der analogen Signale in digitale Impulse beträgt der Meßfehler für die Spannungswerte  $\pm 5$  V. Die Verlustströme auf die A, DT und D Elektroden werden durch Meßverstärker bis auf  $1 \mu\text{A}$  bestimmt. Die Genauigkeit ist hier nicht durch die Computerelektronik sondern durch die Meßverstärker in den Netzgeräten begrenzt. Der primäre Elektronenstrom wird über einen Meßwiderstand ( $1 \Omega$ ) mit einer Präzision von  $\pm 5$  mA erfaßt. Das Solenoidfeld wird auf ca. 0.5 mT genau gemessen, was für die durchgeführten Messungen völlig ausreichen ist.

In mehreren Meßreihen wurde der Einfluß der einzelnen Teststandparameter (Magnetfeld, Kollektorspannung  $U_K$ , Abbremsspannungen  $U_{D1} - U_{D4}$ , Spannungen an den Kollektorelektroden CA und CF, Primärstrom) auf die relativen Verlust untersucht, um so die besten Einstellungen für niedere Verluste oder Hinweise auf konstruktive Verbesserungen am Aufbau zu finden. Zum Verlust werden, wie bereits erwähnt, Ströme auf CA und CF nicht

hinzugerechnet, da sie im Normalfall für die Elektronen abstoßende Potentiale haben und schlechte Spannungsstabilitäten der zugehörigen Netzgeräte die Güte des Elektronenstrahls nicht beeinflussen.

Eines der ersten Ergebnisse war die Bestätigung der bereits in Abschnitt 6.1 gemachten Beobachtung, daß ein Kollektoreingangsspulenfeld von ca. 17 mT nützlich für niedrigere Verlusten ist. Die folgenden Messungen wurden daher bei Feldern zwischen 15 und 20 mT durchgeführt.

### Entschleunigung

Die Entschleunigungsstrecke mit ihrem zur Kanone spiegelsymmetrischen Aufbau bietet viele Variationen, den Elektronenstrahl wieder abzubremesen. Diese Konstruktion war mit einer ganz bestimmten Absicht gewählt worden. Wegen der engen Kollektoröffnung sollte der Entschleunigungsvorgang möglichst so ablaufen, daß der Elektronenstrahl ein weitgehend glattes Profil behält und nicht zu nahe an die Elektroden herankommt, was ansonsten unweigerlich Verlustströme nach sich ziehen würde. Die Idee war zunächst, eine zur Kanone symmetrische Potentialverteilung an D1 bis D4 anzulegen, um so analog zur resonanten Beschleunigung eine resonante Abbremsung durchzuführen. Einstellungen auf entsprechende oder ähnliche Werte waren allerdings nicht sehr erfolgreich. Der Strahl kam offenbar zu dicht an einige der Abbremsanoden oder wurde teilweise reflektiert. In beiden Fällen entstanden nicht akzeptable Verluste. Daraufhin wurde empirisch nach anderen einfachen Einstellungen gesucht. Maßgebliche Faktoren waren dabei der relative Verlust und die Reflexion des Primärstrahls. Am erfolgreichsten erwies sich ein paarweises Gruppieren der Potentiale ( $U_{D1} = U_{D2}$  und  $U_{D3} = U_{D4}$ ). Die absoluten Werte skalieren genauso wie die Beschleunigungspotentiale mit der Strahlenergie. Die eigentliche Abhängigkeit der Potentiale besteht allerdings nicht in Bezug auf die Elektronenenergie sondern in Bezug auf den Elektronenstrom. Da die meisten Messungen aber mit einer konstanten Kanonenperveanz durchgeführt wurden, kann genauso gut eine Skalierung bezogen auf die Strahlenergie angegeben werden. Die optimierten Potentiale für D1/D2 sowie für D3/D4 sind leicht unterschiedlich für verschiedene Kanonenperveanzen. Es wurden folgende Einstellungen gefunden:

$$\begin{aligned} \text{für } P_{Ka} = 0.53 \mu\text{AV}^{-3/2}: & \quad U_{D1} = U_{D2} = 0.60 \cdot U_e - |U_K| \\ & \quad U_{D3} = U_{D4} = 0.30 \cdot U_e - |U_K| \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{für } P_{Ka} = 0.26 \mu\text{AV}^{-3/2}: & \quad U_{D1} = U_{D2} = 0.65 \cdot U_e - |U_K| \\ & \quad U_{D3} = U_{D4} = 0.36 \cdot U_e - |U_K| \end{aligned}$$

## 6. Messungen am Teststand

$U_e$  steht für die gesamte Beschleunigungsspannung  $U_{DT} + |U_K|$  ( $U_K < 0$ ). Für die kleinere Perveanz liegen damit D1/D2 etwa auf dem Potentialniveau von A3 und D3/D4 etwas höher als A1. Das Zusammenlegen von jeweils zwei Elektroden auf ein gemeinsames Potential bietet auch noch einen Vorteil in Bezug auf eine bauliche Vereinfachung des Teststands. Es können zwei Vakuumdurchführungen zusammen mit den Anschlußdrähten im Vakuum eingesparrt werden, was die elektrischen Störfelder im Kollektorbereich verringert. Eventuell können sogar die vier Elektroden durch nur zwei entsprechend geformte Elektroden ersetzt werden. Diese Möglichkeit soll in zukünftigen Experimenten untersucht werden.

### Kollektoreingangselektrode

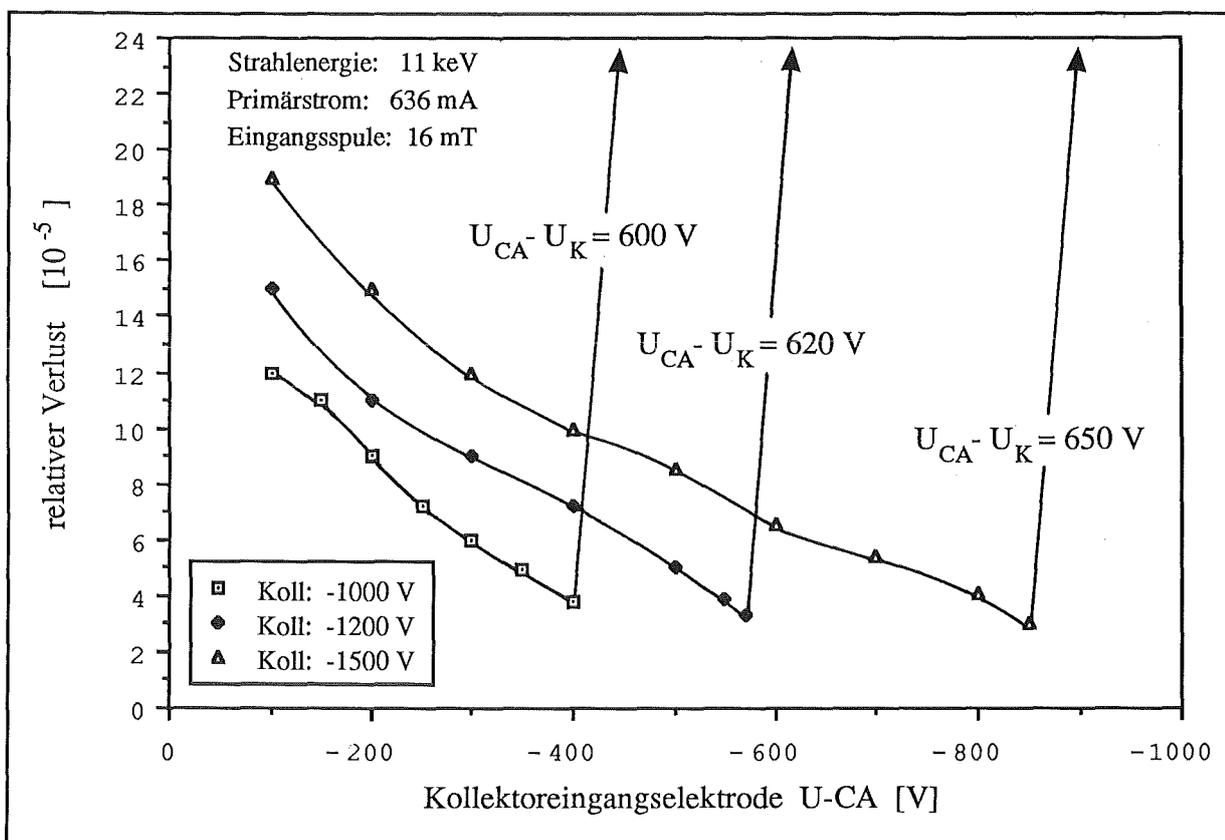


Abb. 6.4: Verlust in Abhängigkeit von der Spannung an der Kollektoreingangselektrode. Es sind Messungen für 3 verschiedene Kollektorperveanzen wiedergegeben

Der Einfluß der Kollektoreingangselektrode auf den Verlust wurde in einer ausführlichen Wiederholung der Messungen von Kapitel 6.1 an dem jetzt baulich veränderten Teststand untersucht. Bei konstanter Strahlenergie und konstantem Primärstrom wurde das Potential von CA langsam abgesenkt und dabei die Veränderung des Verlusts beobachtet (siehe Abb. 6.4). Im Prinzip konnte der Verlauf der Kurve in Abb. 6.1 reproduziert werden. Die Verlustrate fällt zunächst nahezu linear ab. Immer weniger Sekundärelektronen können den Kollektor verlas-

sen. Bei Erreichen einer Grenzspannung  $U_{CA}^{\max}$  allerdings wird die Situation instabil, der erneute Anstieg des Verlusts ist nicht mehr kontrolliert, sondern führt zu einer völligen Reflexion des Elektronenstrahls. Ursache dafür sind erfahrungsgemäß Instabilitäten im Strahl. Die Verluste steigen so stark an, daß die Netzgeräte überlastet werden und die Hochspannungen zusammenbrechen. Wenn man das Risiko einer Reflexion vermeiden will, muß die Spannung an der Eingangselektrode ungefähr 50 V unter  $U_{CA}^{\max}$  liegen.

Die Messung wurde für drei verschiedene Potentialdifferenzen zwischen Kathode und Kollektor, d.h. für drei verschiedene Kollektorperveanzen  $P_{K0}$ , durchgeführt und ergab, daß zwischen  $U_{CA}^{\max}$  und der Kollektorspannung ein einfacher Zusammenhang besteht.

$$U_{CA}^{\max} = U_K + f(I_e) \quad (\text{Gl. 6.1})$$

Für einen konstanten Primärstrom bleibt die Differenz von  $U_K$  und  $U_{CA}^{\max}$  ungefähr konstant. Wenn die Spannungsdifferenz zwischen Kathode und Kollektor um beispielsweise 200 V erhöht wird, kann auch  $U_{CA}^{\max}$  um denselben Betrag gesteigert werden. Zur weiteren Erklärung dieses Sachverhalts wird auf Abschnitt 6.3 verwiesen.

### Solenoidfeld

Durch eine umfangreiche Meßreihe galt es auch zu bestätigen, daß ein hoher Wirkungsgrad des Kollektors mit den nominellen Magnetfeldern für eine resonante Fokussierung in der Elektronenkanone zu erzielen ist. Für Energien zwischen 5 und 19 keV wurden in Schritten von 1 keV sowohl bei einer Kanonenperveanz von  $0.53 \mu\text{AV}^{-3/2}$  als auch bei  $0.26 \mu\text{AV}^{-3/2}$  Verlustkurven in Abhängigkeit vom Solenoidfeld aufgenommen. Um das Verlustniveau über den ganzen Energiebereich möglichst niedrig zu halten, wurde die Kollektorspannung immer wieder dem ansteigenden Primärstrom angepaßt.  $U_{CA}$  und  $U_{CF}$  wurden auf konstanten Verhältnissen zu  $U_K$  gehalten. Abb. 6.5 zeigt zwei typische Kurven dieser Versuchsreihe. Zu den unterschiedlichen Strahlenergien  $E_e$  wurde auf der Grundlage von Daten aus dem ICE-Experiment das benötigte Fokussierungsfeld  $B_z$  mit (Gl. 6.2) berechnet.

$$B_z = 88 \text{ mT} * \sqrt{E_e / 20 \text{ keV}} \quad (\text{Gl. 6.2})$$

Für beide Kanonenperveanzen liegen die berechneten Werte in allen Fällen in Bereichen mit niederen Verlusten. Dieses Ergebnis bestätigt die Richtigkeit der Verkürzung der Driftstrecke, wodurch die Kanone in einen homogenen Feldbereich des Solenoids kommt. Gleichzeitig wird bestätigt, daß eine glattes Strahlprofil, wie es eine resonante Fokussierung erzeugt, niedrigere Verlustwerte begünstigt, da so der Elektronenstrahl den dicht an den Strahl heranrei-

chenden Elektroden nicht zu nahe kommt. Die Kollektoreingangsspule ist für diese Solenoidfeldstärken allerdings unbedingt erforderlich.

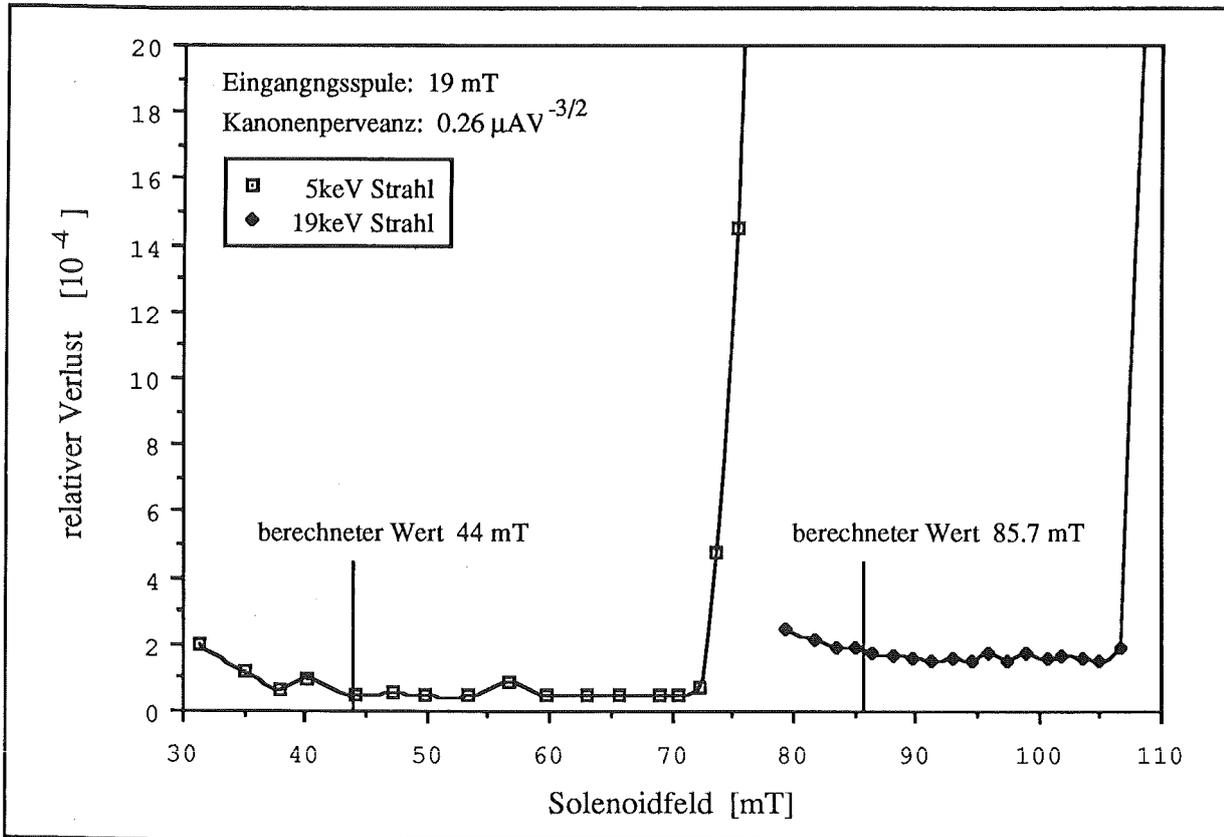


Abb. 6.5: Relativer Verlust als Funktion des Solenoidfelds für zwei verschiedene Strahlenergien. Die jeweils zugehörigen Feldwerte für eine resonante Fokussierung sind durch senkrechte Linien markiert.

Der Anstieg der Verluste zu höheren Magnetfeldstärken hin, wie er in Abb. 6.5 zu sehen ist, wird auf eine ungünstige Fokussierung in der Abbremsstrecke zurückgeführt. Die relativen Verluste können dabei bis in den Bereich von  $10^{-2}$  ansteigen. Für noch höhere Solenoidfelder sinken sie wieder ab, sind aber meist nicht mehr ganz so gut wie zuvor.

Die zwischen Solenoid und Vakuumkammer untergebrachten Steuerspulen haben keinen meßbaren Einfluß auf die Verluste erbracht.

### Energievariation

In Abb. 6.6 werden die Abhängigkeiten und das Skalierungsverhalten der einzelnen Teststandparameter in Bezug auf die Energie des Elektronenstrahls graphisch dargestellt. Die genau Beschreibung der Beziehungen zwischen den jeweiligen Größen ist aus (Gl. 3.18),

(Gl. 4.5), (Gl. 6.2) und den entsprechenden Textabschnitten zu entnehmen. Für die oben beschriebenen optimierten Potentiale der Abbremsstrecke und der Kollektorelektroden wurden bei verschiedenen Strahlenergien, und damit für unterschiedliche Primärströme, minimale Verlustwerte zusammengetragen und ebenfalls in Abb. 6.6 dargestellt. Es sind ausnahmslos Werte, die einwandfrei reproduzierbar sind. Bis zu den untersuchten Stromstärken von 1.3 A liegen alle relativen Verluste eindeutig im Bereich von  $10^{-5}$ . Für Ströme unter 200 mA können die Verluste soweit reduziert werden, daß sie mit der vorhandenen Meßgenauigkeit nicht mehr erfaßt werden können. Bereits für Ströme unter 400 mA beträgt der Meßfehler 100% des Meßwerts.

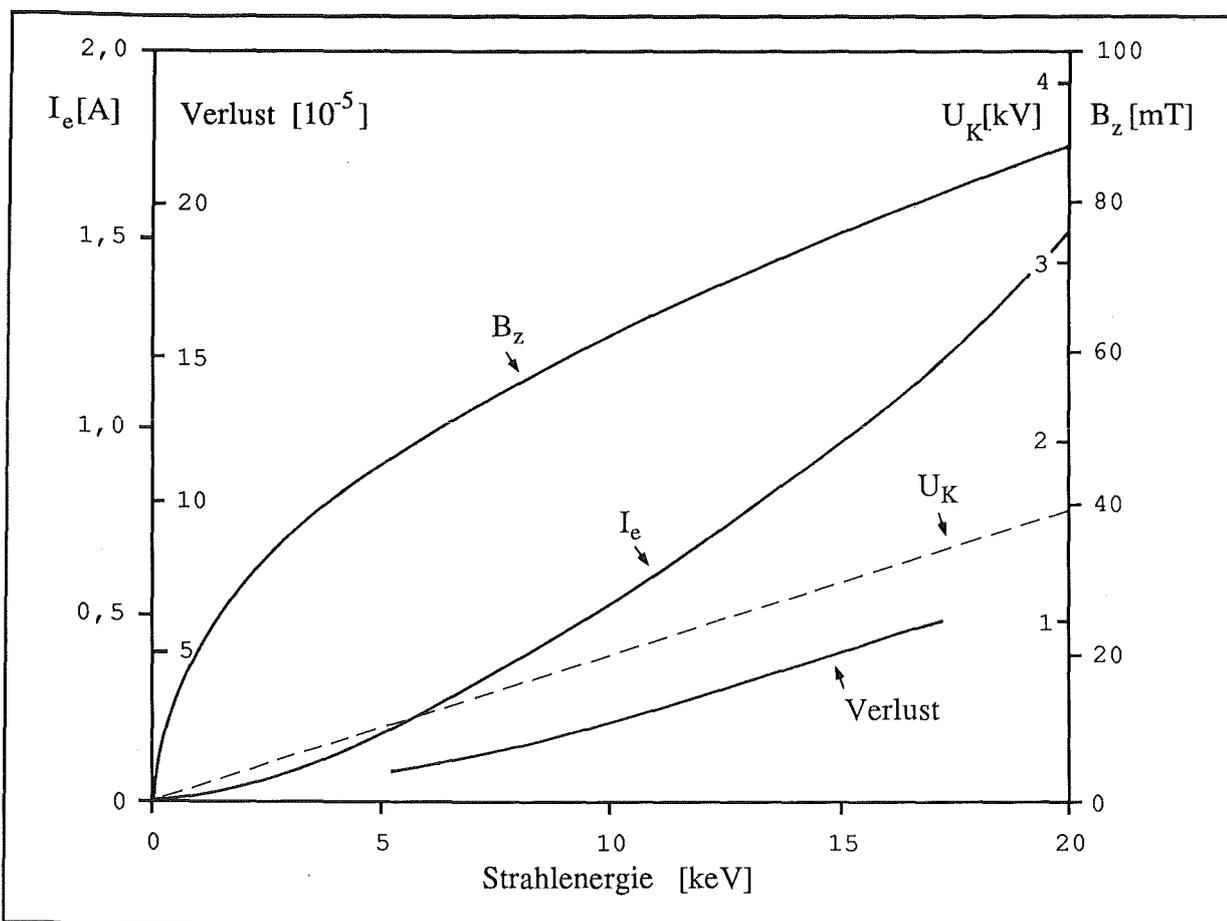


Abb. 6.6: Übersicht über die Variation der wichtigsten Parameter des Teststands in Abhängigkeit von der Strahlenergie.

Abb. 6.7 gibt eine typische Verteilung der Verlustströme auf die einzelnen Elektroden wieder. Fast 70% entfallen demnach auf die Driftröhre. Dies ist völlig plausibel, bedenkt man, daß sie die größte Fläche besitzt und folglich für sie die Wahrscheinlichkeit auch am größten ist, von den in der Teststrecke hin- und zurückfliegenden Sekundärelektronen getroffen zu werden. Der Anteil, der auf die Beschleunigungsstrecke entfällt, sinkt für Primärströme unter 600 mA unter die Schwelle der Meßbarkeit.

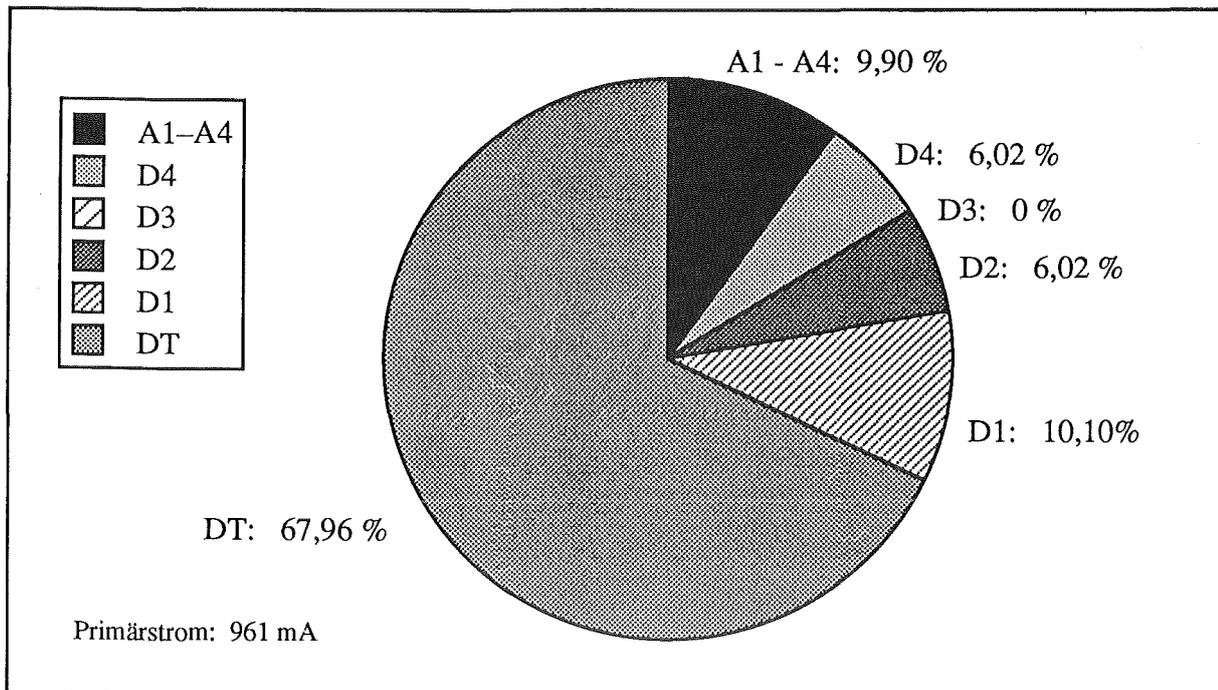


Abb. 6.7: Verluststromverteilung; aufgeschlüsselt nach den einzelnen Elektroden.

### 6.3 Stromverteilung im Kollektor

In Abschnitt 4.1 über die Kollektorproblematik wurde dargelegt, daß im Kollektor eine Leistung von einigen Kilowatt freigesetzt wird und sich dies negativ auf die Vakuumverhältnisse auswirken kann. Neben einer möglichst großen Kollektorperveanz sollte der primäre Elektronenstrom gleichmäßig über die gekühlte Oberfläche verteilt werden. Von besonderem Interesse war in diesem Zusammenhang der Einfluß des Potentials der Ausgangselektrode CF (siehe Abb. 4.6). Zur Erinnerung sei nochmals erwähnt, daß die Ausgangselektrode dazu gedacht war, die Elektronen daran zu hindern, den Kollektor durch den Pumpstutzen zu verlassen. Mit Hilfe der am Kollektor angebrachten Sonden konnte in mehreren Messungen die radiale und longitudinale Verteilung der Elektronen im Kollektorinneren weitgehend bestimmt werden, und somit war es möglich, Aussagen über die Auswirkungen der Ausgangselektrode zu machen.

Abb. 6.8 zeigt typische Kurven der radialen Flächendichte  $j_r$  für 3 verschiedene Ausgangselektroden Spannungen, wie sie mit der transversalen Sonde aufgenommen werden können. Aus dem Profil läßt sich entnehmen, daß sich der Strahldurchmesser 58 mm hinter dem Kollektoreingang etwas mehr als verdoppelt hat. Deutlich ist zu erkennen, daß mit zunehmender Spannung  $U_{CF}$  am Gitter, der zentrale Teil des Elektronenstrahls immer mehr reflektiert wird. Dies wird auch durch eine zu beobachtende Verminderung des Primärstroms bestätigt.

Bei einem so geringen Abstand vom Kollektoreingang sind radiale Messungen nur für Ströme kleiner als 300 mA durchführbar, weil beim Einfahren der Sonde der Strahl sonst instabil oder die Probe überlastet wird. Die Verwendung einer kleineren Probenfläche ist wegen der großen thermischen Belastung nur schwer möglich. Für zukünftige Experimente ist die Sonde inzwischen dicht am Kollektorausgang plaziert worden, da dort die Stromdichte geringer ist und die Sonde den Strahl weniger beeinflusst. Ein weiterer Grund für diese Position ist, daß so die Stromverteilung über den Kollektordeckel genauer bestimmt und die im weiteren Verlauf des Abschnitts vorgestellten Abschätzungen über die Anzahl der Elektronen, die den Kollektor durch den Pumpstutzen verlassen, verbessert werden.

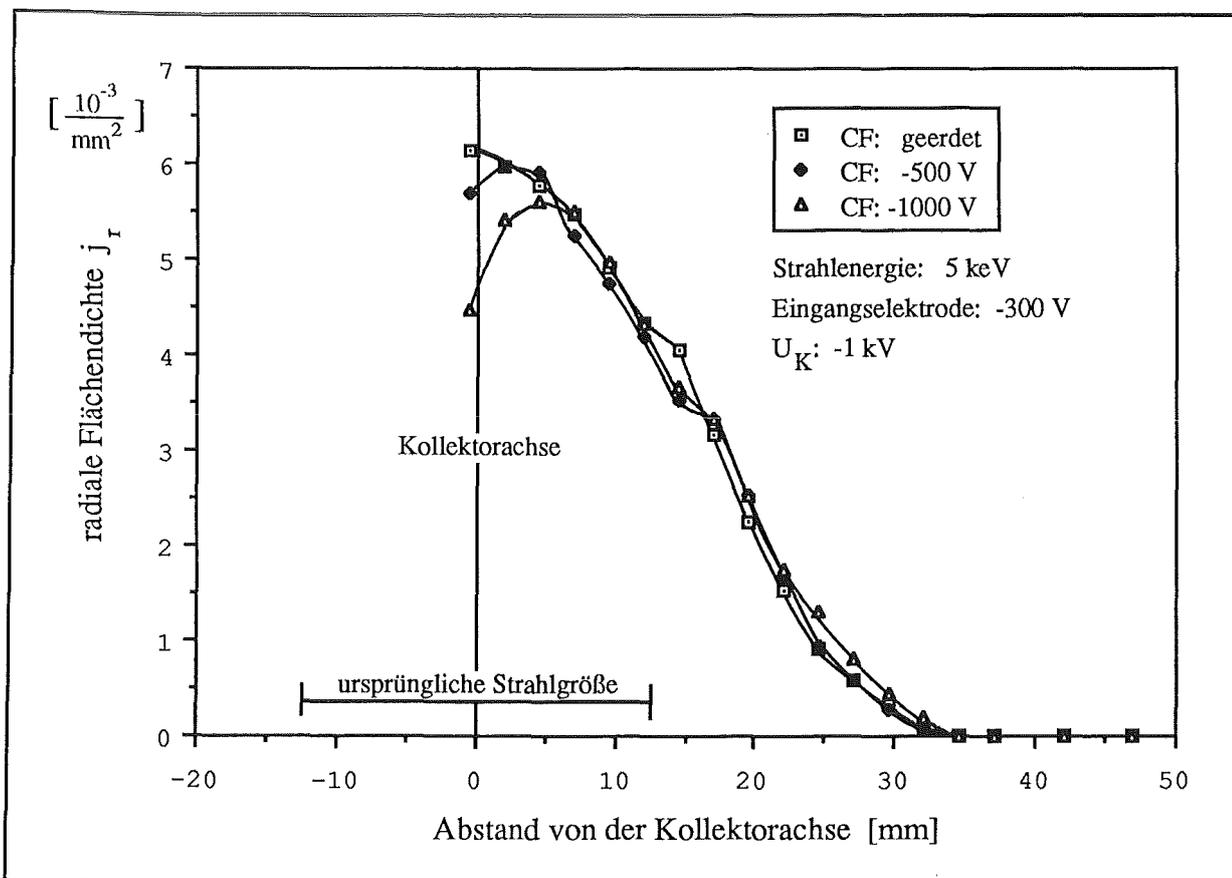


Abb. 6.8: Radiale Stromverteilung im Kollektor. Es sind Meßkurven für 3 verschiedene Spannungswerte der Ausgangselektrode CF dargestellt. Auf der Ordinate ist die Flächendichte  $j_r$  aufgetragen. Man erhält sie aus dem über die Meßsonde abfließenden Elektronenstrom, der durch die Auftrefffläche der Sonde dividiert wird. Zusätzlich sind die so gewonnene Werte noch auf den primären Elektronenstrom normiert.

Mit der longitudinalen Sonde hingegen kann die Flächendichte  $j_l$  auf der Mantelfläche des Kollektors bis zu hohen Primärströmen untersucht werden. Aus den Kurven in Abb. 6.9 läßt sich ablesen, daß man mit zunehmender Gitterspannung  $U_{CF}$  das Maximum der Strom-

dichte vom Kollektordeckel weg auf die Mantelfläche verschoben kann. Dies entspricht ganz den Erwartungen und ist für jede Spannung  $U_K$  zwischen Kathode und Kollektor möglich.

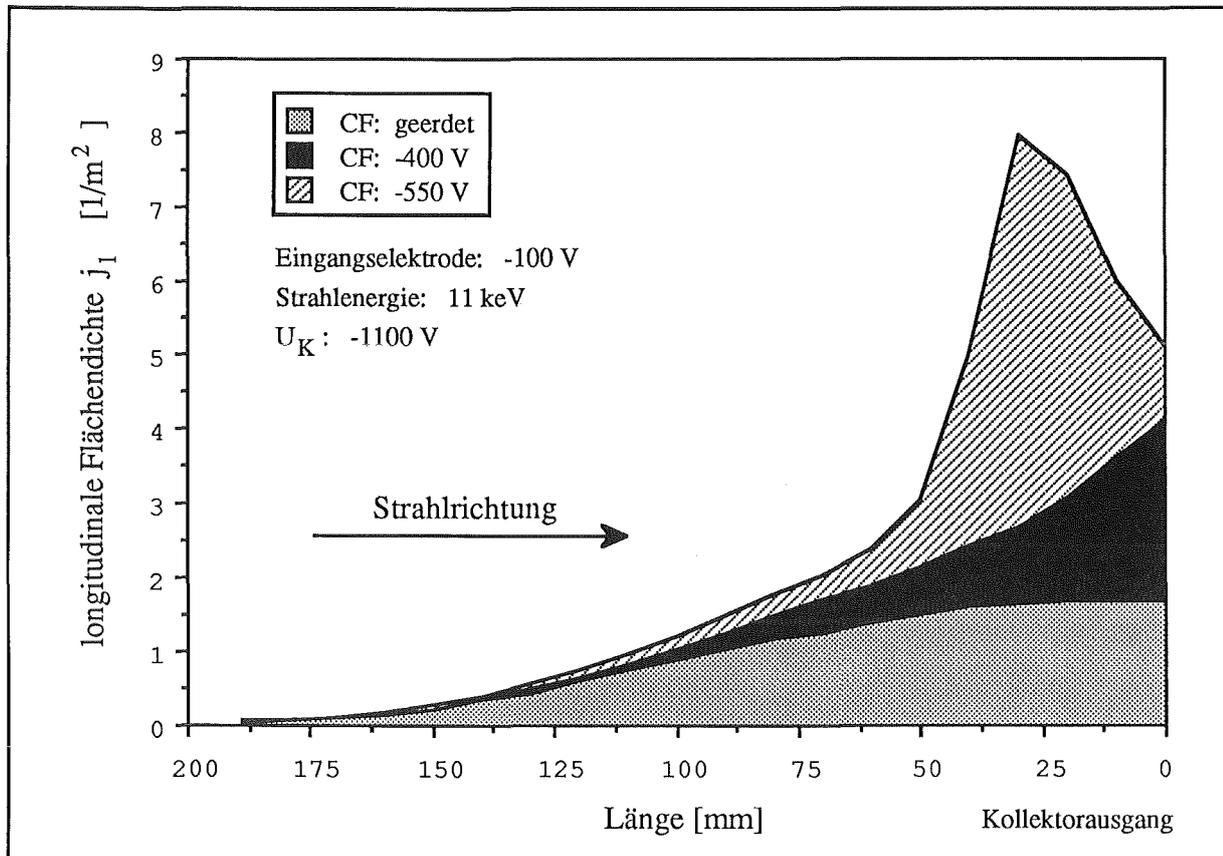


Abb. 6.9: Longitudinale Flächendichte  $j_l$  im Kollektor entlang der Mantelfläche.

Als günstiger Wert für  $U_{CF}$  erweist sich eine Einstellung von 40% bis 50% von der Spannung  $U_K$ . Die Potentialverhältnisse im Kollektor sind dann so eingestellt, daß die Elektronen früher abgebremst werden und besser den sich aufweitenden Magnetfeldlinien folgen können. Dadurch wird der Elektronenstrahl weitgehend über die Mantelfläche verteilt, und gleichzeitig ist die Zahl der zentralen Elektronen, die reflektiert werden, noch sehr gering.

Der Einfluß des Solenoidfelds und der Eingangsspule auf die Stromverteilung wurde nicht explizit untersucht. Allerdings unterscheiden sich die Meßkurven für unterschiedliche Strahlenergien (5 und 11 keV) und somit für unterschiedliche Magnetfelder nicht wesentlich voneinander.

Die longitudinalen Verteilungen können mit den Ergebnissen aus den Simulationsrechnungen für die Elektronenbahnen verglichen werden. Abb. 6.10 zeigt das Resultat einer solchen Rechnung für einen Elektronenstrahl von 11 keV und 611 mA.  $U_K$  beträgt  $-1.1$  keV und Spannung der Eingangselektrode  $-100$  V. Für eine geerdete Ausgangselektrode sind die Ab-

weichungen der Simulationsrechnung von den Meßergebnissen nicht sehr groß. Allerdings dürften gemäß der Computerberechnung praktisch keine Elektronen die Mantelfläche des Kollektors treffen. Dieser Widerspruch läßt sich vermutlich durch geringfügige Fehler im Computerprogramm erklären.

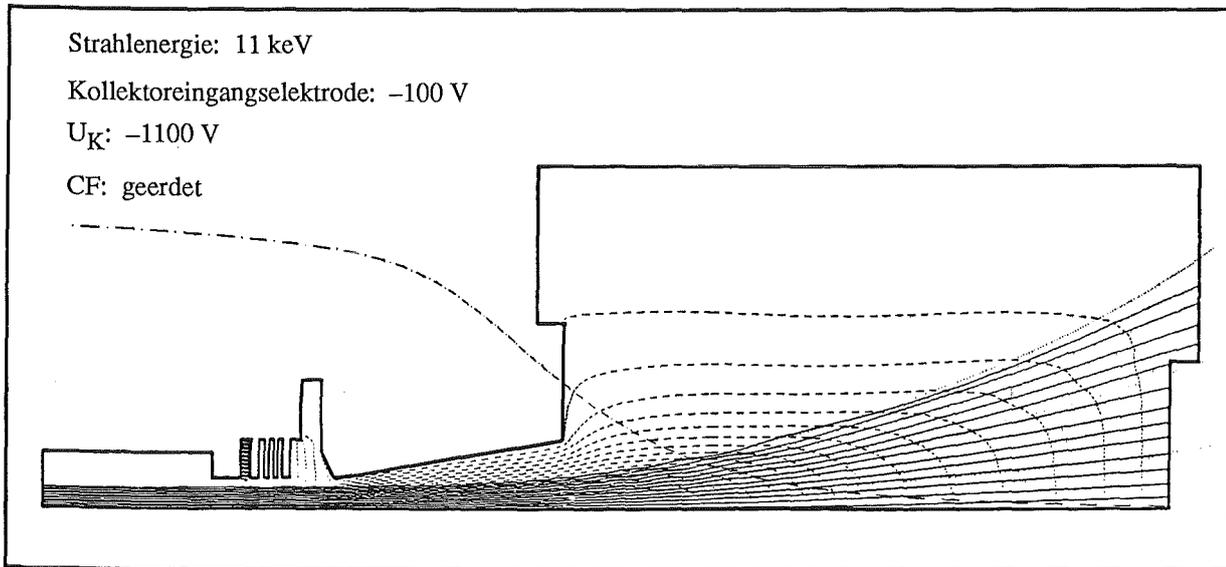


Abb 6.10: Simulationsrechnung des Verlaufs der Elektronenbahnen (durchgezogene Linien). Der Abstand der gestrichelt dargestellten Äquipotentiallinien beträgt 55 V.

Mit Hilfe eines weiteren Versuchs, in dem der Stromfluß auf die Gitterelektrode in Abhängigkeit von der Gitterspannung gemessen wurde (siehe Abb.6.11), können Abschätzungen angestellt werden, wieviele Primärelektronen den Kollektor durch den Pumpflansch verlassen. Eine einfache Näherung geht davon aus, daß die Ausgangselektrode ein ideales Gitter darstellt und somit der Stromfluß auf das Gitter proportional zum Stromfluß durch die Gitteröffnungen ist. der Proportionalitätsfaktor ist dabei gegeben durch das Verhältnis der Fläche der Gitterstäbe zur vom Gitter bedeckten Fläche und beträgt in unserem Fall ca. 0.53. Daraus ergeben sich die in Tabelle 6.1 wiedergegebenen Ströme.

Gitterspannung $U_{CF}$	Strom auf Gitter gemessen	Strom in Pumpstutzen berechnet	Strom auf Mantelfläche gemessen/berechnet	Primärstrom $I_e$ gemessen
geerdet	195 mA	220 mA 34%	125 mA	640 mA
-400 V	21.5 mA	24.5 mA 4%	230 mA	639 mA
-550 V	5 mA	5.5 mA <1%	360 mA	630 mA

Tabelle 6.1: Stromverteilung im Kollektor; abgeschätzt für die Messungen von Abb. 6.9.

## 6. Messungen am Teststand

Bis auf geringe Einflüsse durch das Magnetfeld der Ionenpumpe oder die Hochspannungszuführungen kann die Verteilung der Elektronen im Kollektor als radialsymmetrisch angenommen werden. Unter dieser Voraussetzung ergeben Vergleiche mit den Strömen auf die Mantelfläche des Kollektors, die aus den longitudinalen Flächendichten abgeleitet werden können (Berechnung des Integrals unter der Kurve in Abb. 6.9), daß sich das Maximum der Stromdichte langsam vom Zentrum des Kollektordeckels weg (CA geerdet) über dessen Rand (CF:  $0.36 \cdot U_K = 400 \text{ V}$ ) hin zur Mantelfläche verschiebt (CF:  $0.5 \cdot U_K = 550 \text{ V}$ ). Der Strom, der in den Pumpstutzen gelangt, kann so auf einen Anteil von unter 1% des Primärstroms gedrückt werden.

Natürlich sind die Zahlen in der Tabelle nur Abschätzungen und weisen einen erheblichen Fehler auf (ca. 25%), dennoch liefern sie aber erste brauchbare Anhaltspunkte und zeigen, daß das Gitter die ihm gestellte Aufgabe erfüllt. Durch eine leicht veränderte Form (konisch zulaufend) und zusätzliche Magnetfelder sollte es eventuell möglich sein, die Elektronen noch besser über die Kollektorfläche zu verteilen, ein Austreten in den Pumpstutzen fast völlig zu verhindern und die Gefahr der Reflexion zentraler Elektronen zu reduzieren (siehe dazu auch Kapitel 8).

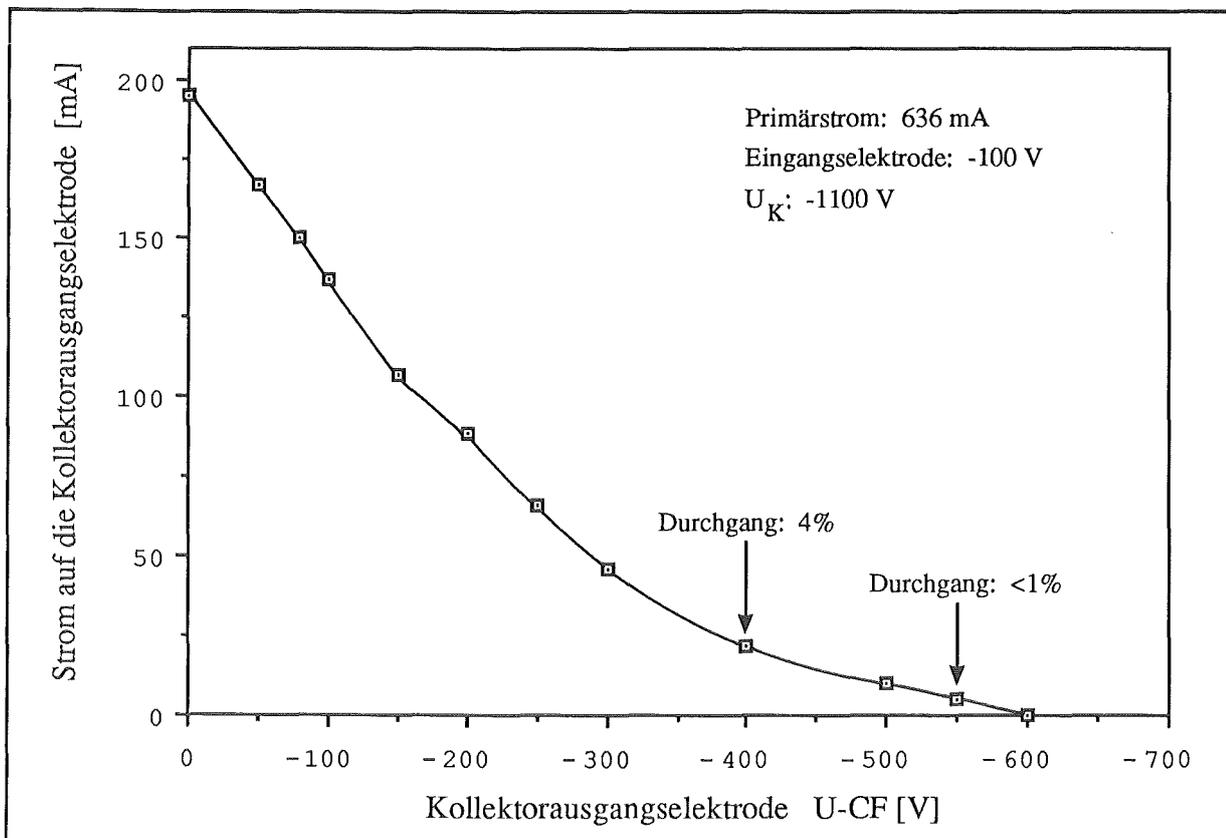


Abb. 6.11: Graphische Darstellung des Stroms, der auf die Kollektorausgangselektrode CF trifft, in Abhängigkeit von der an die Elektrode angelegten Spannung.

## 6.4 Kollektorperveanz und Raumladungskompensation

In Kapitel 4.1 wurde behauptet, daß sich am Kollektoreingang eine Raumladungswolke bildet, aus der die Elektronen in den Kollektor gesaugt werden. Genau wie für die Kanone kann daher auch für den Kollektor eine Perveanz definiert werden. Um nun alle Elektronen in den Kollektor zu ziehen, ist eine Mindestspannung nötig. Diese minimale Spannungsdifferenz  $U_K^{\min}$  zwischen Kathode und Kollektor ist eine Funktion des primären Elektronenstroms und der Geometrie des Kollektors. Die Beziehung zwischen  $U_K$  und dem Primärstrom wird durch (Gl. 4.5) beschrieben.

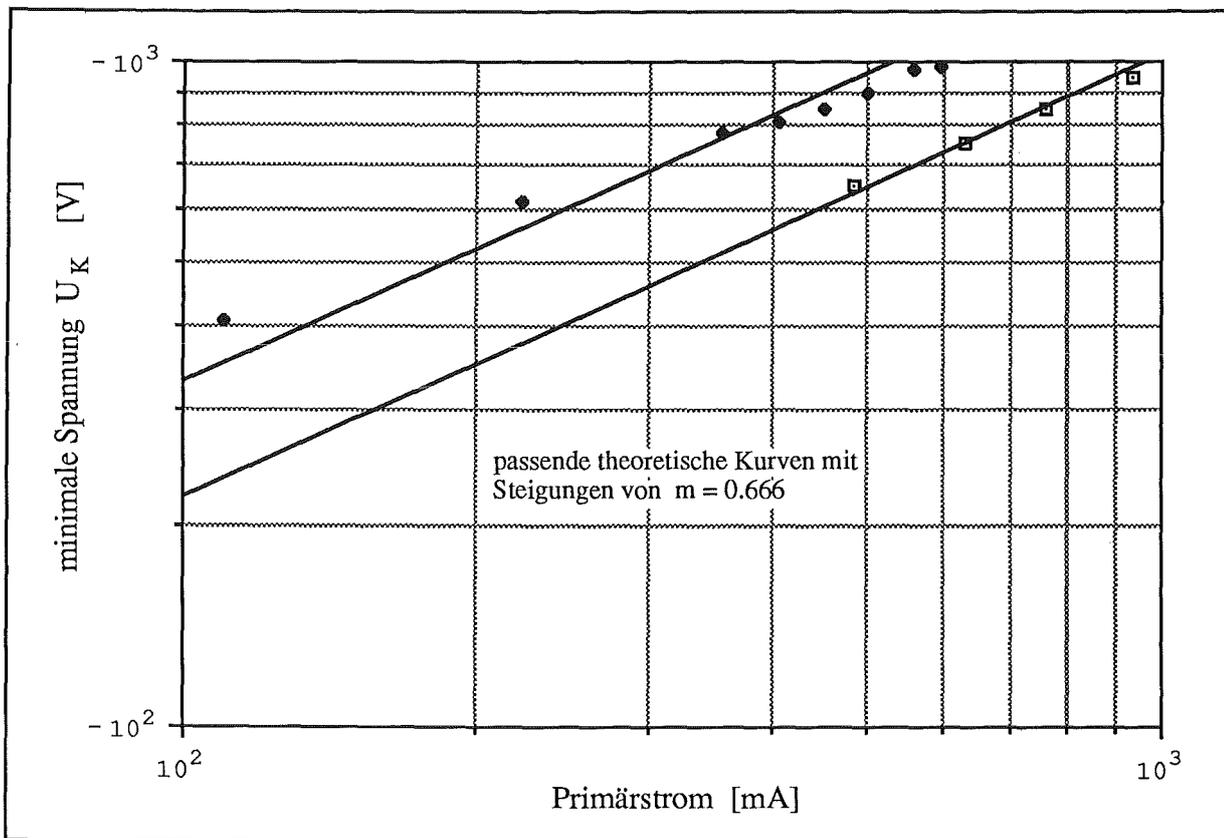


Abb. 6.12: Meßkurven zur Bestätigung des Perveanzkonzepts.  $U_K^{\min}$  über  $I_e$  in logarithmischer Skala. Den beiden Kurven liegen unterschiedliche Versuchsbedingungen zu Grunde (obere Kurve:  $U_{CA} = -50$  V; untere Kurve:  $U_{CA} = -120$  V).

Es gilt nun zu überprüfen, ob die Definition einer Perveanz für den Kollektor sinnvoll ist und ob die Beziehung zwischen dem primären Elektronenstrom  $I_e$  und der minimalen Kollektorspannung  $U_K^{\min}$  dem in (Gl. 6.3) wiedergegebenen Potenzgesetz mit dem Exponenten  $\alpha = 3/2$  gehorcht. Dazu wird  $U_K^{\min}$  als Funktion von  $I_e$  in einer doppeltlogarithmischen Skala aufgetragen.

$$P_{K_0} = I_e (U_K^{\min})^{-\alpha} \tag{Gl. 6.3}$$

oder  $\frac{2}{3} \ln I_e - \frac{2}{3} \ln P_{K_0} = \ln U_K^{\min}$

Wie man in Abb. 6.12 sieht, streuen die Meßpunkte im Rahmen der Meßgenauigkeit um die theoretisch berechneten Geraden, womit das Potenzgesetz bestätigt wird. Die unterschiedlichen Achsenabschnitte der Geraden sind auf die für die einzelnen Meßreihen verschiedenen Potentialwerte der Kollektoreingangselektrode zurückzuführen, die die Raumladungswolke beeinflussen und somit die Perveanz des Kollektors verändern. Durch die Meßergebnisse wird (Gl. 4.5) bestätigt, und die Einführung einer Kollektorperveanz wird gerechtfertigt.

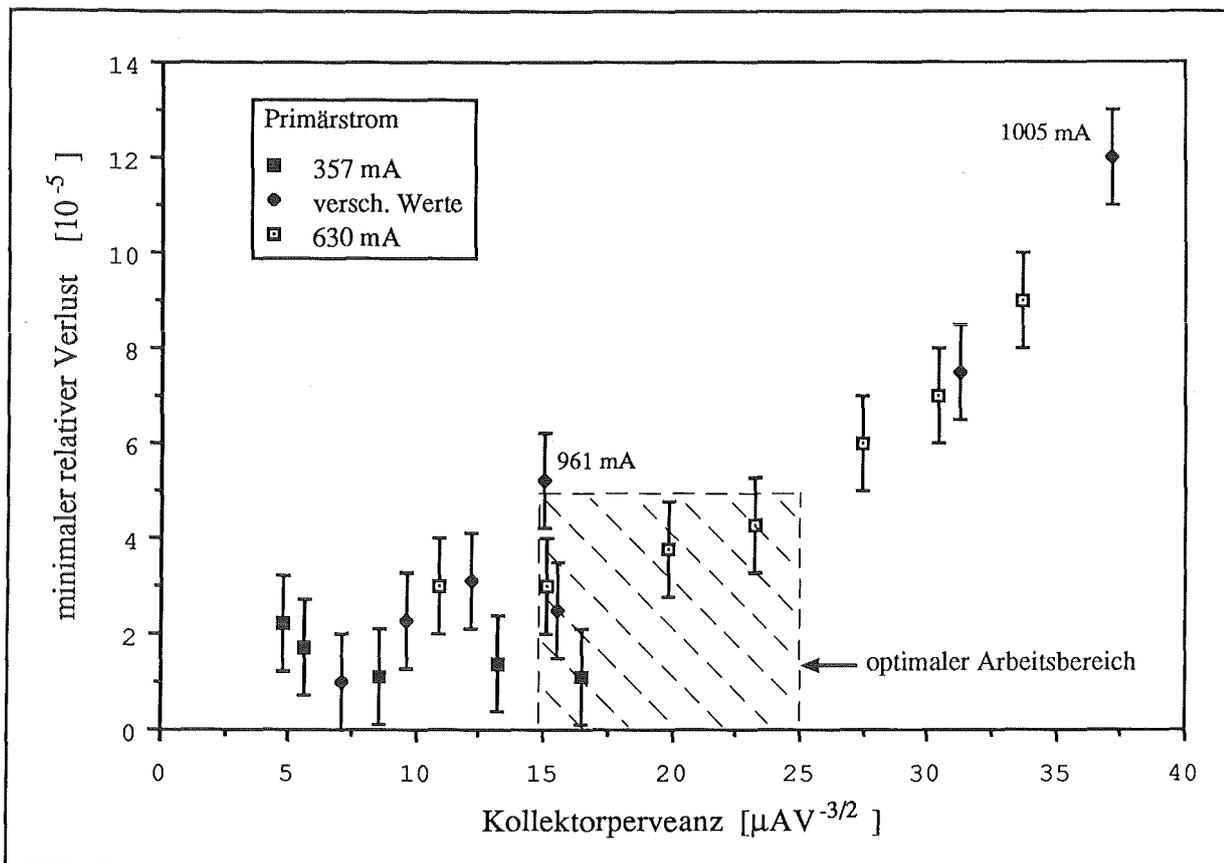


Abb. 6.13: Minimale Verluste in Abhängigkeit von der Kollektorperveanz. Für diese Meßkurve wurden Werte für verschiedene Primärströme bis zu 1 A verwendet.

Nachdem gezeigt wurde, daß die Einführung eines Perveanzkonzepts für den Kollektor sinnvoll ist, wurden hohe Perveanzwerte gesucht, die garantieren, daß die Leistungsabgabe im Kollektor so klein wie möglich ist. Um die maximale Kollektorperveanz  $P_{K_0}^{\max}$  zu finden, wurde für einen gegebenen Strom die Eingangselektrode auf nahezu Erdpotential gelegt und  $U_K$  solange vermindert, bis es zur Strahlreflexion kam. Für den niedrigsten Wert wurde dann

noch versucht, durch Erhöhung der Spannung an CA den Verlust zu minimieren. Die höchste erzielte Kollektorperveanz liegt bei  $37 \mu\text{AV}^{-3/2}$  für einen Strom von  $I_e = 1 \text{ A}$ .

In Abb. 6.13 sind minimale Verlustwerte für verschiedene Perveanzen und Primärströme zusammengestellt. Aus dieser Graphik ist zu ersehen, daß der Teststand für Perveanzen unter  $25 \mu\text{AV}^{-3/2}$  im niederen Verlustbereich von unter  $5 \cdot 10^{-5}$  bei Strömen bis zu 1 A betrieben werden kann. Für größere Perveanzen steigt der relative Verlust parabolisch an. Dies läßt sich dadurch erklären, daß für minimale Spannungen  $U_K$  zwischen Kathode und Kollektor  $U_{CA}$  nicht mehr negativ genug eingestellt werden kann, um die Sekundärelektronen weitgehend im Kollektor zurückzuhalten. Ein optimaler Arbeitsbereich für den Kollektor liegt demnach zwischen  $15$  und  $25 \mu\text{AV}^{-3/2}$ . Für einen Strom von 1 A entspricht dies etwa einer Spannung von  $U_K = -1400 \text{ V}$  und einer Leistung von 1.4 kW, wobei die Verluste unter  $3 \cdot 10^{-5}$  bleiben.

Solange  $U_{CF}$  so eingestellt wird, daß keine zentralen Elektronen reflektiert werden ( $U_{CF} < 0.4 \cdot U_K$ ), hat die Ausgangselektrode, wie erwartet, keinen meßbaren Einfluß auf die Perveanz des Kollektors.

Wegen der Potentialverteilung im Elektronenstrahl ist  $U_K$  nicht beliebig absenkbar, und aus demselben Grund existiert auch eine obere Grenze für  $U_{CA}$ . Es ist also eine Mindestdifferenz  $\Delta U$  zwischen  $U_K$  und  $U_{CA}$  nötig, die eine Funktion des Primärstroms ist.

$$\Delta U = |U_K - U_{CA}^{\min}| = f(I_e) \quad (\text{Gl. 6.4})$$

Der theoretische Wert für diese Spannungsdifferenz ist durch (Gl. 4.2) und (Gl. 4.3) gegeben, wobei für  $U_e$  die Spannung von  $U_{CA}$  einzusetzen ist. Ferner ist darauf zu achten, daß auch  $n_e$  über die Elektronengeschwindigkeit von  $U_e$  abhängt (siehe Gl. 4.4).

Falls die Raumladung der Elektronen durch die Ionen des Restgases teilweise kompensiert werden kann, besteht die Möglichkeit,  $\Delta U$  zu verkleinern und gleichzeitig  $U_K^{\min}$  weiter zu erniedrigen. In (Gl. 4.2) für die Potentialabsenkung auf der Strahlachse muß dann die Elektronendichte  $n_e$  durch  $(1-x)n_e$  ersetzt werden.

$$U_0 = U_e - (1-x)n_e \pi a^2 e (1+2 \ln b/a) / 4\pi \epsilon_0 \quad (\text{Gl. 6.5})$$

Der Grad der Ladungskompensation wird durch  $x$  beschrieben. Da die Anzahl der Ionen relativ klein ist verglichen mit der Anzahl der Elektronen, muß durch eine entsprechende Anordnung der Potentiale versucht werden, eine elektromagnetische Falle für positive Ionen im Bereich der Eingangselektrode aufzubauen, um so eine genügende Anzahl von Ionen für eine wirkungsvolle Raumladungskompensation einzufangen. Dazu muß die Potentialmulde, die

durch CA entsteht, möglichst tief sein und nahe am Kathodenpotential liegen. Mit zunehmender Ionendichte in der Falle muß dann die Mulde und  $U_K$  weiter abgesenkt werden können.

In mehreren Experimenten wurde versucht, diesen Effekt zu beobachten. Wie Abb. 6.14 allerdings zeigt, konnte keine meßbare Raumladungskompensation beobachtet werden.  $\Delta U$  bleibt über den ganzen Bereich der Kollektorspannung konstant und kann nicht verkleinert werden. Dies läßt die Schlußfolgerung zu, daß für eine Kompensation die Anzahl der Ionen in der Falle zu gering ist und sie nicht genügend lange in ihr gehalten werden können.

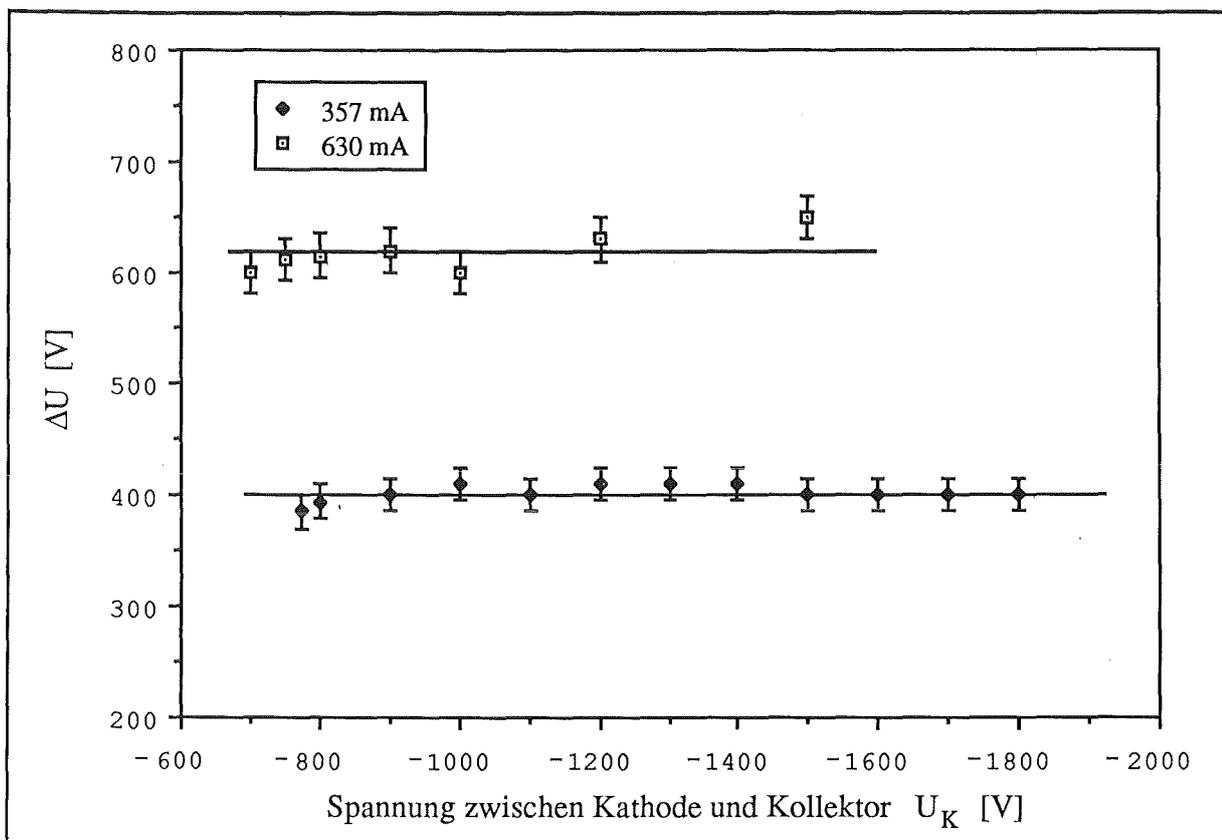


Abb. 6.14: Meßkurven zur Raumladungskompensation.

### 6.5 Vakuumwerte und deren Einfluß auf die Meßergebnisse

Zum Abschluß des Kapitels über die Experimente und Versuche am Kollektorteststand sollen noch einige Anmerkungen über die Qualität des Vakuums während der Messungen und dessen Einfluß auf die Meßergebnisse gemacht werden.

Zunächst muß erwähnt werden, daß leider keine genauen Vakuumwerte für den Kollektor oder die Driftstrecke vorliegen. Zum einen ist es technisch nicht möglich, eine Ionisations-

meßröhre innerhalb des Hauptmagneten zu betreiben, die bei dem für den Strahlbetrieb notwendigen hohen Magnetfeld des Solenoids noch funktionsfähig ist. Zum anderen arbeitet die am Kollektor montierte Meßröhre nicht einwandfrei, da sie noch zu nahe am Solenoid angebracht ist und nur über eine kleine Flanschöffnung (16 mm Durchmesser) mit der Kollektorkammer verbunden ist, was einen schlechten Vakuumleitwert zur Folge hat. Zuverlässige Daten können nur über den Bereich hinter dem Kollektor aus dem Ionenpumpenstrom und dem Penning-Vakuummeter vor der Turbomolekularpumpe angegeben werden.

Solange die NEG-Pumpen in der Driftröhre noch nicht aktiviert waren, fiel das Vakuum beständig von der Kanone bis zum Pumpstutzen, dem Bereich mit dem besten Vakuum, ab. Im kalten Zustand des Systems (kalte Kathode) wurden im Pumpstutzen Werte im Bereich von  $3 \cdot 10^{-9}$  Torr gemessen. Mit einem Elektronenstrahl von 17 keV und 500 mA steigt dieser Wert auf  $2 \cdot 10^{-8}$  Torr an. In der Kollektorkammer und der Driftröhre kann man dann mit einem Vakuum im Bereich von  $10^{-7}$  Torr rechnen.

Diese Werte und die Verteilung der Pumpleistung waren für die Durchführung von Experimenten nicht besonders günstig. Hohe Verluste belasteten das Vakuum besonders im Bereich der Kathode zeitweise so stark, daß es zu einer Vergiftung der Kathode kommen konnte, d.h. Restgasmoleküle reagierten mit der Kathodenoberfläche der Art, daß es zu einer Erniedrigung der Emission kam, die erst durch längeres Heizen der Kathode wieder beseitigt werden konnte.

Durch die Aktivierung der NEG-Pumpen wurde zusätzliche Pumpleistung in der Nähe der Kathode geschaffen. Hinter der Kollektorkammer konnte das Vakuum dadurch um einen Faktor 2 erniedrigt werden ( $8 \cdot 10^{-9}$  Torr für 15 keV und 550 mA). In der Driftröhre haben sich die Verhältnisse eher sogar um einen ganze Größenordnung verbessert. Nach der Aktivierung konnten eindeutig stabilere Strahlverhältnisse beobachtet werden, verbunden mit einem leichten Rückgang der Verluste. Emissionseinschränkungen durch eine Vergiftung der Kathode traten nicht mehr auf. Ein genauer Einfluß des Vakuums auf die Verlustrate und die Perveanz des Kollektors ist aber erst nach einer Ausheizung des Teststands und neuen Meßserien im Ultrahochvakuum von unter  $10^{-10}$  Torr zu erwarten.

Nach einer Öffnung des Vakuums waren lange Strahlbetriebszeiten für die Güte des Vakuums von großem Vorteil, da der Elektronenstrahl einen reinigenden Effekt auf die Vakuumkammer hat. Der Beschuß der Kammer mit Elektronen führt zu einem erhöhten Ausgasen der Oberfläche, was in etwa wie ein Ausheizen des Teststands wirkt.



## 7. Zusammenfassung und Ausblick

### Zusammenfassung

Die durchgeführten Experimente ergaben eine maximale Perveanz  $P_{K_0}$  für den Kollektor von  $37 \mu\text{AV}^{-3/2}$ . Die Verlustströme bezogen auf den primären Elektronenstrom liegen im Bereich von  $10^{-5}$ .

Es kann z. B. ein Elektronenstrahl von 1 A und 15 keV Strahlenergie erzeugt werden, bei dem der relative Verlust  $3 \cdot 10^{-5}$  und die Kollektorperveanz  $19 \mu\text{AV}^{-3/2}$  beträgt. Das entspricht einer Spannung zwischen Kathode und Kollektor von  $-1.4 \text{ kV}$  und einer freigesetzten Leistung von 1.4 kW. Das Vakuum liegt für diese Elektronenstrahlenergie bei  $8 \cdot 10^{-9}$  Torr (im nicht ausgeheizten Zustand) und nimmt für niedrigere Energien bis auf wenige  $10^{-9}$  Torr ab.

Der optimale Arbeitsbereich für die momentane Konfiguration des Teststands befindet sich zwischen  $15$  und  $20 \mu\text{AV}^{-3/2}$ , da für diesen Bereich die Verluste ebenfalls minimal sind.

An Hand der bisher erzielten Verlustwerte ist zu erwarten, daß die relativen Verluste bei einem Elektronenstrom von 1.5 A, für den der Teststand konzipiert ist, unter  $7 \cdot 10^{-5}$ , d.h. unter  $100 \mu\text{A}$ , liegen werden. Im Vergleich zu den besten Werten des LEAR-Kühlers für ähnliche Stromstärken ist dies eine Verbesserung um einen Faktor 25.

Die im Kollektor abgegebene Leistung beläuft sich in diesem Fall auf ca. 2.5 kW, da die Kollektorperveanz auch in einem Betriebsmodus für niedrigere Verluste noch im Bereich von  $25 \mu\text{AV}^{-3/2}$  liegt. Im LEAR-Kühler wird bei einem solchen Elektronenstrom eine Leistung von 3 kW freigesetzt, d.h. auch für diese Größe wurde eine Verbesserung von ungefähr 20% erreicht.

Zusammenfassend ist zu sagen, daß das neue Kollektordesign mit seinen niederen Verlusten und den trotz der nicht vorhandenen Raumladungskompensation hohen Kollektorperveanz erfolgreich die bisher durchgeführten Tests bestanden hat. Die alternative Hochspannungsbeschaltung und das Kontrollsystem zeichnen sich durch ihre leichte Handhabung und ihren einfachen Aufbau aus, und man könnte sich vorstellen, auch einen Kühler für einen Speicherring nach diesem Konzept zu bauen.

### Ausblick

Wenn man die Größe der Kollektoroberfläche und die Leistung der Wasserkühlung berücksichtigt, scheint auch die Erzeugung eines Elektronenstrahls von 4 A mit einer freigesetzten Leistung von etwa 14 kW ein durchaus realistisches Ziel. Wahrscheinlich kann für diesen Zweck die Kollektorperveanz durch einen größeren Öffnungswinkel der Eingangselektrode noch weiter erhöht werden.

Mit zusätzlichen dem Solenoidfeld entgegengerichteten magnetischen Feldern am Kollektorausgang soll das Magnetfeld in der Kollektorkammer stärker aufgeweitet werden, um so die Elektronen im Kollektor besser zu verteilen und die ganze Kollektoroberfläche auszunutzen. Die dafür nötigen Magnetspulen sind inzwischen am Teststand montiert worden, und ihre Wirkung soll in zukünftigen Experimenten untersucht werden.

Auch für den Wert des relativen Verlusts besteht noch Aussicht auf eine Verbesserung der bisherigen Versuchsergebnisse. Zum einen kann aus den am LEAR-Kühler gemachten Erfahrungen geschlossen werden, daß eine Trennung des Kollektors von der Kühlstrecke durch eine Toroidkammer die Belastung der Driftelektrode mit Sekundärelektronen herabsetzt. Zum anderen werden durch Experimente am Stanford Linear Accelerator Center (SLAC) Überlegungen unterstützt, NEG-Material zur Beschichtung der Kollektoroberfläche zu verwenden [38]. Die Besonderheit dieses Materials ist es, daß es sich durch einen sehr niederen Desorbtkoeffizienten auszeichnet. Die Zahl der freigesetzten Sekundärelektronen wird dadurch erheblich reduziert. Gleichzeitig dient die Kollektoroberfläche als NEG-Pumpe für Restgasmoleküle. Versuche am SLAC ergaben, daß der thermische Widerstand der dünnen NEG-Schicht (25  $\mu\text{m}$ ) vernachlässigbar ist und daß die Schicht einer Belastung von 50 W/cm<sup>2</sup> unbeschadet standhält. Die Auswirkungen auf das Vakuum und die Verluste bei der Verwendung von NEG-Material im Kollektor vor allem auch unter Dauerbelastung ist einer der Punkte, die nach der Ausheizung des Teststands angegangen werden sollen.

Wenn es gelingt, das Entweichen von Elektronen aus dem Kollektor in den Pumpstutzen noch weiter zu unterdrücken, eröffnen sich völlig neue Möglichkeiten für den Aufbau eines Elektronenkühlers. Unter der Voraussetzung von guten Vakuumverhältnissen in der Kollektorkammer wäre es denkbar, vom Konzept eines Kühlers mit zwei Toroidmagneten abzuweichen. Man könnte den Toroiden zwischen Kühlstrecke und Kollektor weglassen, und den Ionenstrahl zusammen mit dem Elektronenstrahl in den Kollektor leiten. Da die Ionen von den elektrischen und magnetischen Feldern vor und im Kollektor aber kaum beeinflusst werden, würden sie den Kollektor durch eine dem jetzigen Pumpstutzen entsprechende Öffnung

wieder verlassen. Bedingung dafür wäre nur eine kleine Öffnung in der Ausgangselektrode. Dieser vereinfachte Aufbau hätte zudem den Vorteil, daß man eventuell die Kompensation der Raumladung der Elektronen durch den Ionenstrahl nutzen könnte (für einen gepulsten Ionenstrahl allerdings problematisch).



Literaturverzeichnis

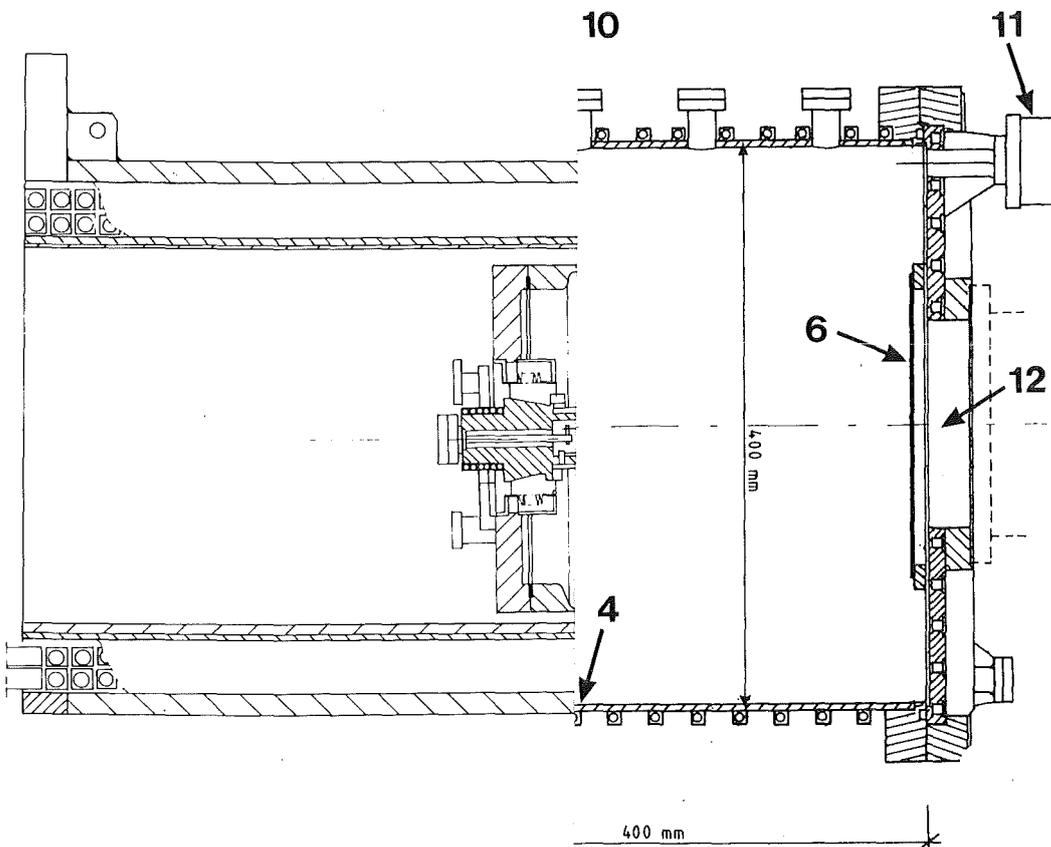
- [1] W. Hardt et al.: Design Study of a Facility for Experiments with Low Energy Antiprotons (LEAR); CERN/PS/DL 80-7, 1980.
- [2] H. Döbbeling, K. Dworschak, D. Fick, G. Graw, H. Haerberli, H. Jansch, E. Jaeschke, W. Korsch, D. Krämer, J. Kruk, B.W. Mayes, G. Mutschler, M. Nomachi, S. Paul, L.S. Pinski, H. Poth, B. Povh, R. Ransome, R. Repnow, T. Shibata, P. Schiemenz, E. Steffens, Th. Walcher, T. Wise, A. Wolf: Measurement of Spin Dependence in  $p\bar{p}$  Interaction at Low Momenta; CERN-Proposal PSSC 85-80, 1985.
- [3] Workshop on Internal Targets for COSY, Jülich, 1987 (KFA Spez-409, Jülich, 1987).
- [4] S. Van der Meer: Stochastic Damping of Betatron Oscillations; internal report CERN/ISR Po 72-31.
- [5] D. Möhl: Stochastic Cooling; CERN Accelerator School 16-27 Sept 1985, eds. S. Turner, CERN Report 87-03, p. 453 - 533.
- [6] S. Van der Meer: An Introduction to Stochastic Cooling; CERN/PS/84-33 (AA).
- [7] G.I. Budker, N.S. Dikansky, V.I. Kudelainen, I.N. Meshkov, V.V. Parkhomchuk, D.V. Pestrikov, A.N. Skrinsky, B.N. Sukhina: Experimental Study of Electron Cooling; Part. Accel. Vol 7, No 4, p. 197 (1976).
- [8] M. Bell, J. Chaney, H. Herr, F. Krienen, P. Møller-Petersen, G. Petrucci: Electron Cooling in ICE at CERN; Nucl. Instr. Meth. 190 (1981), p. 237-255.
- [9] R. Forster, T. Hardek, D.E. Johnson, W. Kells, V. Kerner, H. Lai, A. J. Lennox, F. Mills, Y. Miyahara, L. Oleksiuk, R. Peters, T. Rhoades, D. Young, P.M. Melutyre: IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-28, (1981), p. 2386.
- [10] C. Habfast, H. Poth, B. Seligmann, A. Wolf: An Alternative Concept for High-Voltage Systems Used in Electron Cooling; Nucl. Instr. Meth. in Phys. Research A 248 (1986) p. 562-564.
- [11] A. P. Banford: The Transport of Charged Particle Beams; E. & F.N. Spon Limited, London 1966.
- [12] K. Steffen: Basic Course on Accelerator Optics; CERN Accelerator School 3-14 Sept 1984; eds. P. Bryant, S. Turner, CERN Report 85-19, p. 25-63.

- [13] E. Wilson: Transverse Beam Dynamics; CERN Accelerator School 3-14 Sept 1984; eds. P. Bryant, S. Turner, CERN Report 85-19, p. 64-95.
- [14] G.I. Budker, A.N. Skrinsky: Electron Cooling and New Possibilities in Physics of Elementary Particles; Sov. Phys. Usp. Vol 21, p. 277, April 1978.
- [15] H. Poth: Electron Cooling; CERN Accelerator School 16-27 Sept 1985, eds. S. Turner, CERN Report 87-03, p. 534-569.
- [16] H. Poth: Electron Cooling; CERN Accelerator School 14-25 Sept 1987, eds. S. Turner, CERN Report.
- [17] A. Wolf: Elektronenkühlung für niederenergetische Antiprotonen; Dissertation, KfK 4023, Karlsruhe 1985.
- [18] C. Habfast: Mikrowellendiagnose am LEAR-Elektronenkühler; Dissertation, KfK 4188, Karlsruhe 1987.
- [19] C. Habfast, H. Haseroth, C.E. Hill, H. Poth, W. Schwab, B. Seligmann, J.-L. Vallet, M. Wörtge, A. Wolf: The LEAR Electron Cooler: Recent Improvements and Tests; zur Veröffentlichung bei Physica Scripta.
- [20] H. Poth, C. Habfast, H. Haseroth, C.E. Hill, W. Schwab, B. Seligmann, J.-L. Vallet, M. Wörtge, A. Wolf: The Electron Cooling Device Developed for LEAR; CERN EP/87-207, Nov. 1987.
- [21] C. Habfast, H. Haseroth, C.E. Hill, H. Poth, W. Schwab, B. Seligmann, J.-L. Vallet, M. Wörtge, A. Wolf: Status Report on the LEAR Electron Cooler; CERN PS/LI/Note 87-7, Nov. 1987.
- [22] J.R. Pierce: Theory and Design of Electron Beams; 2. Aufl., New York 1954.
- [23] H. Poth, W. Schwab, B. Seligmann, M. Wörtge, A. Wolf, P. Dittner, H. Haseroth, C.E. Hill, J.-L. Vallet, S. Baird, M. Chanel, R. Ley, D. Manglunki, G. Tranquille: First Results from Electron Cooling Experiments at LEAR; zur Veröffentlichung bei Zeitschrift für Physik A.
- [24] V.I. Kokoulin, I.N. Meshkov, A.N. Sharapa: Transformation of the Charged Particle Cylindrical Beam into the Tubeshaped One in Longitudinal Magnetic Field Systems; Sov. Journal of Tech. Phys., Vol. 50, No. 7, p. 1475, (1980).
- [25] I.N. Meshkov: private Mitteilungen.

- [26] W.B. Hermannsfeldt: Electron Trajectory Program; SLAC report 226 (1976).
- [27] B. Seligmann: Dissertation, Universität Bonn, in Vorbereitung.
- [28] V.I. Kudelainen, I.N. Meshkov, V.V. Parkhomchuk, R.A. Salimov, A.N. Skrinsky, V.G. Fainstein: Deceleration of an Electron Beam in a Longitudinal Magnetic Field; Sov. Phys. Tech. Phys., Vol. 21, No. 8, August 1976.
- [29] C. Habfast, L. Hütten, H. Poth, A. Wolf, M. Girardini, A. Poncet: The Ultra-High-Vacuum System of the Electron-Cooling Device of LEAR; KfK 3816 (Mai 1985).
- [30] A. Goldberg, D. Robson: Smalltalk-80 the Language and its Implementation; Addison-Wesley, 1983.
- [31] A. Goldberg: Smalltalk-80 the Interactive Programming Environment; Addison-Wesley, 1984.
- [32] Commission of the European Communities Luxembourg: CAMAC - Updated Specifications vol. 1+2; (EUR 8500en: EUR 4100, EUR 4600, EUR 6100, EUR 4500); 1983, 1984.
- [33] CAMAC Instrumentation and Interface Standards; Institute of Electronical and Electronics Engineers, New-York 1976; (IEEE Std.: 583-1975, 595-1976, 596-1976, 683-1976).
- [34] VMEbus Specifications Manual; VMEbus manufacturers group, Rev. B, Aug. 1982.
- [35] B.G. Taylor, CERN EP Devision: The MacVEE Hardware User Manual.
- [36] P. Petta: AMERICA - A MacVEE External Ramdisk Install and Configure Application; CERN DD Devision, UA1 Technical Note 86-23.
- [37] M. Wörtge: MACProMac; KfK Primärbericht 14.02.01 P 27C, Nov. 1987.
- [38] J.J. Welsh, C.K. Sinklair: Collector Material Desorbtion Test; 1986 Linear Accelerator Conference, Stanford, CA, 2 - 6 June 1986, SLAC-PUB-3975 (1986).

## Anhang: Graphisch

- 1 Elektronenkanone
- 2 Driftröhre
- 3 Abbremsstrecke
- 4 Kollektorkammer
- 5 Kollektoreingangselekt
- 6 Ausgangselektrode
- 7 Solenoid



## Danksagung

Herrn Prof. A. Citron danke ich, daß er mich an seinem Institut aufgenommen hat und die Durchführung dieser Arbeit stets gefördert hat, und schließlich für die hilfreichen Anregungen während der Abfassung meiner Diplomarbeit.

Herrn Prof. W. Stöbel danke ich für seine Bereitschaft, das Korreferat für diese Arbeit zu übernehmen.

Herrn Dr. Helmut Poth als Leiter der Elektronenkühlergruppe am CERN gilt mein besonderer Dank für seine sehr gute Betreuung, seine stets hilfreichen Ratschläge und die anregenden Diskussionen beim Aufbau des Teststands und der Durchführung der Experimente.

Mit Dipl. Phys. Bernd Seligmann, der seine Doktorarbeit am Kollektorteststand und dem LEAR-Elektronenkühler anfertigt, verband mich immer ein freundschaftliches Verhältnis. Gemeinsam haben wir Höhen und Tiefen beim Aufbau des Teststands und bei den Versuchen geteilt.

Für die gute und konstruktive Zusammenarbeit danke ich natürlich auch den übrigen Mitgliedern der Elektronenkühlergruppe Dr. Andreas Wolf, Dr. Claus Habfast und Dipl. Phys. Werner Schwab.

Während seines vierwöchigen Aufenthalts am CERN war Dr. I.N. Meshkov zu jeder Zeit ein willkommener Gast in unserer Gruppe. Aufgrund seines umfangreichen Wissens auf dem Gebiet der Elektronenkühlung hatten wir viele fruchtbare Diskussionen mit ihm. Dafür sei ihm ebenfalls herzlich gedankt.

Vielen Dank auch an Jean-Luc Vallet und Marc Girardini vom CERN, den Spezialisten für Elektronik und Vakuumtechnik. Sie standen mir zu jeder Zeit mit ihrem fachlichen Rat beim Aufbau des Teststands zur Seite.

Dr. Uli Raich und Eugen Tanke bin ich sehr dankbar für ihre Bereitschaft, ihr Wissen und Können auf dem Gebiet der Computertechnik und des Programmierens mit mir zu teilen.

Mein ganz spezieller Dank gilt meinen Eltern, die mein Studium stets unterstützt und gefördert haben und dadurch diese Arbeit erst ermöglichten.