

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM
KARLSRUHE**

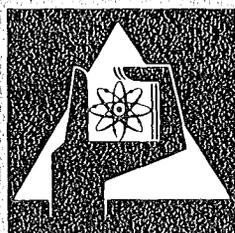
März 1975

KFK 2105

Institut für Experimentelle Kernphysik

**Experimente zur Erzeugung relativistischer Elektronenringe
für die kollektive Beschleunigung von Ionen**

H. Krauth



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

KARLSRUHE

Als Manuskript vervielfältigt

Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.
KARLSRUHE

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

KFK 2105

Institut für Experimentelle Kernphysik

EXPERIMENTE ZUR ERZEUGUNG RELATIVISTISCHER ELEKTRONENRINGE
FÜR DIE KOLLEKTIVE BESCHLEUNIGUNG VON IONEN *

von

H. Krauth

Gesellschaft für Kernforschung mbH, Karlsruhe

*) Von der Universität (TH) Karlsruhe genehmigte Dissertation

Zusammenfassung

Die Experimente zur Erzeugung dichter relativistischer Elektronenringe am Karlsruher Versuchsaufbau werden beschrieben. Ausgehend von den theoretisch möglichen Charakteristiken eines kollektiven Ionenbeschleunigers mit Hilfe von Elektronenringen wird zunächst die Wahl der Parameter des experimentellen Aufbaus begründet.

Anschließend wird die experimentelle Anordnung (aufgeteilt in die drei Phasen des Versuchsaufbaus: Strahlerzeugung, Ringbildung, Ringkompression) beschrieben. Die erreichten Strahlparameter (Strom, Strahlmessungen) werden für die einzelnen Phasen angegeben und die jeweiligen Begrenzungen für die Strahlqualität aufgezeigt.

Als wesentlichste Begrenzung erwiesen sich transiente kollektive Raumladungsfelder während der Ringbildung, die zur Erscheinung der Selbstreflektion und zur Aufweitung des Strahls führen. Untersuchungen der Geometrieabhängigkeit zeigten, daß hauptsächlich longitudinale Kräfte hierfür verantwortlich sind. Aufgrund der strahlaufweitenden Effekte ist die Elektronendichte im komprimierten Ring bisher nach oben begrenzt. Es werden jedoch Wege aufgezeigt, die eine weitere Verbesserung der Ringdaten ermöglichen.

Experiments on the Production of Relativistic Electron Rings for the Collective Acceleration of Ions

Abstract

The experiments on the production of dense relativistic electron rings at the Karlsruhe ERA device are described. Starting with the possible performance characteristics of a collective ion accelerator using electron rings, the reasons for the choice of the experimental parameters are given.

The parts of the experimental set up are described following the sequence of a compression cycle (injector, formation and compression of the ring). The beam parameters (current, dimensions) achieved in the different stages are given together with the limitations of the beam quality.

Transient collective space charge effects during the formation of the electron ring, resulting in self inflection and beam degradation, proved to be the most severe limitations. Measurements with different geometries showed that longitudinal space charge forces are predominant. According to the deteriorating effects the quality of the compressed rings was limited, but some proposals of experimental improvements are made.

Inhaltsverzeichnis

	Seite
1. Einleitung	1
2. Mögliche Charakteristiken eines Elektronenringbeschleunigers ERA	3
2.1 Prinzip der Ionenbeschleunigung im ERA	3
2.11 Beschleunigung im externen elektrischen Feld	5
2.12 Beschleunigung im abfallenden Magnetfeld	6
2.2 Optimale Elektronenringe	6
2.21 Optimale Ringe für Expansionsbeschleunigung von Ionen	7
2.22 Untere Grenzen für die Ringqualität	10
3. Erzeugung von dichten Elektronenringen	11
3.1 Möglichkeiten der Erzeugung	11
3.2 Statische Kompression	12
3.3 Gepulstes Kompressionsfeld	12
4. Experimenteller Aufbau und Meßergebnisse	18
4.1 Injektor und Strahlführung	21
4.11 Anforderungen an den Injektor	21
4.12 Erreichte Strahlparameter	22
4.2 Injektion und Inflektion	24
4.21 Der Inflektionsmechanismus	25
4.22 Die Inflektorstromversorgung	29
4.23 Messungen zur Inflektion	31
4.24 Deutung der Inflektionsmessungen	38
4.25 Zusammenfassung und Vergleich mit anderen Experimenten	42

	Seite
4.3 Kompression	43
4.31 Parameterwahl	43
4.32 Mechanische und elektrische Daten des Kompressors	45
4.33 Elektrische Schaltung der Kompres- sionskreise	48
4.34 Messungen zur Kompression	49
4.35 Daten der komprimierten Ringe und Vergleich mit anderen Experi- menten	54
5. Abschließende Betrachtungen	55
5.1 Zusammenfassung der Ergebnisse	55
5.2 Mögliche Verbesserungen	56
Anhang	
A.1 Fokussierung und Betatronresonanzen	58
A.2 Kollektive Instabilitäten	60
A.2.1 Longitudinale Instabilität	61
A.2.2 Transversale Instabilität	63
A.3 Elektron-Ionen-Instabilitäten	66
Symboltabelle	69
Literaturverzeichnis	72

1. Einleitung

In den letzten Jahren ist das Interesse an Ionenbeschleunigern beträchtlich gestiegen. Es konzentriert sich dabei hauptsächlich auf Ionen im Bereich von 10 bis 100 MeV pro Nukleon für Schwerionenreaktionen, insbesondere aber auf die Möglichkeit der Herstellung von superschweren Kernen der hypothetischen "stabilen Inseln".

Die Anwendungsmöglichkeiten gehen jedoch auch weiter in Gebiete der Materialuntersuchungen (Ionenimplantation, Simulation von Strahlenschäden in Materialien in Reaktoren) sowie der Biologie und Medizin (Radiobiologie und Radiotherapie).

In konventionellen Beschleunigern stößt man bei Schwerionenbeschleunigung auf zwei Schwierigkeiten: Einerseits lassen sich Ionenquellen für mehrfach geladene Ionen bisher nur sehr schwierig herstellen, zum andern bewirkt die hohe Masse und die geringe spezifische Ladung große Schwierigkeiten bei der Herstellung von geeigneten Beschleunigungsstrukturen und verursacht so geringe Energiegewinne pro Meter für die Ionen. Die Folge sind große Baulängen für die Beschleuniger.

Das von Veksler^{1,2)} vorgeschlagene Prinzip der kollektiven Beschleunigung mit Hilfe eines relativistischen Elektronenrings kann besonders für die Ionenbeschleunigung sehr nützlich sein. Der Elektronenring kann gleichzeitig als Ionenquelle, beschleunigende "Struktur" und (bei magnetischer Expansionsbeschleunigung) als Energiereservoir dienen.

Experimentelle Untersuchungen wurden zunächst in Dubna (Sowjetunion) durchgeführt^{2,3,4)}. Seit 1968/69 arbeiten weitere Gruppen in Berkeley^{5,6,7,8)} und an der Universität von Maryland⁹⁾ (USA), sowie in Garching^{10,11,12)} und Karlsruhe^{13,14,15)} an der Entwicklung eines Elektronenringbeschleunigers (ERA). Die prinzipielle Durchführbarkeit einer Ionenbeschleunigung wurde zuerst von der Dubna-Gruppe⁴⁾ und neuerdings auch von der Garchinger Gruppe¹⁶⁾ gezeigt.

In der vorliegenden Arbeit sollen die Ergebnisse der Karlsruher Untersuchungen zur Erzeugung von geeigneten Elektronenringen für Ionenbeschleunigung beschrieben werden. Als Grundlage werden in Kapitel 2 zunächst die möglichen Charakteristiken eines Elektronenringbeschleunigers angegeben. In Kapitel 3 werden die Möglichkeiten der Erzeugung von Elektronenringen angegeben. Kapitel 4 beinhaltet die Beschreibung der Experimente sowie deren Ergebnisse. In Kapitel 5 werden die Ergebnisse zusammengefaßt und mögliche experimentelle Verbesserungen angegeben.

2. Mögliche Charakteristiken eines Elektronenring-
beschleunigers (ERA)

2.1 Prinzip der Ionenbeschleunigung im ERA

Die zur Beschleunigung von Ionen (Protonen oder schwere Ionen) nötige elektrische Feldstärke wird beim ERA durch das Raumladungsfeld eines in einem Magnetfeld befindlichen Elektronenrings erzeugt. Das Feld ist maximal am Ringrand und hat dort den Wert

$$E_p = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{2 N_e e}{\pi R(a+b)} \quad (1)$$

Dabei ist N_e die Zahl der Elektronen im Ring. R ist der große Radius des Rings; a und b sind die kleinen Radien in r -Richtung bzw. in z -Richtung (Abb. 1). ϵ_0 ist die Influenzkonstante, e die Elementarladung.

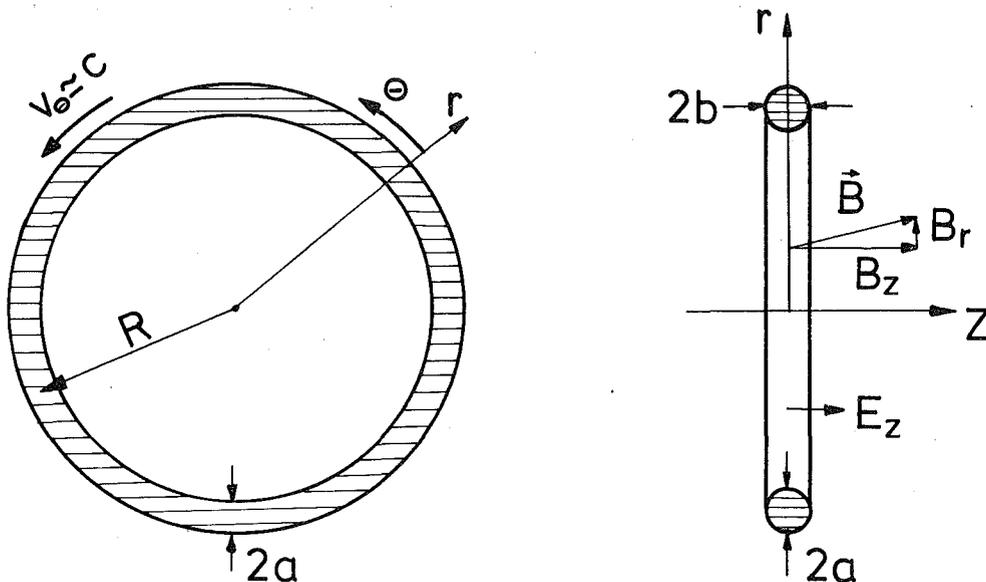


Abb. 1: Benutztes Koordinatensystem

Der Radius R hängt über

$$p = m \beta \gamma c = e R B_z \quad (2)$$

mit dem Impuls p und dem Magnetfeld B_z zusammen. Dabei ist $\beta = v/c$ die Geschwindigkeit v in Einheiten der Lichtgeschwindigkeit c und

$$\gamma = \frac{W}{mc^2} = (1 - \beta^2)^{-1/2} \quad (3)$$

die Energie W eines Teilchens in Einheiten seiner Ruhemasse mc^2 .

Die abstoßende Wirkung der Coulombkraft, die die Elektronen aufeinander ausüben, wird durch die anziehende Kraft zwischen gleichgerichteten Strömen verringert. Da die verbleibende Abstoßung proportional zu $1/\gamma^2$ ist, verwendet man hochrelativistische Elektronen ($\gamma \gg 1$).

Durch Einlagerung von positiv geladenen Ionen in den Elektronenstrahl kann die Restabstoßung kompensiert werden. Für gerade Strahlen im Vakuum tritt eine gegenseitige Fokussierung der beiden Teilstrahlen im Bereich

$$1/\gamma^2 < \frac{Z^* N_i}{N_e} < 1 \quad (4)$$

ein (Budker-Bennett-Selbstfokussierung ^{17,18}). N_i ist die Zahl der Ionen im Strahl, Z^* ihr Ionisierungsgrad.

Durch die Krümmung des Strahls sowie durch elektromagnetische Bildfelder in der Ringumgebung treten noch zusätzliche Kräfte auf, die insbesondere bei geringer Beladung mit Ionen berücksichtigt werden müssen. ¹⁹⁾

Um die elektrische Feldstärke im Elektronenring zur Beschleunigung der Ionen auszunutzen, wird der Ring und damit die gesamte Feldkonfiguration mit Hilfe eines externen axialen elektrischen Feldes E_z oder einer radialen Feldkomponente B_r in axialer Richtung bewegt.

Wie bei einem Wanderwellenbeschleuniger müssen die Ionen in der Lage sein dem Feld zu folgen, das heißt sie müssen im Potentialwall der Elektronen bleiben. Durch die auftretende Trägheitskraft ist der Energiegewinn pro Meter für ein Ion dW_i/dz begrenzt auf

$$\frac{dW_i}{dz} < e Z^* E_h \quad (5)$$

Dabei wurde die "Haltefeldstärke" E_h

$$E_h = k E_p \quad (6)$$

eingeführt. k ist ein dimensionsloser Faktor der Größe $k \approx 0.2$ bis 0.8 und beschreibt den bei der Beschleunigung nutzbaren Teil des Spitzenfeldes E_p . Er berücksichtigt die verminderte Fokussierung der beiden Teilsysteme des Rings durch die Polarisation - d.h. durch die Verschiebung der Ladungsschwerpunkte der negativen und positiven Ladungen gegeneinander - während der Beschleunigung. Bei guten axialen Fokussierbedingungen (Fokussierung durch elektromagnetische Bilder zusätzlich zur Selbstfokussierung) liegt k nahe bei 1.²⁰⁾

Mit (5) und (6) ist der erreichbare Energiegewinn pro Meter für ein Ion begrenzt durch das Spitzenfeld, die Ionenladung sowie durch die Fokussierbedingungen während der Beschleunigung.

2.11 Beschleunigung im elektrischen Feld

Der Ring wird durch ein äußeres elektrisches Puls- oder Hochfrequenzfeld E_z in axialer Richtung beschleunigt. Der Energiegewinn eines Ions der Masse M_i ist bei Gültigkeit von (5) gegeben durch

$$\frac{dW_i}{dz} = e E_z \cdot \frac{M_i}{\gamma m_e} \left[\frac{1 - Z^* N_i/N_e}{1 + N_i M_i / N_e m_e \gamma} \right] (1 - \alpha N_e) \quad (7)$$

Der durch das Massenverhältnis $M_i/\gamma m_e$ beschriebene Verbesserungs-

faktor gegenüber der Beschleunigung des Ions im externen Feld E_z wird durch die teilweise Neutralisation um $(1 - Z^* N_i / N_e)$ und die Erhöhung der Trägheit des Rings um $(1 + N_i M_i / N_e M_e \gamma)^{-1}$ verringert.

Der letzte Faktor $(1 - \alpha N_e)$ beschreibt den Energieverlust des Elektronenrings in den Beschleunigungsstrukturen durch Abstrahlung. Der Parameter α ist stark von der Geometrie abhängig. Insbesondere erfordert ein kleines α große Abmessungen der Beschleunigungsstruktur. Berechnungen von α findet man bei Keil ²¹⁾. Experimentell bestätigt wurden sie durch Experimente bei SLAC ²²⁾.

2.12 Beschleunigung im abfallenden Magnetfeld

Im Falle der magnetischen Beschleunigung (Expansionsbeschleunigung) wird die Lorentzkraft der Radialkomponente eines axial abfallenden Magnetfeldes auf die umlaufenden Elektronen ausgenutzt.

$$m\ddot{z} = e v_{\theta} B_r \approx e c B_r \quad (8)$$

Für den Energiegewinn ergibt sich

$$\frac{dW_i}{dz} = e c B_r \frac{M_i}{m\gamma} (1 + N_i M_i / N_e m_e \gamma)^{-1} \quad (9)$$

In diesem Fall muß die teilweise Neutralisation des Rings durch die Ionen nicht berücksichtigt werden. Außerdem kann eine glatte Struktur der Ringumgebung benutzt werden, so daß keine Abstrahlung eintritt ($\alpha \approx 0$).

2.2 Optimale Elektronenringe

Die Frage nach den Parametern eines optimalen Elektronenrings sowie nach den möglichen Charakteristiken eines Elektronenringbeschleunigers wurde in den Arbeiten von Bovet und Pellegrini ²³⁾ sowie von Möhl, Laslett und Seßler ²⁴⁾ untersucht. Dabei wurde die Anwendung des ERA als Hochenergie-Protonenbeschleuniger in den Vordergrund gestellt. Die Betrachtung soll deshalb noch

einmal kurz im Hinblick auf einen Ionenbeschleuniger durchgeführt werden. Nach dem gegenwärtigen Stand der theoretischen und experimentellen Untersuchungen muß eine elektrische Beschleunigung praktisch ausgeschlossen werden, da die Forderungen nach kleiner Energieabstrahlung in der Beschleunigungskavität und nach longitudinaler Stabilität des Rings während der Beschleunigung sich gegenseitig widersprechen. Wie in Abschnitt 2.11 erläutert, erreicht man kleine Energieabstrahlung bei großen Abmessungen der Beschleunigungskavität. Longitudinale Stabilität erfordert dagegen dicht am Elektronenring koaxiale, elektrisch gut leitende Zylinder zwischen denen der beschleunigte Ring geführt wird.²⁵⁾ (Siehe auch Anhang A.2.1) In einer elektrischen Beschleunigungsstruktur scheinen deshalb nur Haltefeldstärken des Rings und damit Beschleunigungsfeldstärken für die Ionen von wenigen MV/m möglich.

Im Gegensatz dazu kann eine magnetische Beschleunigungsstrecke mit glatten, elektrisch gut leitenden Wänden dicht am Ring ausgestattet werden, so daß Elektronenringe mit Haltefeldstärken und damit mit Beschleunigungsfeldstärken von 50 bis 100 MV/m stabilisierbar erscheinen.²⁴⁾ Im folgenden wird deshalb nur magnetische Beschleunigung betrachtet.

2.21 Optimale Ringe für Expansionsbeschleunigung von Ionen

Um konkrete Zahlenwerte angeben zu können wird im folgenden angenommen, daß Argon-Ionen beschleunigt werden sollen. Die Ionenmasse M_i ist damit gleich $M_i \approx AM_p = 40 M_p$ (A = Massenzahl, M_p = Protonenmasse). Bei Beschleunigung von anderen Ionensorten müssen die Zahlenwerte entsprechend modifiziert werden.

Bei magnetischer Beschleunigung stammt praktisch die gesamte Energie der beschleunigten Ionen aus der Rotationsenergie der Elektronen. Unter Berücksichtigung des Energiesatzes sowie der Stabilitätsbedingungen während der Beschleunigung ergibt sich ein notwendiges $\gamma_{cp} \approx 30$ bis 50. Gleichzeitig ist der Wert $\gamma_{cp} \approx 50$ eine obere Grenze, da wegen

(1) und (5) der Ringradius R möglichst klein sein soll. Die unter vertretbarem technischem Aufwand in einem größeren Volumen erzeugbaren Magnetfelder sind auf etwa $B_z \lesssim 2 \text{ T}$ begrenzt. Somit folgt ein Radius R von etwa 3 bis 4 cm.

Die Elektronenzahl N_e , die möglichst groß sein soll, ist im wesentlichen durch longitudinale Instabilität begrenzt und über die Stabilitätsbedingung (32) mit der Energiestreuung $\Delta W/W$ der Elektronen im Ring und der Kopplung mit der Ringumgebung verbunden (siehe Anhang A.2.1). Zwar wirkt eine Energiestreuung stabilisierend, sie kann jedoch nicht beliebig gesteigert werden, da sie nach (20) über die Synchrotronbreite a_s des Rings den kleinen Radius a in r-Richtung vergrößert.

Als optimale Werte - d.h. Stabilität bei möglichst hohem Spitzenfeld - findet man

$$\frac{\Delta W}{W} \approx 5 \dots 10 \%, N_e \approx 10^{13}, a \approx b \approx 0,15 \text{ cm.}$$

Die Ionen werden im Ring durch sukzessive Ionisation aus neutralen Atomen erzeugt. Ihr spezifischer Ionisierungsgrad Z^*/A sollte möglichst groß und gleichmäßig sein. Da keine Rekombinationsprozesse eintreten können (die niederenergetischen Elektronen werden vom Elektronenring abgestoßen), ist im Prinzip die Erzeugung von vollständig ionisierten Ionen möglich. Allerdings wachsen die Ionisationszeiten

$$\tau_{ij} = \frac{1}{n_e \sigma_{ij} c} \quad (10)$$

für einen Ionisationsvorgang bei tiefen Elektronenschalen sehr schnell an, denn der Wirkungsquerschnitt σ_{ij} für die Ionisation von $Z^* = i$ nach $Z^* = j$ fällt steil (in sehr grober Näherung exponentiell mit wachsendem Z^*) ab. Mit Werten der Elektronendichte im Ring $n_e = N_e / 2\pi^2 Rab$, wie sie sich aus den oben gegebenen Parametern von N_e, R, a, b und $\sigma_{01}(\text{Ar}) \approx 10^{-18} \text{ cm}^2$ sowie $\sigma_{17,18} \approx 10^{-22} \text{ cm}^2$ ergeben, erhält man Ionisationszeiten

$$\tau_{01}(\text{Ar}) \approx 5 \text{ } \mu\text{sec} \text{ bzw. } \sigma_{17,18} \approx 50 \text{ msec.}^{26)}$$

Durch physikalische Grenzen (Energieverlust des Elektronenrings durch Synchrotronstrahlung) und technische Probleme (Aufrechterhaltung des Magnetfeldes über lange Zeiten; Unterdrückung der unerwünschten Beladung des Rings mit Atomen des Restgases der Vakuumkammer) ist die zur Verfügung stehende Ionisierungszeit T_{ion} nach oben begrenzt. Werte von $T_{\text{ion}} \approx 10 - 100 \text{ msec}$ scheinen erreichbar zu sein.

Der Ionisierungsgrad Z^*/A kann am gleichmäßigsten gehalten werden, wenn die Beladungszeit klein ist gegen die Ionisierungszeit. In einer früheren Arbeit wurde gezeigt, daß gepulste kondensierte Molekularstrahlen geeignet sind, eine kurze Beladungszeit zu ermöglichen.²⁷⁾ In einer Pulsdauer von 100 μsec können die benötigten Atome in ausreichender Zahl und geeigneter Geometrie bei möglichst geringer Störung des Vakuums (Sollwert $p \approx 10^{-10} \text{ Torr}$) zur Verfügung gestellt werden.

Der vorgeschlagene Beladungsmechanismus ermöglicht es außerdem, eine gefährliche kollektive radiale Elektronen-Ionen-Instabilität zu vermeiden (siehe Anhang A.3)^{28,29)}. Die Zahl der Ionen N_i ist aufgrund einer axialen Elektronen-Ionen-Instabilität nach oben begrenzt, da nur bestimmte Kombinationen von Z^*N_i und N_e eine stabile Konfiguration ergeben (siehe Anhang A.3).^{28,30)}

Die Ergebnisse der angeführten Überlegungen lassen sich in folgendem optimalen Parametersatz zusammenfassen:

$$N_e \approx 10^{13} \quad (11a)$$

$$R \approx 3 \text{ cm} \quad (11b)$$

$$a \approx b \approx 0,15 \text{ cm} \quad (11c)$$

$$\gamma \approx 40 \quad (11d)$$

$$\frac{\Delta W}{W} \gtrsim 5 \text{ bis } 10 \% \quad (11e)$$

$$\frac{Z^*N_i}{N_e} \approx 1 \% \quad (11f)$$

Mit $Z^* \approx 10$ ergibt sich damit $N_i/N_e \approx 10^{-3}$. Zur Erreichung

von $Z^*(\text{Ar}) \approx 10$ ist ungefähr eine Zeit von $T_{\text{ion}} \approx 2$ msec erforderlich. ²⁶⁾ Zur vollständigen Ionisation sind dagegen schon ca. 100 msec notwendig. Für die Spitzenfeldstärke ergibt sich $E_p \approx 100$ MV/m.

Mit Hilfe eines solchen beladenen Elektronenrings wäre man in der Lage ca. 10^{10} Argonionen pro Puls auf wenigen Metern bis auf 100 MeV/Nukleon zu beschleunigen.

2.22 Untere Grenzen für die Ringqualität

Die technische Durchführbarkeit setzt untere Grenzen für die notwendige Ringqualität. Das einfachste Kriterium findet man durch Umformung von (9) unter Berücksichtigung von (5). Für die beschleunigende Radialkomponente B_r muß gelten:

$$B_r < \frac{k E_p}{\beta c} Z^* \left(\frac{m_e \gamma_{cp}}{M_i} + \frac{N_i}{N_e} \right) \quad (12)$$

Dies bedeutet ein $B_r < k \cdot 5 \cdot 10^{-3}$ T für Ringe mit den Parametern (11) bei einem $B_z \approx 2$ T. Die notwendige Feldgenauigkeit scheint in diesem Fall gerade noch erreichbar, bei wesentlich schlechteren Ringparametern jedoch nicht mehr. Die Parameter (11) sind damit repräsentativ für einen Elektronenring, der zur Beschleunigung von Ionen benutzt werden kann.

3. Erzeugung von dichten Elektronenringen

3.1 Möglichkeiten der Erzeugung

Ein Elektronenring mit den Parametern (11) kann nicht direkt aus einem linearen Strahl durch Einschließen in ein homogenes Magnetfeld senkrecht zu den Feldlinien erzeugt werden.

Man geht deshalb so vor, daß man einen Ring mit größeren räumlichen Abmessungen und kleinerem Strom formt und ihn dann im anwachsenden Magnetfeld komprimiert.

Erfolgt die Kompression in einem axialsymmetrischen Feld, so gilt wegen der Erhaltung des kanonischen Drehimpulses

$$P_{\theta} \equiv m_e \gamma_{\perp} R^2 \dot{\theta} - e R A_{\theta} = \text{konst} \quad (13)$$

($\gamma_{\perp} = (1 - v_{\perp}^2/c^2)^{-1/2}$ mit v_{\perp} = Geschwindigkeitskomponente senkrecht zum Feld, A_{θ} = azimutale Komponente des Vektorpotentials)

Hieraus folgt für die Kompression des großen Radius R

$$\frac{R_2}{R_1} = \sqrt{\frac{B_{z1}}{B_{z2}}} \sqrt{1 + \frac{\Phi_2 - \Phi_1}{2\pi B_1 R_1^2}} \quad (14)$$

mit der Abkürzung $\Phi = \iint B_z dF \equiv \int A_{\theta} ds$ für den magnetischen Fluß durch den Elektronenring.

Mit (2) folgt

$$\frac{P_{\perp 2}}{P_{\perp 1}} = \sqrt{\frac{B_{z2}}{B_{z1}}} \sqrt{1 + \frac{\Phi_2 - \Phi_1}{2\pi B_1 R_1^2}} \quad (15)$$

Die kleinen Ringabmessungen (a,b) nach der Kompression sind über die Konstanz des vom Strahl eingenommenen 6-dimensionalen Phasenraums mit den vom Injektor gelieferten Strahleigenschaften verknüpft. Wegen der Forderung (11e) ist ein optimaler Strahl nicht derjenige mit der größten Dichte im Phasenraum. Für den komprimierten Ring wird vielmehr bei möglichst kleinem transversalen Phasenraum eine Mindestgröße des longitudinalen

Phasenraums gefordert.

Bei der Auswahl eines Kompressionssystems müssen neben den Phasenraumbetrachtungen auch Fragen der Ringstabilität (siehe Anhang) sowie der technischen Realisierbarkeit (z.B. Injektor, Magnetfeldkonfiguration im Kompressor) berücksichtigt werden.

3.2 Statische Kompression

Die Kompression in einem statischen Magnetfeld erfolgt dadurch, daß die Elektronen in einen räumlichen Bereich höheren transversalen Magnetfeldes gebracht werden. Es wurden verschiedene Systeme vorgeschlagen^{31,32,33,34)}. Bis auf Ref. 34 haben aber alle den Nachteil, daß zum Erreichen kleiner axialer Ringabmessungen eine sehr geringe Energieverschmierung erforderlich ist, und somit die Parameter (11) nicht erreichbar erscheinen. Der bisher als einziger auch experimentell untersuchte Vorschlag³³⁾ benutzt einen hohlen Elektronenstrahl, der durch ein Magnetfeld mit Cusp-Geometrie (gegeneinander geschaltetes Spulenpaar) geschossen wird. Beim Durchgang durch den magnetischen Spiegel wird die longitudinale Energie des Strahls wegen (13) in Rotationsenergie umgesetzt und die axialen Abmessungen des entstehenden Rings wegen der Verringerung der Axialgeschwindigkeit komprimiert. Erste experimentelle Ergebnisse liegen vor⁹⁾, sie erlauben allerdings noch keine Aussagen über die Erfolgsaussichten dieses Systems.

3.3 Gepulstes Kompressionsfeld

Alle statischen Anordnungen haben die Eigenschaft gemeinsam, daß der Injektor Teilchen mit der geforderten Endenergie $\gamma \approx 40$ liefern muß. Dies kann vermieden werden, indem man gepulste Magnetfelder verwendet.²⁾

Am einfachsten komprimiert man in der Mittelebene eines oder mehrerer Spulenpaare in Helmholtz-ähnlicher Geometrie. Der gepulste Elektronenstrahl wird senkrecht zu den Feldlinien eingeschossen, zum Ring gebogen und im zeitlich anwachsenden Feld nach (14) und (15) komprimiert und die Elektronen gleich-

zeitig beschleunigt.

Die Elektronen befinden sich in einem fokussierenden Feld und führen um ihren Sollkreis (Betatron-) Schwingungen aus. Die Auslenkungen x und z eines Teilchens vom Sollkreis in r - bzw. z -Richtung befolgen in linearer Näherung die Gesetze

$$x = x_{\max} \sin(Q_r \theta + \phi_r) \quad (16a)$$

$$z = z_{\max} \sin(Q_z \theta + \phi_z) \quad (16b)$$

Die Betatronfrequenzen Q_r und Q_z sind gegeben durch

$$Q_r = \sqrt{1 - n} \quad (17a)$$

$$Q_z = \sqrt{n} \quad (17b)$$

Dabei berechnet sich der Feldindex n aus

$$n = - \frac{r}{B_z} \frac{\partial B_z}{\partial r} \quad (18)$$

Korrekturen für Q_r und Q_z durch Raumladungskräfte sind im Anhang A.1 angegeben.

Die Bahnen eines Teilchens im Phasenraum sind Ellipsen. Ist die Phasenfläche, die der Strahl einnimmt, ebenfalls eine Ellipse und gilt für die Halbachsen (x_0, x'_0) bzw. (z_0, z'_0)

$$x'_0 = x_0 \frac{Q_r}{R} \quad (19a)$$

$$z'_0 = z_0 \frac{Q_z}{R} \quad (19b)$$

dann ist $z_0 \equiv b$ der kleine Radius in z -Richtung und $x_0 \equiv a_\beta$ der Betatronanteil des kleinen Ringradius in r -Richtung. Longitudinal sind die Elektronen keiner externen Fokussierung unterworfen, bei Abwesenheit von Raumladungskräften führen sie freie Driftbewegungen aus. Eine Energiestreuung $\Delta W/W \approx \Delta p/p$ führt zu einem Beitrag a_s (Synchrotronbreite) des radialen

Radius von ($\beta \approx 1$)

$$\frac{1}{Q_r^2} \frac{\Delta W}{W} = \frac{2a_s}{R} \quad (19c)$$

Aus der Kombination von a_β und a_s ergibt sich der Wert a des radialen Ringradius. Die Art der Kombination von a_s und a_β zu a hängt von der Vorgeschichte des Rings ab. Im ungünstigsten Fall gilt $a = a_\beta + a_s$. Sind a_β und a_s voneinander unabhängig, so gilt $a^2 = a_\beta^2 + a_s^2$.

Verlaufen die Einzelteilchenbahnen nicht innerhalb der vom Strahl zu einem bestimmten Zeitpunkt eingenommenen Phasenraumfläche, so wandert diese Fläche als Ganzes entsprechend der Einzelteilchenbewegung. Obwohl sich die vom Strahl tatsächlich (d.h. "mikroskopisch" und zu einem bestimmten Zeitpunkt betrachtet) eingenommene Phasenraumfläche nicht vergrößert, führt dies effektiv (d.h. mit schlechter Auflösung und zeitlich gemittelt betrachtet) doch zu einer Vergrößerung des vom Strahl eingenommenen Phasenraums. Diese effektive Phasenraumfläche ist wichtig für die Ringqualität, da sie letztlich die Größe der kleinen Abmessungen a und b bestimmt.

Eine Verzerrung der Phasenraumfläche und damit eine effektive Vergrößerung des Phasenraums wird durch eine Verletzung der Anpaßbedingungen (19a,b) hervorgerufen. Gründe hierfür können im Ringbildungsmechanismus (Abschnitt 4.2), Einzelteilchenresonanzen (Anhang A.1) oder in kollektiven Instabilitäten (Anhang A.2 und A.3) durch Raumladung liegen. Longitudinal können ebenfalls kollektive Instabilitäten auftreten (Anhang A.2.1). Zur Vermeidung von Ringaufweitung müssen all diese Effekte unterdrückt werden.

Nimmt man an, daß die Bewegungen in den einzelnen Richtungen (r, z, θ) entkoppelt sind, so lassen sich der longitudinale Phasenraum sowie die beiden transversalen Phasenräume getrennt betrachten. Meistens ist diese Annahme gerechtfertigt, unzulässig ist sie jedoch z.B. beim Auftreten nichtlinearer Beta-

tronresonanzen, wo eine starke Kopplung eintritt (Anhang A.1).

Unter dieser Voraussetzung lassen sich einfache Transformationsgesetze für die kleinen Ringabmessungen herleiten, wenn die Kompression adiabatisch erfolgt. Adiabatisches Verhalten liegt vor, wenn ein äußerer Parameter, der die Bewegung des Ringsystems beeinflusst, sich langsam ändert im Vergleich zur Umlaufzeit der Elektronen im Kompressor.³⁵⁾ Nicht-adiabatisches Verhalten kann z.B. durch das Auftreten von zeitlich stark variierenden Raumladungsfeldern während der Ringbildung oder bei kollektiven Instabilitäten verursacht werden.

Mit den erwähnten Annahmen

- 1) Beibehaltung der angepaßten Form der Phasenfläche
- 2) Entkopplung der einzelnen Bewegungsrichtungen
- 3) Adiabatisches Verhalten während der Kompression

lassen sich zunächst folgende adiabatische Invarianten finden^{35,36)}

$$\tau_r \equiv \epsilon_r \beta \gamma \equiv \pi \frac{Q_r a_\beta^2}{R} \cdot \beta \cdot \gamma = \text{const} \quad (20)$$

$$\tau_z = \epsilon_z \beta \gamma \equiv \pi \frac{Q_z b^2}{R} \cdot \beta \cdot \gamma = \text{const} \quad (21)$$

$$\tau_\ell = \Delta\theta \frac{\Delta W}{\omega_0} = 2\pi \frac{\Delta W}{\omega_0} = 4\pi m_0 c \cdot Q_r^2 a_s \gamma = \text{const} \quad (22)$$

τ_r und τ_z sind die normierten Emittanzen, ϵ_r und ϵ_z die Emittanzen in r- bzw. z-Richtung. τ_ℓ ist die Fläche des Strahls im longitudinalen Phasenraum. $\omega_0 = c/R$ ist die Umlauffrequenz.

Aus (22), (14) und (15) läßt sich die Transformation der Energiestreuung ableiten ($\beta \approx 1$)

$$\frac{(\frac{\Delta W}{W})_2}{(\frac{\Delta W}{W})_1} \approx \frac{(\frac{\Delta P}{P})_2}{(\frac{\Delta P}{P})_1} = \frac{1}{1 + \frac{\Phi_2 - \Phi_1}{2\pi R_1^2 B_1}} \quad (23a)$$

Für die Ringabmessungen ergibt sich

$$\frac{a_{s2}}{a_{s1}} = \frac{\gamma_1}{\gamma_2} \frac{Q_{r1}^2}{Q_{r2}^2} \quad (23b)$$

$$\frac{a_{\beta 2}}{a_{\beta 1}} = \left(\frac{R_2}{R_1}\right)^{1/2} \left(\frac{\gamma_1}{\gamma_2}\right)^{1/2} \left(\frac{Q_{r1}}{Q_{r2}}\right)^{1/2} \quad (23c)$$

$$\frac{b_2}{b_1} = \left(\frac{R_2}{R_1}\right)^{1/2} \left(\frac{\gamma_1}{\gamma_2}\right)^{1/2} \left(\frac{Q_{z1}}{Q_{z2}}\right)^{1/2} \quad (23d)$$

wobei die Radien- und Energieverhältnisse aus (14) bzw. (15) zu entnehmen sind ($\beta \approx 1$).

Verläuft das Magnetfeld $B_z \sim 1/r^n$ ("scaling field"), dann gilt

$$\Phi_2 = \Phi_1 \quad (24)$$

Werden Magnetfeld am Ringort und der magnetische Fluß durch den Ring von derselben (Luft-) Spule erzeugt, so gilt (24) noch angenähert.

Die Transformationsgesetze (14), (15) und (23a) lassen sich dann vereinfacht schreiben:

$$\frac{R_2}{R_1} = \sqrt{\frac{B_{z1}}{B_{z2}}} \quad (25a)$$

$$\frac{P_2}{P_1} = \sqrt{\frac{B_{z2}}{B_{z1}}} \quad (25b)$$

$$\frac{\Delta p}{p} = \text{const} \quad (25c)$$

Aus (20) und (21) entnimmt man mit (15) und $\beta \approx 1$

$$\frac{a_{\beta 2}}{a_{\beta 1}} = \frac{R_2}{R_1} \left(\frac{Q_{r1}}{Q_{r2}} \right)^{1/2} \quad (25d)$$

$$\frac{b_2}{b_1} = \frac{R_2}{R_1} \left(\frac{Q_{z1}}{Q_{z2}} \right)^{1/2} \quad (25e)$$

und aus (25c) und (18) folgt

$$\frac{a_{s2}}{a_{s1}} = \frac{R_2}{R_1} \frac{Q_{r1}^2}{Q_{r2}^2} \quad (25f)$$

Die angegebenen Transformationsgesetze (23b,c,d) und (25d,e,f) für die kleinen Radien gelten unter den oben angegebenen Annahmen der Entkopplung der Bewegungsrichtung und der Adiabaticität der Kompression sowie unter Vernachlässigung von Raumladungseffekten. Wie schon erwähnt, können verschiedene Effekte zu einer Verletzung der Transformationsgesetze führen. Ziel des Experiments war es, zu untersuchen, ob es möglich ist, Elektronenringe mit den gewünschten Parametern (11) zu erzeugen, oder ob einer der störenden Einflüsse die Herstellung solcher Elektronenringe verhindert.

4. Experimenteller Aufbau und Meßergebnisse

Aufgrund der erwähnten physikalischen Überlegungen sowie unter Berücksichtigung der technischen Realisierbarkeit erschien für das Experiment eine gepulste Anordnung am vorteilhaftesten. Es wurde eine einfache Spulenkonfiguration für die Kompressionsanordnung gewählt, so daß Flußerhaltung ($\Phi_2 \approx \Phi_1$) während der Kompression angenähert gilt und die Transformationsgesetze (25) anwendbar sind.

Der experimentelle Aufbau besteht im wesentlichen aus folgenden Komponenten:

1. Gepulste Elektronenquelle (Injektor) mit Strahlführung
2. Injektions- und Inflektionssystem
3. Kompressor.

Abb. 2 zeigt ein Photo der experimentellen Anlage.

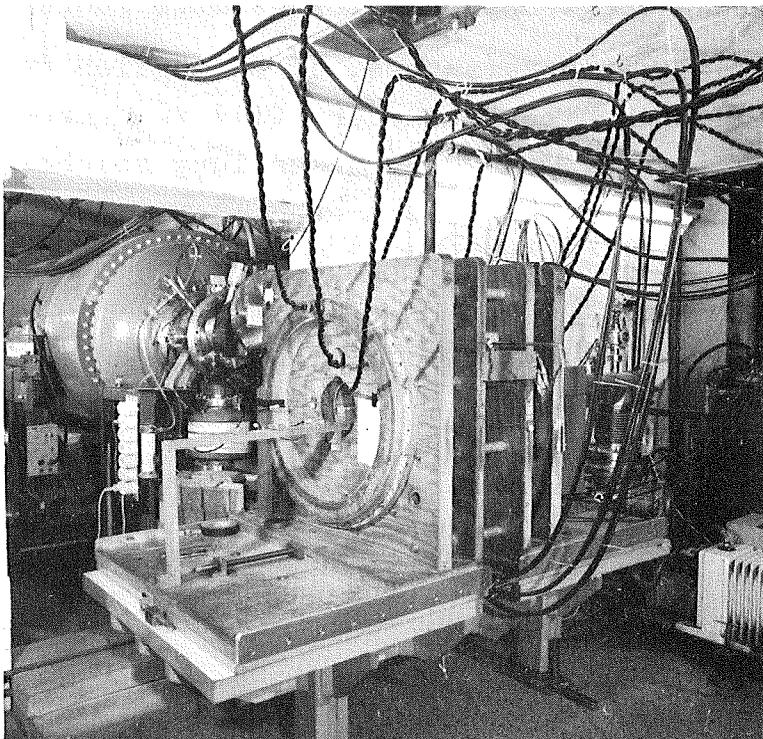


Abb. 2:

Injektor, Strahl-
führung, Kompressor
mit erster Kom-
pressionsspule

Abb. 3 zeigt einen Blick auf die Vakuumkammer im geöffneten Kompressor mit elektrisch leitender V2A-Folie und Inflektoröffnung.

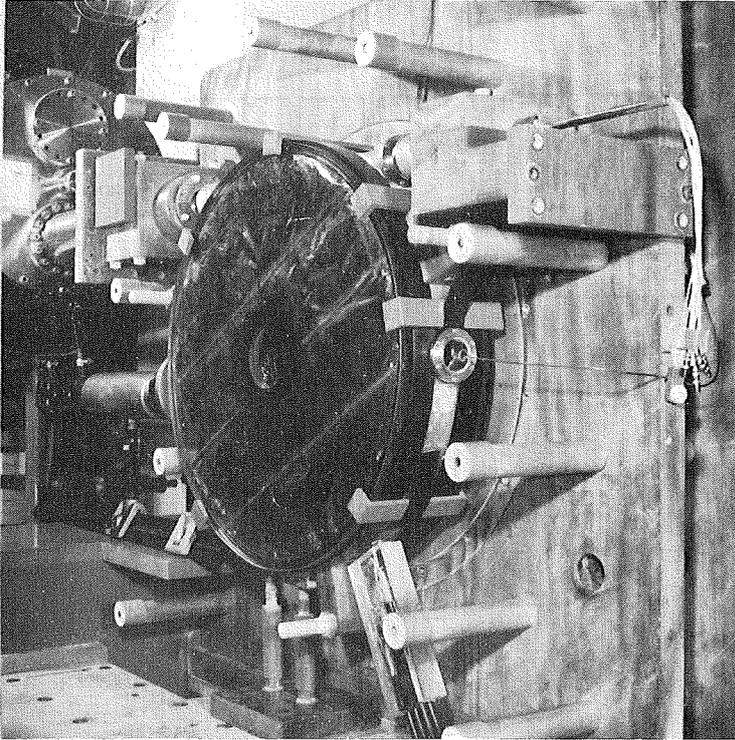


Abb. 3:

Kompressorvakuumkammer im geöffneten Kompressor. Die V2A-Auskleidung im Innern der Kammer besitzt eine Aussparung für das Inflektorfeld.

Da alle Vorgänge im Kompressionsexperiment gepulst sind und im nsec bis μ sec-Bereich ablaufen, ist eine aufwendige elektrische Steuerung der Anlage zur Synchronisation der einzelnen Ereignisse notwendig.

Abb. 4 zeigt ein Blockschaltbild des experimentellen Aufbaus. Durch ein zentrales Startsignal wird ein Kompressionsvorgang ausgelöst. Eine elektronische Analoguhr steuert alle Hilfsfunktionen, die zur Vorbereitung eines Kompressionszyklus notwendig sind (z.B. Laden der Kondensatorbatterien, des Injektor-marxgenerators, Aktivierung der Strahlführung). Durch die Rückmeldung, daß die Kondensatorbatterie 1 für die Kompressionsspule, die das Injektionsfeld erzeugt, die Sollspannung erreicht hat,

startet eine digital einstellbare Uhr. Wie die Analoguhr besitzt die Digitaluhr voneinander unabhängig einstellbare Signalausgänge, die die einzelnen Vorgänge auslösen.

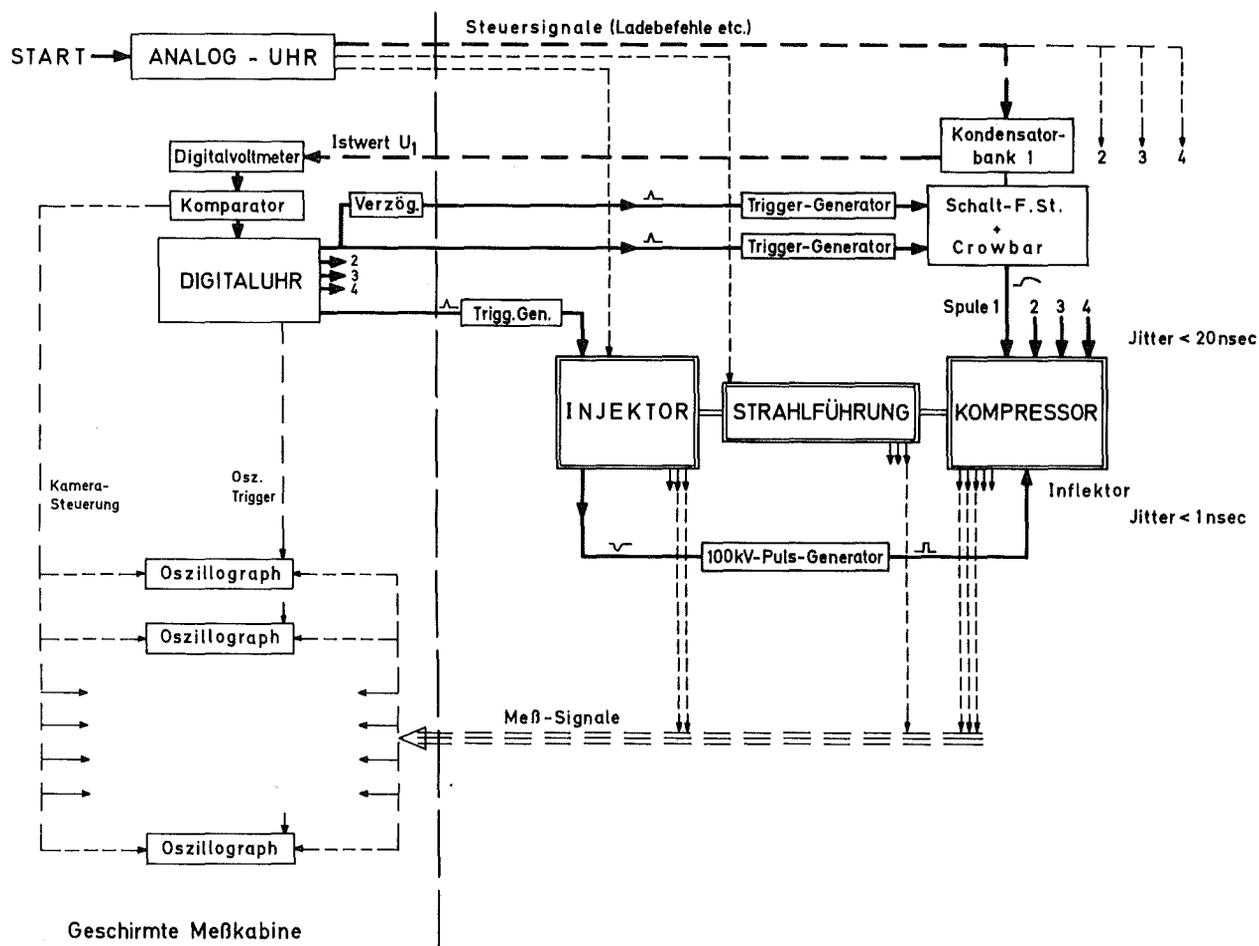


Abb. 4: Blockschaltbild der elektrischen Steuerung und der Datenerfassung.

Die Einstellgenauigkeit beträgt 100 nsec, der zeitliche Jitter ist kleiner als 10 nsec. Vom TTL-Pegel (+ 5V) werden die Befehle anschließend mit Hilfe von geeigneten Triggerngeneratoren auf die notwendige Pulshöhe (im kV-Bereich) gebracht und lösen einen Ringbildungsvorgang aus.

Die Meßsignale werden in doppelt abgeschirmten, in Kupferrohren verlegten Koaxialkabeln ($Z = 50 \Omega$) in die abgeschirmte Meßkabine übertragen und dort oszillographisch registriert. Diese Anordnung ist notwendig, um die durch die Funkenstrecken und die hohen Pulsströme und Spannungen Störsignale zu unterdrücken.

Auf die Meßmethoden zur Bestimmung der interessierenden Strahl- und Ringdaten (Ströme, Emittanz, geometrische Abmessungen) soll hier nicht eingegangen werden. Sie sind in früheren Arbeiten für den Injektionsteil ³⁷⁾ und den Kompressionsteil ³⁸⁾ ausführlich behandelt.

4.1 Injektor und Strahlführung

4.11 Anforderungen an den Injektor

Zur Ermöglichung einer schnellen Realisation des Experiments wurde ein kommerziell erhältlicher Hochstrom-Elektronenbeschleuniger (FEBETRON 705) als Injektor gewählt. Damit ist die Anfangsenergie durch die Maximalenergie dieses Beschleunigers zu $W_{kin} \approx 2,3 \text{ MeV}$ entsprechend $\gamma \approx 5,5$ vorgegeben. Alle anderen Anfangsparameter lassen sich aus den Endparametern (11) sowie den Transformationsgesetzen (25) ableiten.

Es ergibt sich ein Anfangsradius $R \approx 20 \text{ cm}$ und ein zirkulierender Strom von 400 A. Die Akzeptanz des Systems ergibt sich aus den Forderungen an die Ringqualität zu

$$\epsilon_z = \frac{\pi Q_z b^2}{R} \approx \epsilon_r = \frac{\pi Q_r a^2 \beta}{R} \approx 0,1 \text{ cmrad}$$

Im Falle der z-Richtung ist dies der Wert, den die Emittanz des Strahls haben kann. Für die r-Richtung ist jedoch der Inflektionsmechanismus und damit der longitudinale Phasenraum zu berücksichtigen. Wegen (25c) muß der injizierte Strahl schon die gewünschte Energiestreuung besitzen. Wie in 4.2 gezeigt wird, muß deshalb zur Vermeidung von großen kollektiven Betatronschwingungen die Emittanz in r-Richtung wesentlich besser sein, oder es muß auf einen hohen Wert von $\Delta W/W$ verzichtet werden.

4.12 Erreichte Strahlparameter

Der gewählte Injektor besteht im wesentlichen aus einem Druck-Marxgenerator, der bei 2,3 MV einen Strom von 6000 A an eine Last von 400Ω liefern kann. Die Pulsbreite liegt bei 50 nsec (FWHM). Die Pulsform und damit der Energieverlauf ist durch den Pulsgenerator vorgegeben.

Für diesen Injektor wurde eine Feldemissionsröhre entwickelt, die unter den vorgegebenen Randbedingungen die Anforderungen des ERA soweit wie möglich erfüllt.³⁷⁾ In einer einfachen Strahlführung wird der von dieser Röhre emittierte Elektronenstrahl mit Hilfe eines Solenoids in den Kompressor fokussiert (Abb. 5). Durch Blenden in der Strahlführung und insbesondere durch das Injektionsrohr wird die Emittanz des eingeschossenen Strahls definiert.

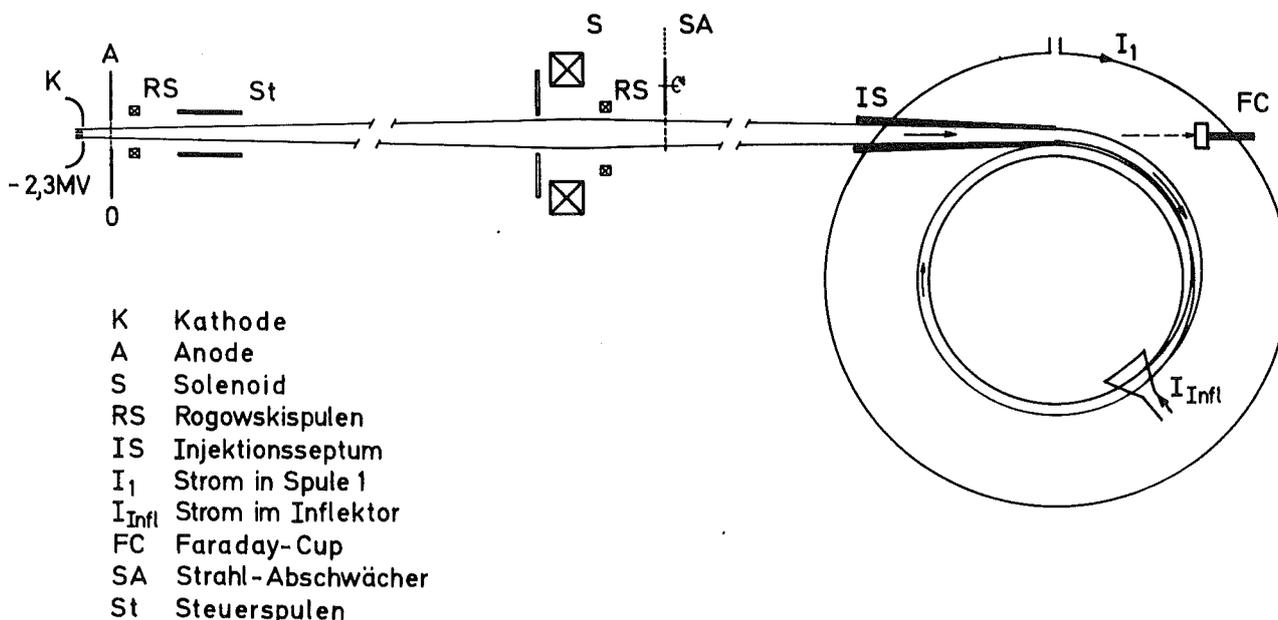


Abb. 5: Schematische Darstellung von Erzeugung, Transport und Injektion des Elektronenstrahls.

Die Phasenraumcharakteristiken des injizierten Strahls sind in Abb. 6 dargestellt. Dabei wurde die vereinfachende Annahme gemacht, daß die (transversalen) Emittanzflächen Ellipsen sind, was nur angenähert gilt. Die Differenz der Emittanzen in r- und z-Richtung wird durch die Formgebung des Injektionsrohrs erzeugt.

Der Energieverlauf in Abb. 6 ist eine Folge der Pulsform des Injektors. Die momentane Energiestreuung von 1 % wurde durch dünne Streufolien in der Strahlführung oder durch eine spezielle Widerstandskathode erreicht. ^{37,38)} Der Stromverlauf in Abb. 6 ergibt sich aus der Impulsselektivität der Fokussierung durch das Solenoid.

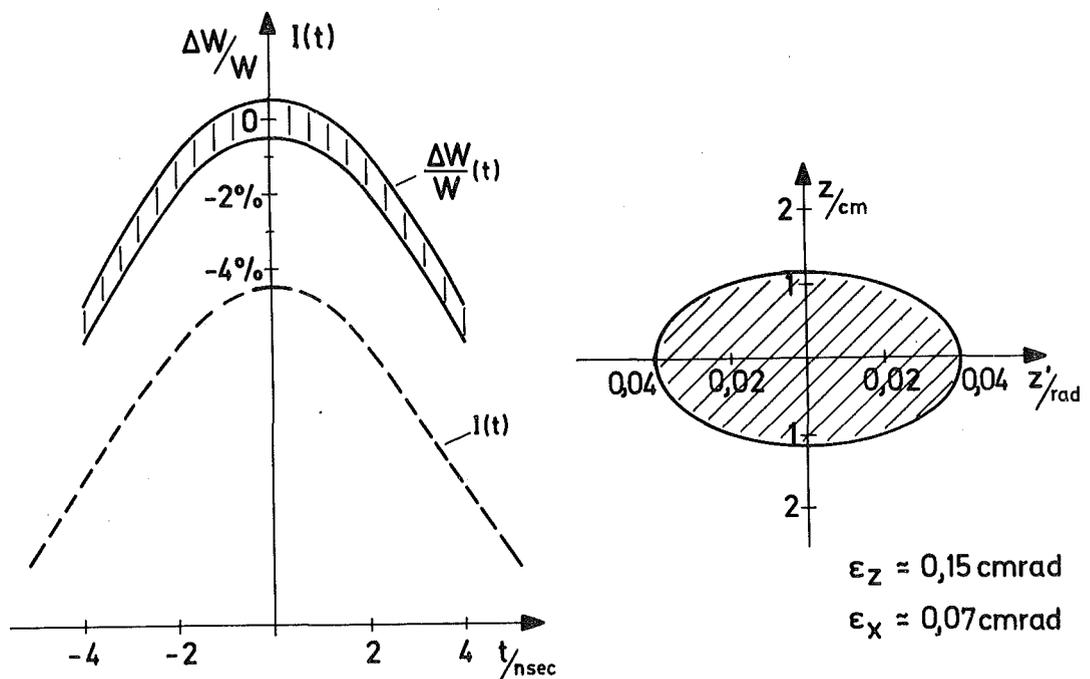


Abb. 6: Verlauf des Elektronenstroms und Phasenraumcharakteristiken des Elektronenstrahls

Der maximale Strom mit diesen Phasenraumcharakteristiken beträgt etwas über 400 A. Durch einen Strahlabschwächer (Lochblenden) kann die Stromstärke ohne Veränderung der Phasenraumflächen

verringert werden, um stromabhängige Effekte zu untersuchen. Die erreichten Parameter des Strahls erfüllen die Forderungen nicht vollständig. Als Begrenzungen der Strahlqualität sind neben der Pulsform zu nennen:

1. In der Feldemissionsröhre sind Raumladungskräfte maßgebend für die Emittanz des erzeugten Strahls.

Durch eine kurze Beschleunigungsstrecke sowie durch Reduktion des Elektronenstroms auf die erwünschte Größe (1000 - 2500 A) wurde dieser Einfluß so weit wie möglich reduziert. Die Differenz zwischen dem vom Marx-Generator gelieferten Strom und dem Elektronenstrom fließt in einem zur Röhre parallel geschalteten wässrigen CuSO_4 -Widerstand, der gleichzeitig dazu dient, die Impedanzen anzupassen. Eine Kompensation mit Hilfe einer Pierce-Optik war nicht möglich, da in diesem Fall die Forderung nach genügend hohem Strom (hohe Feldstärke) und nach elektrischer Durchschlagsfestigkeit im Vakuum-Raum zwischen den Elektroden sich gegenseitig ausschlossen.

2. Die Experimente zeigten, daß Ströme über einigen hundert Ampères sich nicht mehr durch die benutzte Strahlführung transportieren lassen. Die Vermutung, daß emittanz-verformende Kräfte durch die hohe Raumladung hierfür verantwortlich sind, wurde durch Computerberechnungen mit Hilfe eines Programms für raumladungsbehaftete Strahlführungen ³⁹⁾ bestätigt.

4.2 Injektion und Inflektion

Der Strahl wird durch das emittanz-begrenzende und als Septum dienende Injektionsrohr tangential an seine Kreisbahn herangeführt. Als Material für das Injektionsrohr wurde hochpermeables, magnetisch weiches Eisen (1 mm Dicke) verwendet, so daß das gepulste Kompressionsfeld aufgrund der stark reduzierten Eindringgeschwindigkeit erst nach dem Einschußzeitpunkt in das Innere vordringen kann. ⁴⁰⁾ Zur dynamischen Kompensation der Feldfehler im Außenraum wurde das Rohr außen mit Kupfer beschichtet (wenige μm). Durch Optimieren der Kupferdicke konnte erreicht werden, daß die azimuthalen Feldfehler an den Orten an denen der

Ring sich zu einem bestimmten Zeitpunkt befindet immer kleiner als $\approx 1,5\%$ sind.

4.21 Der Inflektionsmechanismus

Da die Kompression während der Zeit einiger Umläufe vernachlässigbar ist, würden die Betatronschwingungen bewirken, daß der Strahl innerhalb weniger Umläufe vollständig am Injektionsseptum verloren geht. Man injiziert deshalb auf einen größeren Radius als dem durch (2) gegebenen Gleichgewichtsradius entspricht. Der Inflektor hat die Aufgabe, die entstandene kohärente Betatronschwingung genügend schnell wegzudämpfen und die Phasenfläche, die der Strahl einnimmt, auf die Akzeptanz des Kompressors abzubilden.

Durch Nebeneinanderlegen der radialen Emittanzflächen ("stacking") kann je nach Q_r -Wert ein Strahl einer Pulslänge von einigen Umlaufzeiten inflektiert werden. Bei $Q_r = 0,7$ ist eine Dreifachinflektion möglich (LAMBERTSON-Methode⁴¹). Wegen der Pulsbreite und der Phasenraumeigenschaften des Strahls (Abb. 6) erscheint jedoch eine Einfachinflektion, d.h. die Inflektion eines einzigen Umlaufs, angebracht.

Der Inflektor besteht aus zwei symmetrisch zur Kompressor-Mittelebene liegenden Leiterschleifen, die ein magnetisches Störfeld erzeugen. Azimutal befinden sie sich am Ort des Durchgangs des Strahls durch die Sollbahn. Vom Austrittspunkt aus dem Injektionsrohr gemessen berechnet sich der Azimut θ_{infl} zu

$$\theta_{\text{infl}} = \frac{\pi}{2} \cdot \frac{1}{Q_r} \quad (26)$$

Ist die azimutale Ausdehnung $\Delta\theta_{\text{infl}} = \ell_{\text{infl}}/R$ des Inflektors klein ($\ll \pi$), so läßt sich das notwendige Störfeld B_{infl} aus der Bedingung, daß der radiale Impuls $e Q_r \Delta R B_z$ aufgrund der kohärenten Schwingung durch den vom Inflektorfeld erzeugten Radialimpuls $e \int \Delta B_{\text{infl}} d\ell$ aufgehoben wird:

$$- \int \Delta B_{\text{infl}} d\ell = B_z \Delta R Q_r \quad (27)$$

Dabei ist ΔR die Differenz zwischen Einschubradius und Sollkreisradius.

Nach der Inflektion darf der Inflektor kein Störfeld mehr erzeugen. Das Inflektionsfeld ist deshalb gepulst (Abb. 7). Fällt das Magnetfeld ΔB_{infl} in einer Zeit ab, die kurz ist gegen eine Umlaufzeit T der Elektronen, so erfahren die Teilchen aus genau einem Umlauf die optimale Inflektorwirkung und werden inflektiert. Die übrigen Teilchen haben weiterhin zu große Beta-tronamplituden und gehen zum größten Teil am Injektionsseptum verloren.

In den Abb. 8 und 9 ist der Inflektionsvorgang im radialen Phasenraum dargestellt, wobei berücksichtigt ist, daß ein Strahl mit einer bestimmten Energiestreuung inflektiert werden soll. Es wurde ein mittleres $Q_r \approx 0,7$ für den gesamten überstrichenen Radiusbereich und eine angepaßte Emittanzfläche - d.h. Gleichung (19a,b) ist erfüllt - angenommen.

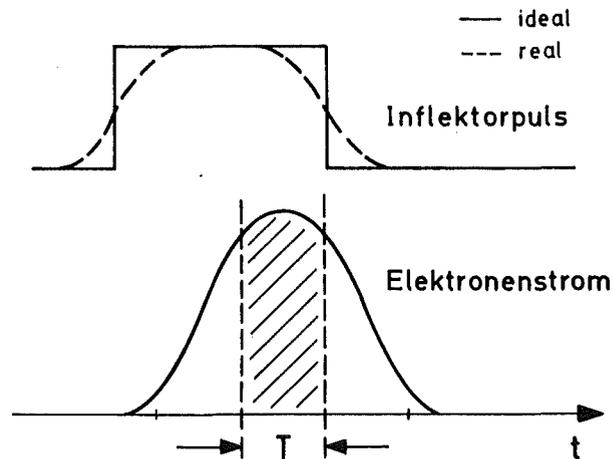


Abb. 7: Zeitliche Lage von Inflektor- und Elektronenpuls. Für den Fall eines idealen Rechteckpulses wird genau der schraffierte Anteil aus dem Elektronenpuls inflektiert.

Die Einzelteilchenbahnen sind in der gewählten Auftragung Kreisbahnen um ihren Sollradius, die Emittanzfläche ist ein Kreis.

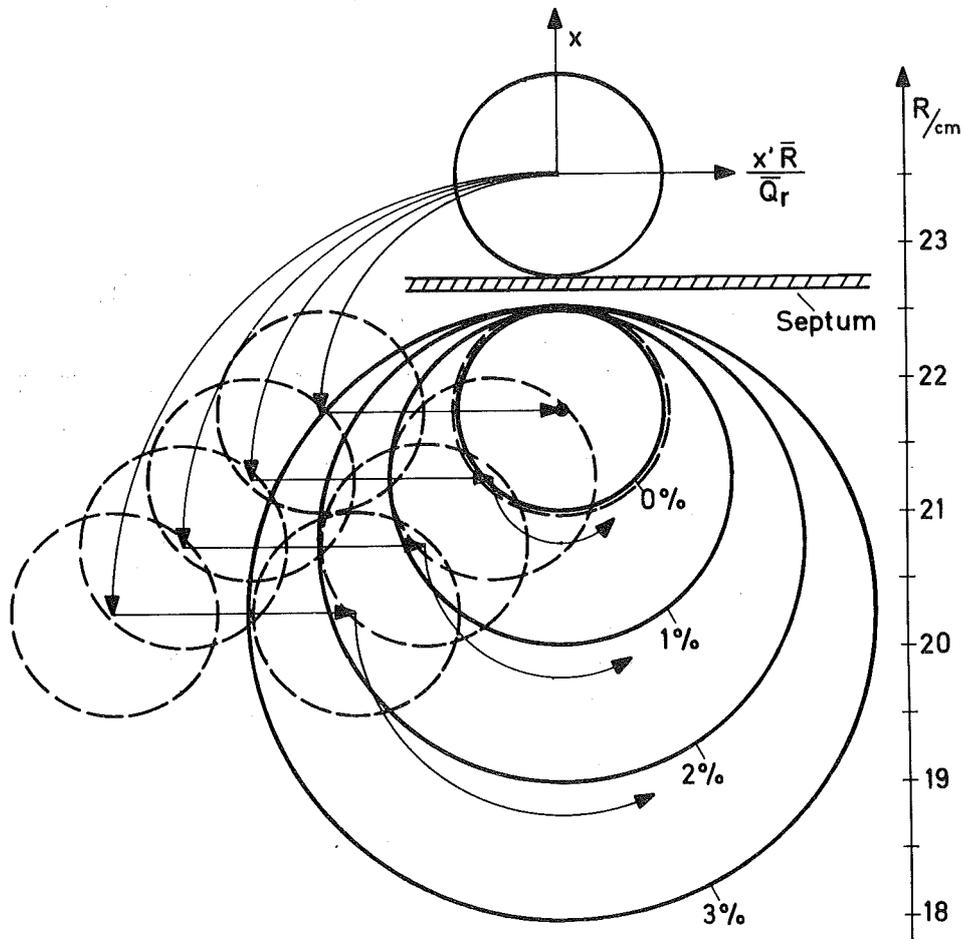


Abb. 8: Inflektion bei radiusunabhängiger Inflektorstärke, für verschiedene Energien W : $(W_{\max} - W)/W_{\max} = 0\%$, 1% , 2% , 3% . Die Pfeile deuten die Einzelteilchenbahnen der Elektronen in der Mitte der Emittanzfläche für die jeweilige Energie an. Gestrichelt eingezeichnet sind die Emittanzflächen vor und nach dem Durchgang durch den Inflektor. Die niederenergetischen Elektronen behalten eine große kohärente Amplitude bei, so daß der von ihnen effektiv eingenommene Phasenraum (durchgezogene Kreise) sehr groß wird.

In der Abb. 8 erfolgt die Inflektion mit radiusunabhängiger Inflektorstärke $\int \Delta B_{\text{infl}} d\ell$. In Abb. 9 ist angenommen, daß die Inflektorstärke linear mit abfallendem Radius zunimmt. Der Inflektionsvorgang in Abb. 9 ist offensichtlich vorzuziehen, da er insbesondere bei hoher Energiestreuung zu geringeren kohärenten Betatronamplituden führt.

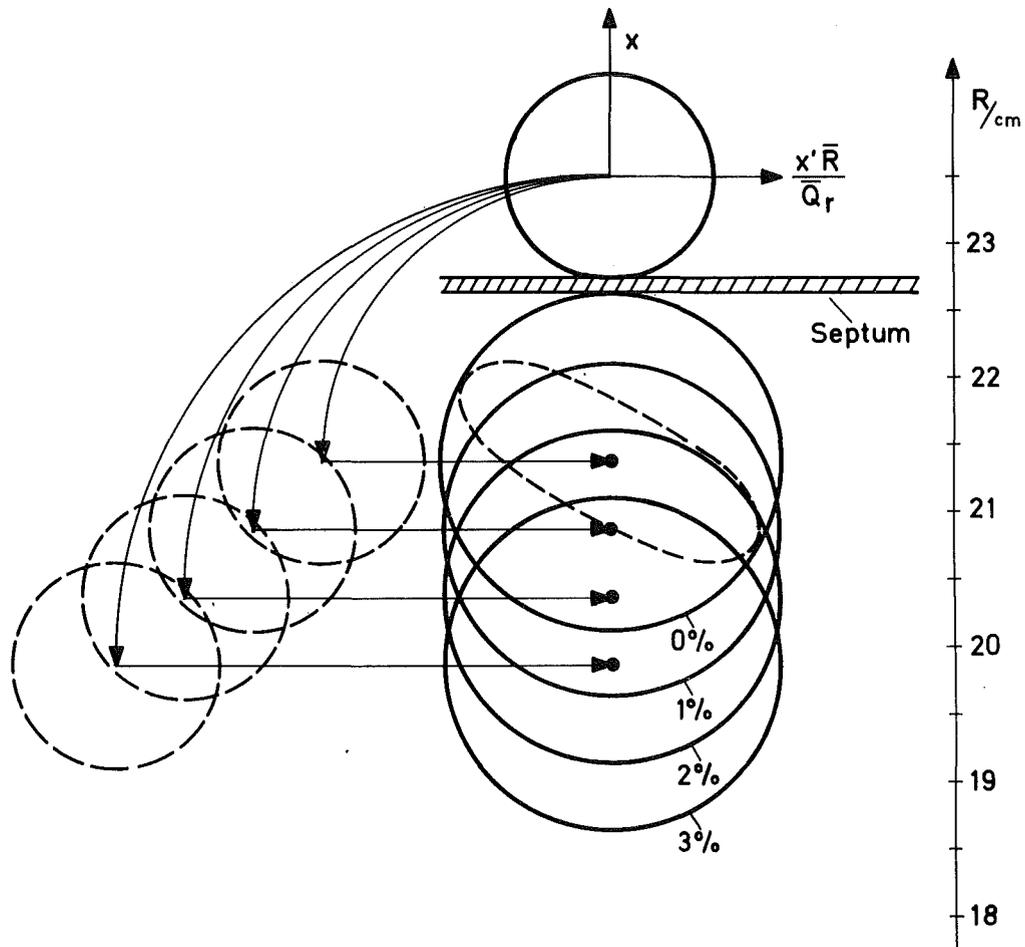


Abb. 9: Im Gegensatz zu Abb. 8 nimmt die Inflektorstärke mit fallendem Radius so zu, daß für jede Energie die Sollteilchen in der Mitte der Emittanzfläche optimal inflektiert werden. Durch die Verzerrung der Emittanzfläche bei der Inflektion wird auch hier der effektive Phasenraum vergrößert, allerdings unabhängig von der Energie. Die verbleibenden Betatronamplituden bei kleinen Energien sind somit wesentlich kleiner als in Abb. 8.

Durch die Formgebung des Inflektors konnte das radiale Anwachsen der Inflektorstärke erreicht werden. Im Falle von leitenden Seitenwänden wird das Magnetfeld in einer geeignet geformten Aussparung erzeugt (Abb. 3). Der das Feld erzeugende Pulsstrom fließt in den Seitenwänden. Bei Experimenten ohne leitende Ringumgebung werden einwindige Spulen aus dünnem Kupferband verwendet.

4.22 Die Inflektorstromversorgung

Der Inflektor puls muß im wesentlichen zwei Anforderungen erfüllen:

1. Seine zeitliche Schwankung gegenüber dem Elektronenpuls darf max. 1 nsec betragen.
2. Der Feldabfall (und damit der Stromabfall) muß möglichst schnell sein und es dürfen keine Reflektionen des Impulses auftreten.

Das Problem bestand in der Entwicklung eines triggerbaren Hochleistungspulsgenerators für nsec-Pulse mit Strömen im kA-Bereich und damit mit Spannungen von einigen 10 kV. Da die Last (Inflektor) des Systems eine reine Induktivität ist, also lastseitig keine Anpassung an den Wellenwiderstand möglich ist, muß die Anpassung an der Generatorseite erfolgen.

Durch die in Abb. 10 dargestellte Schaltung konnte das Problem gelöst werden. Die geforderten Schaltzeiten für die notwendigen Spannungen und Ströme können nur mit Funkenstrecken erreicht werden. Um einen möglichst niederinduktiven Aufbau zu erreichen, werden koaxial aufgebaute Druckfunkenstrecken benutzt. Als Isolationsgas dient SF_6 , durch Variation des Drucks kann die Arbeitsspannung auf einfache Weise verändert werden. Bei einem Elektrodenabstand von ca. 2 mm ist eine Ladespannung von 100 kV bei ca. 6 atü möglich.

Zur Erfüllung der ersten Forderung wird der Triggerpuls für die beiden Funkenstrecken in Abb. 10 von der zweiten Stufe des FEBETRON-Marx-Generators abgenommen, so daß der Elektronenpuls in bezug auf dieses Signal zeitlich nicht schwankt.

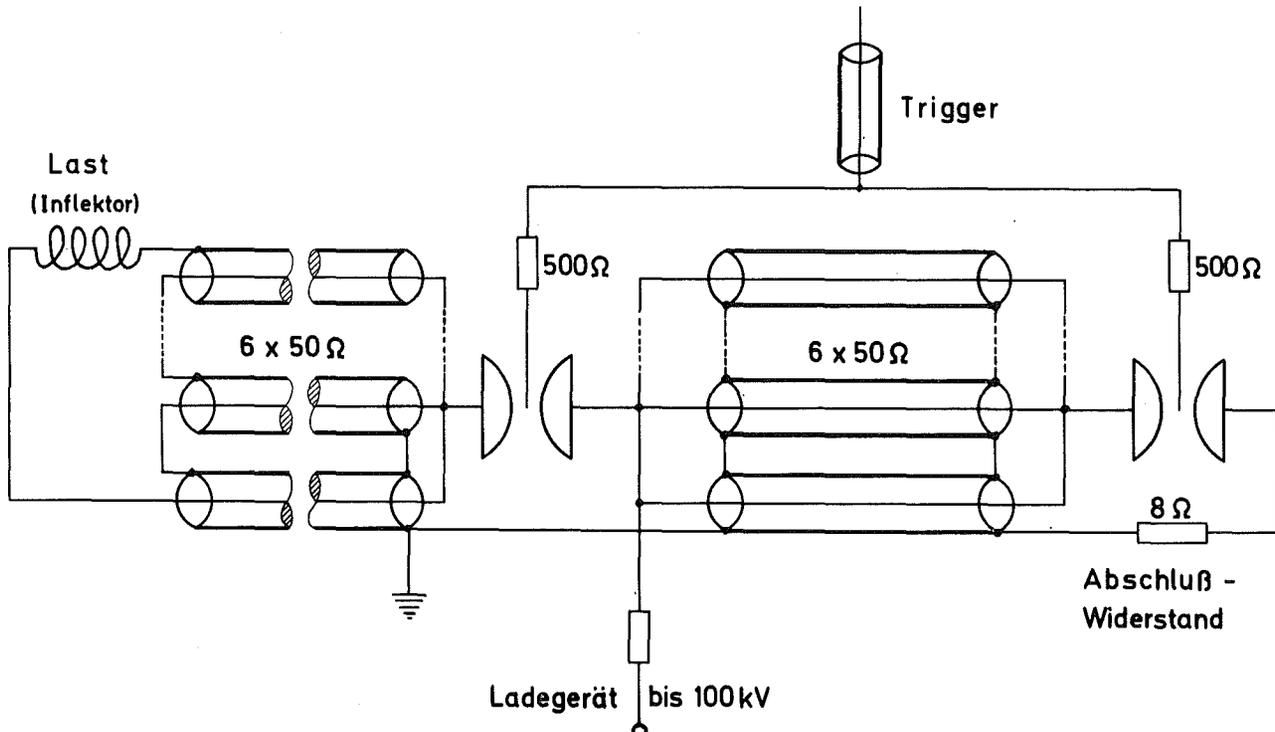


Abb. 10: Schaltung des Inflektor puls-Generators

Der (70 kV-) Triggerpuls wird aufgeteilt und zündet die beiden Funkenstrecken. Die 6 parallel geschalteten und auf die Arbeitsspannung aufgeladenen 50 Ω -Kabel (RG-218/U) entladen sich in die angepaßte 8 Ω -Last und in ein Transportkabelsystem. Je 3 dieser 50 Ω -Kabel (RG-213/U) sind zu einem Kabeltransformator geschaltet, so daß eine Spannungsverdreifachung erreicht wird. Der resultierende Spannungspuls wird an je eine der Inflektorwindungen gelegt. Die theoretisch mögliche Anstiegs- bzw. Abfallzeit des Stroms im Inflektor beträgt $\tau = L_{infl}/R = L_{infl}/3Z \lesssim 150 \text{ nH}/150 \Omega \approx 1 \text{ nsec}$. Die maximal erreichbare Spannung liegt bei 100 kV, der Strom bei 1 kA.

Da die Transportkabel nicht abgeschlossen sind, wird der Puls reflektiert. Er findet beide Funkenstrecken noch niederohmig an, da noch nicht alle Ladungsträger rekombiniert sind, und wird schließlich im Abschlußwiderstand reflektionsfrei absorbiert.

Die in dieser Anordnung erreichte Abfallzeit des Inflektorfeldes

betrug ca. 4 nsec, verursacht vermutlich durch die Induktivitäten und nichtoptimale Anpassung des Wellenwiderstands in den Funkenstrecken. Wie die Experimente zeigten, war diese Zeit jedoch ausreichend, eine gute Inflektion des Elektronenrings zu gewährleisten.

Der Jitter der Funkenstrecken konnte wie gefordert auf eine nsec reduziert werden. Die Synchronisation von Elektronenpuls und Inflektor puls wurde durch Variation des Drucks im FEBETRON-Marx-Generator erreicht, da die Durchlaufzeit des Pulses im Marx-Generator druckabhängig ist.

Das System hatte genügend Variabilität und Reserven, da optimales Verhalten der Inflektion bei ca. 50 kV Ladespannung vorlag.

4.23 Messungen zur Inflektion

Dadurch, daß der Inflektor puls eine endliche Abfallzeit besitzt, wird der Inflektionsvorgang komplizierter als in 4.21 dargestellt. Außerdem hängen B_z und Q_r noch vom Radius und Q_r über Raumladungseffekte auch vom Strom und schließlich durch transiente Effekte während der Ringbildung auch von der Zeit ab.

Da die transienten Vorgänge noch nicht geklärt sind, ist bisher eine befriedigende rechnerische Erfassung der Inflektion nicht möglich. Im Experiment wurde deshalb so vorgegangen, daß bei jeder Variation eines Parameters (Strom, Feldindex etc) die Inflektion jeweils optimiert wurde durch Variation des Injektionsfeldes B_z , des Inflektorfeldes ΔB_{infl} (durch die Ladespannung der Stromversorgung) sowie der zeitlichen Synchronisation von Inflektor- und Elektronenpuls.

Bei den Experimenten stellte es sich schnell heraus, daß während der Ringbildung stark stromabhängige Effekte auftreten. Abb. 11 zeigt ein typisches Beispiel des Inflektionsverhaltens. Es lassen sich 3 charakteristische Erscheinungen ablesen:

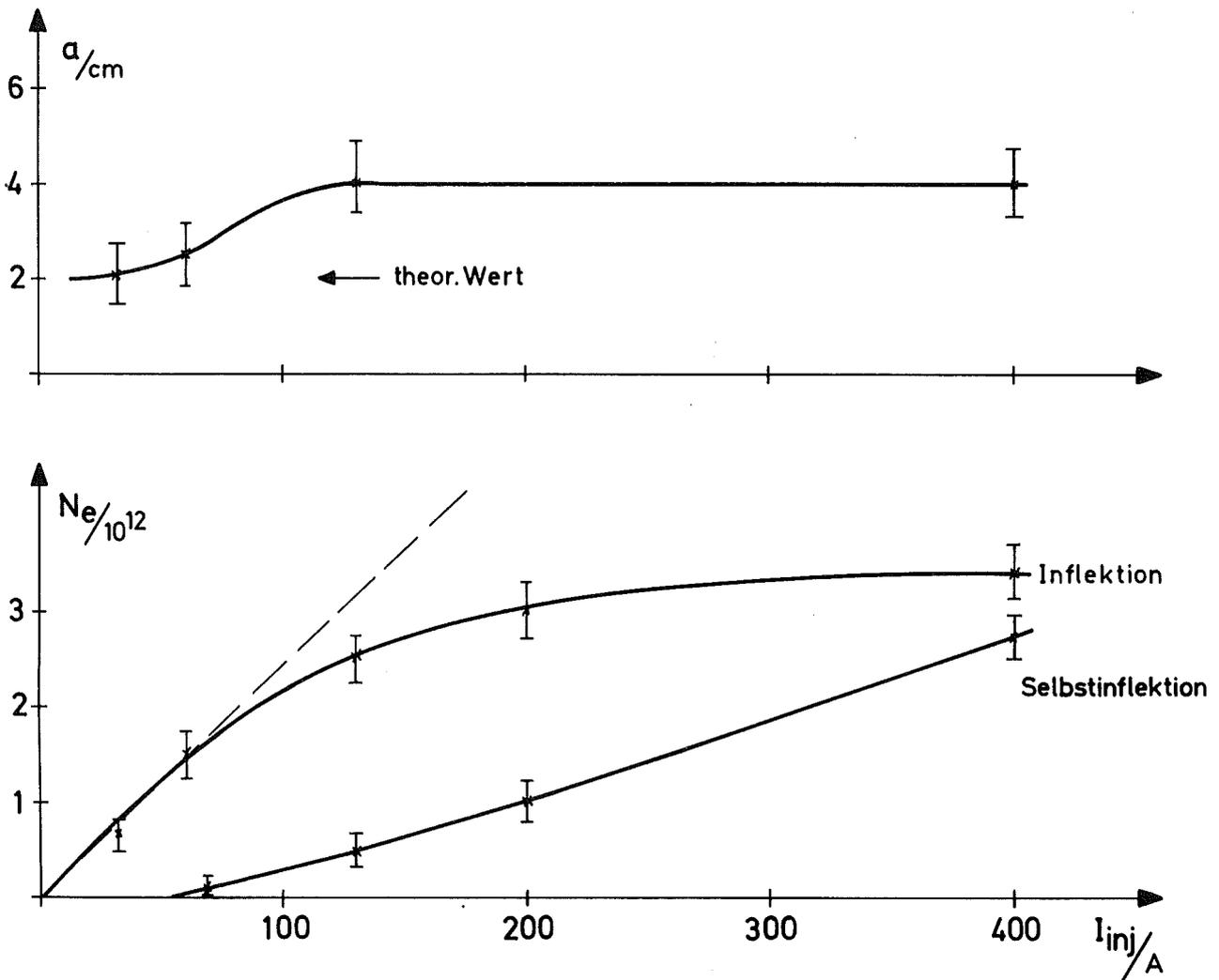


Abb. 11: Zahl der inflektierten und selbstinflektierten Elektronen, sowie radialer Ringradius a in Abhängigkeit vom Injektionsstrom.

1. Abhängigkeit des inflektierten Stroms vom injizierten Strom: während bei kleinen Strömen eine lineare Abhängigkeit vorliegt, knickt die Kurve bei Strömen über 80 A (entsprechend $2 \cdot 10^{12}$ Elektronen in 4 nsec) jedoch ab und der inflektierbare Strom geht gegen einen konstanten Wert.

2. Selbstinflektion: Verbunden mit der Abnahme der Inflektions-effektivität ist das Auftreten von Selbstinflektion, d.h. der Inflektion von Elektronen bei abgeschaltetem Inflektor. Diese Erscheinung ist im Einzelteilchenverhalten nicht zu verstehen. Sie ist nur bei schnell veränderlichen Kräften durch elektro-magnetische Felder möglich. Die Zunahme der Selbstinflektion von 0 bis 80 % des inflektierten Stroms zeigt, daß diese Kräfte schließlich dominierend werden.
3. Vergrößerung des radialen Radius a: Etwa gleichzeitig mit dem Auftreten der Selbstinflektion ist eine Vergrößerung von a zu beobachten: Bei kleinen Strömen wird der aufgrund der Phasen-raumeigenschaften des Strahls zu erwartende Wert von a gemessen. Bei höheren Strömen steigt a jedoch auf etwa den doppelten Wert an, was, da das Injektionsseptum die radialen Schwingungen begrenzt, nur durch eine Sollradiusabsenkung, also einen Energieverlust zumindest für einen Teil der Elektronen, erklär-bar erscheint.

In Abb. 11 nicht eingezeichnet ist der Verlauf des axialen Radius b. Im Gegensatz zu a ist b jedoch im Rahmen der Meß-genauigkeit stromunabhängig.

Eine Begrenzung der inflektierbaren Elektronenzahl kann durch die "klassischen" kollektiven Instabilitäten ("negative mass", "resistive wall") verursacht werden. Gemäß den im Anhang A.2 angegebenen Formeln (32), (41), (42), (47), (49), (53) haben im wesentlichen folgende Parameter einen Einfluß auf diese Instabilitäten:

Die Energie γ und die Energiestreuung $\Delta W/W$ als Strahlparameter und der Ringradius R sowie die Ringumgebung (Abstand der Seitenwände vom Ring, sowie deren Leitfähigkeit) als stabilitätsbeeinflussende geometrische Parameter. Da der Radius R experimentell nicht variiert werden konnte, bleiben nur die drei übrigen Parameter zugänglich.

Allerdings ist es nur schwer möglich, alle beobachteten strom-abhängigen Erscheinungen auf diese Instabilitäten zurückzuführen. Insbesondere das Auftreten der Selbstinflektion deutet auf ein komplizierteres Verhalten hin. Bei den hier beschriebenen Messungen wurde deshalb auf eine bisher nicht durch-

geführte systematische Untersuchung der Selbstinflektion Wert gelegt, wenn die Selbstinflektion durch die genannten Parameter zu beeinflussen war. Bei der Variation eines Parameters wurde sorgfältig darauf geachtet, daß die übrigen Experimentierbedingungen so weit wie möglich konstant blieben. So mußten z.B. bei Verwendung von leitenden Seitenwänden die elektrischen Daten der Kompressionskreise korrigiert werden, um gleiche Magnetfeldbedingungen zu erhalten wie bei nichtleitenden Wänden, da durch die Abschirmströme in den Seitenwänden Feldverzerrungen auftreten.

Die Abhängigkeit der kollektiven Effekte von der Energiestreuung $\Delta W/W$ konnte über die Variation der momentanen Energiestreuung $(\Delta W/W)_{\text{inst}}$ in gewissen Grenzen untersucht werden. Allerdings war die mögliche Variation des Wertes von $(\Delta W/W)_{\text{inst}}$ von ca. 0 % auf 1 % relativ klein gegen die Energiebreite aufgrund des Energieverlaufs (Abb. 6). Bei zunehmender Energiestreuung ergab sich dabei eine durch die Erhöhung der longitudinalen Instabilitätsgrenze (32) zu erklärende Vergrößerung des inflektierbaren Stroms. Wegen der Komplizierung durch die Form des Energieverlaufs ist eine quantitative Untersuchung der Gültigkeit von (32) jedoch nicht möglich.³⁸⁾

Die Anfangsenergie γ war durch den Injektor nach oben auf 2,3 MeV begrenzt. Da die zur Verfügung stehende Stromstärke mit abnehmender Energie schnell geringer wurde, waren nur Messungen bis 1,6 MeV herab möglich. Im Rahmen der Meßgenauigkeit ergab sich keine γ -Abhängigkeit des Inflektionsverhaltens, so daß eine stärkere Abnahme der kollektiven Effekte als proportional zu γ (oder $1/\gamma$) ausgeschlossen werden kann.

Insbesondere bei der Geometrieabhängigkeit des Inflektionsverhaltens wurde festgestellt, daß keine zufriedenstellende Übereinstimmung mit den Erwartungen aufgrund der kollektiven Instabilitäten zu erreichen war.³⁸⁾ Wegen der starken Abhängigkeit auch der Selbstinflektion von der Ringumgebung war aber gerade von Messungen in verschiedenen Geometrien eine Klärung der Erscheinungen zu erwarten.

Zur Messung der Geometrieabhängigkeit bieten sich die beiden Grenzfälle von sehr schlechter und sehr guter Leitfähigkeit der Ringumgebung an. Der Fall sehr schlechter Leitfähigkeit wurde dadurch realisiert, daß die Kompressorvakuummkammer, deren Seitenwände aus Spezialglas und deren radiale Begrenzungen aus Epoxydharz bestehen, ohne elektrisch leitende Materialien benutzt wurde. Leitende Ringumgebung wurde durch Auskleiden der Kammer mit einer 5 μm dicken V2A-Folie (Oberflächenwiderstand $R_s \approx 170 \text{ m}\Omega/\text{Quadrat}$) erreicht. Kleinere Oberflächenwiderstände erwiesen sich als ungünstig, da sie zu einer zu großen Feldindexverzerrung durch Wirbelströme führten.

Das Ringverhalten war davon unabhängig, ob auch die radiale Wand der Kammer mit Folie verkleidet wurde, so daß eine - bis auf die Inflektoröffnung und das Septum - geschlossene Kavität gebildet wurde, oder ob die leitenden Seitenwände nur an wenigen Azimuten durch axiale Stege verbunden waren. Dieses Ergebnis zeigt, daß Ringbeeinflussung durch Hohlraumresonanzen ausgeschlossen werden kann. Nimmt man Resonatorgüten kleiner 10 an, so ist dies auch theoretisch zu erwarten. ⁴²⁾

Bei der Interpretation der nachfolgend aufgeführten Messungen ist zu beachten, daß die im Ring enthaltenen Ströme nicht direkt nach der Inflektion, sondern nach ca. 50 Umläufen (200 nsec) für Glasplatten bzw. ca. 500 Umläufen (2 μsec) im Fall von leitenden Seitenwänden gemessen wurden. Bei leitenden Seitenwänden war wegen der Abschirmströme in den Wänden zu einem früheren Zeitpunkt nach der Injektion keine zuverlässige Messung möglich.

Die Ergebnisse spiegeln deshalb nicht das reine Inflektionsverhalten, sondern auch die Wirkung der sich in den ersten Umläufen möglicherweise entwickelnden Instabilitäten wider.

Die kleinen Radien a sind in den folgenden Meßdaten nicht aufgeführt. Sie sind jedoch bei gleichen Elektronenzahlen im Ring bei leitenden Seitenwänden durchweg wesentlich kleiner als bei Glaswänden.

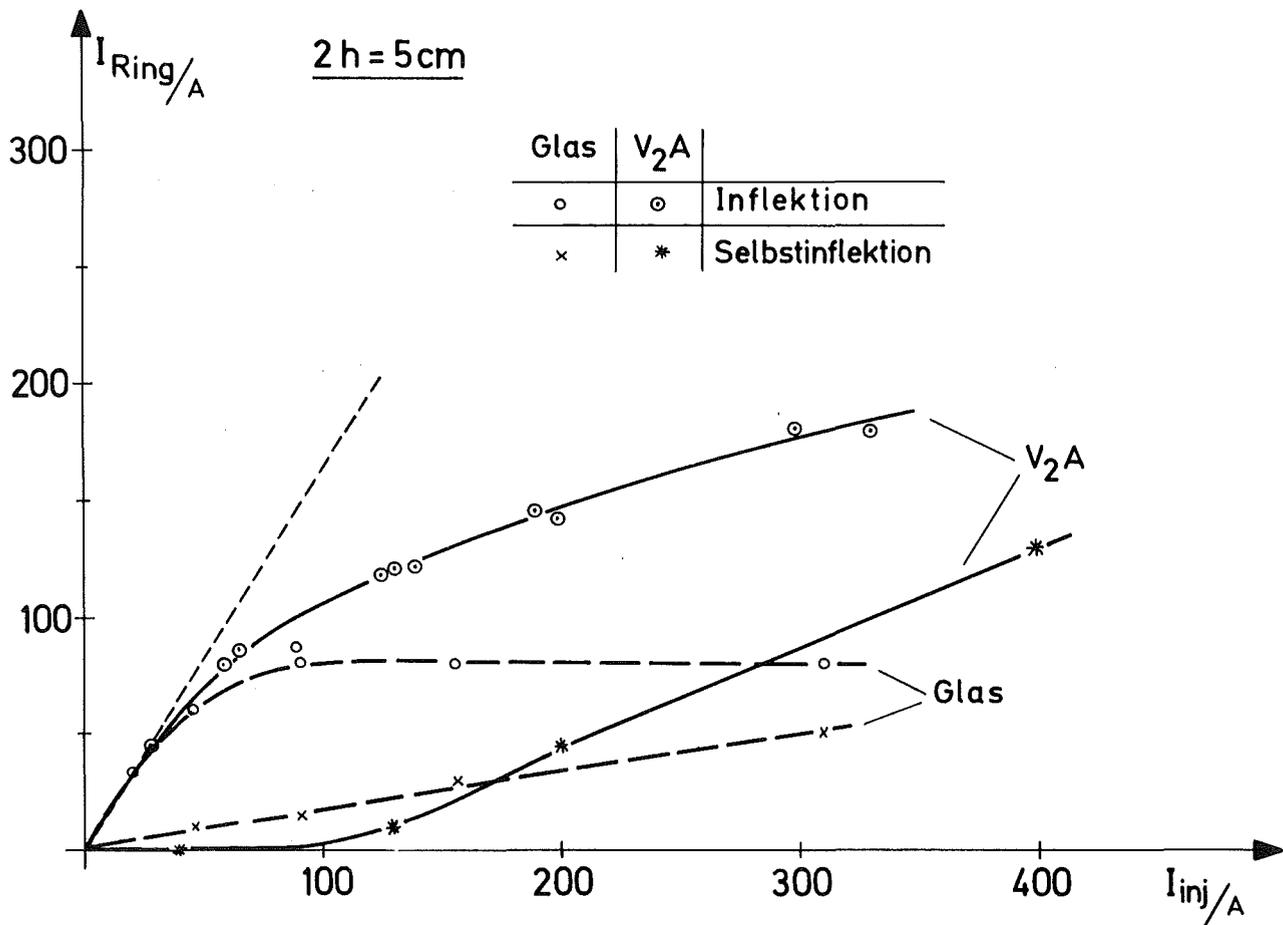


Abb. 12: Inflektion und Selbstinflektion bei einem Wandabstand $2h = 5\text{ cm}$ (Glaswände und leitende Seitenwände).

In Abb. 12 sind die Inflektions- und Selbstinflektionsergebnisse für einen axialen Wandabstand $2h = 5\text{ cm}$ (Abb. 15) im Falle von nichtleitenden bzw. leitenden Wänden miteinander verglichen. Während im ersten Fall die Selbstinflektion schon bei geringen Injektionsströmen einsetzt, wird sie bei leitenden Seitenwänden zunächst unterdrückt. Bei höheren Strömen setzt sie jedoch auch hier ein und wird - da bei Glaswänden offensichtlich eine starke Begrenzung des inflektierbaren Stromes eintritt - schließlich sogar größer als bei nichtleitender Umgebung. Das Verhältnis von selbstinflektiertem Strom zu inflektiertem Strom bleibt jedoch bei leitenden Wänden stets kleiner als im anderen Fall.

Die Abbildung 13 zeigt einen ähnlichen Vergleich für einen Abstand der Seitenwände $2h = 10\text{ cm}$, d.h. bei Annäherung an den Vakuumfall.

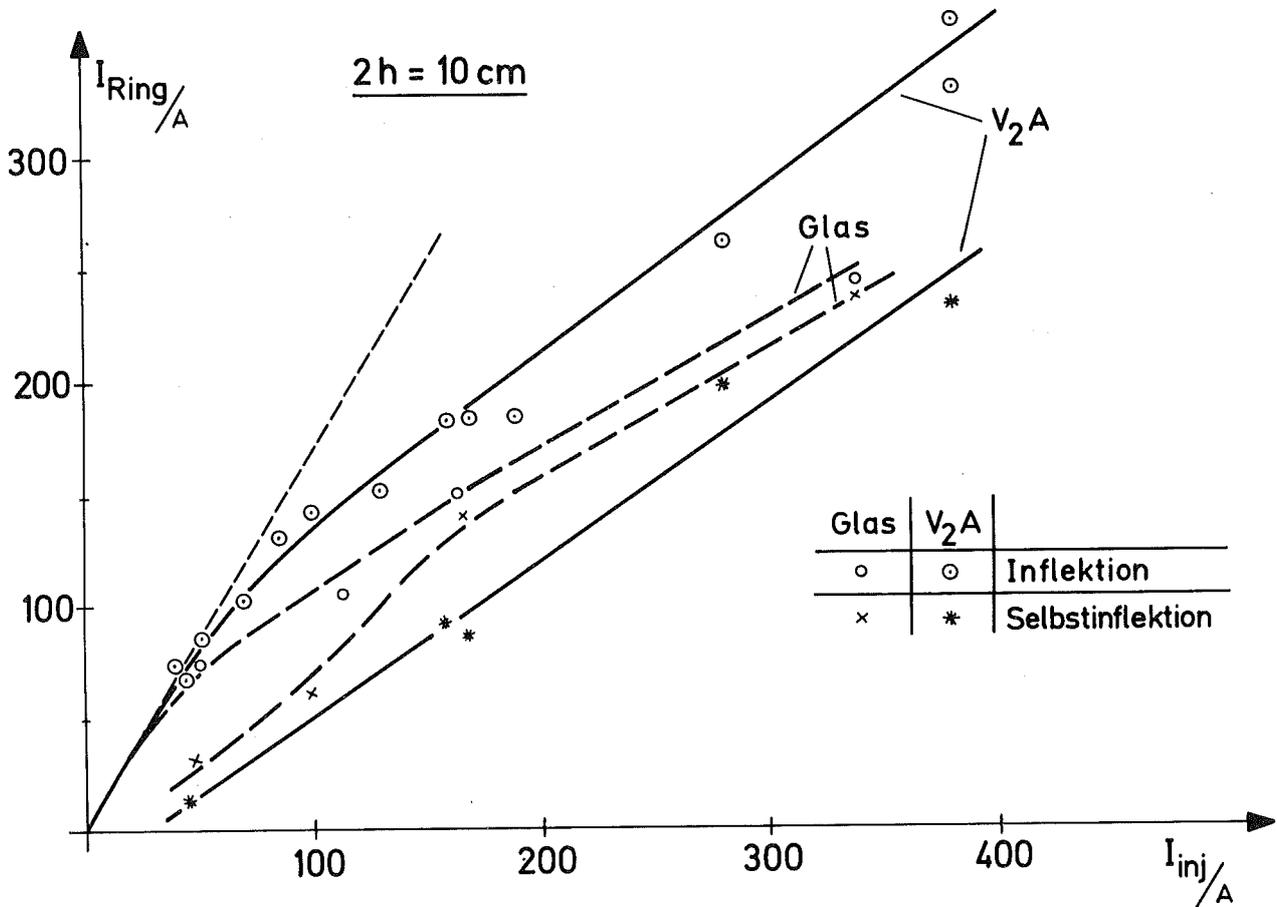


Abb. 13: Inflektion und Selbstinflektion bei einem Wandabstand von 10 cm

Der Selbstinflektionsanteil ist schon bei niederen Einschußströmen ziemlich hoch. Bei Strömen über 150 A ist bei Glaswänden praktisch kein Einfluß des Inflektors mehr zu beobachten. Die Verbesserung durch die leitenden Wände (Erhöhung des inflektierbaren Stroms, Unterdrückung der Selbstinflektion und Verbesserung des radialen Radius) ist wesentlich geringer als bei kleinem Abstand.

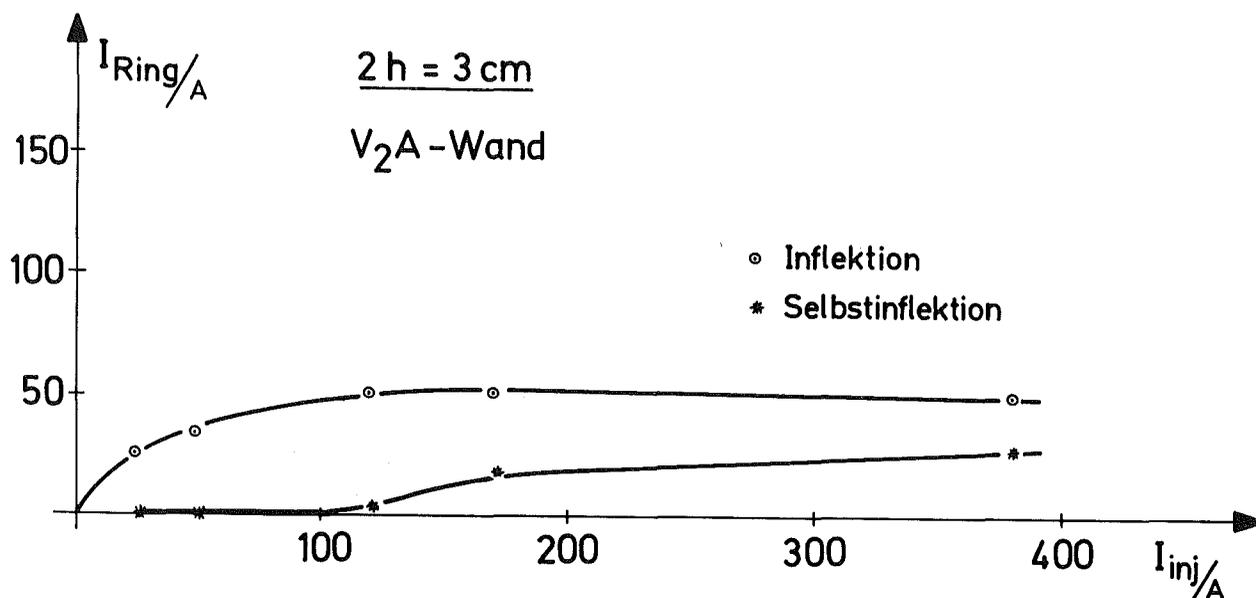


Abb. 14: Inflektion und Selbstinflektion bei leitenden Seitenwänden mit einem Abstand von 3 cm.

Abb. 14 schließlich zeigt die Ergebnisse von Messungen mit leitenden Wänden im Abstand $2h = 3 \text{ cm}$. Vergleichende Messungen mit nichtleitenden Wänden waren in diesem Fall nicht möglich. Wie bei $2h = 5 \text{ cm}$ zeigt sich eine starke Unterdrückung der Selbstinflektion gegenüber der Inflektion. Der inflektierbare Strom hat jedoch eine Begrenzung bei wesentlich niedrigeren Werten.

4.24 Deutung der Inflektionsmessungen

Die beobachtete Erscheinung der Selbstinflektion lässt sich nur durch transiente Effekte erklären: Während der Bildung des Rings aus dem linearen Strahl treten zeitlich schnell veränderliche Felder auf. Diese können durch Wechselwirkung mit dem Strahl selbst oder über elektromagnetische Bildfelder zu schnell veränderlichen Kräften auf die Elektronen führen. Sowohl starke radiale Kräfte, als auch ein Energieverlust durch longitudinale Kräfte können eine selbstinflektierende Wirkung besitzen.

Abschätzungen von Globenko ⁴³⁾ deuten jedoch darauf hin, daß die radialen Effekte auch bei einigen 10^{12} bis 10^{13} Elektronen (200 - 400 A) noch nicht genügend groß sind, den Inflektionsprozeß zu beeinflussen.

Dagegen können longitudinale Kräfte schon bei einigen 10^{12} Elektronen entscheidend wirksam werden. Im Verlauf des sukzessiven Auffüllens des Rings erzeugt der Strahl ein zeitlich schnell variierendes elektrisches Feld mit einer großen azimuthalen Komponente E_{θ} . Dieses Feld läßt sich in zwei Anteile aufspalten ⁴⁵⁾: einen nur geschwindigkeitsabhängigen Term, der die gegenseitige Coulombabstoßung verschiedener longitudinaler Strahlteile bewirkt, und einen von der (Radial-) Beschleunigung abhängigen Teil der zur Entstehung der Synchrotron-Strahlung führt. Beide Anteile sind zeitlich schnell veränderlich und beeinflussen Strahlabschnitte, die zu verschiedenen Zeiten aus dem Injektionsrohr austreten, unterschiedlich stark.

Die Synchrotronstrahlung ist normalerweise inkohärent, d.h. die gesamte abgestrahlte Energie ergibt sich aus der Summe der Abstrahlungen der einzelnen Elektronen und ist bei dem relativ niederen Wert von $\gamma = 5,5$ zu vernachlässigen. ⁴⁶⁾ Während des Auffüllens des Rings treten jedoch bei niederen Harmonischen $M\omega_0$ der Umlauffrequenz ω_0 endliche Interferenzterme zwischen den Einzelteilchenabstrahlungen auf. Die Strahlung ist für diese Moden kohärent, die abgestrahlte Energie wächst quadratisch mit der Zahl N_e der abstrahlenden Elektronen. Der Energieverlust der Teilchen im Kopfteil des Strahls ist maximal, da diese am längsten kohärent strahlen. Eine Abschätzung ergibt die Größenordnung des Energieverlusts zu ⁴³⁾

$$\frac{\Delta W}{W} \approx -r_e \frac{2N_e}{\gamma R} \quad (28)$$

Teilchen im Endteil des Strahls verlieren wesentlich weniger Energie, da sie kürzer kohärent strahlen. Verbleiben nach dem Auffüllen des Rings starke Dichteschwankungen mit niederen

Fourierkomponenten im Ring, so kann jedoch weiter eine teilweise kohärente Strahlung auftreten und zu weiteren Energieverlusten führen.

Der Coulomb-Anteil von E_0 wirkt ebenfalls unterschiedlich auf verschiedene Teile des Strahls. Die ersten Teilchen gewinnen durch die Abstoßung der nachfolgenden Teilchen an Energie. Dadurch wird der Effekt der Synchrotronstrahlung reduziert und u.U. sogar umgekehrt. Der Energiegewinn geht auf Kosten der nachfolgenden Teilchen, die entsprechend Energie verlieren müssen. Nach Abschätzungen ⁴⁴⁾ ergibt sich eine stark von der Lage im Strahl abhängige Verteilung des Energieverlusts mit einem Maximum des Energieverlusts für Teilchen, die in der Mitte eines Umlaufs liegen. Es ergibt sich zu ⁴⁴⁾

$$\left(\frac{\Delta W}{W}\right)_{\text{Coul}} \approx - r_e \frac{N_e}{2\pi R \gamma} \left(-3\pi + 4 \ln \frac{6R}{a} + 2 \ln \frac{2}{1-\beta}\right) \quad (29)$$

Die Kombination der beiden Effekte ergibt schließlich den gesamten Energieverlust eines Elektrons. Setzt man in (28) bzw. (29) typische Werte $N_e \approx 2 \cdot 10^{12}$, $R = 20$ cm, $\gamma = 5,5$ ein, so ergibt sich aus beiden Formeln ein Energieverlust von jeweils 1 %. Das entspricht bei dem gegebenen Injektionsfeldindex einer Sollkreisverringerng von $\Delta R \approx 5$ mm, reicht also aus, eine Selbstinflektion zu bewirken.

Der Energieverlust eines Elektrons nimmt linear mit der Elektronenzahl zu, das erklärt das ständige Zunehmen des Verhältnisses der Zahl der selbstinflektierten Elektronen zur Zahl der inflektierten Elektronen in den Abb. 12, 13 und 14 mit wachsendem Injektionsstrom. Die Ausdrücke (28) und (29) wurden für den Fall des freien Raumes (Vakuum) ermittelt.

Bei Benutzung von leitenden Seitenwänden erwartet man eine Unterdrückung der azimuthalen elektrischen Feldkomponenten sowie eine Unterdrückung der kohärenten Abstrahlung für die niedrigen Moden und damit eine Verringerung der Selbstinflektion. Dabei sollte der Einfluß der Seitenwände mit wachsendem Abstand abnehmen. Dies ist in Übereinstimmung mit den Beobachtungen.

Eine gewisse Verringerung der Selbstinflektion wird offensichtlich auch durch die dielektrischen Eigenschaften der nichtleitenden Glaswände erreicht.

Das Auftreten der unkontrollierbaren Kräfte, die die Selbstinflektion bewirken, verhindert schließlich eine Optimierung der Inflektion, so daß verstärkte Betatronschwingungen erzeugt werden und damit der radiale Radius a vergrößert wird. Außerdem kann bei starker Selbstinflektion eine Vergrößerung der Energiestreuung eintreten, da verschiedene Teile des Strahls unterschiedliche Energieänderungen erfahren. Dadurch ist die Zunahme des inflektierbaren Stroms bei großem Wandabstand zu erklären, da das erhöhte $\Delta W/W$ sich stabilisierend gegen longitudinale Instabilität auswirkt.

Der inflektierbare Strom ist bei leitenden Seitenwänden grundsätzlich größer als bei nichtleitenden Wänden. Dies kann durch die Stabilisierung gegen die kollektiven Instabilitäten bei guter Leitfähigkeit erklärt werden (siehe Anhang A.2).

Ungeklärt ist der niedere Grenzwert für den inflektierbaren Strom im Fall leitender Wände im Abstand $2h = 3$ cm.

Zwei Erklärungen sind möglich:

1. Die starke Zunahme des die "resistive wall"-Instabilität treibenden Terms $V_{res} \sim 1/h^3$ (Gleichg. (46) in Anhang A.21) führt zu transversaler Instabilität und zu einer radialen Aufweitung des Rings während der ersten 10 - 100 Umläufen³⁸⁾. Dieser Effekt kann noch durch das transiente Verhalten der Abschirmströme in den Seitenwänden, die beim Injektionsvorgang entstehen, verstärkt werden. Die Abfallzeit der Bildströme berechnet sich nach Laslett⁴⁷⁾ zu

$$\tau_W \approx \mu_0 \frac{h}{2R_S} \quad (30)$$

Liegt diese Zeit im Bereich der Umlaufzeit der Elektronen, so können nach Computerberechnungen⁸⁾ starke radiale Schwingungen angeregt werden. τ_W ergibt sich im vorliegenden Fall für $2h = 3$ cm zu $\tau_W \approx 50$ nsec, und liegt damit nach

Laslett's Berechnungen noch etwas zu hoch, um den starken Effekt erklären zu können.

2. Eine andere Erklärungsmöglichkeit, die für ähnliche Erscheinung im Berkeley-Experiment gegeben wurde, ⁴⁸⁾ kann auch im vorliegenden Fall zutreffen: Die große Nähe der Wände führt zu einer starken Kopplung des Strahls mit der Inflektoröffnung und zu einer resonanten Überhöhung der Kopplungsimpedanz für die niedrigen Moden longitudinaler Schwingungen.

In der Tat stellt - neben dem Injektionsseptum - die Inflektoröffnung eine Struktur dar, die notwendigerweise die Symmetrie der Kompressionsanordnung stört. Durch azimutale Überbrückung der Inflektoröffnung mit Induktivitäten ($3 \times 3 \mu\text{H}$, parallelgeschaltet) konnte die Anordnung für langsame Vorgänge symmetrisiert werden. Für Feldänderungen, die vergleichbare Frequenzen wie der Inflektorpuls besitzen, sind die Induktivitäten jedoch unwirksam; die hohen Frequenzen der kollektiven Instabilitäten ließen sich damit also nicht beeinflussen.

4.25 Zusammenfassung und Vergleich mit anderen Experimenten

Leitende Seitenwände unterdrücken die transienten Effekte, die Selbstinflektion bewirken, und vergrößern den Strom, der ohne Verschlechterung der radialen Abmessungen im Ring eingefangen werden kann. Longitudinale Effekte sind dabei dominierend. Größenordnungsmäßig lassen sich die Beobachtungen erklären. Wegen der Komplexität der Vorgänge sind jedoch keine quantitativen Aussagen möglich.

Der optimale Abstand der stabilisierenden Seitenwände liegt bei etwa 5 cm. Hier konnten 2 bis $3 \cdot 10^{12}$ Elektronen ohne nennenswerte Anzeichen von kollektiven Effekten inflektiert werden. Bei größerem Abstand wird der Einfluß von Seitenwänden verringert, bei kleineren Abständen tritt ein begrenzender Effekt ein, dessen Ursprung noch nicht eindeutig als longitudinaler Art (resonante Wechselwirkung) oder radialer Art (Vergrößerung des treibenden Terms V_{res} und zerfallende Bildströme) gedeutet werden konnte.

Vergleichbare und ergänzende Messungen wurden in Berkeley und Garching durchgeführt. Experimente mit leitenden Seitenwänden in Berkeley ergaben ein ähnliches Verhalten ⁴⁸⁾, aber auch hier konnte keine quantitative Übereinstimmung mit den Theorien der longitudinalen Instabilität gefunden werden. Messungen mit resistiven Seitenwänden in Garching ⁴⁹⁾ zeigen in qualitativer Übereinstimmung mit den Erwartungen, daß erst Oberflächenwiderstände R_S über einigen $\Omega/\text{Quadrat}$ (bei $2h = 6 \text{ cm}$) zur Ringaufweitung führen. Messungen zur Energieabhängigkeit, die im vorliegenden Experiment durchgeführt wurden, zeigten im Rahmen der Meßgenauigkeit und der Variationsmöglichkeiten (30 %) keinen Effekt. Genauere Messungen am Berkeley-Experiment, wo eine Variation der Anfangsenergie von 2 MeV bis 3.6 MeV möglich ist, ergaben etwa ein lineares Verhalten der Verbesserung bei Erhöhung der Elektronenenergie.

4.3 Kompression

4.31 Parameterwahl

Die Kompression des Rings hat unter Berücksichtigung aller Stabilitätsbedingungen zu erfolgen. Kritische Resonanzen und Instabilitäten sind:

1. Betatronresonanzen (siehe Anhang A.1)

Die Einzelteilchenschwingungen können durch Feldnichtlinearität oder Feldfehler resonanzartig verstärkt werden, wenn gilt

$$\ell_1 Q_r + \ell_2 Q_z = \ell_3 \quad (31)$$

Dabei sind ℓ_1, ℓ_2 und ℓ_3 kleine ganze Zahlen. Eine Unterdrückung von Ringaufweitungen kann durch Minimalisierung der treibenden Terme oder durch sehr schnellen Durchgang durch die Resonanz erreicht werden.

2. Kollektive Instabilitäten (siehe Anhang A.2)

Die Stabilitätsbedingung für longitudinale kollektive Schwingungen lautet:

$$N_e < \frac{\gamma R}{2r_e} \left| \frac{1}{\gamma^2} - \frac{1}{Q_r^2} \right| \frac{Z_o}{|Z_M/M|} \left(\frac{\Delta W}{W} \right)^2 \quad (32)$$

Die Kopplungsimpedanz Z_M/M beschreibt die Wechselwirkung des elektrischen Feldes der Frequenz $M\omega_0$, also einer Harmonischen der Umlauffrequenz, erzeugt von einer longitudinalen Dichteschwankung im Elektronenring, mit der Ringumgebung.

Eine hinreichende Stabilitätsbedingung für die Stabilität von kollektiven transversalen Schwingungen lautet

$$N_e < \frac{\pi Q a(a+b) \gamma^3}{2R r_e \beta} L_t \frac{\Delta W}{W} . \quad (33a)$$

Dabei ist

$$L_t = \left| (M' - Q) \left(\frac{1}{Q_r^2} - \frac{1}{\gamma^2} \right) + \frac{R}{Q_r^2} \frac{\partial Q}{\partial r} \right| \quad (33b)$$

ein Maß für die Landaudämpfung des Schwingungsmodes, der durch die positive ganze Zahl M' charakterisiert wird. Es ist

$$\frac{\partial Q}{\partial r} = \pm \frac{\partial n}{\partial r} \frac{1}{2Q} \quad (33c)$$

Das positive Vorzeichen gilt für den axialen Fall ($Q = Q_r \approx \sqrt{n}$), das negative Vorzeichen für den radialen Fall ($Q = Q_z \approx \sqrt{1-n}$). Die Stabilitätsbedingungen (32) und (33) müssen für alle M und M' erfüllt sein. Wie eine genauere Untersuchung (Anhang A.2) zeigt, ist hierzu eine elektrisch gut leitende Ringumgebung am günstigsten. Deshalb wurden bei den Kompressionsexperimenten die leitenden Seitenwände benutzt. Nach der Wahl einer gepulsten Kompression des Elektronenrings mit den Transformationsgesetzen (25) bleiben noch zwei Charakteristiken des Kompressionsvorgangs wählbar:

1. Der Verlauf des die äußere Fokussierung bestimmenden Feldindex n während der Kompression.
2. Die Geschwindigkeit mit der die Kompression abläuft.

Der Feldindex n sowie dessen räumliche Ableitung am Ringort $\partial n / \partial r$ bestimmen nach (33b) die Größe des Landaudämpfungs-koeffizienten für transversale Instabilität. Für den Normalfall von $\partial n / \partial r > 0$ tritt in (33b) i.a. ein Vorzeichenwechsel von L_t zwischen $M' = 1$ und $M' = 2$ auf. (Analoges gilt bei $\partial n / \partial r < 0$ im axialen Fall.) Es besteht deshalb bei ungeeigneter Wahl des Feldindexverlaufs die Gefahr eines kleinen Werts oder sogar einer Nullstelle von L_t für einen der beiden Moden. Kleine Werte von L_t sind insbesondere in der Anfangsphase (γ klein, R groß) kritisch. Um L_t für alle Moden M' groß zu halten, müssen n und $\partial n / \partial r$ gleichzeitig große Werte besitzen. Der Anfangsfeldindex wurde deshalb zu $n \approx 0,6$ gewählt. Ein hoher Wert von $\partial n / \partial r$ ohne starke Abnahme von n während der Anfangsphase der Kompression wurde durch geeignete Kombination von 2 Kompressions-spulenpaaren erreicht, wobei die erste Spule das Injektionsfeld erzeugt und Spule 2 hauptsächlich zu n und $\partial n / \partial r$ beiträgt.

Der Nachteil des hohen Feldindex besteht in der Synchrotronbreite bei der Inflektion und darin, daß während der Kompression zahlreiche Betatronresonanzen, insbesondere bei $n = 0,5, 0,36, 0,25, 0,2$ gekreuzt werden müssen.

Es erscheint deshalb wünschenswert, eine möglichst hohe Kompressionsgeschwindigkeit zu wählen, um die Resonanzstellen möglichst schnell und ohne Ringaufweitung zu kreuzen. Andererseits dürfen die Kompressionsfelder nur niedrige Frequenzen enthalten, um durch die leitenden Seitenwände, die zur Unterdrückung der kollektiven Instabilitäten benötigt werden, möglichst ungestört durchdringen zu können. Als Kompromiß wurde eine Kompressionszeit gewählt, die bei 100 - 200 μsec liegt.

4.32 Mechanische und elektrische Daten des Kompressors

Die Kompression erfolgt mit Hilfe von Luftspulen, die etwa Helmholtzspulen-Geometrie besitzen. Aus energetischen Gründen sowie zur variablen Formung des Feldindexverlaufs werden ineinandergeschachtelte Spulenpaare verwendet, die geeignet zeitlich nachein-

ander mit Strom versorgt werden. Als Stromquelle dienen jeweils Kondensatorbatterien (einer max. Spannung von 30 kV), die durch Schaltfunkenstrecken mit den Spulen verbunden werden. Die Induktivitäten der Spulen bilden mit den Kapazitäten einen Schwingkreis. Um ein Durchschwingen zu vermeiden, werden die Spulen im Strommaximum kurzgeschlossen (crowbar).

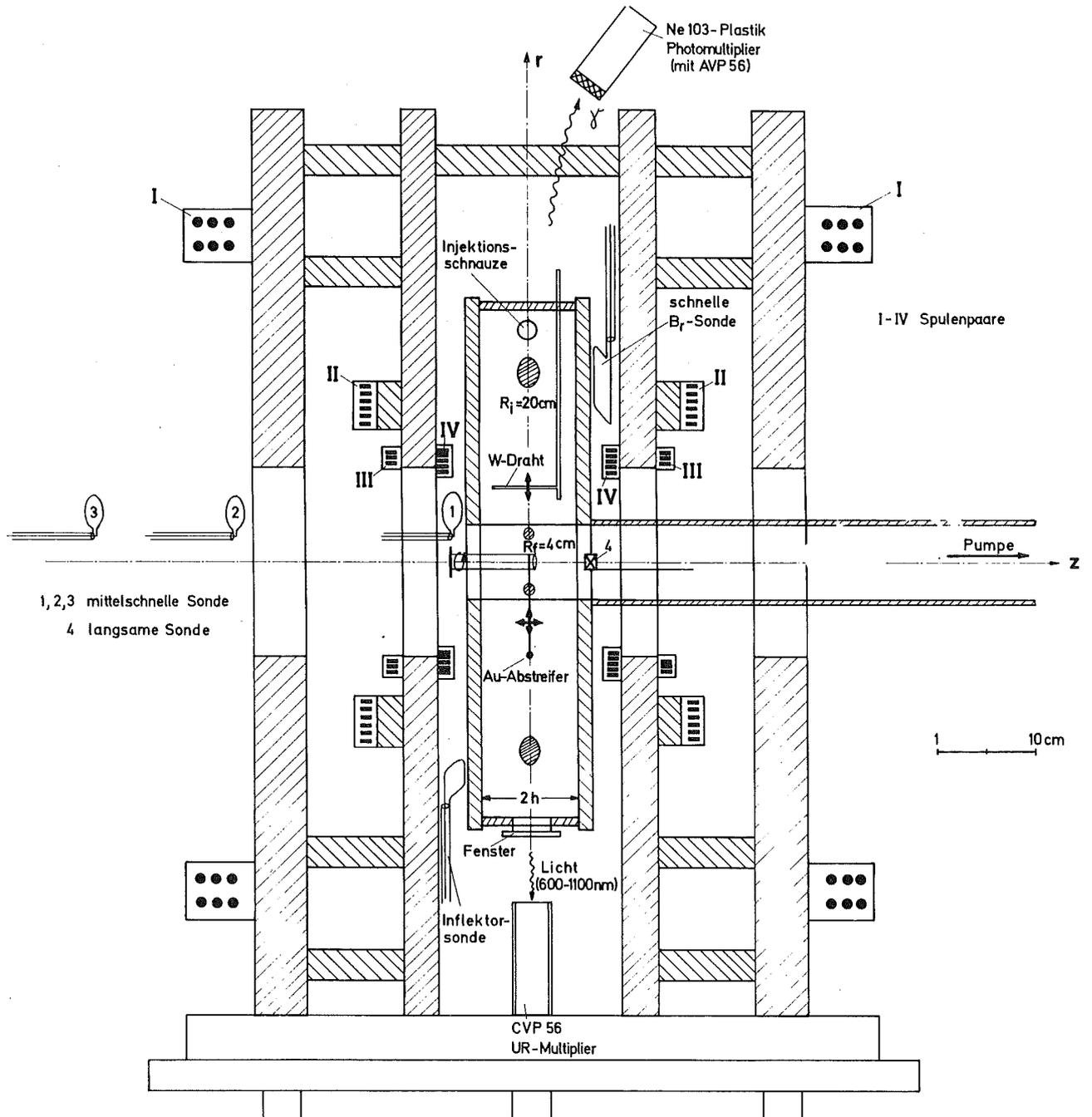


Abb. 15: Schematischer Schnitt durch den Kompressor.
Die eingezeichneten Sonden dienen der Ringdiagnostik.

Abb. 15 zeigt einen schematischen Schnitt durch den Kompressor mit Vakuumkammer. Die elektrischen und mechanischen Daten der Kompressionsspulen sind in den Tabellen 1 und 2 angegeben. Die Kompressionsspulen sind zur Erreichung der notwendigen Induktivität mehrwindig. Sie müssen eine hohe Spannungsfestigkeit (≈ 15 kV) und Stromtragfähigkeit (bis zu 40 kA) besitzen. Zur Erlangung der elektrischen und mechanischen Festigkeit sind sie auf glasfaserverstärkte Epoxydharzkörper gewickelt und anschließend mit Epoxydharz vergossen. Um die geforderten Feldgenauigkeiten ($\approx 10^{-3}$) zu erreichen, wurden sie (bis auf Spule 1) in Form von konzentrischen Kreisringen mit möglichst steilen Übergängen zwischen den Lagen hergestellt. Zur Minimalisierung von Wirbelströmen sind sie aus Bandmaterial gewickelt.

Tabelle 1: Parameter der Kompressorspulen

Spule	Mittlerer Radius r	Abstand 2d	Windungszahl (Leiter)	Induktivität
1	35 cm	62 cm	6 (rund)	100 μ H
2	16 cm	33 cm	6 (flach)	44 μ H
3	12 cm	28 cm	3 (flach)	8 μ H
4	11 cm	17 cm	5 (flach)	20 μ H

Tabelle 2: Parameter der Kompressionskreise

Kreis	typische Kapazität	Induktivität	Viertelperiode	typische Ladespannung	max. Strom
1	23,5 μ F	104 μ H	78 μ sec	27,5 kV	11,5 kA
2	30 μ F	51 μ H	61 μ sec	12,5 kV	7,5 kA
3	34,5 μ F	14 μ H	35 μ sec	26 kV	34 kA
4	70 μ F	25 μ H	66 μ sec	26 kV	43,5 kA

4.33 Schaltung der Kompressionskreise

Als Schalter für die Kompressionskreise dienen Normalluft-Hochstromfunkenstrecken. Abb. 16 zeigt die Triggerkreise für die Funkenstrecken. Zum Schutz der Digitaluhr gegen Hochspannungsrückwirkungen werden die Triggersignale über Photokoppler (lichtemittierende und lichtempfindliche Diode) in den Hochspannungsteil der Kreise übertragen. Ein Hochspannungspulser (HV 100 der Firma EG + G) bringt den Spannungspegel auf 5 kV.

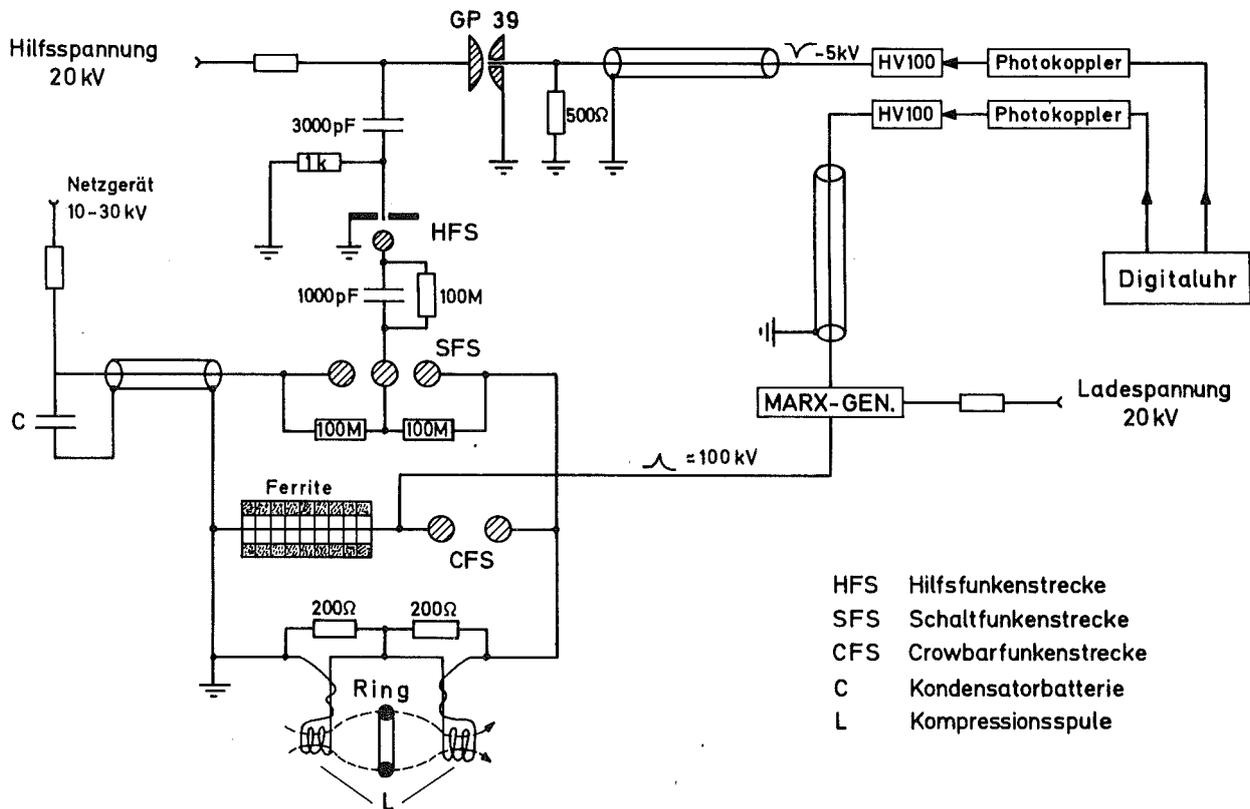


Abb. 16: Prinzipschaltbild der Kompressionskreise

Durch Hilfsfunkenstrecken (Trigatrons) wird die Pulshöhe im Schaltfunkenstreckenkreis auf die notwendige Pulsspannung von 20 kV gebracht. Dieser Puls zündet den als Dreielektrodenfunkenstrecke ausgebildeten Schalter des Hauptkreises. Der Jitter des Durchschaltzeitpunktes gegenüber dem Startsignal der Digitaluhr ist kleiner als 20 nsec (das entspricht einer Schwankung des Injektionsfeldes von weniger als 1 ‰).

Der "Crowbar"-Schalter arbeitet nach dem Prinzip der Entkopplung durch Ferrite⁵⁰⁾. Ein Hochspannungspuls eines ebenfalls von der Digitaluhr aus getriggerten Marxgenerators wird beim Strommaximum im Kompressionskreis (also beim Nulldurchgang der Spannung) an die Erdseite der Crowbarfunkenstrecke gelegt. Die Ferrite stellen für den steilen Anstieg des Pulses einen hohen induktiven Widerstand dar, so daß die kurzzeitig anstehende hohe Spannung die Funkenstrecke zündet. Diese übernimmt den hohen Strom des Hauptkreises. Die Ferrite werden in die Sättigung getrieben und die Kompressionsspule ist kurzgeschlossen. Der Strom in der Spule fällt mit der charakteristischen Zeitkonstante L/R ab. Dabei ist L die Induktivität und R der ohmsche Widerstand des Kreises. Typische Werte von R liegen bei 50 - 100 m Ω .

4.34 Messungen zur Kompression

Mit Hilfe von zahlreichen Messungen und vergleichenden Rechnungen am Computer⁵¹⁾ wurde versucht, ein optimales Kompressionsprogramm zu finden. Es sollen hier nur die wichtigsten Punkte der Entwicklung beschrieben werden.

Betatronresonanzen

Wegen der relativ großen azimuthalen Feldunrundheiten ($\approx 1\%$) auf großen Radien ($R > 15$ cm) aufgrund des Injektionsseptums sowie der Inflektoröffnung führten Kompressionsprogramme, bei denen die durch Feldunrundheiten getriebenen Resonanzen bei $n = 0,36$ und $0,25$ auf zu großen Radien gekreuzt wurden, zu Ringaufweitungen und Teilchenverlusten, und waren deshalb unbrauchbar.¹⁴⁾

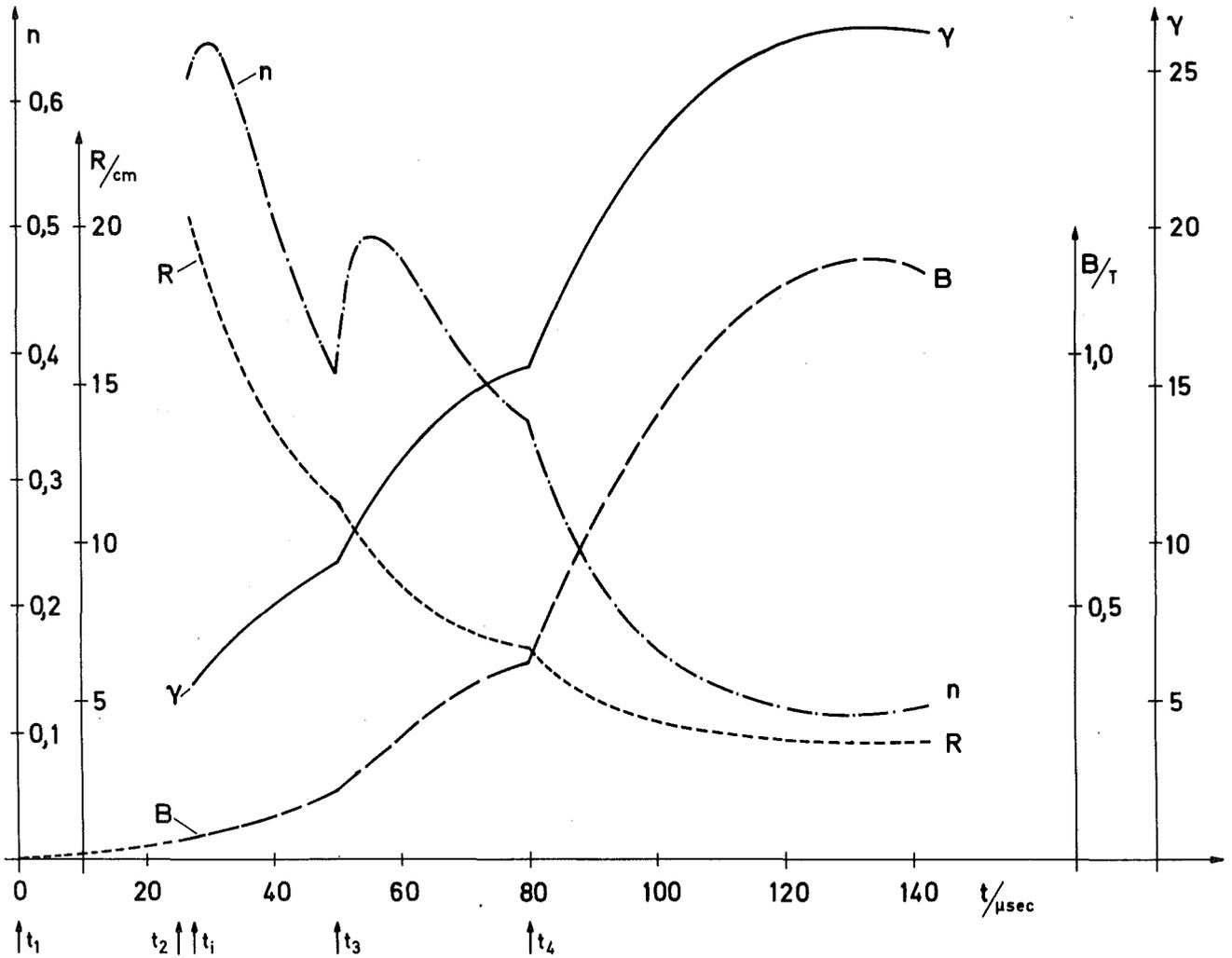


Abb. 17: Optimales Kompressionsprogramm.

Die Pfeile bei t_1 , t_2 , t_3 , t_4 deuten die Zündzeitpunkte der Kompressionskreise an, t_1 ist der Injektionszeitpunkt.

Kollektive Instabilitäten

Bei ungünstiger Wahl des n -Verlaufs wurden Elektronenverluste beobachtet, die nicht durch Betatronresonanzen erklärt werden konnten. Sie konnten als transversale Instabilität, verursacht

durch einen Nulldurchgang von L_t aufgrund des Feldindexverlaufs (Gleichg.(33b)), gedeutet und durch Veränderung des n -Verlaufs beseitigt werden. ⁵²⁾

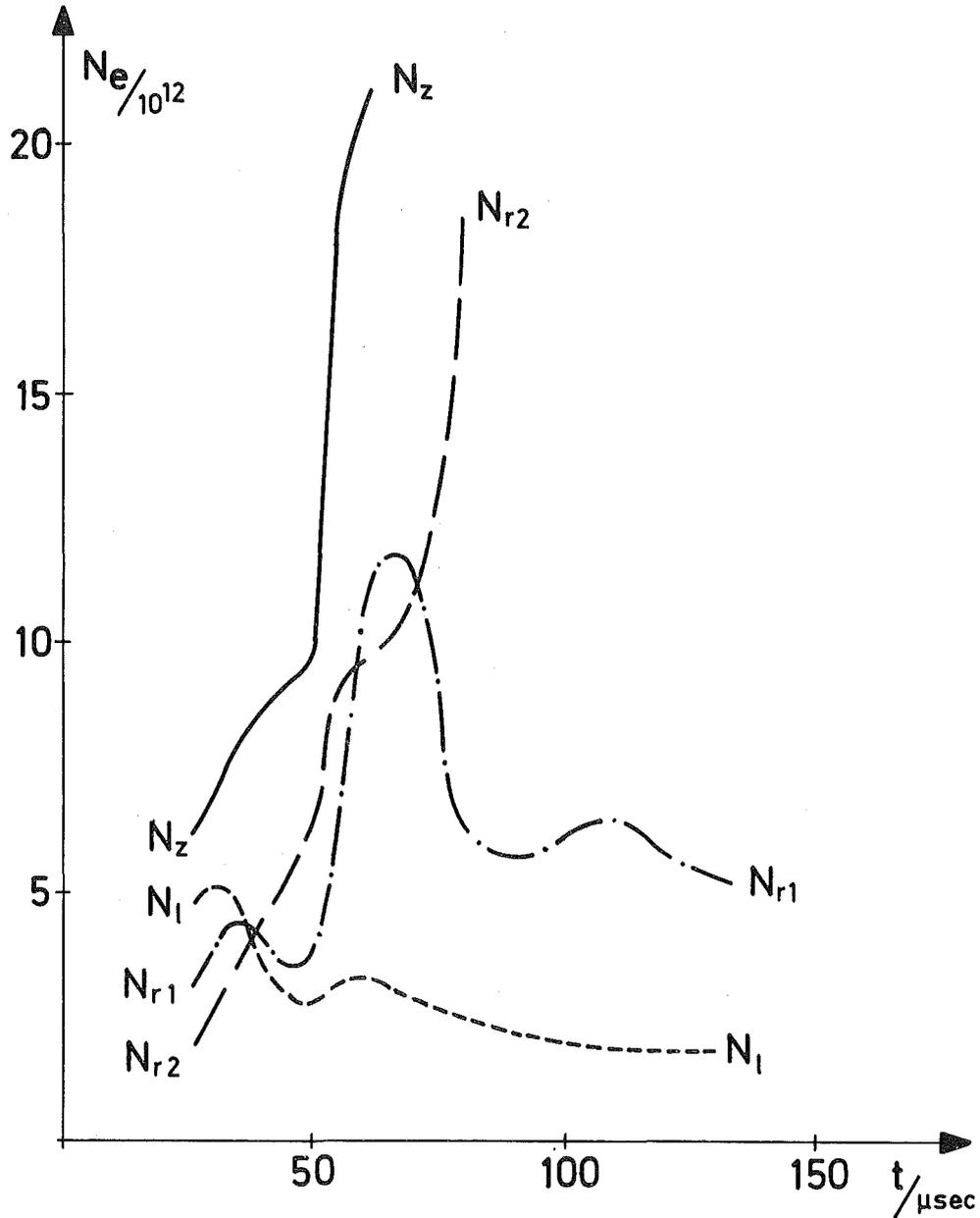


Abb. 18: Verlauf der Instabilitätsgrenzen N_{r1} , N_{r2} , N_z , N_l für die kritischen transversalen Moden ($M' = 1$ bzw. 2 im radialen, $M' = 1$ im axialen Fall) und für longitudinale Instabilität gemäß Gleichg. (32) bzw. (33). Es wurde $|Z_M/M|_{\max} = Z_0/10$ und $\Delta W/W = 3\%$ angenommen.

Den Verlauf von Magnetfeld B , Feldindex n , Ringradius R sowie Elektronenenergie γ über der Zeit im als optimal ermittelten Kompressionsprogramm zeigt Abb. 17. Die Betatronresonanzen bei $n = 0,36$ und $n = 0,25$ werden erst bei einem Radius kleiner 10 cm gekreuzt. Der Verlauf der Instabilitätsgrenzen für die kollektiven Instabilitäten (Abb. 18) weist keine kritischen Stellen auf. Die Werte für die Instabilitätsgrenzen in Abb. 18 wurden unter Benutzung der Stabilitätskriterien (32) und (33) berechnet. Da (33) eine etwas pessimistische Formel darstellt und im longitudinalen Fall ein festes $|Z_M/M|_{\max} = Z_0/10$ eingesetzt wurde, sind die Absolutwerte von N jeweils nur als Anhaltspunkte zu werten. Für a und b wurden bei der Berechnung die sich aus dem Programm ergebenden Werte (Abb. 19) eingesetzt. Dabei wurden Anfangswerte bei der Injektion von jeweils 1 cm angenommen.

In Übereinstimmung mit den Erwartungen wurden bei diesem Kompressionsprogramm -außer in den ersten μsec , in denen der Ring sich noch dicht am Septum befindet- praktisch keine Elektronenverluste beobachtet. Radiusverlauf und Energieverlauf stimmen mit dem errechneten Verlauf überein.

Die errechnete Kompression der kleinen Ringabmessungen a und besonders b konnte dagegen nicht erreicht werden. Eine getrennte experimentelle Bestimmung der Beiträge a_s und a_β war nicht möglich. Der Verlauf des Gesamtbetrags von a zeigt im Rahmen der Meßgenauigkeit noch grobe Übereinstimmung mit den Erwartungen. Bei Anfangsradien $a \approx 3$ cm wurden Endwerte von $a \approx 0,5$ bis $0,6$ cm erreicht. Bei axialen Anfangsradien $b \approx 1$ cm konnten jedoch nur Endwerte von ebenfalls $b \approx 0,6$ cm erreicht werden. Durch Messung des Verlaufs von b während der Kompression wurde festgestellt, daß der Verlauf abschnittsweise dem theoretischen Verhalten entsprach.³⁸⁾ Bei den durch Nichtlinearitäten des Feldes ($\partial^i B_z / \partial r^i \neq 0; i = 2,3,\dots$) getriebenen Betatronresonanzen bei $n = 0,5$ und $n = 0,2$ traten jedoch Aufweitungen von b auf, verursacht durch die Übertragung von Schwingungsenergie aus den wesentlich größeren radialen Schwingungen. Da die Bedingungen für ein optimales Kreuzen dieser Resonanzen⁵⁷⁾ nur unter großem

Aufwand bei der Magnetfeldformung erreichbar sind, konnte im vorliegenden Experiment diese Ringverschlechterung nicht verhindert werden.

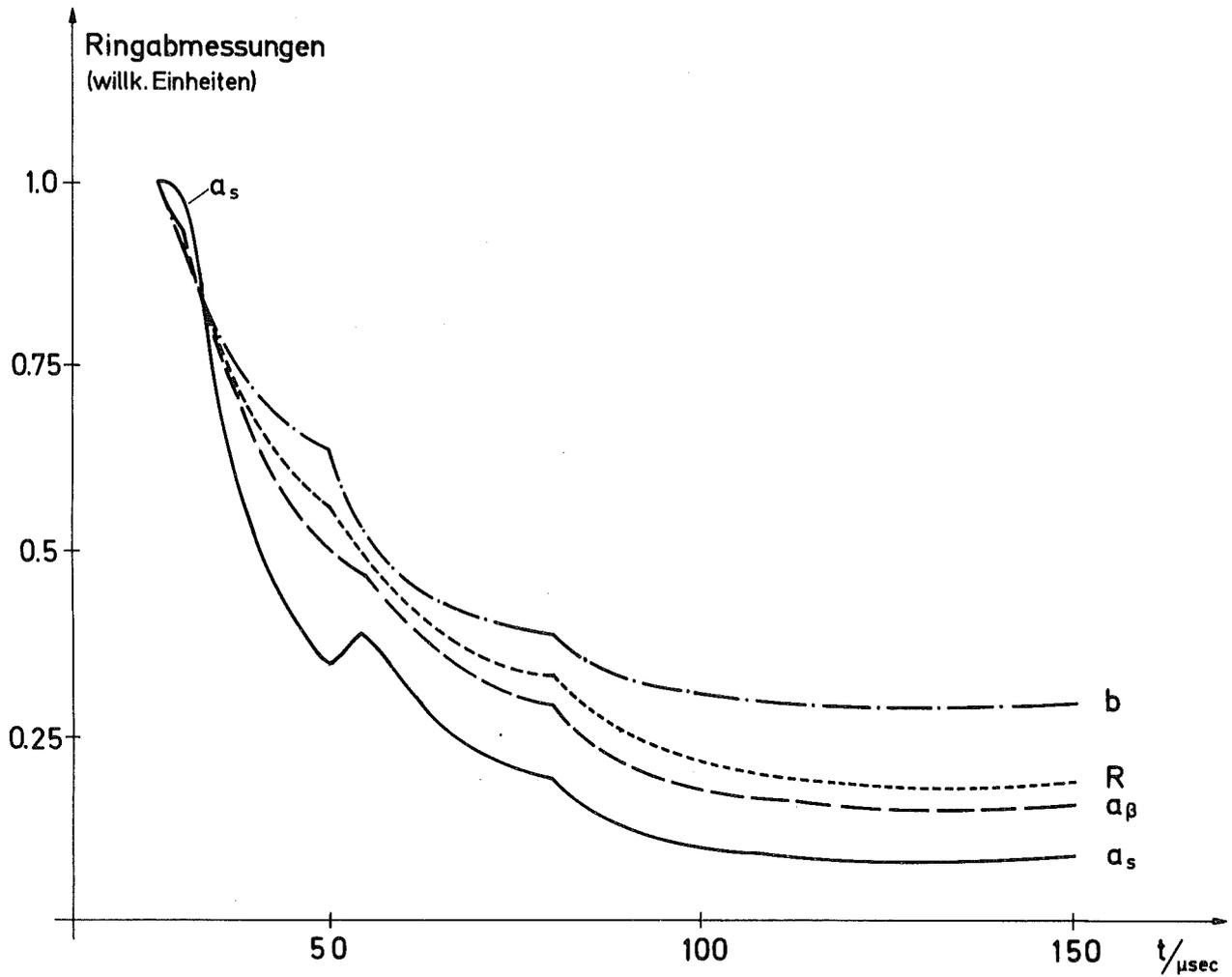


Abb. 19: Verlauf der Ringabmessungen während der Kompression

4.35 Daten der komprimierten Ringe und Vergleich mit anderen Experimenten

Es wurden folgende typische Parameter für die komprimierten Ringe erreicht:

Bei Elektronenzahlen $N_e \approx 2 \cdot 10^{12}$ liegen die kleinen Radien bei $a \approx b \approx 0,6$ cm, für $N_e \approx 6 \cdot 10^{12}$ wachsen die Endradien auf $a \approx b \approx 1$ cm. Die Endenergie beträgt $\gamma = 26$ bei einem Radius $R = 3,7$ cm. Das Spitzenfeld im Ring hat damit im optimalen Fall den Wert $E_p = 7,5$ MV/m.

Da das Endfeld $B \approx 1,2$ T betrug, ist eine relativ einfach zu erreichende Steigerung von E_p um etwa einen Faktor 2 noch möglich. Das Spitzenfeld wäre dann aber immer noch um beinahe eine Größenordnung zu klein für einen Ionenbeschleuniger.

Die Ergebnisse sollen verglichen werden mit den Experimenten in BERKELEY und GARCHING.

Im Berkeley-Experiment sind die Anfangsbedingungen aufgrund der höheren Energie von $W_{kin} \approx 3,6$ MeV und der besseren Pulsform günstiger, so daß bis zu $6 \cdot 10^{12}$ Elektronen ohne Ringaufweitung inflektiert werden können⁸⁾. Wegen Betatronresonanzen sind die Endparameter jedoch nicht wesentlich besser als im vorliegenden Experiment. So wird ein Spitzenfeld von 5 - 10 MV/m für typische komprimierte Ringe angegeben.⁵³⁾

Im Garchinger Experiment können bei etwa gleichen Anfangsbedingungen (es wird ebenfalls ein FEBETRON 705 als Injektor benutzt) ca. $5 \cdot 10^{12}$ Elektronen in einem Ring mit $a \approx b \approx 0,3$ bis 0,4 cm erreicht werden. Wegen des höheren Endfeldes von $B \approx 2$ T erfolgt die Kompression bei gleichem $\gamma = 25$ zu einem kleineren Endradius $R \approx 2,3$ cm⁵⁴⁾, so daß man ein Spitzenfeld von etwa 30 - 40 MV/m ermittelt. Neben der stärkeren Kompression ist die Verbesserung hauptsächlich zurückzuführen auf die sehr schnelle Kompression und den steilen zeitlichen Verlauf des Feldindex n , so daß die kritischen Instabilitäten und Resonanzstellen ohne nennenswerte Ringaufweitung gekreuzt werden. Im Prinzip liegen jedoch in diesen beiden vergleichbaren Experimenten ähnliche Begrenzungen vor wie im vorliegenden Experiment.

5. Abschließende Betrachtungen

5.1 Zusammenfassung der Ergebnisse

Im vorliegenden Experiment konnten noch keine Elektronenringe erzeugt werden, die eine Anwendung des ERA als Ionenbeschleuniger ermöglichen. Als Begrenzungen sind folgende Punkte zu nennen:

1. Kollektive Effekte verursachen eine radiale Aufweitung des Rings und begrenzen die maximal erreichbare Elektronenzahl im Ring. Obwohl das Verhalten während des Ringbildungsvorgangs sehr komplex ist, erscheint es sicher, daß die Hauptbegrenzung in longitudinalen transienten Effekten und in der longitudinalen Stabilität während der ersten Umläufe im Kompressor liegt. Auffallendstes Zeichen für die Stärke der Kräfte ist die Erscheinung der Selbstinflektion. Leitende Seitenwände in der Nähe des Rings helfen diese Effekte zu unterdrücken. Dabei dürfen die Wände jedoch nicht zu dicht am Ring sein. Diese letzte Erscheinung kann bisher noch nicht eindeutig als transversale oder longitudinale Instabilität identifiziert werden.

Elektronenringe mit 2 bis $3 \cdot 10^{12}$ Elektronen konnten ohne nennenswerte radiale Aufweitung gebildet werden. Wird eine starke radiale Aufweitung in Kauf genommen, so sind $6 - 7 \cdot 10^{12}$ erreichbar.

Obwohl die Vorgänge während der Ringbildung die wesentliche Begrenzung darstellten, sind noch weitere Probleme sichtbar geworden, deren Bedeutung im vorliegenden Experiment etwas zurücktraten, die aber für weitere Experimente von Wichtigkeit sein werden.

2. Die Forderung, einen Strahl mit der erwünschten Energie-
streuung zu inflektieren, führt zu schwer lösba-
ren Forderungen an die radiale Emittanz des Strahls oder an das Inflektions-
system.
3. Beim Kompressionsvorgang findet durch nicht optimales Kreuzen
der Koppelresonanzen $n = 0,5$ und $0,2$ eine Übertragung von

radialer Schwingungsenergie in axiale Schwingung statt, was zu einer Vergrößerung auch der axialen Abmessungen führt.

5.2 Mögliche Verbesserungen

Die bisher vorliegenden Ergebnisse lassen weitere Experimente notwendig erscheinen. Es bietet sich folgender Weg an:

Die Begrenzung durch longitudinale Effekte geht proportional zu $N_e/R \cdot \gamma$, also proportional zum Elektronenstrom und umgekehrt proportional zur Energie. Deshalb kann eine Verbesserung in der kritischen Inflektionsphase um praktisch eine Größenordnung erreicht werden durch einen höheren Anfangsradius ($R \approx 1$ m) bei etwa gleicher Energie ($\gamma \approx 5-10$). Da die transversale Stabilität mit wachsendem Radius (bei sonst gleichen Bedingungen) abnimmt, können auf diese Weise longitudinale und transversale Effekte besser unterschieden werden.

Bei Bestätigung der Vermutung, daß allein longitudinale Effekte begrenzend sind, kann der vergrößerte Einschubradius zu einem wesentlich verbesserten Kompressionssystem führen. Eventuell muß wegen der transversalen Effekte die Energie etwas erhöht werden. Bei Beibehaltung der Forderung (11) für die Endparameter werden nun andere Forderungen an das Injektions- und Kompressionssystem gestellt. Wie aus (14) und (15) ersichtlich, muß die Kompression unter Verringerung des vom Ring eingeschlossenen magnetischen Flusses erfolgen. Mit der Wahl von R_1 und γ_1 sind die Flüsse Φ_2 und Φ_1 vorgegeben. Prinzipiell ist die Flußverringerng durch geeignet geometrisch dimensionierte und elektrisch verschaltete Spulen, deren Felder z.T. nur zum magnetischen Fluß, nicht aber zum Magnetfeld am Ringort beitragen, durchaus möglich.

Die Forderungen an die Größe der 2-dimensionalen Phasenräume ändern sich nicht. Im einzelnen sind sie jedoch einfacher zu erfüllen. Da bei gleicher Elektronenzahl der Strom stark reduziert wird ($\lesssim 100$ A), werden die emittanzverformenden Raumladungskräfte im Injektor und der Strahlführung wesentlich besser beherrschbar. Die Forderung auf kleinen transversalen Phasenraum

ist deshalb leichter zu erfüllen.

Die erwünschte Größe des longitudinalen Phasenraums wird nun nicht durch große Energiestreuung, sondern durch die Pulslänge (20 nsec) erreicht, so daß das Inflektionsproblem einfach lösbar wird. Da die Energiestreuung während der Kompression nach (23a) zunimmt, ist die im komprimierten Zustand erwünschte Energiestreuung schon bei kleinen Werten während der Injektion möglich.

Der Einfluß der Betatronresonanzen $n = 0,5$ und $n = 0,2$ kann insbesondere für $n = 0,5$ durch von Anfang an kleine radiale Amplituden unterdrückt werden. Für $n = 0,2$ scheint zusätzlich ein sehr schnelles Kreuzen und eine geeignete Feldformung nach den Berechnungen von Laslett⁵⁷⁾ erforderlich.

Die hier vorgeschlagenen Verbesserungen verlangen allerdings zu ihrer Verwirklichung einen verbesserten Injektor (wie er z.B. in Berkeley entwickelt wurde⁵⁶⁾) und ein noch zu berechnendes kompliziertes Kompressionsspulensystem.

A n h a n g

A.1 Fokussierung und Betatronresonanzen

Die Betatronfrequenzen (Zahl der Betatronschwingungen pro Umlauf) Q_r und Q_z sind gegeben durch

$$Q_r^2 = 1 - n + \Delta Q_r^2 \quad (34)$$

$$Q_z^2 = n + \Delta Q_z^2 \quad (35)$$

Damit Fokussierung vorliegt, muß $Q^2 > 0$ gelten. Der Feldindex n ist gegeben durch

$$n = - \frac{r}{B_z} \frac{\partial B_z}{\partial r} \quad (18)$$

und beschreibt die Fokussierungseigenschaften des von außen angelegten Magnetfeldes. ΔQ^2 enthält Korrekturen aufgrund der Raumladung, von Bildkräften und Krümmungseffekten sowie Feldkorrekturen durch die Eigenfelder des Ringstromes.¹⁹⁾ Ohne diese letzten beiden Korrekturen, die während der Kompression vernachlässigbar sind, gilt:

$$\Delta Q_r^2 = \frac{2N_e r_e R}{\pi \gamma} \left[-\left(\frac{1}{\gamma^2} - \frac{Z^* N_i}{N_e}\right) / a(a+b) + \left(1 - \frac{Z^* N_i}{N_e}\right) \frac{\epsilon_{1E}}{h_E^2} - \beta^2 \frac{\epsilon_M}{h_M^2} \right] \quad (36)$$

$$\Delta Q_z^2 = \frac{2N_e r_e R}{\pi \gamma} \left[-\left(\frac{1}{\gamma^2} - \frac{Z^* N_i}{N_e}\right) / b(b+a) - \left(1 - \frac{Z^* N_i}{N_e}\right) \frac{\epsilon_{1E}}{h_E^2} - \beta^2 \frac{\epsilon_M}{h_M^2} \right] \quad (37)$$

Der erste Summand in der Klammer beschreibt die Raumladungseffekte im freien Raum, die beiden anderen Terme die Kraftwirkung durch elektrische (E) und magnetische (M) Bilder in bilderzeugenden Wänden im Abstand h_E bzw. h_M vom Ring. Die Laslett-Bildkoeffi-

zienten haben bei Wänden dicht am Ring den Wert $\epsilon_{1M} \approx \epsilon_{1E} \approx 0,2$.
 56) Magnetische Bilder können bei ERA jedoch nur kurzzeitig auftreten, da entstehende Bildströme aufgrund der stets endlichen Leitfähigkeit der Wände rasch abklingen (siehe Gleichg. (30)). Sie sind also nur bei rasch veränderlichen Vorgängen von Bedeutung so z.B. bei der Injektion und bei kollektiven Schwingungen des Strahls (transversale Instabilität).

Der Q-Wert ändert sich während der Kompression (hauptsächlich wegen des sich ändernden Feldindex n , der am Ende der Kompression gleich 0 sein muß). Bei Q-Werten, die einer Relation

$$\ell_1 Q_r + \ell_2 Q_z = \ell_3 \quad (31)$$

gehörchen, wobei ℓ_1, ℓ_2, ℓ_3 kleine ganze Zahlen sind, treten Betatronresonanzen auf. Die kritischen Resonanzstellen im ERA (schwache Fokussierung: $0 \leq n < 1$) sind ^{57,58)}

$$2 Q_r = 1 \quad n = 0,75 \quad (38a)$$

$$2 Q_r - 2 Q_z = 0 \quad \text{bei } \Delta Q^2 \approx 0 \quad n = 0,5 \quad (38b)$$

$$Q_r - 2 Q_z = 2 \quad \text{entsprechend} \quad n = 0,36 \quad (38c)$$

$$2 Q_z = 1 \quad \text{bei} \quad n = 0,25 \quad (38d)$$

$$Q_r - 2 Q_z = 0 \quad n = 0,2 \quad (38e)$$

$$Q_r = 1 \quad n = 0 \quad (38f)$$

Die Größe ℓ_3 bestimmt die Art der die Resonanz treibenden Terme.

Bei $\ell_3 = 0$ wird Resonanz durch nichtlinearen Feldverlauf ($\partial^i B / \partial r^i \neq 0$ für $i = 2, 3$, usw) angeregt, bei $\ell_3 = 1, 2, 3$ usw. durch die entsprechenden Fourierkomponenten der azimuthalen Feldfehler. Sind ℓ_1 und ℓ_2 bei einer Resonanz beide $\neq 0$, so spricht man von einer Koppelresonanz: axiale und radiale Schwingungen sind stark gekoppelt, es kann Schwingungsenergie von einem Freiheitsgrad zum andern übergehen.

Bei den Koppelresonanzen mit $\ell_3 = 0$ bleibt dabei die Summe der Schwingungsenergien konstant, die Betatronamplituden sind begrenzt. Für $n = 0,5$ gilt für die Betatronamplituden x_{\max} und z_{\max} eines Teilchens $x_{\max}^2 + z_{\max}^2 = \text{const.}$ Entsprechend gilt bei $n = 0,2$, daß $4x_{\max}^2 + z_{\max}^2 = \text{const.}$ ist. In Resonanzen mit $\ell_3 \neq 0$ können die Amplituden beliebig anwachsen.

Es gibt zwei Möglichkeiten eine Ringaufweitung beim Resonanzdurchgang zu vermeiden:

1. Sehr schnelles zeitliches Kreuzen der Resonanz. Allerdings liegen die Anwachszeiten zum Teil im Bereich von wenigen Umlaufzeiten. ⁵⁷⁾
2. Minimalisierung der treibenden Terme. Bei Resonanzen mit $\ell_3 \neq 0$ ist dies durch sorgfältigen Spulenbau relativ einfach möglich. Bei $\ell_3 = 0$ (insbesondere bei $n = 0,2$) sind die Forderungen an den radialen Verlauf ⁵⁷⁾ von B_z nur unter sehr großem Aufwand zu erfüllen.

A.2 Kollektive Instabilitäten

Der Elektronenring erzeugt bei einer kleinen Strahlinhomogenität oder einer transversalen Verformung dynamische Eigenfelder. Diese wirken auf den Ring zurück und können kollektive Schwingungen mit einer charakteristischen Frequenz S_0 resonanzartig anfahren. Beeinflussen und zum Teil stabilisieren lassen sich die kollektiven Schwingungen durch ihre Wechselwirkung mit der Ringumgebung. Eine andere Möglichkeit der Stabilisierung besteht in der Verschmierung der kollektiven Frequenz S_0 um einen Betrag ΔS , da dieses zu einer Verschmierung der Inhomogenität führt und so einem Anwachsen der Störung entgegen wirkt (Landau-Dämpfung). Die Frequenz S_0 ist eine Funktion der Energie und der Betatronamplitude der Teilchen. Eine Streuung dieser Größen erzeugt also ein ΔS . Im ERA erhält man jedoch nur durch eine Energiestreuung einen genügend hohen Wert von ΔS .

A.2.1 Longitudinale Instabilität

Die von einer kleinen longitudinalen Dichteschwankung erzeugten longitudinalen elektrischen Felder können zu einem resonanten Anwachsen der Dichtemodulation und damit zu einem unkontrollierten Anwachsen der Energiestreuung führen. Die Folge sind Teilchenverluste oder zumindest die Aufweitung der radialen Abmessung a_s . Die kollektive Frequenz

$$S_{0l} = M\omega_0 \quad (39)$$

ist eine Harmonische der Umlauffrequenz ω_0 und kann durch eine Energiebreite $\Delta W/W$ um

$$\Delta S_l = \left(\frac{1}{Q_r^2} - \frac{1}{\gamma^2} \right) \frac{S_0}{\beta^2} \frac{\Delta W}{W} \quad (40)$$

verschmiert werden.

Eine lineare Theorie führt zur Stabilitätsbedingung ⁵⁹⁾

$$N_e < \frac{\gamma R}{2r_e} \left| \frac{1}{\gamma^2} - \frac{1}{Q_r^2} \right| \frac{Z_0}{|Z_M/M|} \left(\frac{\Delta W}{W} \right)^2 \quad (32)$$

Die Kopplungsimpedanz Z_M/M beschreibt die Wechselwirkung mit der Umgebung. Z_M ist der Quotient aus der M-ten Fourierkomponente U_M der Umfangsspannung zur selben Fourierkomponente I_M des Elektronenstroms, die die Spannung erzeugt. $Z_0 = 377 \Omega$ ist der Wellenwiderstand des Vakuums.

Für den freien Raum gilt ⁶⁰⁾

$$\left| \frac{Z_M}{M} \right| \approx 350 M^{-2/3} \Omega \quad (41)$$

Durch Benutzung einer elektrisch leitenden Ringumgebung werden die longitudinalen elektrischen Felder unterdrückt. Für unendlich ausgedehnte, leitende Seitenwände im Abstand h von der Ringmittelebene gilt ²³⁾

$$\left| \frac{Z_M}{M} \right| \approx \frac{Z_0}{2} \left\{ \frac{1}{\gamma^2} \left(1 + 2 \ln \frac{4h}{\pi a} + \left(\frac{2h}{\pi R} \right)^2 \right) \right\} \quad (42)$$

Für $M > \frac{\pi R}{2h}$ wird die halbe Wellenlänge λ_M der Welle kleiner als der Abstand der Seitenwände und die Welle kann sich ausbreiten. Die Impedanz wächst auf den durch (41) gegebenen Vakuumwert an.

Wird der Elektronenring z.B. bei der Expansionsbeschleunigung zwischen zwei konzentrischen, leitenden Rohren geführt, so ergibt sich eine vom Mode abhängige Impedanz mit einem Maximalwert

$$\left| \frac{Z_M}{M} \right| \approx 300 \, \Omega \frac{R - R_i}{R_a} \quad (43)$$

Dabei sind R_i und R_a die Radien des Innen- bzw. des Außenrohrs. Befindet sich der Ring in einer Kavität, so können durch Hohlraumresonanzen starke Überhöhungen der Kopplungsimpedanz entstehen. Sie können unterdrückt werden, wenn die Güte des Resonators kleiner als zehn ist. ⁴²⁾

Ebenfalls resonanzartige Überhöhungen der Impedanz können durch verteilte Strukturen wie z.B. der Inflektoröffnung verursacht werden. Beiträge hierdurch sind allerdings schwer abzuschätzen.

Ein resistiver Anteil der Impedanz kann durch einen Oberflächenwiderstand $R_s < 1 \, \Omega/\text{Quadrat}$ vermieden werden. ⁶¹⁾ Dielektrika in der Ringumgebung führen u.U. ebenfalls zu einer Überhöhung der Impedanz über den Vakuumwert. ⁶²⁾

Die (exponentielle) Anwachsrate der Instabilität für Elektronenzahlen N_e über der Instabilitätsschwelle ergibt sich im Rahmen der linearen Theorie zu ⁶³⁾

$$\frac{1}{\tau} = \text{Im} \left(i Z_M M \frac{\omega_0^2}{2\pi} \frac{I_0}{\gamma U_0} \left| \frac{1}{Q_r^2} - \frac{1}{\gamma^2} \right| \right)^{1/2} \quad (44)$$

mit den Abkürzungen $I_0 = e N_e c / 2\pi R$ und $U_0 = e m_e c^2$.

Sie ist praktisch immer so groß, daß die Schwelle (32) für N_e auch nicht kurzzeitig überschritten werden kann. Nichtlineares Verhalten kann jedoch zu einer Stabilisierung der Schwingungen bei großen Amplituden führen.

A.2.2 Transversale Instabilität

Kollektive transversale Schwingungen können zur Aufweitung von a und b führen. Die instabilen Moden von radialen oder axialen kollektiven Schwingungen sind gegeben durch

$$S_{ot} = (M' - Q)\omega_0 \quad (45)$$

mit $Q = Q_r \approx \sqrt{1 - n}$ bzw. $Q = Q_z = \sqrt{n}$. Der Landaudämpfungskoeffizient ΔS_t ergibt sich zu ⁶⁴⁾

$$\Delta S_t = \frac{1}{\beta^2} \left[(M' - Q) \left(\frac{1}{Q_r^2} - \frac{1}{\gamma^2} \right) + \frac{R}{Q_r^2} \frac{\partial Q}{\partial R} \right] \omega_0 \cdot \frac{\Delta E}{E} \quad (46)$$

Es gilt

$$\frac{\partial Q}{\partial R} = \pm \frac{\partial n}{\partial R} \frac{1}{2Q} \quad \begin{array}{l} + \text{ axial} \\ - \text{ radial} \end{array} \quad (33c)$$

Ist $\frac{\partial n}{\partial R} > 0$ so sind die gefährlichen Moden (ΔS_t klein) durch $M'_r = 1,2$ und $M'_z = 1$ gegeben (Index r = radial, z = axial).

Eine (etwas vorsichtige) hinreichende Stabilitätsbedingung lautet ^{65,66)}

$$\Delta S_t \geq 2 |U + V + iV| \quad (47)$$

Es ist ⁶⁷⁾

$$U + V + iV = \omega_0 (\Delta Q_c - \Delta Q_{ic}) \quad (48)$$

gleich der Differenz der Frequenzverschiebung der Einzelteilchenschwingungen (ΔQ_{ic}) und der kohärenten Schwingungen (ΔQ_c) durch

die Felder des Rings und deren Bilder. Die Frequenzverschmierung im Strahl muß also wesentlich größer sein als diese Differenz. U und V sind geometrieabhängig. Für gut leitende Seitenwände dicht am Ring gilt für U ⁶⁸⁾

$$U = \frac{N_e r_0 c}{\pi Q a(a+b)\beta \gamma^3} \left[(\zeta_1 - \epsilon_1) \frac{a(a+b)}{h^2} - 1 \right] \quad (49)$$

für den radialen Fall. Im axialen Fall ist $a(a+b)$ durch $b(a+b)$ zu ersetzen. Für Q ist sinngemäß Q_r bzw. Q_z einzusetzen. Die Bildkoeffizienten haben die Werte

$$(\zeta_1 - \epsilon_1)_r \approx 0,2$$

$$(\zeta_1 - \epsilon_1)_z \approx 0,4$$

Da in diesem Fall $U \gg V$ ist, gilt die Stabilitätsbedingung

$$N_e \leq \frac{\pi Q a(a+b) \gamma^3}{2Rr \beta} \cdot L_t \cdot \frac{\Delta E}{E} \quad (50)$$

mit

$$L_t = \left| (M-Q) \left(\frac{1}{Q_r^2} - \frac{1}{\gamma^2} \right) + \frac{R}{Q_r^2} \frac{\partial Q}{\partial r} \right| \quad (33b)$$

Das Verhalten von U bei schlechter Leitfähigkeit oder Dielektrikum entnimmt man qualitativ einer Arbeit von Garren. ⁶⁹⁾

U besitzt in diesem Fall i.a. größere Werte (umgekehrten Vorzeichens).

Der Gleichung (48) entnimmt man - da U und V reelle Größen sind - daß die Anwachszeit τ der Resonanz

$$\tau = \frac{1}{V} \quad (51)$$

ist. Bei $V \equiv 0$ ist somit die Anwachszeit $\tau = \infty$. Eine notwendige

Stabilitätsbedingung lautet deshalb

$$|\Delta S| \gg |V| \quad (52)$$

Ein elektrischer Oberflächenwiderstand der Seitenwände im Kompressor führt zu einem resistiven Term der Form ⁷⁰⁾

$$V_{\text{res}} \approx \frac{N r_e \beta S_{\text{ot}}}{4\pi \gamma Q h} \frac{Z_o R_{\sim}}{R_{\sim}^2 + (Z_o \frac{S_{\text{ot}} h}{2c})^2} \quad (53)$$

R_{\sim} ist der Oberflächenwiderstand der Wände bei der Frequenz S_o . Die Gleichung (53) stellt nur eine grobe Näherung dar. Sie zeigt jedoch, daß sowohl sehr großer wie sehr kleiner Oberflächenwiderstand gut zur Minimalisierung des resistiven Anteils von V sind. Dieses Verhalten wird durch Computerberechnungen bestätigt.

Ist im Falle sehr guter Leitfähigkeit σ die Skintiefe sehr viel kleiner als die Dicke der Wände und gilt $R_{\sim} \ll Z_o \frac{S_{\text{ot}} h}{2c}$, so reduziert sich (53) auf

$$V_{\text{res}} \approx \frac{N r_e \beta c^2}{\pi \gamma Q h^3 S_{\text{ot}}} \frac{R_{\sim}}{Z_o} \quad (54)$$

Dabei ist der Oberflächenwiderstand gegeben durch

$$R_{\sim} = \sqrt{\frac{\mu \mu_o S_{\text{ot}}}{2\sigma}} \quad (55)$$

Gleichg. (54) stimmt gut überein mit dem bekannten LNS-Ergebnis. ⁶⁵⁾

Ist im Falle schlechter Leitfähigkeit die Skintiefe größer als die Wanddicke, dann ist R_{\sim} gleich dem Gleichstromoberflächenwiderstand: $R_{\sim} \approx R_s$. Mit $R_s \gg Z_o \frac{S_{\text{ot}} h}{2c}$ folgt

$$V_{\text{res}} \approx \frac{N r_e \beta S_{\text{ot}}}{4\pi \gamma Q h} \cdot \frac{1}{R_s} \quad (56)$$

Dieses Ergebnis stimmt mit anderen Berechnungen ⁷¹⁾ überein.

Im Falle schlechter Leitfähigkeit ist zu berücksichtigen, daß die Kräfte aufgrund elektrischer Bilder größer werden als die durch magnetische Bilder, ⁷¹⁾ so daß auch bei beliebig schlechter Leitfähigkeit (also auch bei Dielektrika) $V \neq 0$ ist und größere Anwachsraten zu erwarten sind als bei sehr guter Leitfähigkeit.

Wie im longitudinalen Fall ist deshalb eine elektrisch gut leitende Ringumgebung günstig zur Unterdrückung einer kollektiven Instabilität. Allerdings mit der Einschränkung, daß durch die $\frac{1}{h^3}$ -Abhängigkeit von V_{res} (Gleichg. (54)) eine Verschlechterung eintreten kann, wenn die Wände zu dicht am Ring sind.

A.3 Elektronen-Ionen-Instabilitäten

Im beladenen Elektronenring können die beiden Teilsysteme (Elektronen, Ionen) gegeneinander transversale kollektive Schwingungen ausführen. Die Schwingungsfrequenzen sind für radiale Schwingungen gegeben durch ³⁰⁾

$$Q_e^2 = Q_r^2 + Q_1^2 = Q_r^2 + \frac{2N_i r_e R}{\gamma \pi a(a+b)} \cdot Z^* \quad (57)$$

$$Q_i^2 = \frac{2N_e r_i R}{\pi a(a+b)} \cdot Z^* \quad (58)$$

In Analogie zum klassischen Elektronenradius r_e wurde dabei $\frac{1}{4\pi \epsilon_0} \frac{e^2}{M_i c^2} = r_i$ gesetzt.

Die Betatronfrequenz Q_r im unbeladenen Elektronenring ist durch (34) gegeben.

Für axiale Schwingungen ist in (57) und (58) entsprechend $a(a+b)$ durch $b(b+a)$ und Q_r durch Q_z zu ersetzen.

Bei bestimmten Kombinationen von Q_1 und Q_i sind die Schwingungen instabil. Die Form der Instabilitätsbereiche hängt von der Fokussierung $Q (= Q_r$ im radialen Fall bzw. Q_z im axialen Fall) des unbeladenen Elektronenrings ab.

In Abb. 20 sind die instabilen Bereiche für die Dipolmoden $M^* = 1$ und 2 bei verschiedenen Werten der Fokussierung Q gezeigt. Für den Fall $Q \approx 0$ ist auch die niedrigste Quadrupolmode eingezeichnet. $Q \approx 0$ entspricht dem Fall axialer Bewegung, $Q_r \approx 1$ dem der radialen Bewegung am Ende der Kompression ($n \approx 0$).

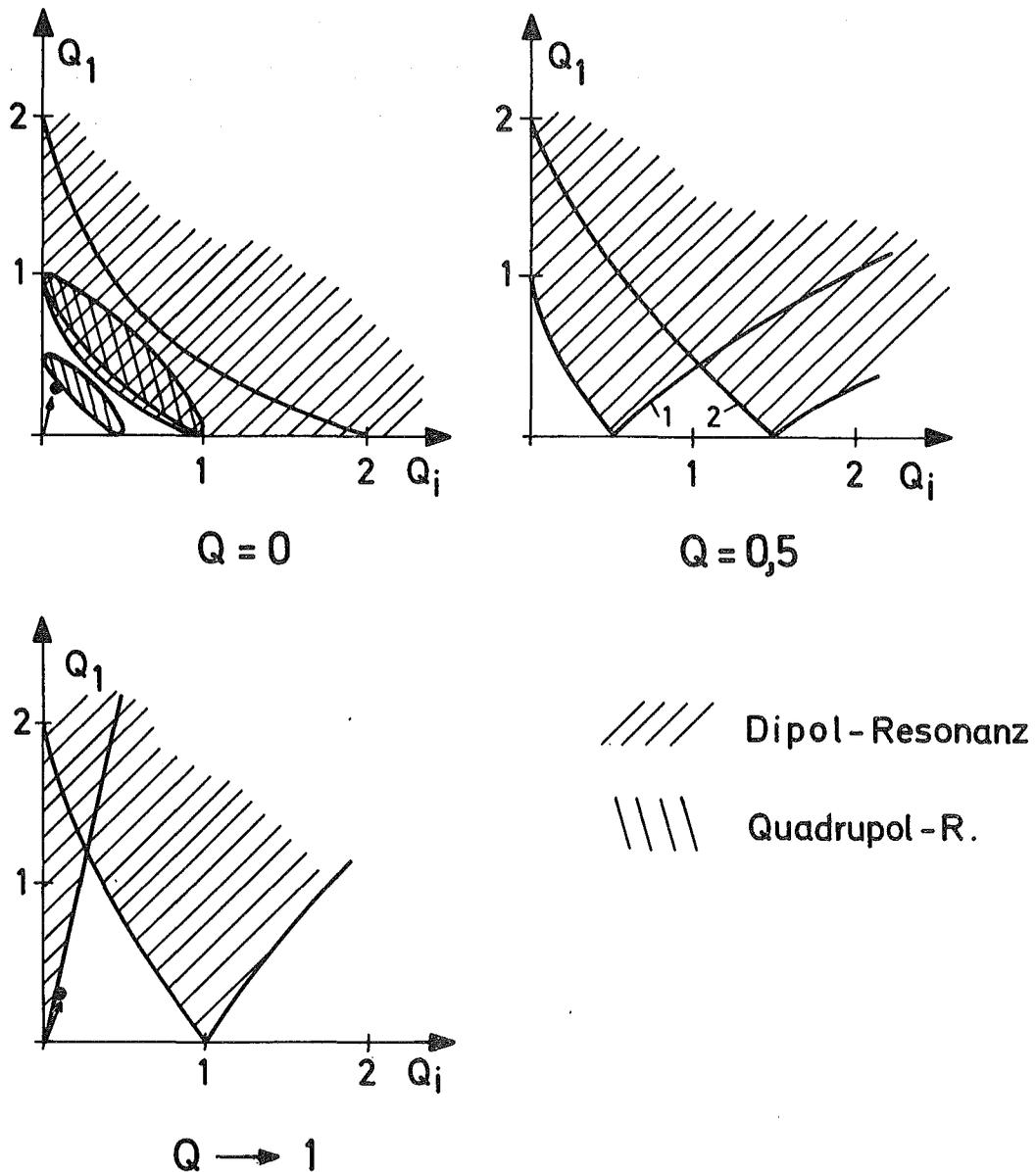


Abb. 20: Instabilitätsbereiche für Elektronen-Ionen-Schwingungen bei 3 verschiedenen Werten der Fokussierung Q des unbeladenen Elektronenrings.

Erfolgt die Beladung mit Ionen bei $n \gg 0$, so muß das nach links wandernde Instabilitätsgebiet für $M^* = 1$ im radialen Fall während der Kompression durchlaufen werden. Erfolgt dagegen die Beladung bei $n \rightarrow 0$ so können alle Instabilitätsgebiete vermieden werden.

Die in Abb. 20 eingetragenen Punkte entsprechen beladenen Elektronenringen mit den Parametern (11). Die zu ihnen führenden Pfeile deuten den Verlauf im $Q_i - Q_1$ -Diagramm während des Beladungs- und Ionisationsvorganges an, im linken oberen Teilbild für axiale Bewegung, im unteren Teilbild für radiale Bewegung.

Symboltabelle

A	Vektorpotential
a	kleiner Ringradius in r-Richtung
a_β	Betatron-Anteil von a
a_s	Synchrotron-Anteil von a
B	Magnetische Feldstärke
b	kleiner Ringradius in z-Richtung
c	Lichtgeschwindigkeit
E	Elektrische Feldstärke
E_h	effektives Beschleunigungsfeld
E_p	Spitzenfeld am Ringrand
e	Elementarladung
e	(Index) für Elektronen
h	Abstand der Seitenwände von der Ringmitte
i	(Index) für Ionen
k	nutzbarer Bruchteil des Spitzenfeldes
L	Induktivität
L_t	transversaler Landaudämpfungskoeffizient
ℓ_1, ℓ_2, ℓ_3	kleine ganze Zahlen
ℓ	(Index) für longitudinal
M	longitudinale kollektive Mode
M'	transversale kollektive Mode
M^*	Elektronen-Ionen-Mode
M_i	Ionenmasse
m	Masse eines Teilchens
m_e	Elektronenmasse
$N_e N_i$	Teilchenzahl
n	Feldindex
n_e	Teilchendichte
p	Teilchenimpuls
p_\perp	Impuls senkrecht zum Magnetfeld
P	kanonischer Drehimpuls

Q	Betatronfrequenz (=Q _r oder Q _z)
Q ₁	durch Ionen bewirkter Anteil zur Schwingungsfrequenz der Elektronen
Q _i	Schwingungsfrequenz der Ionen im Elektronenring
ΔQ _c	kohärente Q-Verschiebung
ΔQ _{ic}	inkohärente Q-Verschiebung
ΔQ _r	inkohärente Q-Verschiebung in r-Richtung
ΔQ _z	inkohärente Q-Verschiebung in z-Richtung
R	Ringradius
R	ohmscher Widerstand
R _s	Oberflächenwiderstand
R _~	Wechselstromwiderstand
r	Koordinate, (als Index: für radial)
r _e	klassischer Elektronenradius ($=\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{m_e c^2}$)
r _i	Abkürzung für $\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{M_i c^2}$
S ₀	kollektive Frequenz
ΔS	Verschmierung der kollektiven Frequenz
t	(Index) für transversal
U	treibender Term für transversale Instabilität
V	treibender Term für transversale Instabilität
v	Geschwindigkeit
v _⊥	Geschwindigkeit senkrecht zum Magnetfeld
W	Energie
W _{kin}	kinetische Energie
x	Koordinate (radiale Abweichung von der Sollbahn)
Z	Impedanz, Wellenwiderstand
Z ₀	Wellenwiderstand des Vakuums
Z _M	Kopplungsimpedanz
Z*	Ionisierungsgrad
z	Koordinate, (als Index: für axial)

α	Parameter, beschreibt die Energieabstrahlung in Kavitäten
β	Geschwindigkeit in Einheiten der Lichtgeschwindigkeit
γ	Energie in Einheiten der Ruhenergie
γ_{cp}	Energie im komprimierten Zustand
$\epsilon_r = \epsilon_x, \epsilon_z$	Emittanz
ϵ_0	Influenzkonstante
ϵ_1, ζ_1	Elektromagnetische Bildkoeffizienten
θ	Koordinate, (als Index: für azimuthal)
μ_0	Induktionskonstante
μ	Permeabilität
σ	Leitfähigkeit
σ_{ij}	Wirkungsquerschnitt
τ	Zeitkonstante
τ_r, τ_z, τ_e	zwei-dimensionale Phasenraum-Volumina (normierte Emittanzen)
Φ	magnetischer Fluß
ϕ	Phasenwinkel
ω_0	Zyklotronfrequenz

Literaturverzeichnis

Im folgenden werden die Abkürzungen

IPP Institut für Plasmaphysik, Garching

KFK Kernforschungszentrum, Karlsruhe

LBL Lawrence Berkeley Laboratory, Berkeley, Calif. USA

benutzt.

- 1) V.I. Veksler, Proc. CERN Symposium on High-Energy Accelerators and Pion Physics, Genf 1956, Band 1, S. 80
- 2) V.I. Veksler et al., Proc. VIth Int. Conf. on High-Energy Accelerators, Cambridge (USA) 1967, S. 289 - S. 294
- 3) V.P. Sarantsev, Particle accelerators 1, (1970), S. 145-S. 150
- 4) V.P. Sarantsev, Proc. VIIIth Int. Conference on High-Energy Accelerators, CERN 1971, S. 392 - S. 396
- 5) D. Keefe, Particle accelerators 1, (1970), S. 1 - S. 13
- 6) D. Keefe et al., Nuclear Instruments and Methods 93, (1971), S. 541 - S. 556
- 7) D. Keefe, Proc. VIIIth Int. Conference on High-Energy Accelerators, CERN 1971, S. 397 - S. 402
- 8) G.R. Lambertson et al., Symposium on Collective Methods of Acceleration, Dubna (UdSSR) 1972 und Particle Accelerators 5, (1973), S. 113 - S. 120
- 9) W.W. Destler et al., Proc. IXth Int. Conference on High-Energy Accelerators, Stanford (USA) 1974, wird veröffentlicht.
- 10) A. Schlüter, Proc. VIIIth Int. Conf. on High-Energy Accelerators, CERN 1971, S. 402 - S. 407
- 11) C. Andelfinger, Symp. on Coll. Meth. of Acceleration, Dubna (UdSSR) 1972 und Particle Accelerators 5, (1973), S. 105 - S. 112
- 12) C. Andelfinger et al., Proc. IXth Int. Conf. on High-Energy Accelerators, Stanford (USA) 1974, wird veröffentlicht.
- 13) C.-H. Dustmann et al., Proc. VIIIth Int. Conf. on High-Energy Accelerators, CERN 1971, S. 408 - S. 414

- 14) C.-H. Dustmann et al., Int. Symposium on Collective Methods of Acceleration, Dubna (UdSSR) 1972
- 15) C.-H. Dustmann et al., Proc. IXth Int. Conf. on High-Energy Accelerators, Stanford (USA) 1974, wird veröffentlicht.
- 16) U. Schumacher, private Mitteilung, Oktober 1974
- 17) W.H. Bennett, Phys. Review 98, (1955), S. 1584 - S. 1593
- 18) G.J. Budker, Proc. CERN Symposium on High Energy Accelerators and Pion Physics, Genf 1956, Bd 1, S. 68-S.75
- 19) L.J. Laslett, LBL interner Report, ERAN-30 und ERAN-200
- 20) J. Hofmann, Proc. IXth Int. Conf. on High-Energy Accelerators, Stanford (USA) 1974, wird veröffentlicht.
- 21) E. Keil, CERN-report, CERN-ISR-TH/68-49 (November 1968)
- 22) R.F. Koontz et al., Proc. VIIIth International Conference on High-Energy Accelerators, CERN 1971, S. 491 - S. 495
- 23) C. Bovet und C. Pellegrini, Particle accelerators 2, (1971), S. 45 - S. 56
- 24) D. Möhl et al., LBL-Report, LBL-1062 (September 1972)
- 25) A. Faltens und L.J. Laslett, LBL-Report, LBL-1070 (September 1972)
- 26) A. Salop, LBL-Report, LBL-2440 (Dezember 1973)
- 27) H. Krauth, Proc. of the 4th Work Meeting on ERA, Garching 1971, IPP 0/3, S. 86 - S. 92
- 28) U. Schumacher, IPP-Bericht, IPP 0/20, (Dezember 1973)
Dieser Bericht enthält außerdem eine wertvolle Zusammenstellung weiterer hier nicht angeführter Literatur zum Elektronenringbeschleuniger.
- 29) W. Dommaschk, IPP-Bericht, IPP 0/19, (Dezember 1973)
- 30) D.G. Koshkarev und P.R. Zenkevich, Particle Accelerators 3, (1972), S. 1 - S. 9
- 31) N.C. Christofilos, Phys. Review Letters 22, (1969), S. 830-S. 837
- 32) L.J. Laslett und A.M. Sessler, IEEE Transactions on Nuclear Science NS-16/3, (1969), S. 1034 - S. 1038

- 33) R. Berg, IEEE Transactions on Nuclear Science NS-16/3, (1969), S. 1043 - S. 1046
- 34) D.L. Nelson und H. Kim, Proc. VIIth Int. Conference on High-Energy Accelerators, Yerevan (UdSSR) 1969, S. 540-S. 546
- 35) A.J. Lichtenberg, Phase-Space Dynamics of Particles, John Wiley and sons, Inc., New York 1969
- 36) A.A. Kolomensky und A.N. Lebedev, Theory of Cyclic Accelerators, North-Holland Publishing Company, Amsterdam 1966
- 37) C.-H. Dustmann, KFK-Bericht, KFK-2026, (Juli 1974)
- 38) W. Zernial, KFK-Bericht, KFK-2059, im Druck
- 39) A.A. Garren, Proc. VIIIth Int. Conference on High-Energy Accelerators, Yerevan (UdSSR) 1969, S. 415 - S. 428
- 40) H. Hermann, Proc. of the 4th Work Meeting on ERA, Garching 1971, IPP 0/3, S. 98 - S. 101
- 41) Symposium on Electron Ring Accelerators, Lawrence Radiation Laboratory, Berkeley (USA) 1968
- 42) A.C. Entis et al., IEEE Transactions on Nuclear Science NS-18/3, (1971), S. 1092 - S. 1096
- 43) Y.G. Globenko, Instruments and Experimental Techniques 5 (1972) S. 1302 - S. 1306
- 44) Y.G. Globenko, Interner Bericht, Institut für theoretische und experimentelle Physik, Moskau 1973, ITEP-54 (1973)
- 45) L.D. Landau und E.M. Lifschitz, Lehrbuch der theoretischen Physik, Bd. 2, Klassische Feldtheorie, S. 180 Akademie-Verlag, Berlin 1966
- 46) A.A. Sokolov und J.M. Ternov, Synchrotron Radiation Akademie-Verlag, Berlin 1968
- 47) L.J. Laslett, IEEE Transactions on Nuclear Science NS 20/3, (1973), S. 271 - S. 275
- 48) A. Faltens et al., Proc. IXth Int. Conference on High Energy Accelerators, Stanford (USA), 1974 wird veröffentlicht.
- 49) J. Fink et al., Proc. IXth Int. Conference on High Energy Accelerators, Stanford (USA) 1974, wird veröffentlicht.
- 50) R. Wilhelm, IPP-Bericht, IPP 1/85 (August 1968)

- 51) L. Steinbock, KFK-Bericht, KFK-1636, (Juni 1972)
- 52) C.-H. Dustmann et al., IEEE Transactions on Nuclear Science, NS 20/3, (1969), S. 283 - S. 285
- 53) J. Rechen, Monatlicher Statusbericht Advanced Accelerator Design Studies LBL, Juli 1974 (unveröffentlicht)
- 54) C. Andelfinger et al., IEEE Transactions on Nuclear Science, NS 20/3, (1973), S. 276 - S. 279
- 55) R. Avery et al., IEEE Transactions on Nuclear Science NS 18/3, (1971) S. 479 - S. 483
- 56) L.J. Laslett, Proc. of the 1963 Summer Study on Storage Rings, Accelerators and Experimentation at Very High Energies, Brookhaven National Laboratory, Upton, New York 1963, BNL 7534, S. 324 - S. 367
- 57) L.J. Laslett und W.A. Perkins, Nuclear Instruments and Methods, 97, (1971), S. 523 - S. 538
- 58) C. Pelligrini und A.M. Seßler, Nuclear Instruments and Methods 84, (1970), S. 109 - S. 116
- 59) A.M. Seßler: IEEE Transactions on Nuclear Science, NS 18/3, (1971), S. 1039 - S. 1044
- 60) A. Faltens und L.J. Laslett, LBL-report, LBL-1070 (September 1972)
- 61) A. Faltens et al., Proc. VIIIth Int. Conf. on High Energy Accelerators, CERN 1971, S. 338 - S. 344
- 62) B. Zotter, CERN-Report, CERN- ISR - TH/69-35
- 63) K.V. Neil und A.M. Seßler, Review of Scientific Instruments 36, (1965), S. 429 - S. 436
- 64) R.T. Avery, L.J. Laslett, Proc. VIIIth Int. Conference on High Energy Accelerators, CERN 1971, S. 465 - S. 467
- 65) L.J. Laslett, V.K. Neil, A.M. Seßler (LNS), Review of Scientific Instruments 36, (1965), S. 436 - S. 448
- 66) K. Hübner, V.G. Vaccaro, CERN-Report, CERN-ISR-TH/70-44
- 67) D. Möhl, A.M. Seßler, LBL-Report, LBL-42
- 68) D. Möhl, LBL interner Report, ERAN-183
- 69) A Garren, LBL interner Report, ERAN-123

- 70) H. Kim, private Mitteilung
- 71) G.R. Labertson und L.J. Laslett, LBL interner Report, ERAN-157

Diese Arbeit wurde im Institut für Experimentelle Kernphysik der Universität (TH) und des Kernforschungszentrums Karlsruhe angefertigt.

Herrn Professor Dr. W. Heinz danke ich für seine Unterstützung und sein ständiges Interesse beim Aufbau und bei der Durchführung des Elektronenringbeschleuniger-Experiments, sowie für die Möglichkeit, diese Arbeit fertigstellen zu können.

Allen, die als Mitglieder der Arbeitsgruppe am Aufbau der Experimentieranlage und bei den Experimenten beteiligt waren, danke ich für die gute Zusammenarbeit, ohne die die erfolgreiche Durchführung des Experiments nicht möglich gewesen wäre.

Herrn Dipl.-Ing. G. Nöther und seiner Arbeitsgruppe danke ich für die Entwicklung und den Bau des elektronischen Teils der Steuerung der Anlage.

Mein Dank gilt auch den zahlreichen Mitarbeitern in der Institutswerkstatt und den zentralen Werkstätten des Kernforschungszentrums, die bei der Herstellung der mechanischen Bauteile für die Experimentieranordnung beteiligt waren.

Nicht zuletzt danke ich auch Frl. B. Böltz für das Zeichnen der Abbildungen und Fr. I. Köber für das Schreiben des Textes.