

**Untersuchungen zum
technischen und teilchenoptischen Design
kompakter Speicherringe für Ionen**

Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften

vorgelegt beim Fachbereich Physik
der Johann Wolfgang Goethe-Universität
in Frankfurt am Main

von

Carsten Peter Welsch

aus Offenbach

Frankfurt am Main 2002

Vom Fachbereich Physik der
Johann Wolfgang Goethe-Universität als Dissertation angenommen.

Dekan: Prof. Dr. H. Schmidt-Böcking

1. Gutachter: Prof. Dr. A. Schempp

2. Gutachter: Prof. Dr. H. Schmidt-Böcking

Datum der Disputation: 27. November 2002

VERWENDETE ABKÜRZUNGEN	- 4 -
EINLEITUNG	- 5 -
1 BEWEGUNG GELADENER TEILCHEN IM ELEKTRISCHEN UND MAGNETISCHEN FELD	- 8 -
1.1 <i>EINFÜHRUNG</i>	- 8 -
1.2 <i>MULTIPOLENTWICKLUNG DER FELDER</i>	- 9 -
1.3 <i>VERWENDUNG VON ZYLINDERKOORDINATEN</i>	- 12 -
1.4 <i>OPTISCHE ELEMENTE</i>	- 14 -
1.5 <i>LÖSUNG DER BEWEGUNGSGLEICHUNGEN</i>	- 29 -
1.6 <i>BEWEGUNG DES TEILCHENENSEMBLES</i>	- 39 -
2 STÖRUNG DER IDEALEN TEILCHENBEWEGUNG	- 47 -
2.1 <i>ABWEICHUNGEN VOM IDEALEN FELDVERLAUF</i>	- 47 -
2.2 <i>SPIEGELLADUNG</i>	- 59 -
2.3 <i>RAUMLADUNG</i>	- 61 -
2.4 <i>TEILCHENVERLUST DURCH KOPPLUNG ZWISCHEN DEN PHASENRAUMBEBENEN</i>	- 64 -
2.5 <i>WECHSELWIRKUNG MIT DEM RESTGAS</i>	- 65 -
3 OPTISCHE RESONANZEN	- 72 -
3.1 <i>FLOQUET'SCHE TRANSFORMATION</i>	- 72 -
3.2 <i>RESONANZERSCHEINUNGEN</i>	- 72 -
4 VAKUUMSYSTEM UND STRAHLKONTROLLE	- 72 -
4.1 <i>VAKUUMSYSTEM</i>	- 72 -
4.2 <i>STRAHLDIAGNOSE</i>	- 72 -
5 RINGPARAMETER UND AUFBAU EINES VIERTELRINGSEGMENTS	- 72 -
5.1 <i>INJEKTION</i>	- 72 -
5.2 <i>TEILCHENDYNAMIK</i>	- 72 -
5.3 <i>AUFBAU EINES RINGVIERTELS</i>	- 72 -
ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK	- 72 -
LITERATURVERZEICHNIS	- 72 -
ABBILDUNGSVERZEICHNIS	- 72 -
ANHANG	- 72 -

Verwendete Abkürzungen

AD	<u>A</u> ntiproton <u>D</u> ecelerator
AdA	<u>A</u> nelli <u>d</u> i <u>A</u> ccumulazione
ALS	<u>A</u> dvanced <u>L</u> ight <u>S</u> ource
BMC	<u>B</u> ending <u>M</u> agnet <u>C</u> hamber
CERN	<u>C</u> onseil <u>E</u> uropéen pour la <u>R</u> echerche <u>N</u> ucléaire
CNA	<u>C</u> ontrol <u>N</u> et <u>A</u> ll-in-one
ESR	<u>E</u> xperimenteller <u>S</u> peicher <u>r</u> ing
ESRF	<u>E</u> uropean <u>S</u> ynchrotron <u>R</u> adiation <u>F</u> acility
EZR	<u>E</u> lektronen- <u>Z</u> yklotron- <u>R</u> esonanz
FFT	<u>F</u> ast <u>F</u> ourier <u>T</u> ransformation
GPIB	<u>G</u> eneral <u>P</u> urpose <u>I</u> nterface <u>B</u> us
GSI	<u>G</u> esellschaft für <u>S</u> chwer <u>i</u> onenforschung
HGF	Hermann von <u>H</u> elmholtz <u>G</u> emeinschaft Deutscher <u>F</u> orschungszentren
IAP	<u>I</u> nstitut für <u>A</u> ngewandte <u>P</u> hysik
IKF	<u>I</u> nstitut für <u>K</u> ernphysik <u>F</u> rankfurt
ISR	<u>I</u> ntersection <u>S</u> torage <u>R</u> ings
JFET	<u>J</u> unction <u>F</u> ield <u>E</u> ffect <u>T</u> ransistor
LBL	<u>L</u> awrence <u>B</u> erkeley <u>L</u> aboratory
LHC	<u>L</u> arge <u>H</u> adron <u>C</u> ollider
MAFIA	solving <u>M</u> axwell's equations using the <u>f</u> inite <u>i</u> ntegration <u>a</u> lgorithm
NEG	<u>N</u> on- <u>E</u> vaporable <u>G</u> etter
PCI	<u>P</u> ersonal <u>C</u> omputer <u>I</u> nstrumentation
SIS	<u>S</u> chwer <u>i</u> onens <u>s</u> ynchrotron
SPS	<u>S</u> uper <u>P</u> roton <u>S</u> ynchrotron
SSC	<u>S</u> traight <u>S</u> ection <u>C</u> hamber
TSR	<u>T</u> estspeicher <u>r</u> ing
UNILAC	<u>U</u> niversal <u>L</u> inear <u>A</u> ccelerator
XHV	e <u>X</u> treme <u>H</u> igh <u>V</u> acuum

Einleitung

Die Entwicklung von Teilchenbeschleunigern hatte lange Zeit das Erreichen immer höherer Endenergien und Strahlströme zum Ziel. In großen Beschleunigeranlagen wie dem CERN konnten in kern- und atomphysikalischen Experimenten Auflösungen erzielt werden, die vorher als nicht-zugänglich galten.

Neben Linearbeschleunigern wurden seit den 70er Jahren verstärkt magnetische Speicherringe in unterschiedlichsten Energiebereichen eingesetzt. Bei diesen Anlagen handelt es sich nicht um Teilchenbeschleuniger im engeren Sinn, da die Ionen ihre Einschussenergie behalten und bei konstanter Geschwindigkeit auf einer Kreisbahn geführt werden.

Motivation für die Entwicklung von Speicherringen war ursprünglich der Wunsch, hochenergetische Teilchen für Kollisionsexperimente verwenden zu können. Zur Produktion von Teilchen in solchen Experimenten ist die Energie im Schwerpunktsystem die entscheidende Größe. Schießt man einen hochbeschleunigten Strahl auf ein festes Target, so beträgt die Schwerpunktsenergie nur einen sehr geringen Bruchteil der Strahlenergie. Der größte Anteil der Strahlenergie kann in diesem Fall nicht zur Erzeugung von Teilchen genutzt werden.

Bringt man jedoch zwei hochenergetische Strahlen zur Kollision, so steht die gesamte Strahlenergie im Experiment zur Verfügung. In einem Speicherring können die injizierten Teilchen millionenfach durch ein Target hindurchgeführt oder mit einem zweiten Strahl zur Kollision gebracht werden. Dadurch kann die Anzahl von Wechselwirkungsereignissen im Vergleich zu Experimenten in Linearbeschleunigern um viele Größenordnungen gesteigert werden.

Der erste Speicherring weltweit wurde im Rahmen des *AdA* Projekts in Frascati im Jahre 1961 gebaut. Dabei wurden in der gleichen Vakuumkammer Teilchen und Antiteilchen auf gegenläufigen Umlaufrichtungen geführt.

Die erste Doppelringmaschine war der *ISR* am *CERN*, an dem zwischen 1972 und 1983 Protonen zur Kollision gebracht wurden. Die ersten magnetischen Speicherringe für schwere Ionen waren der *TSR* in Heidelberg mit Energien bis 30 MeV/u und der *ESR* bei der *GSI* in Darmstadt für Energien zwischen 3 MeV/u und 830 MeV/u .

Die Bahn geladener Teilchen kann mit elektrischen oder magnetischen Feldern beeinflusst werden. Im Bereich niedriger Energien von einigen 10 keV erweist sich jedoch die Strahlführung mit Magneten als nicht sehr effektiv und insbesondere als anfällig gegenüber externen Streufeldern. Aufgrund der Massenabhängigkeit der Felder in den Biegesektionen und fokussierenden Elementen ist außerdem das Speichern massereicher Moleküle im Allgemeinen nicht möglich.

Ein elektrostatischer Speicherring kann als Kreuzung zwischen einem magnetischen Speicherring und einer Falle gesehen werden. Geringe Baugröße, vergleichsweise niedrige Kosten und gute Zugänglichkeit sämtlicher Elemente werden gepaart mit einer hohen Flexibilität in Bezug auf Experimente.

Grundsätzlich bietet ein elektrostatischer Speicherring die gleichen Experimentiermöglichkeiten, die man von magnetischen Ringen kennt. Das Spektrum möglicher Untersuchungen reicht von Wechselwirkungsreaktionen der umlaufenden Ionen mit Elektronen- oder Laserstrahlen, über das zeitabhängige Studium von Zerfallsprozessen bis hin zur Integration von Strahlkühlungsverfahren in den Ring. Die Teilchendynamik unterscheidet sich jedoch grundsätzlich von der in magnetischen Ringen - ein „Herunterskalieren“ ist nicht möglich.

Aufgrund der Massenunabhängigkeit der elektrostatischen Steifigkeit können in einem Ring, der ausschließlich elektrostatische Elemente zur Strahlführung verwendet, bei vorgegebener Energie und Ladungszustand die zu speichernden Teilchen geändert werden, ohne dass eine Anpassung der Felder nötig ist. Insbesondere die Speicherung von massereichen Ionen und Molekülen stellt in diesem Fall keinen Unterschied zur Speicherung von leichten Ionen dar. Durch die Abwesenheit magnetischer Felder besitzt eine solche Maschine den Vorteil, die Spinpolarisierung eines Teilchens nicht zu ändern. Experimente an spinpolarisierten Strahlen sind folglich ohne eine besondere Anpassung der Strahloptik möglich.

Elektrostatische Elemente zu Strahlführungszwecken wurden bislang vor allem für kurze Strahltransportstrecken, in Quellen oder in Spektrometern verwendet. Es existieren nur zwei Speicherringe weltweit, die ausschließlich elektrostatische Elemente verwenden [Møl 98], [Tan 01]. Anfängliche Probleme während des Betriebs des Rings ELISA zeigten deutlich, dass die Teilchendynamik in einer solchen Anlage Besonderheiten aufweist, die noch nicht vollständig verstanden sind.

Die vorliegende Arbeit befasst sich mit der Berechnung, Auslegung und dem Aufbau von elektrostatischen Speicherringen. Sie soll als Grundlage für den geplanten Bau eines elektrostatischen Rings in Frankfurt dienen und sämtliche Aspekte der Entwicklung und Auslegung einer solchen Anlage abdecken.

Im 1. Kapitel werden zunächst die grundsätzlichen Unterschiede der Bewegung von Ionen im elektrischen und magnetischen Feld vorgestellt. Aus den gewünschten Feldcharakteristiken der Strahlführungselemente werden die korrespondierenden Elektrodengeometrien berechnet und die Gleichungen der Einzelteilchen hergeleitet. Die Ergebnisse werden durch den Übergang auf eine Matrizendarstellung zur Beschreibung des Teilchenensembles erweitert.

Bei den Herleitungen der Bewegungsgleichungen müssen eine Vielzahl idealisierender Annahmen gemacht werden. Die Diskussion möglicher Störungen und die Auswirkung auf den umlaufenden Strahl sind Gegenstand des 2. Kapitels.

Im Gegensatz zu Linearbeschleunigern und Strahltransportstrecken treten die Ionen in einem Speicherring durch sämtliche optische Elemente millionenfach hindurch. Durch unvermeidbare Positionierungs- oder Fertigungsfehler der Elektroden können zusätzliche Felder in den optischen Elementen auftreten, die nicht im ursprünglichen Entwurf vorgesehen waren. Die Bedingungen unter denen diese Felder zu Resonanzeffekten im Strahl führen, die die Speicherzeit des umlaufenden Strahls verkürzen, sind Gegenstand des 3. Kapitels.

Für einen stabilen Betrieb eines Speicherrings ist ein leistungsfähiges Kontroll-, Steuerungs- und Diagnosesystem notwendig. Dessen Komponenten bilden zusammen mit der Beschreibung eines möglichen Systems zur Erzeugung von Restgasdrücken von $p \approx 10^{-12}$ mbar den Inhalt des 4. Kapitels.

Im 5. Kapitel werden unterschiedliche Ringentwürfe diskutiert. Grundlage der Rechnungen waren die Ausgangsparameter der existierenden EZR Ionenquelle am IKF in Frankfurt, die zur Injektion verwendet werden soll und Gesamtenergie und Ladungszustand der zu speichernden Ionen festlegt. Für einfach geladene Teilchen mit Energien bis zu 50 keV wurden neben „klassischen“, ringförmigen Geometrien Variationen eines „rennbahnförmigen“ Speicherrings berechnet.

Am Ende der Arbeit steht die Beschreibung eines berechneten und aufgebauten Viertelringsegments. Die mechanische Ausführung sämtlicher Elektroden wird vorgestellt und der Strahlverlauf unter Berücksichtigung von Randfeldeffekten berechnet. Das für einen Betrieb notwendige Kontrollsystem wird beschrieben und Möglichkeiten zur Strahldiagnose angegeben.

1 Bewegung geladener Teilchen im elektrischen und magnetischen Feld

1.1 Einführung

Während der Entwurfsphase eines Beschleunigers wird die sogenannte Sollbahn der Teilchen festgelegt. Dabei handelt es sich um die Bahn eines Ions, dessen kinetische Energie und Position exakt den Werten der Rechnungen entsprechen, $dE_{kin} = Dr = 0$. Bei der Sollbahn kann es sich im einfachsten Fall um die Drift entlang einer feldfreien Strecke handeln – es kann sich jedoch auch um den Verlauf durch komplexe Elektrodengeometrien handeln.

Die aus einer Ionenquelle austretenden Teilchen besitzen stets eine unvermeidliche Winkeldivergenz beim Austritt aus der Quelle. Die Ladung der Teilchen führt zu einer gegenseitigen Abstoßung, so dass der Querschnitt eines Strahls rasch zunimmt. Ohne geeignete Gegenmaßnahmen trifft ein solcher Strahl schnell gegen die Wände der Vakuumkammer und geht verloren. Es muss deshalb dafür gesorgt werden, dass einerseits die Teilchen der Sollbahn, d.h. im Fall von Ringen einer gekrümmten Bahn, folgen und andererseits divergierende Teilchen durch entsprechende rückführende Felder auf die Sollbahn zurückgebracht werden.

Die Bewegung von geladenen Teilchen kann durch elektrische und magnetische Felder beeinflusst werden. Grundlage für die weitere Betrachtung ist die Lorentzkraft, die die Wirkung von elektrischen und magnetischen Feldern auf Teilchen der Ladung q und der Geschwindigkeit \vec{v} beschreibt.

$$\vec{F} = q \cdot (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (1.1)$$

In klassischen Speicherringen werden in den meisten Fällen Elektronen gespeichert. Diese bewegen sich mit relativistischen Geschwindigkeiten und die Stärke von elektrischem und magnetischem Feld steht gemäß $\vec{E} = c \cdot \vec{B}$ in einer linearen Beziehung. Somit ist ein magnetisches Feld von $B = 1T$ einem elektrischen Feld von $E = 3 \cdot 10^8 V/m$ äquivalent. Ersteres ist auch ohne supraleitende Magnete relativ problemlos herzustellen; ein elektrisches Feld dieser Größenordnung allerdings technisch nicht zu realisieren. Deshalb werden in Ringen normalerweise ausnahmslos Magnete zur Strahlführung eingesetzt.

Anders gestaltet sich jedoch die Betrachtung bei niedrigen Energien. Im Vorgriff auf die Ergebnisse der Teilchenbewegung in Quadrupollinsen zeigt *Abb. 1.1* den Verlauf der Fokussierstärke k eines Quadrupols multipliziert mit dem Aperturradius a . Diese Größe stellt ein Maß für die Stärke einer Linse dar und ist dargestellt für Protonen unterschiedlicher Energien.

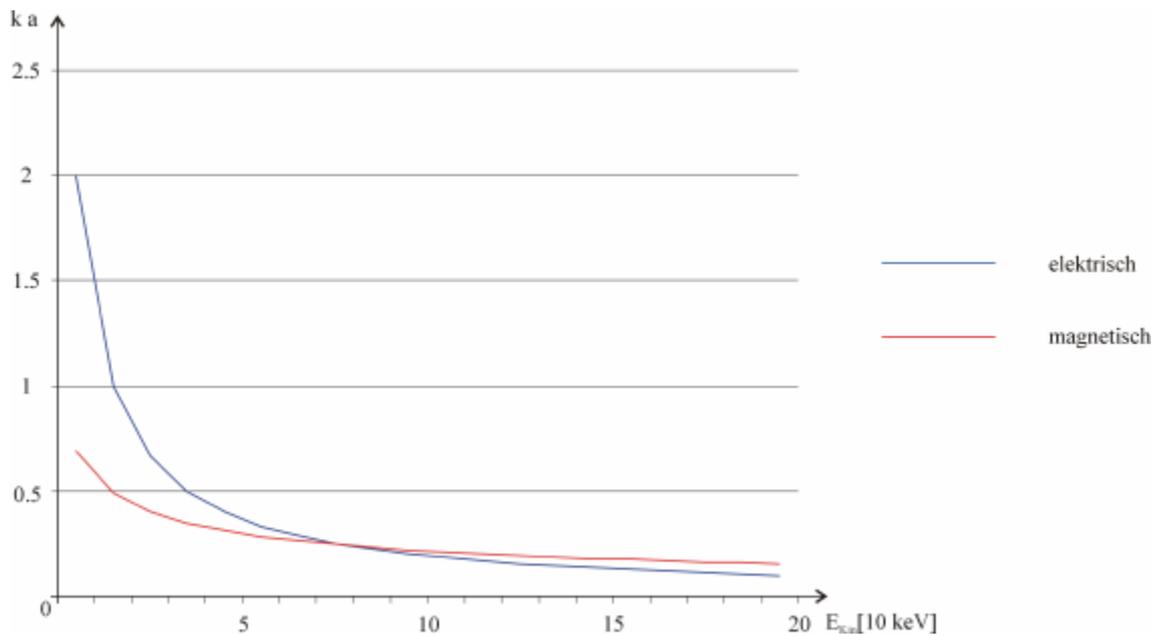


Abb. 1.1 Vergleich der Fokussierstärke von elektrostatischen und magnetischen Linsen bei unterschiedlichen Teilchenenergien

Die Größe $F_Q = k a$, die Fokussierstärke der Linse, ist für Energien bis zu 80 keV im Falle eines elektrostatischen Quadrupols größer als im Falle der magnetischen Linse und bei gegebener Länge ist die Fokussierung durch eine elektrostatische Linse effektiver.

1.2 Multipolentwicklung der Felder

Für die weitere Betrachtung erweist es sich als zweckmäßig, ein rechtwinkliges Koordinatensystem einzuführen, dessen Ursprung zusammen mit den umlaufenden Teilchen der Idealbahn folgt. Die Achse tangential zur Teilchenbahn ist s , die horizontale und vertikale Achse transversal zur Strahlachse werden mit x und z bezeichnet.

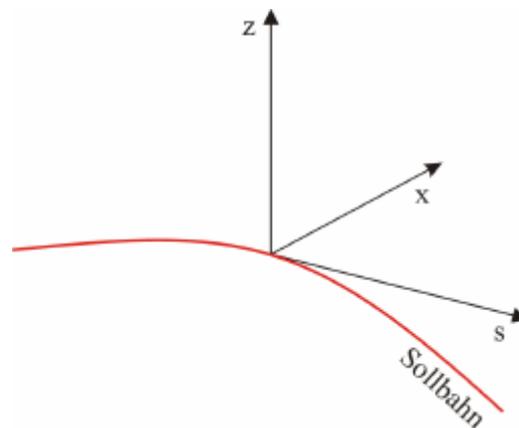


Abb. 1.2 Definition des globalen Koordinatensystems

Zunächst sollen nur die prinzipiellen Unterschiede beim Verlauf durch ein magnetisches und ein elektrisches Feld herausgestellt werden. Die beiden Fälle werden daher nacheinander diskutiert.

Ziel ist es, ein geladenes Teilchen auf einer Kreisbahn in der horizontalen Ebene zu führen. Der Einfachheit halber soll die Geschwindigkeit der Teilchen nur eine Komponente entlang der Idealbahn besitzen. Ein Magnetfeld, welches nur transversale Komponenten besitzt, $\vec{B} = (B_x, B_z, 0)$, vermag ein solches Ion auf der gewünschten Bahn zu führen.

In realen Ringen notwendige optische Elemente zur Strahlführung sollen momentan noch außer Acht bleiben. Die Bahn wird damit durch das Gleichgewicht zwischen Lorentzkraft $F_x = -qvB_z$ und Zentrifugalkraft $F_{ZK} = mv^2 / R$ eindeutig bestimmt. Setzt man den Impuls anstelle der Geschwindigkeit ein und formt den entstehenden Ausdruck um, erhält man die folgende Relation zwischen Biegeradius und dem Ladung/Impuls Verhältnis des Teilchens in einem Magnetfeld der Stärke B

$$\frac{1}{R(x, z, s)} = \frac{q}{p} B_z(x, z, s) \quad (1.2)$$

Ein beliebiges Feld kann beschrieben werden durch eine Taylorentwicklung der Form

$$B_z(x, z, s) = B_{z0} + \frac{dB_z}{dx} x + \frac{1}{2!} \frac{d^2 B_z}{dx^2} x^2 + \frac{1}{3!} \frac{d^3 B_z}{dx^3} x^3 + \dots \quad (1.3)$$

Durch Multiplikation beider Seiten der Gleichung (1.3) mit dem Ladung / Impulsverhältnis ergibt sich schließlich

$$\frac{q}{p} B_z(x, z, s) = \frac{q}{p} B_{z0} + \frac{q}{p} \frac{dB_z}{dx} x + \frac{1}{2!} \frac{q}{p} \frac{d^2 B_z}{dx^2} x^2 + \frac{1}{3!} \frac{q}{p} \frac{d^3 B_z}{dx^3} x^3 \quad (1.4)$$

$$= \frac{1}{R} + k \cdot x + \frac{1}{2!} m \cdot x^2 + \frac{1}{3!} n \cdot x^3 \quad (1.5)$$

Dipol Quadrupol Sextupol Oktupol

Damit kann ein beliebiges Feld auf eine (unendliche) Summe aus Multipolen rückgeführt werden. In der Praxis werden die einzelnen Summanden durch Magnete an unterschiedlichen Positionen im Ring wiedergespiegelt, die idealerweise nur eine einzige Multipolkomponente darstellen. In der Nähe der Strahlachse sind die Anteile von Feldern höherer Ordnungen verschwindend gering und können in der Entwicklung vernachlässigt werden.

Beschränkt man sich im Ring auf Dipole und Quadrupole, so spricht man von einer linearen Strahloptik. Umlaufende Teilchen sind dabei ablenkenden Kräften ausgesetzt, die im Fall des Dipols konstant sind und beim Quadrupol linear mit dem Abstand zur Strahlachse ansteigen. Eine Kopplung zwischen den verschiedenen Ebenen existiert

nicht und die Bewegungsgleichungen in den verschiedenen Projektionen des 6-dimensionalen Phasenraums können separat gelöst werden. Bei einem gegebenen Magnetfeld wird die Bewegung eines Teilchens von Ladung und Impuls des eingeschossenen Ions bestimmt.

Die gleiche Betrachtung soll nun auch für den Fall ausschließlich elektrostatischer Felder nachvollzogen werden. Die Anfangsgeschwindigkeit wird weiterhin in Richtung der Sollbahn angenommen. Das der Zentrifugalkraft $F_{ZK} = mv^2 / R$ entgegenwirkende Feld sei ausschließlich radial $F_x = -q \cdot E_x(x, z, s)$ gerichtet, so dass sich der Radius der Gleichgewichtsbahn ergibt als

$$\frac{1}{R(x, z, s)} = \frac{q}{mv^2} E_x(x, z, s) \quad (1.6)$$

Erneut gibt eine Taylorentwicklung in der Nähe der Idealbahn Aufschluss über die einzelnen Multipolkomponenten eines beliebigen elektrostatischen Feldes

$$E_x(x, z, s) = E_{x0} + \frac{dE_x}{dx} x + \frac{1}{2!} \frac{d^2 E_x}{dx^2} x^2 + \frac{1}{3!} \frac{d^3 E_x}{dx^3} x^3 + \dots \quad (1.7)$$

Multiplikation mit dem Vorfaktor aus (1.6) führt letztlich auf:

$$\begin{aligned} \frac{q}{mv^2} E_x(x, z, s) &= \frac{q}{mv^2} E_{x0} + \frac{q}{mv^2} \frac{dE_x}{dx} x + \frac{1}{2!} \frac{q}{mv^2} \frac{d^2 E_x}{dx^2} x^2 + \frac{1}{3!} \frac{q}{mv^2} \frac{d^3 E_x}{dx^3} x^3 + \dots \\ &= \frac{1}{R} + k \cdot x + \frac{1}{2!} m \cdot x^2 + \frac{1}{3!} n \cdot x^3 + \dots \\ &\quad \text{Dipol} \quad \text{Quadrupol} \quad \text{Sextupol} \quad \text{Oktupol} \end{aligned} \quad (1.8)$$

Im Unterschied zum magnetischen Feld hängen die einzelnen Summanden nun vom Ladung/Energieverhältnis ab. Dies stellt einen für mögliche Experimente sehr wesentlichen Unterschied dar. Teilchenarten gleichen Ladungszustands und identischer Energie können in einem elektrostatischen Ring massenunabhängig gespeichert werden. Im Gegensatz dazu bestimmt in einem magnetischen Ring das Verhältnis aus Ladung und Impuls die Bewegung der Teilchen.

So stellt z.B. die Strahlführung von komplexen Molekülonen, die aufgrund der massenabhängigen magnetischen Steifigkeit problematisch ist, im elektrostatischen Fall keinen Unterschied zur Strahlführung von leichten Ionen dar.

Im Folgenden wird nur noch die Bewegung von Teilchen durch elektrische Felder betrachtet, da in einem geplanten elektrostatischen Speicherring komplett ohne magnetische Felder ausgekommen werden soll.

1.3 Verwendung von Zylinderkoordinaten

Zunächst soll ein vereinfachter, idealisierter Speicherring betrachtet werden, in dem umlaufende Teilchen auf einer Kreisbahn geführt werden. Die Sollbahn liege in der horizontalen Ebene und die Ionen besitzen anfangs lediglich eine Geschwindigkeitskomponente tangential zur Sollbahn.

In einem solchen Szenario bietet sich die Verwendung von Zylinderkoordinaten an, wie in *Abb. 1.3* dargestellt.

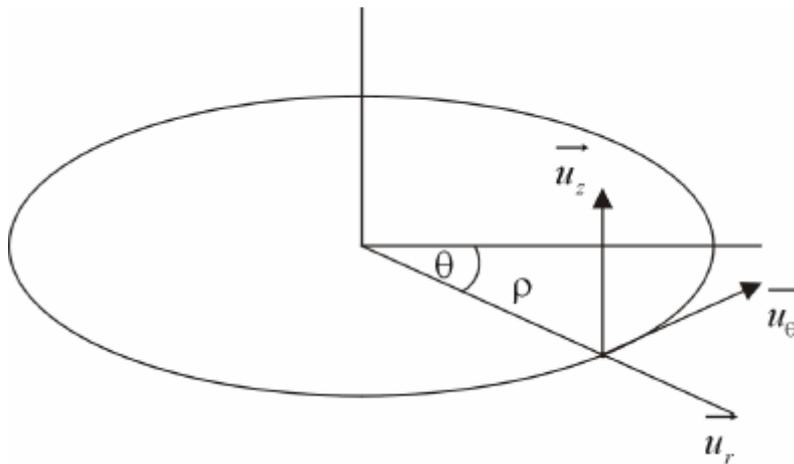


Abb. 1.3

Definition des lokalen Koordinatensystems

Dabei folgt das Koordinatensystem der Bewegung eines umlaufenden Teilchens. Mit dem konstanten Sollradius \vec{R}_0 wird die Position eines beliebigen Teilchens dargestellt durch

$$\vec{R} = \vec{R}_0 + r \cdot \vec{u}_r + z \cdot \vec{u}_z \quad (1.9)$$

Zur Beschreibung der Teilchenbewegung werden ferner die erste und zweite Ableitung benötigt.

$$\frac{d\vec{R}}{dt} = \frac{dr}{dt} \vec{u}_r + r \frac{d\vec{u}_r}{dt} + \frac{dz}{dt} \vec{u}_z \quad (1.10)$$

$$\frac{d^2\vec{R}}{dt^2} = \left[\frac{d^2r}{dt^2} - r \cdot \left(\frac{d\mathbf{q}}{dt} \right)^2 \right] \vec{u}_r + \left(2 \frac{dr}{dt} \frac{d\mathbf{q}}{dt} + r \frac{d^2\mathbf{q}}{dt^2} \right) \vec{u}_q + \frac{d^2z}{dt^2} \vec{u}_z \quad (1.11)$$

Die Bewegungsgleichung eines Teilchens folgt unmittelbar aus der Lorentzkraft

$$m \frac{d^2 \vec{R}}{dt^2} = -q \cdot E_0 \cdot \left(1 - \frac{r}{R_0}\right) \vec{u}_r \quad (1.12)$$

Die Bewegungsgleichungen für die beiden transversalen Strahldimensionen lauten somit

$$m \cdot \left(\frac{d^2 r}{dt^2} - r \left(\frac{d\mathbf{q}}{dt} \right)^2 \right) = -q \cdot E_0 \cdot \left(1 - \frac{r}{R_0}\right) \quad (1.13)$$

$$m \frac{d^2 z}{dt^2} = 0 \quad (1.14)$$

Bei der Auslegung von Speicherringen sind normalerweise nicht die Parameter der Teilchenbewegung in Abhängigkeit von der Zeit, sondern als Funktion der Position entlang des Sollorbits von Interesse. Es gilt

$$\frac{d^2}{dt^2} = v^2 \frac{d^2}{ds^2} \quad (1.15)$$

Die Azimutalkomponente der Teilchengeschwindigkeit ist wesentlich größer als die beiden transversalen Komponenten v_r und v_z , so dass $v_q = r \cdot \dot{\mathbf{q}} \approx v$. Mit diesen Annahmen können die Gleichungen (1.13) und (1.14) geschrieben werden als

$$mv^2 \frac{d^2 r}{ds^2} - \frac{mv^2}{r} = -q \cdot E_r \cdot \left(1 + \frac{r}{R_0}\right) \quad (1.16)$$

$$mv^2 \frac{d^2 z}{ds^2} = 0 \quad (1.17)$$

Bevor die Lösungen dieser beiden Bewegungsgleichungen diskutiert werden, sollen noch einige Umformungen an der Radialgleichung vorgenommen werden

$$\frac{d^2 r}{ds^2} = \frac{1}{r} - \frac{q}{mv^2} E_0 + \frac{q}{mv^2} E_0 \frac{r}{R_0} \quad (1.18)$$

Dabei beschreibt r die radiale Position gemessen von der Ringmitte, R_0 den Radius der Sollbahn und r die Abweichung von diesem, $r = R_0 + r$. Beim Übergang zwischen diesen Darstellungen kann in guter Näherung

$$\frac{1}{r} \approx \frac{1}{R_0} \left(1 - \frac{r}{R_0}\right) \quad (1.19)$$

angenommen werden.

Betrachtet man nun die Bewegung eines Teilchen mit einer Abweichung ΔE_{Kin} von der Sollenergie, so ergibt sich

$$\frac{d^2 r}{ds^2} = \frac{1}{R_0} \left(1 - \frac{r}{R_0} \right) - \frac{q \cdot E_0}{2E_{Kin} \cdot \left(1 + \frac{\Delta E_{Kin}}{E_{Kin}} \right)} + \frac{q \cdot E_0}{2E_{Kin} \cdot \left(1 + \frac{\Delta E_{Kin}}{E_{Kin}} \right)} \frac{r}{R_0} \quad (1.20)$$

oder nach weiteren Umformungen und Vernachlässigung von höheren Ordnungen der kleinen Größen r und $\Delta E_{Kin}/E_{Kin}$ und ihrer Produkte

$$\frac{d^2 r}{ds^2} + \frac{2}{R_0^2} r = \frac{1}{R_0} \frac{\Delta E_{Kin}}{E_{Kin}} \quad (1.21)$$

Mit (1.17) und (1.21) stehen damit die Bewegungsgleichungen für beide transversale Strahldimensionen zur Verfügung.

1.4 Optische Elemente

1.4.1 Geringe Winkelablenkungen

Mit einem Plattenkondensator kann ein umlaufender Ionenstrahl um kleine Winkel von der ursprünglichen Bahn abgelenkt werden. Die Bewegung gleicht dabei der des klassischen schiefen Wurfs.

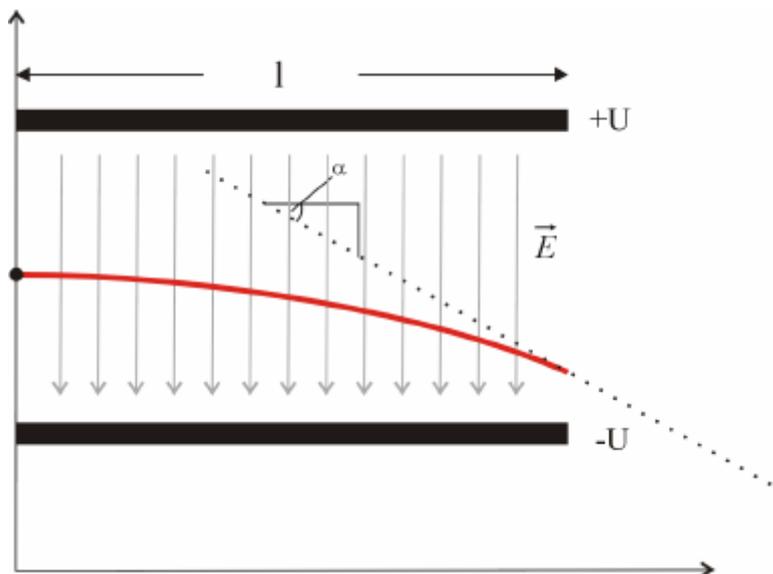


Abb. 1.4

Strahlverlauf durch einen Plattenkondensator

Im Ring-Koordinatensystem folgt die Vakuumkammer, bzw. der ideale Strahlverlauf der Bahn des Teilchens. Die Ablage jedes Ions vor und nach Austritt aus dem Deflektor ist identisch. Es kann somit wie eine feldfreie Driftstrecke betrachtet werden. Um die Bahn der Teilchen zu analysieren, verwendet die folgende kurze Betrachtung das lokale Koordinatensystem im Plattendeflektor.

Zunächst sollen Randfeldeffekte außer Acht gelassen werden. In diesem Fall lassen sich die Bewegungsgleichungen für beide transversale Ebenen unmittelbar angeben

$$\frac{d^2 x}{d l^2} = \frac{2 q U}{m v^2 d} \quad (1.22)$$

$$\frac{d^2 z}{d l^2} = 0 \quad (1.23)$$

d stellt den Abstand zwischen den beiden Platten dar, U die an jeder Elektrode anliegende Spannung.

Die Verwendung solch einfacher Deflektoren beschränkt sich aus praktischen Gründen auf kleine Winkel. Je größer die Ablenkungen werden, desto weiter müssen die Elektroden voneinander getrennt sein und desto höher und damit schwieriger zu handhaben werden die benötigten Spannungen.

1.4.2 Größere Winkelablenkungen

Größere Ablenkwinkel lassen sich erzielen, wenn das Elektrodenpaar der Krümmung der Teilchenbahn folgt, wie in *Abb. 1.5* dargestellt.

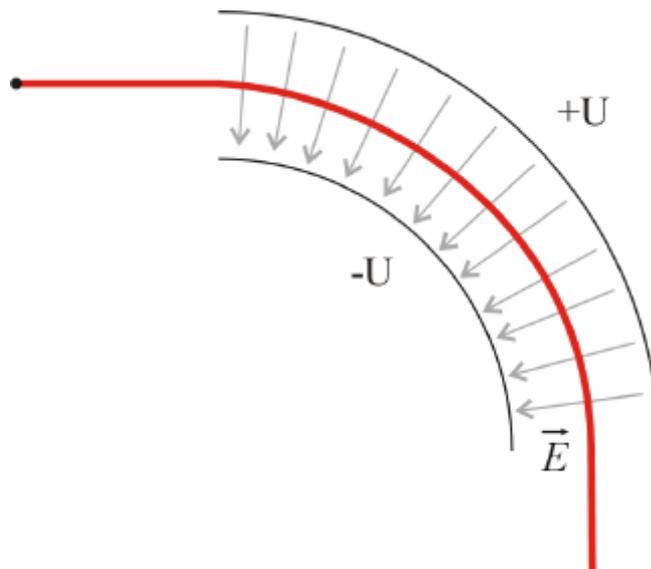


Abb. 1.5

Ablenkung eines Ionenstrahls um größere Winkelbeträge

Damit lassen sich bei technisch handhabbaren Feldstärken größere Ablenkwinkel erzielen. Derartige Biegesektionen bleiben jedoch stets auf den anfänglich festgelegten Winkel beschränkt. Die Stärke des elektrischen Feldes ist in diesem Fall nicht länger homogen zwischen den Platten verteilt. Dieses einfach erscheinende Problem erweist sich in der Praxis als recht komplex, da Randfelder und Abweichungen von der idealen Elektrodengeometrie die Teilchenbahnen zusätzlich ändern. Zunächst soll die Bewegungsgleichung für den idealen Fall hergeleitet werden.

Ausgangspunkt zur Berechnung des zwischen den Platten vorhandenen elektrischen Feldes ist das Gaußsche Gesetz. Dieses setzt das elektrische Feld zwischen den Platten mit der eingeschlossenen Ladung in Beziehung

$$\oiint E \cdot dA = \frac{q}{\epsilon_0} \quad (1.24)$$

Grundsätzlich existieren verschiedene Elektrodenformen, die eine Strahlführung nach *Abb. 1.5* ermöglichen. Im Folgenden wird die Feldverteilung für den Fall von sphärischen und zylinderförmigen Elektroden berechnet und daraus die Bewegungsgleichungen hergeleitet.

1.4.2.1 Der Zylinderkondensator

Integriert man (1.24) über die Oberfläche eines Zylinders, so kann man die Lösung des Gaußschen Gesetzes sofort angeben

$$E_r \cdot 2\pi r h = \frac{q}{\epsilon_0} \quad (1.25)$$

oder aufgelöst nach dem radialen elektrischen Feld

$$E_r = \frac{q}{2\pi \epsilon_0 r h} \quad (1.26)$$

Integriert man nun dieses Feld von der inneren Platte beim Radius R_1 zur äußeren Elektrode beim Radius R_2 , so erhält man die Spannung zwischen den Elektroden

$$\Delta j(R_1; R_2) = \int_{R_1}^{R_2} E_r d r = \int_{R_1}^{R_2} \frac{q}{2\pi \epsilon_0 r h} d r = \frac{q}{2\pi \epsilon_0 h} \ln\left(\frac{R_2}{R_1}\right) \quad (1.27)$$

An beide Elektroden soll nun eine dem Betrag nach gleiche, dem Vorzeichen nach jedoch verschiedene Spannung angelegt werden, so dass sich das Sollteilchen auf der *0-Volt*-Bahn in der Mitte zwischen den Platten bewegt.

Setzt man (1.25) in (1.27) ein, so folgt

$$\Delta \mathbf{j} = \mathbf{r} \cdot E_r \cdot \ln\left(\frac{R_2}{R_1}\right) = 2 \cdot U_0 \quad (1.28)$$

Das elektrische Feld in Abhängigkeit vom Radius als Funktion der anliegenden Spannung und der beiden Krümmungsradien lautet somit

$$E_r(\mathbf{r}) = \frac{2U_0}{\ln\left(\frac{R_2}{R_1}\right)} \frac{1}{\mathbf{r}} \quad (1.29)$$

Durch Integration dieser Gleichung ergibt sich der Verlauf des elektrischen Potentials in Abhängigkeit vom Radius

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}) = \int_{R_1}^{\mathbf{r}} \frac{2U_0}{\ln\left(\frac{R_2}{R_1}\right)} \frac{1}{\mathbf{r}} d\mathbf{r} = \frac{2U_0}{\ln\left(\frac{R_2}{R_1}\right)} \ln\left(\frac{\mathbf{r}}{R_1}\right) + C \quad (1.30)$$

Die Integrationskonstante C ergibt sich aus den an den Elektroden anliegenden Spannungen $\mathbf{j}(R_1) = -U_0$, $\mathbf{j}(R_2) = U_0$ zu $C = -U_0$.

Zur Bestimmung der Bewegungsgleichung wird zunächst die Lagrangefunktion L aufgestellt, die der Differenz aus kinetischer und potentieller Energie entspricht.

$$L = E_{Kin} - E_{Pot} = \frac{1}{2} m v^2 - q \cdot \mathbf{j}(\mathbf{r}) \quad (1.31)$$

$$= \frac{m}{2} \cdot \left[\left(\frac{d\mathbf{r}}{dt} \right)^2 + \mathbf{r}^2 \mathbf{q}^2 + \left(\frac{dz}{dt} \right)^2 \right] - \frac{2qU_0}{\ln\left(\frac{R_2}{R_1}\right)} \ln\left(\frac{\mathbf{r}}{R_1}\right) + U_0 \quad (1.32)$$

Die Bewegungsgleichung folgt gemäß Euler-Lagrange Gleichung aus der Lagrangefunktion L

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial L}{\partial \dot{\mathbf{r}}} \right) = \frac{\partial L}{\partial \mathbf{r}} \quad (1.33)$$

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial L}{\partial \dot{\mathbf{q}}} \right) = \frac{\partial L}{\partial \mathbf{q}} \quad (1.34)$$

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial L}{\partial \dot{z}} \right) = \frac{\partial L}{\partial z} \quad (1.35)$$

Damit lassen sich unmittelbar die Bewegungsgleichungen für die verschiedenen Komponenten angeben.

$$m \frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} = m \mathbf{r} \left(\frac{d\mathbf{q}}{dt} \right)^2 - q \cdot E_r \quad (1.36)$$

$$m \mathbf{r}^2 \frac{d\mathbf{q}}{dt} = \text{const} = m v_q \mathbf{r} \quad (1.37)$$

$$m \frac{d^2 z}{dt^2} = -q \cdot E_z \quad (1.38)$$

Setzt man den Ausdruck (1.29) ein und kürzt mit der Konstanten $m^2 v^2 \mathbf{r}^2 = C_1^2$ ab, so lässt sich die Radialgleichung unter Verwendung der Gleichung (1.15) schreiben als

$$\frac{d^2 \mathbf{r}}{ds^2} = \frac{1}{\mathbf{r}} - \frac{2 \cdot q \cdot m \cdot U_0}{C_1^2 \ln\left(\frac{R_2}{R_1}\right)} \cdot \mathbf{r} \quad (1.39)$$

Für das Sollteilchen, welches sich genau in der Mitte zwischen den beiden Elektroden bewegt ist $\mathbf{r}'' = 0$; somit beträgt der Biegeradius des Sollteilchens

$$R_0^2 = C_1^2 \cdot \frac{\ln\left(\frac{R_2}{R_1}\right)}{2 \cdot q \cdot m \cdot U_0} \quad (1.40)$$

Setzt man diese Beziehung in Gleichung (1.39) ein, so stellt sich die Bewegungsgleichung in verkürzter Schreibweise in der folgenden Form dar

$$\frac{d^2 \mathbf{r}}{ds^2} - \frac{1}{\mathbf{r}} + \frac{1}{R_0^2} \cdot \mathbf{r} = 0 \quad (1.41)$$

Nun wird wieder der Übergang vom Gesamtradius hin zur radialen Position relativ zum Sollorbit vollzogen, $\mathbf{r} = R_0 + r$

$$\frac{d^2 r}{ds^2} - \frac{1}{R_0 + r} + \frac{1}{R_0} + \frac{r}{R_0^2} = 0 \quad (1.42)$$

Umgeformt ergibt sich schließlich

$$\frac{d^2 r}{ds^2} + \frac{2}{R_0^2} \cdot r - \frac{1}{R_0^3} \cdot r^2 = 0 \quad (1.43)$$

Das Auftreten einer Sextupolkomponente $\propto r^2$ in der Bewegungsgleichung (1.43) wird sich bei der Diskussion von Resonanzen in Abschnitt 3.2 noch als wichtig erweisen.

Beschränkt man sich zunächst auf Terme 1. Ordnung, so lautet die endgültige Bewegungsgleichung

$$\frac{d^2 r}{d s^2} + \frac{2}{R_0^2} \cdot r = 0 \quad (1.44)$$

Dies entspricht – unter Verzicht auf die Integration möglicher Energieabweichungen in die Bewegungsgleichungen – der Gleichung (1.21).

1.4.2.2 Sphärische Elektroden

Eine andere Möglichkeit zur Strahlablenkung stellen die in *Abb. 1.6* gezeigten sphärischen Elektroden dar.

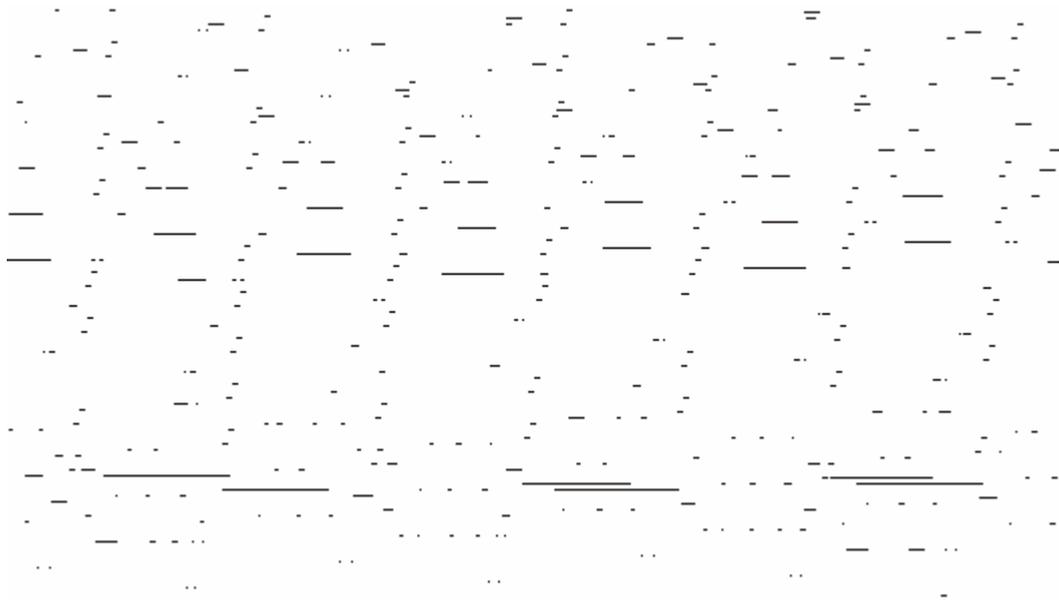


Abb. 1.6 Schematische Darstellung eines Paares sphärischer Elektroden

Die Vorgehensweise ist in diesem Fall identisch mit der des Zylinderkondensators. Ausgangspunkt der Betrachtungen ist wiederum das Gaußsche Gesetz (1.24). Integriert man nun über die Oberfläche einer Kugel, ergibt sich

$$E_r \cdot 4 \pi r^2 = \frac{q}{\epsilon_0} \quad (1.45)$$

Die Spannung zwischen den beiden Kugelschalen ergibt sich damit zu

$$\Delta \mathbf{j}(R_1; R_2) = \int_{R_1}^{R_2} \frac{q}{4\pi \mathbf{e}_0 r^2} d\mathbf{r} = \frac{q}{4\pi \mathbf{e}_0} \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right) \quad (1.46)$$

Es soll auch hier eine symmetrisch angelegte Spannung $\pm U_0$ an den Elektroden angenommen werden, so dass sich letztlich der radiale Verlauf des elektrischen Feldes darstellen lässt als

$$E_r(\mathbf{r}) = \frac{2U_0}{R_2 - R_1} \cdot \frac{R_2 R_1}{r^2} \quad (1.47)$$

Durch erneute Integration und unter Verwendung der Randbedingung, dass die innere Elektrode auf negativem Potential sitzt, ergibt sich das elektrostatische Potential als Funktion des Radius

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}) = -\frac{2U_0}{R_2 - R_1} R_1 R_2 \cdot \frac{1}{\mathbf{r}} + \frac{U_0}{R_2 - R_1} (R_2 + R_1) \quad (1.48)$$

Analog zum Fall des Zylinderkondensators ist auch hier die Lagrangefunktion (1.31) der Ausgangspunkt zur Aufstellung der Bewegungsgleichung

$$L = \frac{m}{2} \left(\left(\frac{d\mathbf{r}}{dt} \right)^2 + r^2 \mathbf{q}^2 + \left(\frac{dz}{dt} \right)^2 \right) + \frac{2qU_0}{R_2 - R_1} R_2 R_1 \cdot \frac{1}{\mathbf{r}} - \frac{qU_0}{R_2 - R_1} (R_2 + R_1) \quad (1.49)$$

Die Bildung der partiellen Ableitungen nach den Koordinaten und Impulskomponenten führt auch hier zu den Bewegungsgleichungen der drei Komponenten. Für die weitere Diskussion wird nur die Radialkomponente genauer betrachtet

$$\frac{d^2 \mathbf{r}}{ds^2} = \frac{1}{\mathbf{r}} - \frac{2qU_0}{C_2^2} \frac{R_1 R_2}{R_2 - R_1} \cdot \frac{1}{\sqrt{\left(1 + \frac{z^2}{r^2} \right)^3}} \quad (1.50)$$

Mit $C_2 = mr^2 \dot{\mathbf{q}}$. Auch hier wird zur Vereinfachung der Gleichung der Radius des Sollorbits herangezogen. Die Beschleunigung ist auf dieser speziellen Bahn gleich Null, daher folgt

$$R_0 = C_2^2 \cdot \frac{1}{2qmU_0} \cdot \frac{R_2 - R_1}{R_1 R_2} \quad (1.51)$$

Somit lautet die Bewegungsgleichung (1.50)

$$\frac{d^2 \mathbf{r}}{d s^2} = \frac{1}{\mathbf{r}} - \frac{1}{R_0} \cdot \frac{1}{\sqrt{\left(1 + \frac{z^2}{r^2}\right)^3}} \quad (1.52)$$

Es folgt nun wieder der Übergang zur Koordinate $r = \mathbf{r} - R_0$ unter Vernachlässigung von Termen größer als quadratischer Ordnung, diesmal jedoch mit einer Aufspaltung in eine radiale und eine z-Komponente:

$$\frac{d^2 r}{d s^2} = \frac{1}{R_0} \left[1 - \frac{r}{R_0} + \left(\frac{r}{R_0} \right)^2 \right] - \frac{1}{R_0} \left[1 - \frac{3}{2} \left(\frac{z}{R_0} \right)^2 \right] \quad (1.53)$$

Durch Reihenentwicklung der Ausdrücke und Beschränkung auf Terme von maximal zweiter Ordnung ergibt sich

$$\frac{d^2 r}{d s^2} + \frac{1}{R_0^2} \cdot r - \frac{3}{2 R_0^3} \cdot z^2 = 0 \quad (1.54)$$

$$\frac{d^2 z}{d s^2} + \frac{1}{R_0^2} \cdot z - \frac{3}{R_0^3} \cdot r z = 0 \quad (1.55)$$

Auch hier treten Sextupolkomponenten in beiden Ebenen auf, so dass besonderes Augenmerk auf Resonanzen dritter Ordnung gelegt werden sollte. Im Gegensatz zum Fall des Zylinderkondensators erschwert hier eine Kopplung zwischen den Ebenen die Berechnung der Teilchendynamik. Die Strahldynamik muss im Fall sphärischer Elektroden stets für beide transversale Bewegungsrichtungen gleichzeitig betrachtet werden.

In linearer Näherung lauten die Gleichungen (1.54) und (1.55)

$$\frac{d^2 r}{d s^2} + \frac{1}{R_0^2} \cdot r = 0 \quad (1.56)$$

$$\frac{d^2 z}{d s^2} + \frac{1}{R_0^2} \cdot z = 0 \quad (1.57)$$

Ein sphärischer Deflektor fokussiert somit in beiden Ebenen mit der gleichen Stärke. Daraus resultieren ein sehr kleiner Strahlquerschnitt im Inneren der Biegesektion und eine gegenseitige Abstoßung der Teilchen aufgrund von Raumladungseffekten. Diese treten trotz geringer Strahlströme im Bereich von wenigen mA wegen der niedrigen kinetischen Energie der Teilchen deutlich auf. Im elektrostatischen Speicherring ELISA konnte mit sphärischen Elektroden in den Ablenkeinheiten kein stabiler Strahltransport bei höheren Strahlströmen erreicht werden [Mø1 00]. Aus diesem Grund sollten zylindrische Deflektoren verwendet werden.

1.4.2.3 Fokussierende Wirkung der Biegeelemente

Die Bewegungsgleichungen (1.44) und (1.56) besitzen sowohl für den Zylinderdeflektor, wie auch für einen Deflektor mit sphärischen Elektroden einen fokussierenden Term. Dies mag auf den ersten Blick verwunderlich erscheinen, da der Ausgangspunkt der Überlegungen der Entwurf einer Ablenksektion war.

Effekte, die sich durch Abweichungen eines beliebigen Teilchens vom Sollteilchen ergeben, werden später noch ausführlich diskutiert; hier soll der Durchgang durch eine Ablenksektion zunächst rein qualitativ besprochen werden.

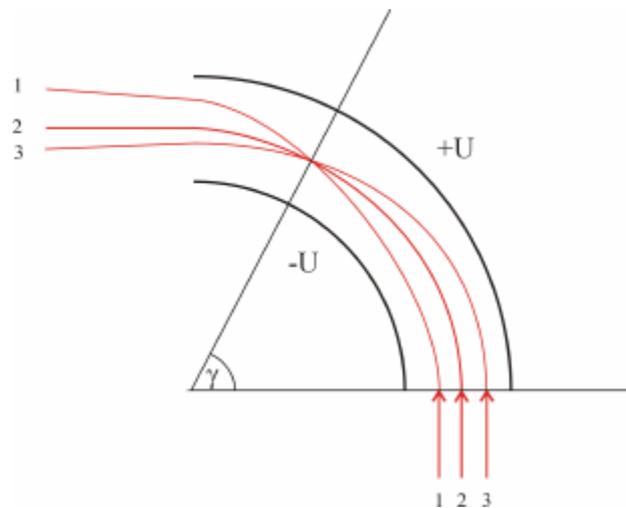


Abb. 1.7 Fokussierung des Teilchenstrahls in der Ablenksektion

Ein parallel in die Ablenksektion eintretender Strahl wird im Inneren an einem Winkel $\theta < 90^\circ$ gebündelt. Der Fokussierwinkel ist dabei von der Teilchengeschwindigkeit abhängig und beträgt im Falle langsamer Ionen mit $v \ll c$ in einem Zylinderkondensator $90^\circ/\sqrt{2} \approx 63.6^\circ$ [Wol 87].

Diese Fokussierung findet bei Verwendung sphärischer Elektroden in beiden Ebenen gleichzeitig statt und führt zu den, im Vorfeld angesprochenen, hohen Raumladungskonzentrationen. Im Zylinderkondensator verhalten sich die Teilchen in der vertikalen Ebene wie in einer feldfreien Driftstrecke.

Aufgrund der gleichnamigen Ladungen der Ionen in einem Teilchenstrahl stoßen sich diese gegenseitig ab. Wirken also keinerlei Felder auf diese Teilchen, so divergieren diese entlang einer Driftstrecke von selbst.

In einem Speicherring, in dem Ionen millionenfach umlaufen, ergibt sich folglich eine Divergenz der Teilchen. Wird diesem Effekt nicht entgegengewirkt, so trifft der Strahl schnell auf die Wände der Vakuumkammer und geht verloren. Die Stärke der eben beschriebenen Fokussierung reicht dabei nicht aus, um der Coulombschen Abstoßung in ausreichendem Maße entgegenzuwirken. Aus diesem Grunde finden Quadrupollinsen

als weiteres optisches Element Verwendung. Diese werden im Abschnitt 1.4.3 beschrieben.

1.4.2.4 Darstellung als Zentralkraftproblem

Nach den Gleichungen (1.29) und (1.47) liegt beim Durchgang eines Ions durch sphärische oder zylinderförmige Elektroden ein Zentralfeldproblem vor

$$E \propto \frac{c_1}{r^n} \quad (1.58)$$

Die folgende Diskussion wird auf den Fall des Zylinderdeflektors mit $n=1$ beschränkt, die Schritte lassen sich jedoch analog für den Fall des sphärischen Deflektors durchführen.

Der Energieerhaltungssatz muss erfüllt sein:

$$E(r, \dot{r}, \dot{\mathbf{q}}) = \frac{1}{2} m \cdot (\dot{r}^2 + r^2 \dot{\mathbf{q}}^2) + q \cdot \mathbf{j}(r) \quad (1.59)$$

Abb. 1.8 zeigt den Verlauf des elektrischen Potentials $\mathbf{j}(r)$ im Zylinderdeflektor nach (1.30).

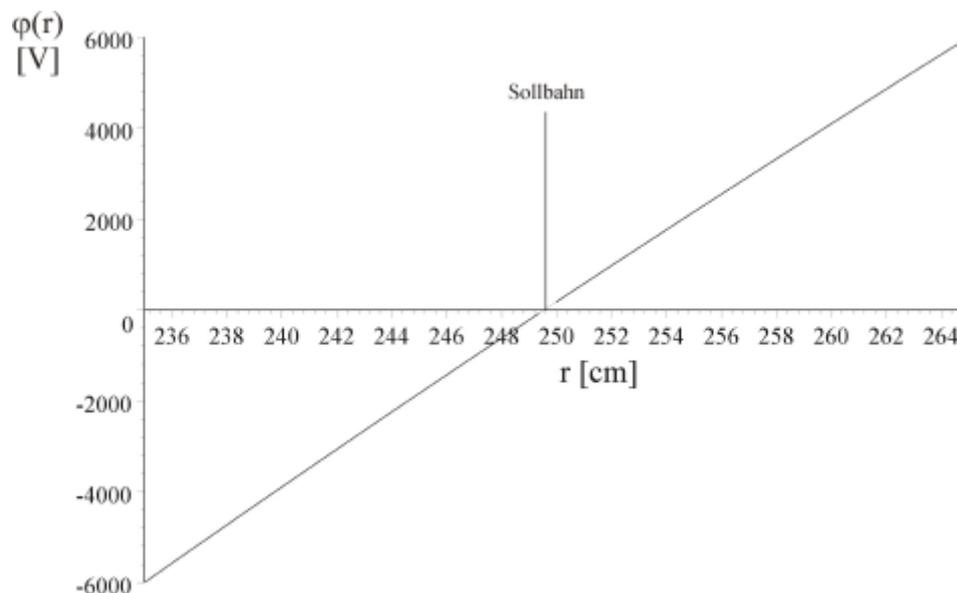


Abb. 1.8

Verlauf des Potentials im Zylinderdeflektor

Unter Vernachlässigung der Randfelder muss ferner Drehimpulserhaltung vorliegen

$$M = m v_q r \quad (1.60)$$

Dies kann in guter Näherung auch für den realen Feldverlauf angenommen werden, da die Eintritts- und Austrittsbereiche des Deflektors im Vergleich zur Gesamtlänge klein sind.

Damit kann man die Gesamtenergie als Funktion der Koordinaten r und \dot{r} beschreiben

$$E(r, \dot{r}) = \frac{1}{2} m \cdot \dot{r}^2 + \frac{M}{2 m r^2} + q \cdot \mathbf{j}(r) \quad (1.61)$$

Über das Zentrifugalpotential wird die kinetische Energie in r -Richtung bestimmt. Dieser Anteil des Gesamtpotentials führt zu einem Energieaustausch zwischen longitudinalem und transversalem Phasenraum.

Üblicherweise fasst man die letzten beiden Ausdrücke zu einem *effektiven Potential* zusammen

$$\mathbf{j}_{\text{eff}}(r) := \frac{M}{2 m r^2} + \mathbf{j}(r) \quad (1.62)$$

Dieses ist für den Fall eines 50 keV Protonenstrahls in einem Zylinderkondensator mit mittlerem Radius $r=250 \text{ mm}$ in *Abb. 1.9* gezeigt. Im Vergleich mit dem reinen Zentrifugalterm und dem Potential im Zylinderkondensator ist unmittelbar zu erkennen, dass eine stabile Bewegung nur im effektiven Potential möglich ist.

Die beiden Elektroden sollten so nah wie möglich um das Minimum des effektiven Potentials herum platziert werden, um eine stabile Teilchenbewegung zu garantieren.

Der stabile Bereich der Teilchenbewegung liegt für einen parallelen Strahl im Bereich $r = 250 \text{ mm} \pm 10 \text{ mm}$ und verkleinert sich für den Fall eines nicht-parallelen Strahls, da anfangs divergierende Teilchen den Bereich der stabilen Teilchenbewegung verlassen.

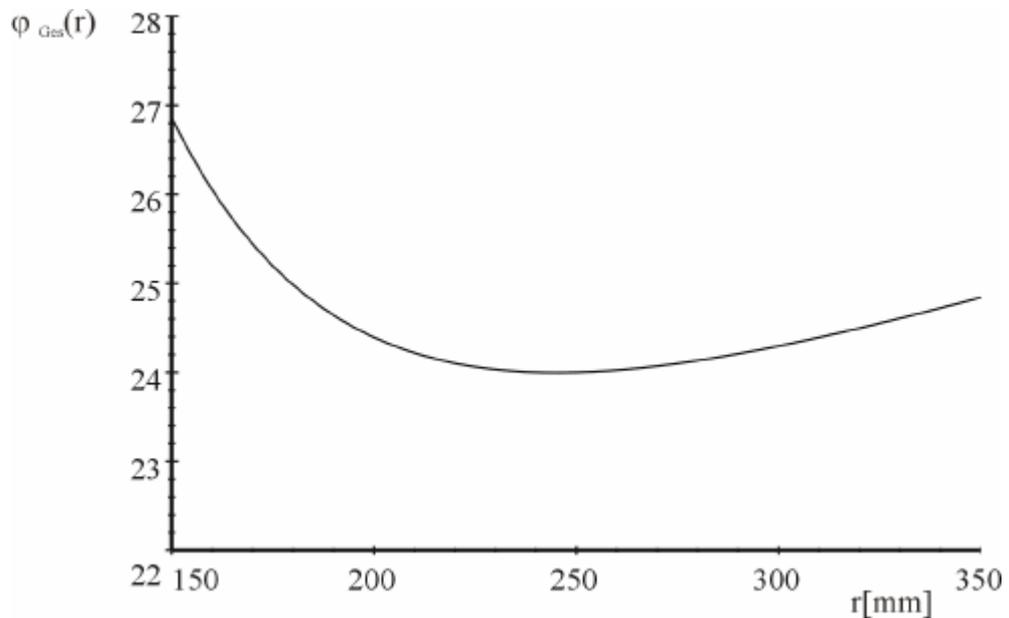


Abb. 1.9 Verlauf des effektiven Potentials für den Fall eines 50 keV Protonenstrahls

1.4.3 Strahlfokussierung

Ein teilchenoptisches Element zur Strahlfokussierung sollte Teilchen, die sich auf der Sollbahn befinden, möglichst nicht beeinflussen. Ionen, die eine Ablage relativ zur Sollposition besitzen, sollten mit einer linear mit der Ablage wachsenden Kraft zurück zur Idealbahn geführt werden.

Die Kräfte, die auf ein Teilchen wirken, lassen sich mit Gleichung (1.1) bestimmen. Das elektrische Feld wird vollständig bestimmt durch den Verlauf des elektrischen Potentials

$$\vec{E} = -\nabla \Phi(r, z) \quad (1.63)$$

Elektrische Feldlinien treten stets senkrecht aus einer Metalloberfläche aus. Daher stellt die Oberfläche der Elektrode eines optischen Elements stets eine Äquipotentialfläche dar. Aus der Forderung des Feldverlaufs lässt sich somit auf die notwendige Elektrodengeometrie schließen.

Im ladungsfreien Raum gilt: $\nabla \cdot \vec{E} = 0$, so dass aus (1.63) folgt

$$\Delta \Phi = 0 \quad (1.64)$$

Den gewünschten Feldverlauf gibt man nun entlang einer transversalen Strahldimension vor und berechnet damit unter Verwendung der Gleichungen (1.63) und (1.64) die vollständige Feldverteilung $\vec{E}(r, z)$.

Allgemein lässt sich die Feldverteilung entlang der radialen Position schreiben als

$$E_r(r, z) = E_r(z) + f(r) \quad (1.65)$$

Die Funktion $f(r)$ steht für den nur von der radialen Position abhängigen Teil des elektrischen Feldes. Daraus lässt sich das Potential durch Integration bestimmen

$$\mathbf{j}(r, z) = \int E_r(r, z) dr = E_r(z) \cdot r + \int f(r) dr \quad (1.66)$$

Setzt man diesen Ausdruck nun in die Laplacegleichung (1.64) ein

$$\mathbf{D}\vec{E} = \frac{\partial^2 \mathbf{j}}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{j}}{\partial z^2} = \frac{\partial f(r)}{\partial r} + \frac{\partial^2 E_r(z)}{\partial z^2} = 0 \quad (1.67)$$

kann man nach der unbekanntenen Funktion $f(r)$ auflösen

$$f(r) = -\int \frac{d^2 E_r(z)}{dz^2} \cdot r dr = -\frac{1}{2} \frac{d^2 E_r(z)}{dz^2} r^2 \quad (1.68)$$

Einsetzen in (1.66) ergibt schließlich das elektrische Potential

$$\mathbf{j}(r, z) = E_r(z) \cdot r + \frac{1}{6} \frac{d^2 E_r(z)}{dz^2} r^3 \quad (1.69)$$

Damit ist es möglich, aus dem geforderten Feldverlauf die korrespondierenden Äquipotentiallinien zu bestimmen und damit die geometrische Form der Elektroden.

Aus der Forderung einer linear mit der transversalen Ablage anwachsenden Fokussierung folgt ein Feldverlauf der Form

$$E_r(z) = g_E z \quad (1.70)$$

mit $g_E = \frac{\partial E_r}{\partial z} = \frac{2 \cdot V}{r_{Ap}^2}$.

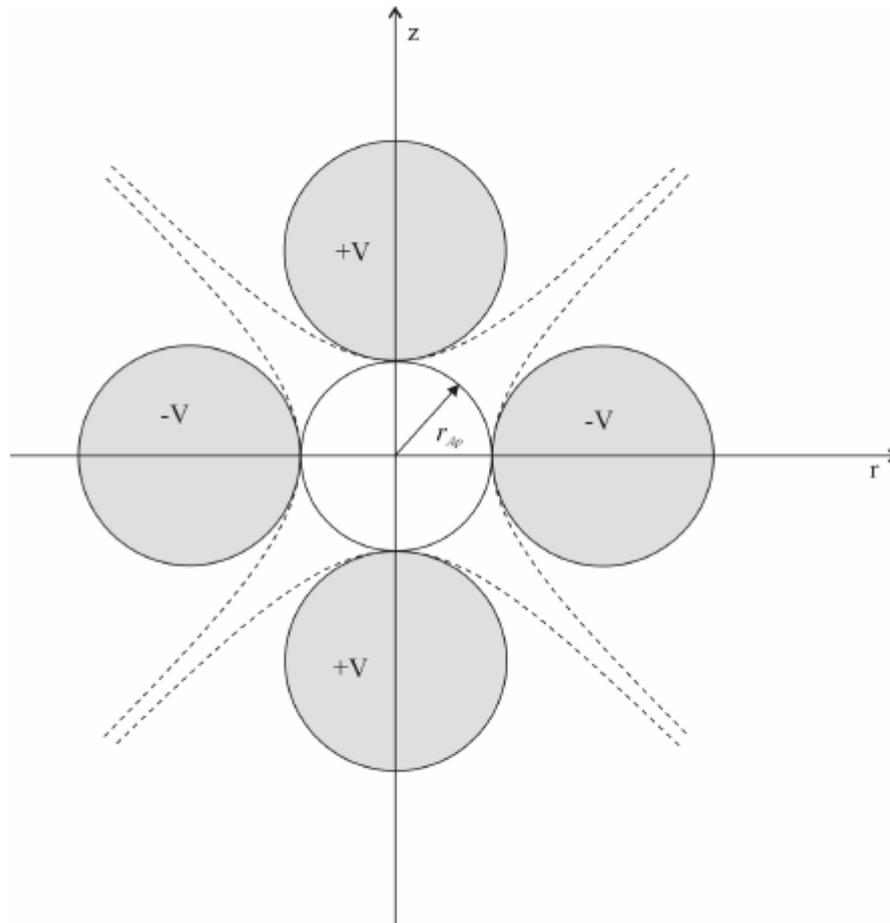


Abb. 1.10 Querschnitt durch einen elektrostatischen Quadrupol

Dabei ist $\pm V$ die an jeder Elektrode anliegende Spannung und r_{Ap} der Innendurchmesser des Quadrupols, wie in Abb. 1.10 zu sehen.

(1.70) ist direkt in (1.66) einsetzbar und integrierbar. Das gesuchte Potential lautet

$$\mathbf{j}(r, z) = g_E z \cdot r \quad (1.71)$$

Die Bedeutung dieser Gleichung wird klar, wenn man das Potential festsetzt und sich den Verlauf einer solchen Äquipotentiallinie anschaut

$$r(z) = \frac{\mathbf{j}_0}{g_E z} \quad (1.72)$$

Diese Abhängigkeit entspricht dem Verlauf einer Hyperbel. Damit sollte ein idealer Quadrupol aus vier hyperbelförmigen Elektroden bestehen, die jeweils auf einem Poten-

tial mit wechselndem Vorzeichen liegen. Der zu dieser Anordnung gehörige Feldlinienverlauf ist in Abb. 1.11 dargestellt.

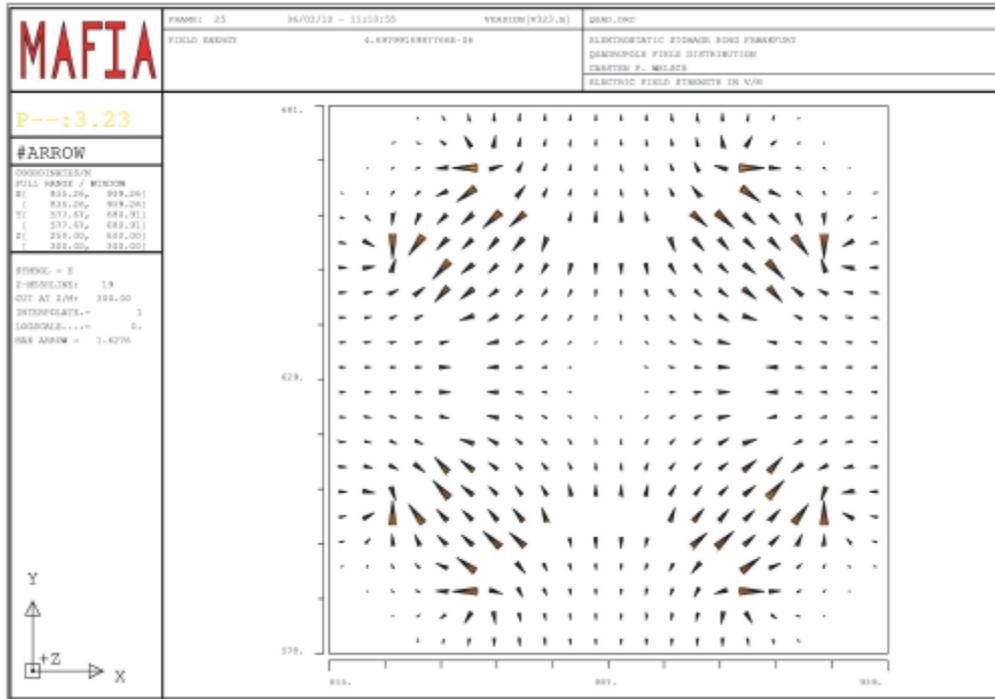


Abb. 1.11 Numerisch berechneter Feldlinienverlauf in einem elektrostatischen Quadrupol

Es kann gezeigt werden [Sep 67b], dass die ideale hyperbolische Form der Elektroden am besten durch zylinderförmige Elektroden mit einem Elektrodenradius von $1.147 r_{Ap}$ angenähert wird. Dabei werden die Anteile höherer Multipolkomponenten minimiert.

Aufgrund des Feldlinienverlaufs zwischen den Elektroden wirkt ein solcher Quadrupol stets in einer transversalen Ebene fokussierend, während er in der anderen eine defokussierende Wirkung zeigt. Daher müssen zur Strahlfokussierung in beiden Ebenen immer mindestens zwei um 90° zueinander verdrehte Quadrupole benutzt werden.

1.5 Lösung der Bewegungsgleichungen

1.5.1 Direkte Lösung der Differentialgleichungen

1.5.1.1 Elektrostatischer Deflektor

Zwei parallel angeordnete Elektroden können für die Ablenkung des Strahls im Bereich kleiner Winkel verwendet werden. Die Bewegungsgleichung (1.22) kann direkt integriert werden

$$x(l) = \frac{q}{m v^2} \frac{U}{d} \cdot l^2 + x'_0 \cdot l + x_0 \quad (1.73)$$

$$x'(l) = \frac{2q}{m v^2} \frac{U}{d} \cdot l + x'_0 \quad (1.74)$$

Die Teilchen folgen im Innern eines solchen Deflektors einer parabelförmigen Bahn.

Bei der Diskussion der Teilchenbewegung im zylinderförmigen, mitbewegten Koordinatensystem, verhält sich ein Plattendeflektor wie eine feldfreie Driftstrecke.

1.5.1.2 Quadrupole und übrige Deflektoren

Alle übrigen im vorigen Kapitel hergeleiteten Bewegungsgleichungen sind ihrer Form nach identisch. Sie können verkürzt geschrieben werden als

$$\frac{d^2 r}{ds^2} = -k_r^2(s) \cdot r \quad (1.75)$$

$$\frac{d^2 z}{ds^2} = k_z^2(s) \cdot z \quad (1.76)$$

Es handelt sich um Differentialgleichungen vom „Hill’schen“ Typ – sie entsprechen der Bewegungsgleichung eines harmonischen Oszillators mit von der Position des Teilchens abhängigen Rückstellkonstanten $k_{r,z}$.

Anschaulich gesprochen kann man sich die Rückstellkräfte des Feldes auf ein umlaufendes Teilchen als den Lauf einer Kugel durch eine gekrümmte Bahn vorstellen, so dass dem Abstand zur Ideallinie proportionale Rückstellkräfte wirken, wie in *Abb. 1.12* dargestellt.

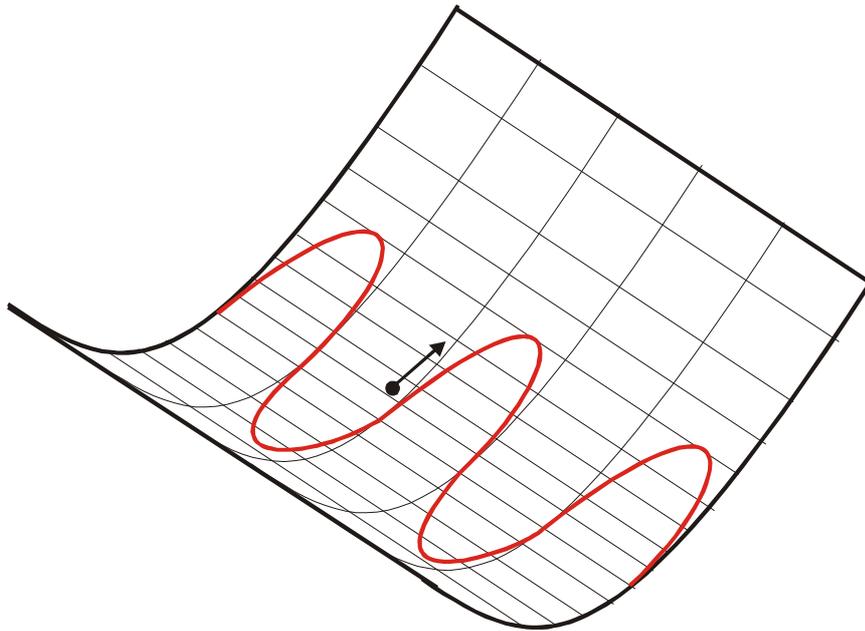


Abb. 1.12 Skizzierung der Hill'schen Differentialgleichung

Unterteilt man den Speicherring in Intervalle, in denen jeweils die Fokussierstärken konstant gesetzt werden können, $k_{r,z}^2(s) = k_{r,z,i}^2(s) = \text{const.}$ für $s_{i-1} \leq s \leq s_i, i = 1, \dots, n$, so können die Lösungen der Gleichungen (1.75) und (1.76) unmittelbar angegeben werden

$$r(s) = c_1 \cdot \cos(k_r(s) \cdot s) + c_2 \cdot \sin(k_r(s) \cdot s) \quad (1.77)$$

$$z(s) = c_3 \cdot \cosh(k_z(s) \cdot s) + c_4 \cdot \sinh(k_z(s) \cdot s) \quad (1.78)$$

Dabei werden die unbekanntenen Koeffizienten c_1 bis c_4 durch die vorgegebenen Anfangsbedingungen festgelegt.

Die trigonometrischen Funktionen in (1.77) beschreiben eine periodische Lösung für die gewählte Geometrie aus Abb. 1.13 in der r - s Ebene, während die hyperbolischen Funktionen in (1.78) eine divergierende Lösung in der z - s Ebene darstellen.

Gegeben sei ein Satz von Anfangsbedingungen r_0, r'_0, z_0, z'_0 .

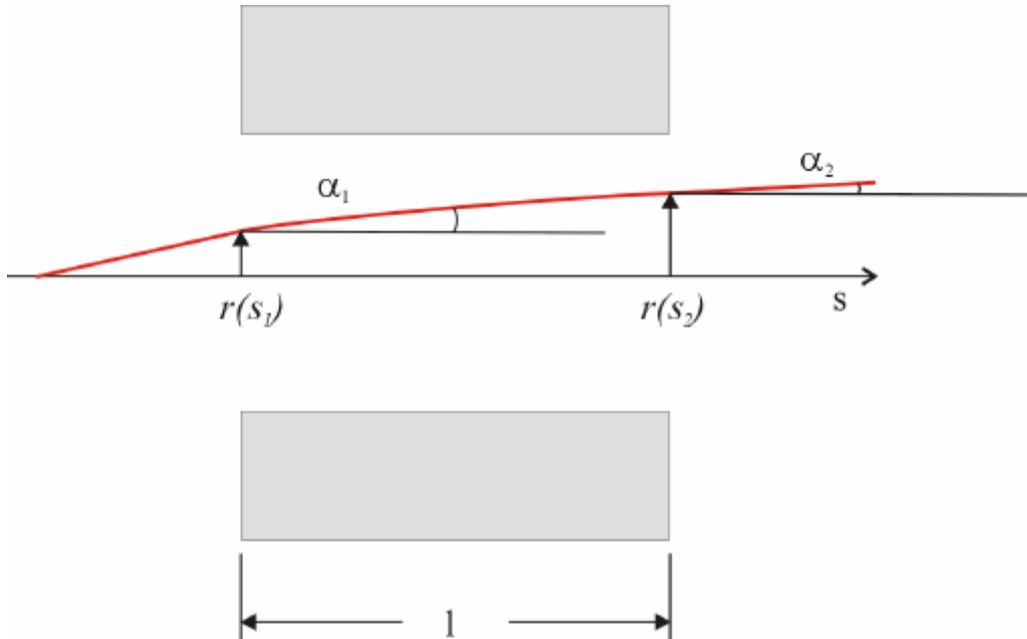


Abb. 1.13

Strahlverlauf durch eine Quadrupolelektrode

Dies führt zur folgenden, geschlossenen Darstellung der Bewegungsgleichungen und ihrer ersten Ableitungen

$$\left\{ \begin{array}{l} r(s) = r_0 \cos(\sqrt{|k|} \cdot s) + \frac{r'_0}{\sqrt{|k|}} \sin(\sqrt{|k|} \cdot s) \end{array} \right. \quad (1.79)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} r'(s) = -r_0 \sqrt{|k|} \sin(\sqrt{|k|} \cdot s) + r'_0 \cos(\sqrt{|k|} \cdot s) \end{array} \right. \quad (1.80)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} z(s) = z_0 \cosh(\sqrt{k} \cdot s) + \frac{z'_0}{\sqrt{k}} \sinh(\sqrt{k} \cdot s) \end{array} \right. \quad (1.81)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} z'(s) = z_0 \sqrt{k} \sinh(\sqrt{k} \cdot s) + z'_0 \cosh(\sqrt{k} \cdot s) \end{array} \right. \quad (1.82)$$

Setzt man für die Fokussierstärke nun die für das jeweilige optische Element gültige Konstante ein, so ist es möglich, die Parameter eines Teilchens an jeder beliebigen Position unter Kenntnis der Anfangsbedingung zu berechnen.

1.5.2 Übergang zum Matrixformalismus

1.5.2.1 Die optischen Elemente

Die allgemeine Form zur Transformation der Koordinaten durch ein beliebiges Element des Rings soll in der folgenden Weise dargestellt werden

$$\underline{r}(s) = \underline{M} \cdot \underline{r}(0) \quad (1.83)$$

Übertragen auf die Position und die Winkelkomponenten lassen sich damit die Gleichungen (1.79) und (1.80) schreiben als

$$\begin{pmatrix} r(s) \\ r'(s) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(\sqrt{|k|} \cdot s) & \frac{1}{\sqrt{|k|}} \sin(\sqrt{|k|} \cdot s) \\ -\sqrt{|k|} \sin(\sqrt{|k|} \cdot s) & \cos(\sqrt{|k|} \cdot s) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} r_0(s) \\ r'_0(s) \end{pmatrix} \quad (1.84)$$

Die folgende Auflistung zeigt die korrespondierenden Matrizen für die bisher besprochenen optischen Elemente

a) Feldfreie Driftstrecke

$$\begin{pmatrix} r(s) \\ r'(s) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & s \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} r_0 \\ r'_0 \end{pmatrix} \quad (1.85)$$

Wirken keine Felder auf die Teilchen, so bleibt der Winkel während der Drift unverändert und die Ablage vergrößert / verringert sich je nach Länge der Driftstrecke. Dieses Verhalten ist für beide transversale Ebenen identisch.

b) Elektrostatischer Deflektor

$$\begin{pmatrix} r(s) \\ r'(s) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & s \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} r_0 \\ r'_0 \end{pmatrix} \quad (1.86)$$

Die parabelförmige Bahn der Ionen tritt bei der Betrachtung im Ring-Koordinatensystem nicht in Erscheinung. Vielmehr entspricht hier der Plattendeflektor einer feldfreien Driftstrecke.

c) Zylinderdeflektor

Ihrer Form nach entspricht die Differentialgleichung (1.44) der in (1.75) angegebenen Oszillatorgleichung, wobei die Fokussierkonstante $k = 2/R_0^2$ ist. Damit lässt sich die Bewegung in der horizontalen Ebene schreiben als

$$\begin{pmatrix} r(s) \\ r'(s) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\left(\frac{\sqrt{2}}{R_0} \cdot s\right) & \frac{1}{\sqrt{2}/R_0} \sin\left(\frac{\sqrt{2}}{R_0} \cdot s\right) \\ -\frac{\sqrt{2}}{R_0} \sin\left(\frac{\sqrt{2}}{R_0} \cdot s\right) & \cos\left(\frac{\sqrt{2}}{R_0} \cdot s\right) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} r_0 \\ r'_0 \end{pmatrix} \quad (1.87)$$

In der vertikalen Ebene entspricht auch der Zylinderkondensator einer feldfreien Driftstrecke.

d) Sphärischer Deflektor

Beim sphärischen Deflektor findet eine gleichzeitige Fokussierung in beiden transversalen Ebenen statt. Die Lösung der Bewegungsgleichung (1.56) lautet damit für beide Ebenen

$$\begin{pmatrix} r(s) \\ r'(s) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\left(\frac{1}{R_0} \cdot s\right) & R_0 \sin\left(\frac{1}{R_0} \cdot s\right) \\ -\frac{1}{R_0} \sin\left(\frac{1}{R_0} \cdot s\right) & \cos\left(\frac{1}{R_0} \cdot s\right) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} r_0 \\ r'_0 \end{pmatrix} \quad (1.88)$$

e) Quadrupol

Als letztes Element soll die Lösung für den Quadrupol angegeben werden. Hierbei ist zu unterscheiden, ob man sich in der fokussierenden oder der defokussierenden Ebene befindet. Die Lösungen für die Transformationsmatrix lauten

$$\underline{\underline{M}} = \begin{cases} \begin{pmatrix} \cos(\sqrt{|k|} \cdot s) & \frac{1}{\sqrt{|k|}} \sin(\sqrt{|k|} \cdot s) \\ -\sqrt{|k|} \sin(\sqrt{|k|} \cdot s) & \cos(\sqrt{|k|} \cdot s) \end{pmatrix} & \text{Horizontal fokussierend} \quad (1.89) \\ \begin{pmatrix} \cosh(\sqrt{k} \cdot s) & \frac{1}{\sqrt{|k|}} \sinh(\sqrt{k} \cdot s) \\ \sqrt{k} \sinh(\sqrt{k} \cdot s) & \cosh(\sqrt{k} \cdot s) \end{pmatrix} & \text{Horizontal defokussierend} \quad (1.90) \end{cases}$$

Mit

$$k = \frac{2 \cdot q \cdot U_0}{E_{Kin} \cdot r_{ap}^2} \quad (1.91)$$

Um die Ähnlichkeit eines Quadrupoldubletts mit einem System dünner Linsen auf den durchlaufenden Strahl zu verdeutlichen, benutzt man häufig anstelle der obigen Größen die Brennweite f

$$f \equiv \frac{1}{k_s} \gg l \quad (1.92)$$

Somit kann man die Matrizen (1.89) und (1.90) durch die folgenden einfacheren Ausdrücke nähern:

$$\underline{\underline{M}} = \begin{cases} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{pmatrix} & \text{Horizontal fokussierend} \quad (1.93) \\ \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{1}{f} & 1 \end{pmatrix} & \text{Horizontal defokussierend} \quad (1.94) \end{cases}$$

Bei dieser Näherung geht man von einer Linse der Länge Null aus. Um die reale Ausdehnung l eines Quadrupols zu berücksichtigen, muss man vor und hinter jeder der Matrizen eine Driftstrecke der Länge $l/2$ einfügen und erhält schließlich durch Multiplikation der Ausdrücke (1.85) und (1.93) die Transformationsmatrizen für die beiden Quadrupole in der Näherung dünner Linsen.

$$\underline{\underline{M}} = \begin{cases} \begin{pmatrix} 1 - \frac{l}{2f} & l - \frac{l^2}{4f} \\ -\frac{l}{f} & 1 - \frac{l}{2f} \end{pmatrix} & \text{Horizontal fokussierend} \quad (1.95) \\ \begin{pmatrix} 1 + \frac{l}{2f} & l + \frac{l^2}{4f} \\ \frac{l}{f} & 1 + \frac{l}{2f} \end{pmatrix} & \text{Horizontal defokussierend} \quad (1.96) \end{cases}$$

Diese Matrizen sind *nicht* identisch mit den Ausdrücken, die man erhält, wenn man die Ausdrücke (1.89) und (1.90) in eine Potenzreihe entwickelt. Insbesondere gilt für alle hier und in vorangegangenen Kapiteln auftretenden Matrizen, dass der Wert ihrer Determinanten stets 1 ist.

$$\det \underline{\underline{M}} = 1 \quad (1.97)$$

Dies ist notwendig zur Einhaltung des Liouville Theorems. Bräche man eine irgendwie geartete Entwicklung der Transformationsmatrizen nach einer der ersten Ordnungen ab, so wäre diese wichtige Bedingung nicht länger erfüllt und würde zwangsläufig zu falschen Aussagen über die Bewegung der Teilchen führen.

1.5.2.2 Transformation durch eine Beispielstruktur

Mit den in Kapitel 1.5.2.1 vorgestellten Matrizen lässt sich nun die Bahn eines Teilchens durch eine beliebige Anordnung von optischen Elementen berechnen.

Als Illustration soll im Folgenden ein Teilchen durch die in *Abb. 1.14* gezeigte Kombination aus einer 90° Biegesektion und einem Quadrupoldublett transformiert werden. Zu diesem Zweck müssen zunächst einige Parameter festgelegt werden, die die Felder in den einzelnen optischen Elementen definieren; diese werden in diesem Beispiel so gewählt, dass sie bereits möglichen realen Ringparametern entsprechen.



Abb. 1.14

Übersicht über ein Ringviertel

Ein Proton trete mit einer Ablage von $x = 1 \text{ cm}$ und einem anfänglichen Winkel von 1° in Richtung Strahlachse in den ersten Deflektor ein. Seine Energie betrage $E=50 \text{ keV}$. Das Teilchen soll im Beispiel nach dem Durchlaufen der Struktur wieder eine identische Ablage besitzen und parallel zum Sollorbit das Quadrupoldublett verlassen.

Nach Umformung der Gleichungen (1.6) und (1.22) lassen sich unmittelbar die in den beiden Biegesektionen notwendigen Felder mit Hilfe der Gleichungen

$$E_{10^\circ} = \frac{\tan \alpha \cdot E_{Kin}}{0.5 \cdot q \cdot l} = \frac{\tan \alpha \cdot g \cdot b^2}{0.5 \cdot q \cdot l} \quad (1.98)$$

$$E_{70^\circ} = \frac{0.5 \cdot E_{Kin}}{q \cdot R} = \frac{0.5 \cdot g \cdot b^2}{q \cdot R} \quad (1.99)$$

bestimmen.

Tabelle 1.1 zeigt eine Übersicht der für die Beispielrechnung verwendeten Parameter.

Größe	Wert
E_{Kin}	50 keV
q	1
l_{10°	10 cm
d_{10°	5 cm
R_{70°	25 cm
d_{70°	3 cm

Tabelle 1.1

Verwendete Parameter für ein Viertelringsegment

Der Abstand zwischen den Elementen eines Paares beträgt jeweils 5 cm und zwischen dem Quadrupoldublett und den beiden Deflektoren 10 cm. Zwischen dem Platten- und dem Zylinderdeflektor legen die Ionen eine Driftstrecke von rund 93 cm zurück. Mit diesen Daten ergeben sich Feldstärken von $E_{10^\circ} = 1.76 \text{ kV/cm}$ und $E_{70^\circ} = 4 \text{ kV/cm}$, bzw. die korrespondierenden Spannungen an den Elektroden von $U_{10^\circ} = \pm 4.4 \text{ kV}$ und $U_{70^\circ} = \pm 6.0 \text{ kV}$.

Die Größe dieser Felder hängt also lediglich von geometrischen Parametern der Deflektoren und der totalen kinetischen Energie der Ionen und ihrem Ladungszustand ab. Es ist diese Unabhängigkeit von den Massen der zu speichernden Teilchen, die einen elektrostatischen Speicherring insbesondere für die Molekülphysik interessant macht.

Für den gesamten Verlauf durch die angegebenen Elemente sind die Anfangsparameter mit den folgenden Matrizen zu multiplizieren

$$\begin{pmatrix} r_f(s) \\ r'_f(s) \end{pmatrix} = \underline{\underline{M}}_{QD} \cdot \underline{\underline{M}}_{d5} \cdot \underline{\underline{M}}_{QF} \cdot \underline{\underline{M}}_{d25} \cdot \underline{\underline{M}}_{10^\circ} \cdot \underline{\underline{M}}_{d93} \cdot \underline{\underline{M}}_{70^\circ} \cdot \underline{\underline{M}}_{d93} \cdot \underline{\underline{M}}_{10^\circ} \cdot \begin{pmatrix} r_i(s) \\ r'_i(s) \end{pmatrix} \quad (1.100)$$

Die einzigen variablen Größen in dieser Gleichung sind die beiden Fokussierkonstanten. Damit stehen zwei Unbekannte bei zwei anzupassenden Parametern zur Verfügung. Die Trajektorie des Teilchens ist in *Abb. 1.15* gezeigt. Die Größe der Fokussierkonstanten in den beiden Quadrupolen wurde iterativ bestimmt.

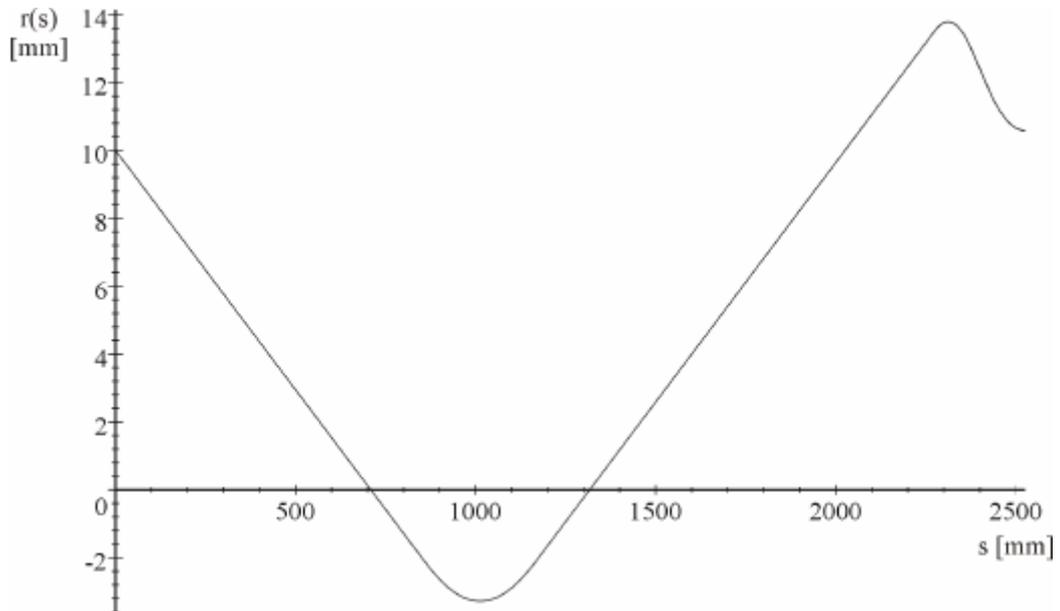


Abb. 1.15 mögliche Teilchenbewegung durch die Beispielstruktur

1.5.3 Longitudinaler Phasenraum

Die Bewegung der Teilchen im longitudinalen und transversalen Phasenraum verläuft im elektrostatischen Fall auch bei der Beschränkung auf eine lineare Strahloptik nicht wie im magnetischen Fall entkoppelt. Dies stellt einen der grundsätzlichen Unterschiede zwischen magnetischen Ringen und einem elektrostatischen Speicherring dar.

Diese Kopplung tritt bei der Bewegung von Teilchen durch einen Zylinderdeflektor auf und soll im Folgenden genauer untersucht werden. Ausgangspunkt bei der Diskussion der dispersiven Eigenschaften in einem radialen elektrischen Feld sind die Überlegungen aus Abschnitt 1.3. Es soll nun die Geschwindigkeitsverteilung der Teilchen vor und nach der Transformation durch einen Zylinderdeflektor untersucht werden.

Damit lautet Gleichung (1.21)

$$\frac{d^2 r}{d s^2} + \frac{2}{R_0^2} \cdot r = \frac{2}{R_0} \cdot \frac{D v_q}{v_q} \quad (1.101)$$

Die Lösung dieser inhomogenen Differentialgleichung lässt sich unmittelbar angeben als die Summe der homogenen Lösung und einer Partikulärlösung der inhomogenen Differentialgleichung

$$\begin{pmatrix} r(s) \\ r'(s) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\left(\frac{\sqrt{2}}{R_0} \cdot s\right) & \frac{R_0}{\sqrt{2}} \cdot \sin\left(\frac{\sqrt{2}}{R_0} \cdot s\right) \\ -\frac{\sqrt{2}}{R_0} \cdot \sin\left(\frac{\sqrt{2}}{R_0} \cdot s\right) & \cos\left(\frac{\sqrt{2}}{R_0} \cdot s\right) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} r_0 \\ r'_0 \end{pmatrix} + \frac{\mathbf{D}v_q}{v_q} \cdot \begin{pmatrix} R_0 \cdot \left[1 - \cos\left(\frac{\sqrt{2}}{R_0} \cdot s\right)\right] \\ \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \sin\left(\frac{\sqrt{2}}{R_0} \cdot s\right) \end{pmatrix} \quad (1.102)$$

Damit kann man die 2x2 Matrix aus (1.87) auf eine 3x3 Matrix erweitern, die sowohl die Transformation der Lage- und Winkelkoordinate, als auch der Geschwindigkeit beinhaltet

$$\begin{pmatrix} r(s) \\ r'(s) \\ \frac{\mathbf{D}v}{v} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\left(\frac{\sqrt{2}}{R_0} \cdot s\right) & \frac{R_0}{\sqrt{2}} \cdot \sin\left(\frac{\sqrt{2}}{R_0} \cdot s\right) & R_0 \cdot \left[1 - \cos\left(\frac{\sqrt{2}}{R_0} \cdot s\right)\right] \\ -\frac{\sqrt{2}}{R_0} \cdot \sin\left(\frac{\sqrt{2}}{R_0} \cdot s\right) & \cos\left(\frac{\sqrt{2}}{R_0} \cdot s\right) & \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \sin\left(\frac{\sqrt{2}}{R_0} \cdot s\right) \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} r_0 \\ r'_0 \\ \frac{\mathbf{D}v_0}{v} \end{pmatrix} \quad (1.103)$$

Die Gesamtenergie eines Teilchens muss auch beim Durchgang durch einen elektrostatischen Deflektor erhalten bleiben. Abhängig von der Position eines Ions relativ zum „0 Volt“ Referenzorbit bei Eintritt in diese Ablenkeinheit wird dieses Teilchen eine höhere, bzw. niedrigere potentielle Energie wie das Sollteilchen besitzen. Damit verliert, bzw. gewinnt es in entsprechendem Maße an kinetischer Energie. Die Teilchenposition am Ausgang hängt in direkter Weise vom Geschwindigkeitsunterschied zum Sollteilchen ab.

Für die Entwicklung im longitudinalen Phasenraum ist es jedoch entscheidend, dass die Geschwindigkeitsverteilung der Teilchen bei Eintritt in den Deflektor und nach dem Austritt identisch ist – unabhängig von etwaigen Änderungen im Innern des Biegeelements. Das dispersive Verhalten des Ionenstrahls, d.h. das zeitliche Auseinanderlaufen des Teilchenbunches aufgrund von Geschwindigkeitsunterschieden, wird also durch die Bewegung im Ring nicht modifiziert.

1.6 Bewegung des Teilchenensembles

Mit den im vorherigen Kapitel vorgestellten Matrixausdrücken kann man die Bewegung eines Teilchens durch eine beliebige Anordnung der optischen Elemente verfolgen. Indem man diese Transformationen für eine große Anzahl von Teilchen mit unterschiedlichen Anfangsparametern durchführt, kann man die Bewegung eines in einem Ring umlaufenden Strahls simulieren.

Dies ist genau der Weg, den Vielteilchensimulationsprogramme beschreiten. Mit zunehmender Größe und Komplexität der Struktur steigen jedoch auch der Rechenaufwand und die Dauer solcher Rechnungen. Hinzu kommt die Tatsache, dass man bei der Auslegung eines Beschleunigers meist gar nicht explizit an der Bewegung eines einzelnen Teilchens interessiert ist.

Aus diesen Gründen geht man üblicherweise von der Betrachtung der Einzelteilchentrajektorien ab und betrachtet stattdessen die Bewegung der Teilchengesamtheit.

Als Illustration soll *Abb. 1.16* dienen. Im oberen Abschnitt ist lediglich die Bahn eines einzelnen Teilchens eingezeichnet. Im unteren Teil sind viele zusätzliche Trajektorien eingetragen. Gelänge nun, statt der Bahnbewegung der einzelnen Ionen, die Transformation einer Strahlenvelope, welche sämtliche Einzelteilchenbahnen umschließt, so könnten die Felder zur Strahlführung weiterhin berechnet werden, ohne detaillierte Information über die Bewegung der einzelnen Ionen kennen zu müssen.

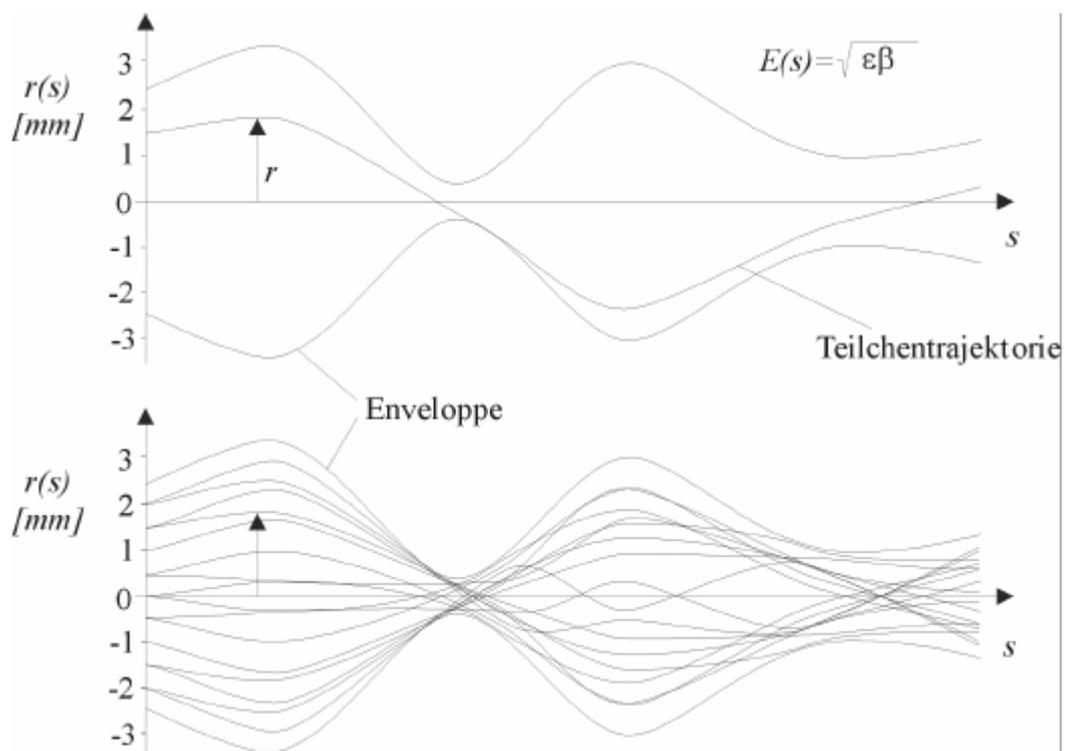


Abb. 1.16 Strahlenvelope und mehrere exemplarische Teilchenbahnen [Wil 96]

1.6.1 Mathematische Beschreibung

Ausgangspunkt der Überlegungen ist erneut Gleichung (1.75). Die dort angegebene Lösung (1.79) kann allgemeiner für beliebige $k(s)$ geschrieben werden als:

$$r(s) = \sqrt{\mathbf{e}} \cdot x(s) \cdot \cos(\mathbf{F}(s) + \mathbf{j}) \quad (1.104)$$

Dabei werden der Amplitudenfaktor $\sqrt{\mathbf{e}}$ und die Phase \mathbf{j} durch die Anfangsbedingungen bestimmt. Die physikalische Bedeutung des Parameters \mathbf{e} wird später noch verdeutlicht werden. Setzt man Gleichung (1.104) in (1.75) ein, so erhält man die korrespondierende Differentialgleichung für $x(s)$ und $\mathbf{F}(s)$.

$$A \cdot (x'' - x\mathbf{F}'^2 - k_r(s) \cdot x) \cdot \cos(\mathbf{F} + \mathbf{j}) - A \cdot (2x'\mathbf{F}' + x\mathbf{F}'') \cdot \sin(\mathbf{F} + \mathbf{j}) = 0 \quad (1.105)$$

Damit diese Identität stets Gültigkeit besitzt, müssen beide Klammerausdrücke gleichzeitig gleich Null sein

$$x'' - x\mathbf{F}'^2 - k_r(s) \cdot x = 0 \quad (1.106)$$

$$2x'\mathbf{F}' + x\mathbf{F}'' = 0 \quad (1.107)$$

Der Ausdruck (1.107) kann umgeformt geschrieben werden als

$$2 \frac{x'}{x} + \frac{\mathbf{F}''}{\mathbf{F}'} = 0 \quad (1.108)$$

Diese integrable Differentialgleichung liefert einen geschlossenen Ausdruck für die Phasenfunktion

$$\mathbf{F}(s) = \int_0^s \frac{d s'}{x^2(s')} \quad (1.109)$$

Üblicherweise ist eine vorzeichenbehaftete Positionsbeachtung nicht notwendig, weshalb man statt $x(s)$ die sogenannte Amplituden- oder Betafunktion betrachtet

$$\mathbf{b}(s) := x^2(s) \quad (1.110)$$

Setzt man diese Beziehung in Gleichung (1.104) ein, erhält man schließlich die folgenden beiden Differentialgleichungen zur Beschreibung von Position und Phase in Abhängigkeit von der Position entlang des Ringorbis

$$r(s) = \sqrt{\mathbf{e}} \cdot \sqrt{\mathbf{b}(s)} \cdot \cos(\mathbf{F}(s) + \mathbf{j}) \quad (1.111)$$

$$\mathbf{F}(s) = \int_0^s \frac{d s'}{\mathbf{b}(s')} \quad (1.112)$$

Die Amplitude des umlaufenden Strahls ergibt sich demzufolge stets aus der unveränderlichen Größe \mathbf{e} – der sogenannten Emittanz – und der Betafunktion an der interessierenden Position s .

Im Folgenden soll versucht werden, den im vorherigen Kapitel entwickelten Matrizenformalismus zur stückweisen Transformation durch die Elemente eines Rings auf die Betafunktion zu übertragen.

1.6.2 Ellipsenparameter im transversalen Phasenraum

Eine alternative Darstellungsform der Teilchenbewegung resultiert, wenn man die Emittanz \mathbf{e} durch die Größen r und r' ausdrückt.

Ausgangspunkt ist Gleichung (1.111) und ihre erste Ableitung

$$r(s) = \sqrt{\mathbf{e}} \sqrt{\mathbf{b}(s)} \cdot \cos(\mathbf{F}(s) + \mathbf{j}) \quad (1.113)$$

$$r'(s) = -\frac{\sqrt{\mathbf{e}}}{\sqrt{\mathbf{b}(s)}} [\mathbf{a}(s) \cdot \cos(\mathbf{F}(s) + \mathbf{j}) + \sin(\mathbf{F}(s) + \mathbf{j})] \quad (1.114)$$

mit

$$\mathbf{a}(s) := -\frac{\mathbf{b}'(s)}{2} \quad (1.115)$$

Nach Einsetzen von Gleichung (1.114) in (1.113) und Verwendung der Eigenschaften trigonometrischer Funktionen erhält man schließlich die sogenannte *Courant-Snyder-Invariante*

$$\mathbf{e} = \mathbf{g}(s) \cdot r^2(s) + 2 \mathbf{a}(s) r(s) r'(s) + \mathbf{b}(s) \cdot r'^2(s) \quad (1.116)$$

mit

$$\mathbf{g}(s) := \frac{1 + \mathbf{a}^2(s)}{\mathbf{b}(s)} \quad (1.117)$$

Zur Veranschaulichung der Ellipsenparameter \mathbf{a} , \mathbf{b} und \mathbf{g} sind diese in der folgenden *Abb. 1.17* eingetragen.

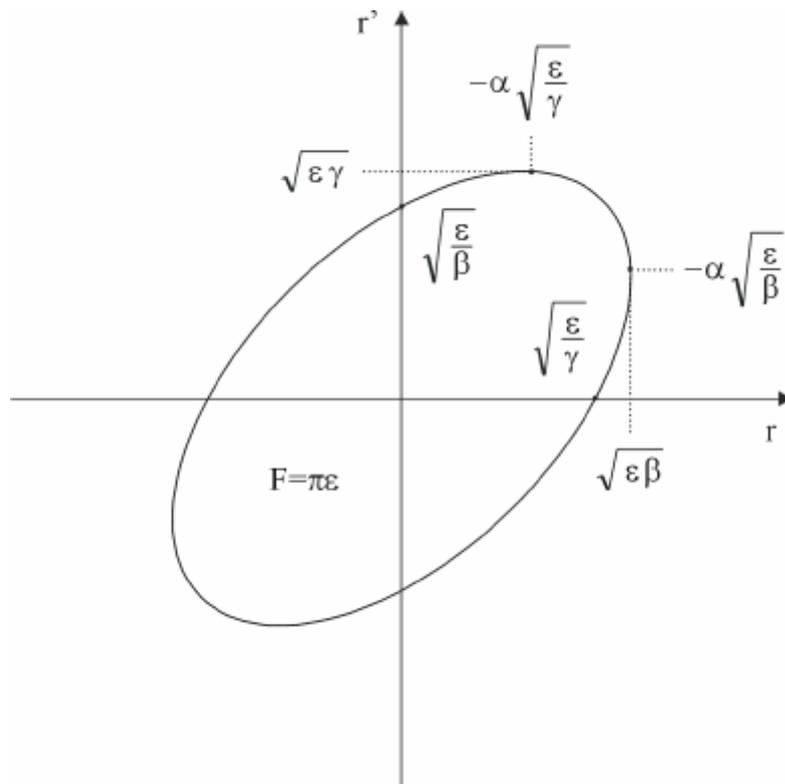


Abb. 1.17 Phasenraumellipse in der r - r' Ebene und Bedeutung der Parameter \mathbf{a} , \mathbf{b} und \mathbf{g}

Der bislang rein mathematische Vorfaktor \mathbf{e} erhält nun auch eine anschauliche Bedeutung – multipliziert mit \mathbf{p} ergibt sich die Fläche der Phasenraumellipse.

Der Satz von Liouville fordert nun die Konstanz dieser Fläche¹, sofern die Teilchen kanonischen Bewegungsgleichungen folgen, was im Allgemeinen der Fall ist. Die Fläche der Phasenraumellipse selbst und damit auch die Emittanz als ein Maß für diese Fläche ist während der Bewegung durch einen Beschleuniger konstant. Mit der Variation der Betafunktion ändert sich zwar die Form dieser Ellipse, nicht jedoch ihre Fläche. Die strenge Ellipsenform wird nur für den Fall maximal linearer Kräfte auf den Strahl bewahrt. Wirken auch Kräfte höherer Ordnung auf die Teilchen, so kommt es zu Verzerrungen und Scherungen der Phasenraumellipse.

Den Überlegungen des vorherigen Kapitels folgend, soll nun die Entwicklung eines allgemeinen Positionsvektors $\underline{r} = (r_1 \quad r_2)$, dessen Komponenten zwei kanonisch zueinander konjugierte Variablen eines Teilchens seien, durch Matrixmultiplikation mit einer die optischen Elemente repräsentierenden Matrix \underline{M} beschrieben werden

¹ Präziser gilt diese Invarianz für das Phasenraumvolumen im 6N-dimensionalen Teilchenraum und nicht notwendigerweise für dessen Projektionen. In den meisten Fällen bleibt jedoch auch in den Unterräumen die Fläche der Phasenraumellipse konstant.

$$\begin{pmatrix} r_{1f} \\ r'_f \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} r_{1i} \\ r'_i \end{pmatrix} \quad (1.118)$$

Wie zuvor kennzeichnet der Index i den Anfangs- und der Index f den Endzustand. Durch sukzessive Multiplikation mit unterschiedlichen Matrizen $\underline{\underline{M}}_k$, $k=1,2,\dots$, lassen sich nacheinander auftretende Wirkungen auf ein bestimmtes Teilchen beschreiben. Die Matrixelemente M_{ij} entsprechen dabei den in Kapitel 1.5 vorgestellten Ausdrücken.

Der Übergang zu einer Beschreibung des gesamten Teilchenensembles erfolgt durch die Parameterdarstellung der Phasenraumellipse, die sich nach (1.116) zum Anfangszeitpunkt in der folgenden Form darstellen lässt:

$$\mathbf{g}_i r_i^2 + 2\mathbf{a}_i r_i r'_i + \mathbf{b}_i r_i'^2 = \mathbf{e}_i = \frac{F_i}{\mathbf{p}} \quad (1.119)$$

Betrachtet man die Ellipse nun nach der Transformation durch eine beliebige Struktur im Endzustand f , so lautet sie:

$$\mathbf{g}_f r_f^2 + 2\mathbf{a}_f r_f r'_f + \mathbf{b}_f r_f'^2 = \mathbf{e}_f = \frac{F_f}{\mathbf{p}} \quad (1.120)$$

Wie weiter oben bereits gesagt, müssen sich die Flächen dieser beiden Ellipsen entsprechen und somit können die linken Seiten der Gleichungen (1.119) und (1.120) einander gleichgesetzt werden.

$$\mathbf{g}_i r_i^2 + 2\mathbf{a}_i r_i r'_i + \mathbf{b}_i r_i'^2 = \mathbf{g}_f r_f^2 + 2\mathbf{a}_f r_f r'_f + \mathbf{b}_f r_f'^2 \quad (1.121)$$

Durch (1.118) ist der Zusammenhang zwischen den Variablen vor und nach der Transformation eindeutig bestimmt.

Auflösen dieser Relationen nach den anfänglichen Koordinaten r_i, r'_i liefert:

$$\begin{aligned} r_i &= M_{22} r_f - M_{12} r'_f \\ r'_i &= -M_{21} r_f + M_{11} r'_f \end{aligned} \quad (1.122)$$

Dieses Resultat setzt man nun in Gleichung (1.121) ein und erhält durch Koeffizientenvergleich die Relation zwischen den Anfangs- und den Endwerten der Ellipsenparameter \mathbf{a} , \mathbf{b} und \mathbf{g}

$$\begin{aligned}
 \mathbf{b}_f &= M_{11}^2 \mathbf{b}_i - 2 M_{12} M_{11} \mathbf{a}_i + M_{12}^2 \mathbf{g}_i \\
 \mathbf{a}_f &= -M_{11} M_{21} \mathbf{b}_i + (M_{11} M_{22} + M_{12} M_{21}) \mathbf{a}_i - M_{22} M_{12} \mathbf{g}_i \\
 \mathbf{g}_f &= M_{21}^2 \mathbf{b}_i - 2 M_{22} M_{21} \mathbf{a}_i + M_{22}^2 \mathbf{g}_i
 \end{aligned} \tag{1.123}$$

Oder, erneut in Matrixschreibweise:

$$\begin{pmatrix} \mathbf{b}_f \\ \mathbf{a}_f \\ \mathbf{g}_f \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M_{11}^2 & -2 M_{11} M_{12} & M_{12}^2 \\ -M_{11} M_{21} & M_{11} M_{22} + M_{12} M_{21} & -M_{22} M_{12} \\ M_{21}^2 & -2 M_{22} M_{21} & M_{22}^2 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \mathbf{b}_i \\ \mathbf{a}_i \\ \mathbf{g}_i \end{pmatrix} \tag{1.124}$$

Damit ist es möglich, die Entwicklung einer Phasenraumellipse mit Hilfe der gleichen Matrixelemente zu beschreiben, die auch schon bei der Transformation der Vektor-komponenten r, r' im Kapitel 1.5.2 Verwendung fanden.

In der Praxis sind aber normalerweise die Werte der optischen Funktion am Anfang und am Ende einer Struktur gegeben und man ist gerade an den Elementen der Transformationsmatrix interessiert.

Verwendet man erneut als Ausgangspunkt die Gleichungen (1.113) und (1.114) und setzt die optischen Funktionen an Beginn und Ende als bekannt voraus, so erhält man die Transformationsmatrix in *Courant-Snyder* Darstellung [Cha 01]

$$\begin{pmatrix} r_f(s) \\ r'_f(s) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sqrt{\frac{\mathbf{b}_f}{\mathbf{b}_i}} \cdot (\cos \mathbf{F} + \mathbf{a}_i \cdot \sin \mathbf{F}) & \sqrt{\mathbf{b}_i \mathbf{b}_f} \cdot \sin \mathbf{F} \\ \frac{1 + \mathbf{a}_i \mathbf{a}_f}{\sqrt{\mathbf{b}_i \mathbf{b}_f}} \cdot \sin \mathbf{F} + \frac{\mathbf{a}_i - \mathbf{a}_f}{\sqrt{\mathbf{b}_i \mathbf{b}_f}} \cdot \cos \mathbf{F} & \sqrt{\frac{\mathbf{b}_i}{\mathbf{b}_f}} \cdot (\cos \mathbf{F} - \mathbf{a}_f \cdot \sin \mathbf{F}) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} r_i(s) \\ r'_i(s) \end{pmatrix} \tag{1.125}$$

1.6.3 Ringbeschleuniger

In einem Speicherring kann von Beginn und Ende der Struktur nicht gesprochen werden. Wie bereits mehrfach erwähnt, wurde bei der Auslegung der Ringgeometrien besonderer Wert auf eine hohe Symmetrie der Maschine gelegt, dies ist auch aus teilchen-dynamischen Gesichtspunkten der bestmögliche Verlauf.

An insgesamt vier Symmetriepunkten werden die optischen Funktionen gespiegelt und erlauben die Beschränkung der Rechnungen auf ein kleineres Teilsegment. Insbesondere nach einem vollen Umlauf müssen die optischen Funktionen in sich selbst übergehen um einen geschlossenen Orbit zu gewährleisten.

Gleichung (1.75) erhält damit die folgende Zusatzbedingung

$$\frac{d^2 r}{ds^2} = -k_r(s)^2 r \quad (1.126)$$

$$k_r(s+L) = k_r(s) \quad (1.127)$$

L steht entsprechend für den kompletten Ringumfang oder die Länge einer Periodizitätszelle.

Die Transformationsmatrix für die Periode L als Fundamentalsystem der Differentialgleichung (1.126) muss demnach ebenfalls periodisch in L sein

$$\underline{\underline{M}}(s+L) = \underline{\underline{M}}(s) \quad (1.128)$$

Ein kompletter Umlauf um einen Ring mit N identischen Teilbereichen lässt sich dann darstellen als

$$\underline{\underline{M}}(s+N \cdot L) = (\underline{\underline{M}}(s))^N \quad (1.129)$$

Die Erweiterung auf M Umläufe ergibt sich durch M -fache Multiplikation von (1.129) mit sich selbst. Damit die Teilchenbewegung auch für viele Umläufe stabil bleibt, dürfen die Elemente der resultierenden Produktmatrix nicht divergieren. Das notwendige und hinreichende Kriterium hierfür ist [Ros 92]

$$|\text{Spur } \underline{\underline{M}}| < 2 \quad (1.130)$$

Damit ist garantiert, dass die Matrixelemente von $\underline{\underline{M}}$ über alle Umläufe gebunden bleiben und die Ellipsenparameter reale Werte annehmen. Diese Überlegungen sind unabhängig von der betrachteten Startposition s im Ring.

Für die weitere Betrachtung soll zunächst die neue Größe \mathbf{m} eingeführt werden

$$\cos \mathbf{m} := \frac{1}{2} \cdot \text{Spur } \underline{\underline{M}} \quad (1.131)$$

Damit kann die Transformationsmatrix, mit den im vorigen Abschnitt eingeführten Ellipsenparametern, in der sogenannten *Twiss-Form* geschrieben werden [Cha 01]

$$\underline{\underline{M}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \cos \mathbf{m} + \begin{pmatrix} \mathbf{a} & \mathbf{b} \\ -\mathbf{g} & -\mathbf{a} \end{pmatrix} \cdot \sin \mathbf{m} \quad (1.132)$$

Die resultierende Gesamtmatrix entspricht Gleichung (1.125) für den Spezialfall eines vollen Umlaufs, bei dem die Ellipsenparameter zu Beginn und Ende identisch sind. Damit kann bei der Transformation eines Teilchenstrahls durch einen Ring sowohl auf die Kenntnis der Einzelteilchenkoordinaten im Phasenraum zu Gunsten der Ellipsenparameter der Teilchengesamtheit verzichtet werden, als auch auf die aus den Einzelmatri-zen der optischen Elemente resultierenden Matrixelemente.

Der Vollständigkeit halber soll an dieser Stelle noch ein weiterer wichtiger Parameter definiert werden; der sogenannte Arbeitspunkt oder *Q-Wert*

$$Q := \frac{N \cdot \mathbf{m}}{2\mathbf{p}} = \frac{1}{2\mathbf{p}} \oint \frac{ds'}{\mathbf{b}(s')} \quad (1.133)$$

Wobei N die Anzahl der Perioden pro vollem Umlauf ist. Anschaulich gesprochen entspricht der Arbeitspunkt der Anzahl an Betatronschwingungen, die der Strahl pro vollem Umlauf zurücklegt.

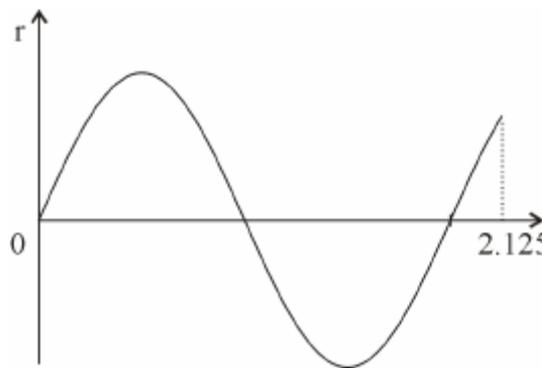


Abb. 1.18 Idealisierte Bewegung eines Teilchens während eines vollen Umlaufs im Ring

Die idealisierte Bahn eines Teilchens bei einem vollen Umlauf durch einen Ring zeigt Abb. 1.18. Insgesamt legt das Ion $Q=2.125$ Schwingungen pro vollem Umlauf zurück. Wie sich in Kapitel 3 zeigen wird, ist für die Diskussion von Resonanzeffekten nicht die Gesamtzahl der Schwingungen, sondern nur der Anteil q nach dem Komma – im Beispiel $q = 0.125$.

Der Arbeitspunkt wird im 4. Kapitel bei der Diskussion von Resonanzen noch wichtig werden.

2 Störung der idealen Teilchenbewegung

Die in den vorherigen Kapiteln gezeigten Formalismen zur Behandlung der Teilchenbewegung in einem elektrostatischen Speicherring stellen eine Idealisierung der realen Gegebenheiten dar.

Die Elektrodenformen wurden ausgehend vom gewünschten Feldverlauf berechnet. Allerdings müssen Zugeständnisse bezüglich der mechanischen Realisierbarkeit der sich so ergebenden Geometrien gemacht werden. Ferner wurden Randfeldeffekte in den bisherigen Betrachtungen gänzlich ausgeklammert.

Doch nicht nur Abweichungen von den idealen Feldverläufen können zu einer Störung der Teilchenbewegung in einem Speicherring führen. Wechselwirkung mit der Spiegelladung der umlaufenden Ionen, Raumladungskräfte und Kopplungen zwischen den transversalen und longitudinalen Phasenraumebenen verändern die Teilchenbewegung und können zu Instabilitäten führen. Sie werden ebenfalls in diesem Kapitel diskutiert.

2.1 *Abweichungen vom idealen Feldverlauf*

Im vorherigen Kapitel wurden geschlossene Ausdrücke für den Verlauf des elektrischen Feldes in den verschiedenen optischen Elementen hergeleitet. Dabei wurde in allen Elementen stets davon ausgegangen, dass die Felder an den Rändern der Elektroden sprunghaft ansteigen und im Innern der Elemente ihren Sollwert annehmen. Außerdem wurden Positionierungs- und Fertigungsfehler bei den Berechnungen ausgeklammert. Diese idealisierenden Annahmen sollen nun fallengelassen werden und die Effekte von Abweichungen der idealen Feldverläufe im Detail untersucht werden.

2.1.1 *Deflektoren*

Da der 10° Deflektor als ein Spezialfall des Zylinderdeflektors mit einem unendlichen Biegeradius aufgefasst werden kann, soll die Diskussion dieser Elemente gemeinsam erfolgen.

Ein elektrostatisches Sektorfeld wie im Falle der 70° Biegesektion weist immer einen radial inhomogenen Feldverlauf auf. Um den Austritt des Feldes auf einen möglichst kleinen Bereich zu limitieren, werden im Außenbereich des Deflektors Blenden angebracht. Das Potential dieser Schilde wird derart gewählt, dass es dem mittleren Potential zwischen den beiden Elektroden, i.A. 0 Volt, entspricht. Die *Abb. 2.1* zeigt schematisch den Verlauf des elektrischen Feldes im Außenbereich eines Deflektors mit und ohne Blenden und erklärt die in den Formeln verwendeten Parameter.

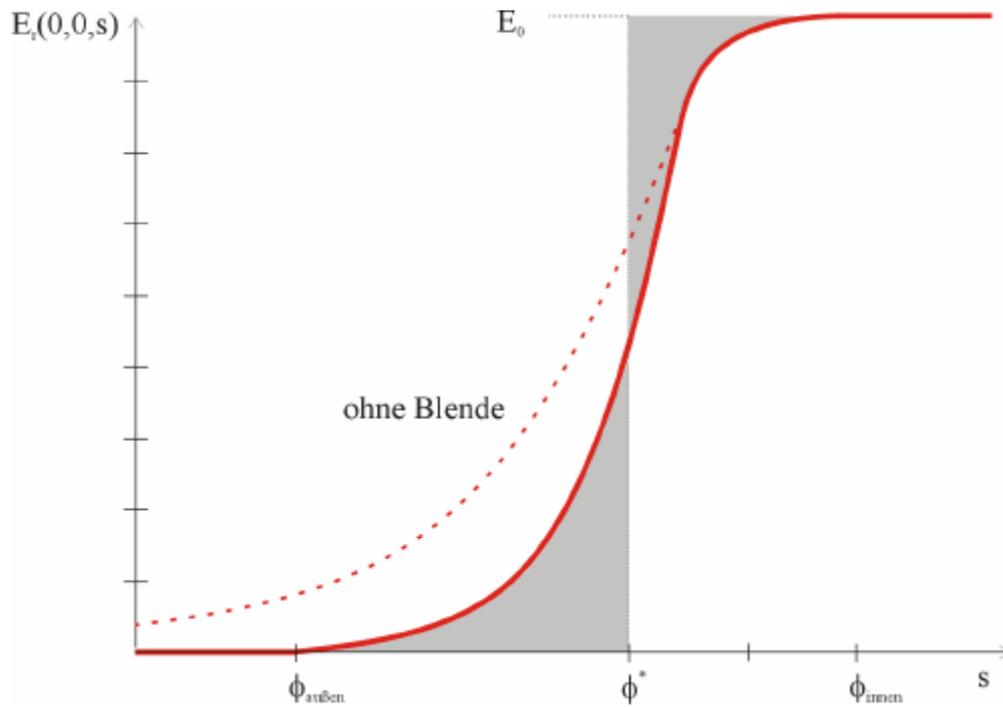


Abb. 2.1 Feldverteilung in einem elektrostatischen Deflektor mit und ohne geerdete Blende

Der komplette Deflektor ist in Abb. 2.2 dargestellt. Die effektive Feldlänge bestimmt die Ablenkung der Teilchen, die zusätzlich zu der in Kapitel 1 berechneten Ablenkung erfolgt.

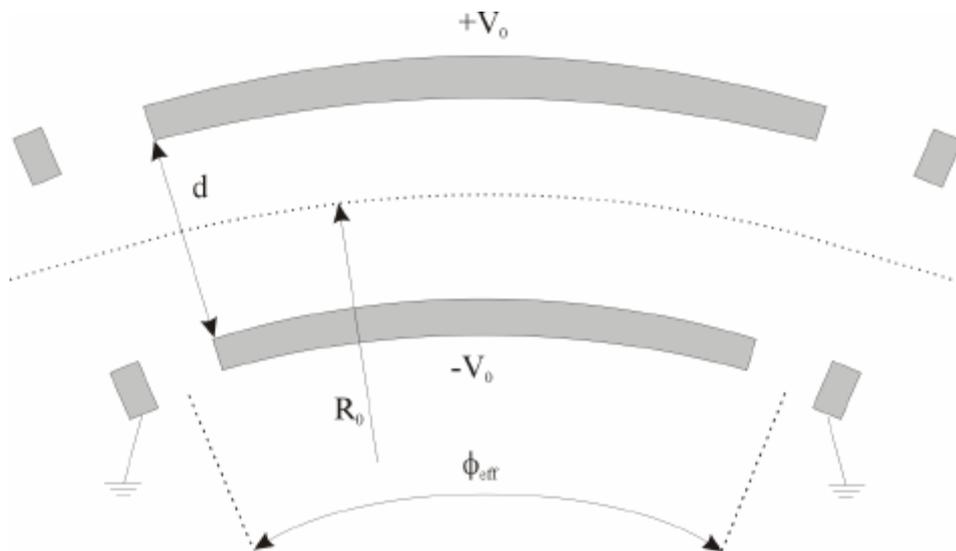


Abb. 2.2 Abschirmende Blenden im Randbereich eines Zylinderdeflektors

Ein Ion der Ladung $n \cdot e$, welches sich in der Symmetrieebene dieses Deflektors bewegt, erfährt die ablenkende Kraft

$$m \cdot \ddot{r}_0 = (n \cdot e) \cdot E_r(0,0,\mathbf{f}) \quad (2.1)$$

Um den Verlauf des Feldes zu beschreiben, definiert man die sogenannte effektive Feldgrenze, die sich in der folgenden Form berechnet:

$$\mathbf{f}_{eff} = \mathbf{f}_{innen} - \int_{\mathbf{f}_{außen}}^{\mathbf{f}_{innen}} \frac{E_r(0,0,\mathbf{f})}{E_0} d\mathbf{f} = I_1 \cdot \frac{d}{2} \quad (2.2)$$

Wobei das Integral I_1 gegeben ist durch [Wol 87]

$$I_1 = \frac{I}{\mathbf{p}} \cdot \left[\ln \left(\frac{d^2}{x_1 \cdot x_2} \right) - \frac{d_{Blende}}{d} \ln \left(\frac{x_1}{x_2} \right) - \frac{2D}{d} \arccos \left(\frac{D^2 + \frac{d_{Blende}^2}{4} - \frac{d^2}{4}}{x_1 \cdot x_2} \right) \right] \quad (2.3)$$

mit

$$x_1 = \sqrt{D^2 + (d + d_{Blende})^2 / 4} \quad x_2 = \sqrt{D^2 + (d - d_{Blende})^2 / 4} \quad (2.4)$$

Dabei ist d der Abstand zwischen den Elektroden, d_{Blende} der Durchmesser der Blendenöffnung und D der Abstand zwischen Blende und Deflektorelektrode. Der Verlauf des Integrals I_1 ist in *Abb. 2.3* gezeichnet.

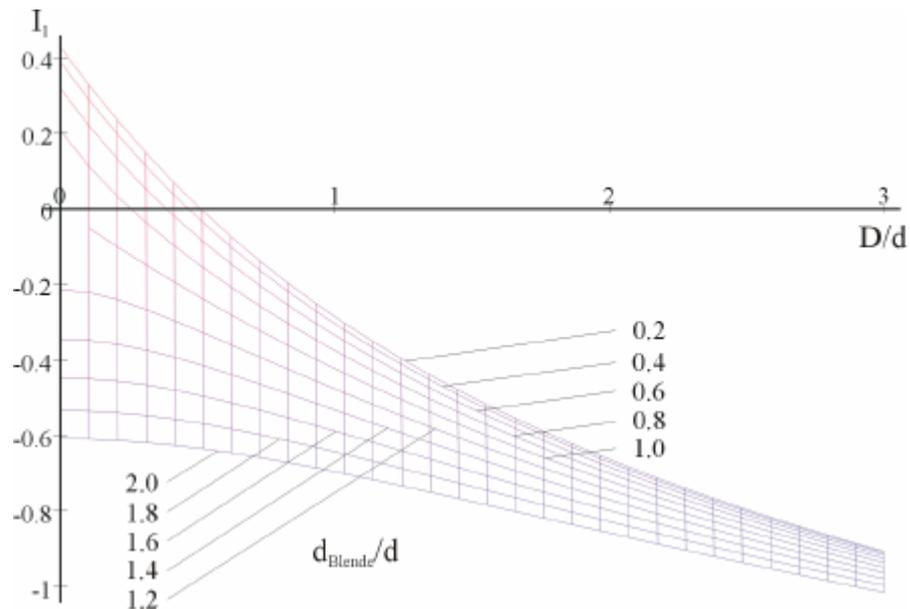


Abb. 2.3

Verlauf des Integrals I_1

Durch die Änderung des Gesamtfeldes werden sämtliche Teilchen relativ zur Sollbahn verschoben. Die Größe dieser Verschiebung ist gegeben durch

$$Df = \left[\frac{(f_{\text{außen}} - f^*)^2}{2} - \int_{f_{\text{innen}}}^{f_{\text{außen}}} \frac{E_r(0,0,f)}{E_0} df \right] \frac{1}{R_0} = \left(I_2 \cdot \frac{d}{2} \right) \frac{d}{2 \cdot R_0} \quad (2.5)$$

mit

$$I_2 \approx - \left[0.15 + 0.04 (D/d)^2 + 0.04 (d_{\text{Blende}}/d) + 0.05 (d_{\text{Blende}}/d)^2 \right] \quad (2.6)$$

Der Verlauf dieser Funktion für verschiedene Parameterkombination ist in *Abb. 2.4* gezeigt

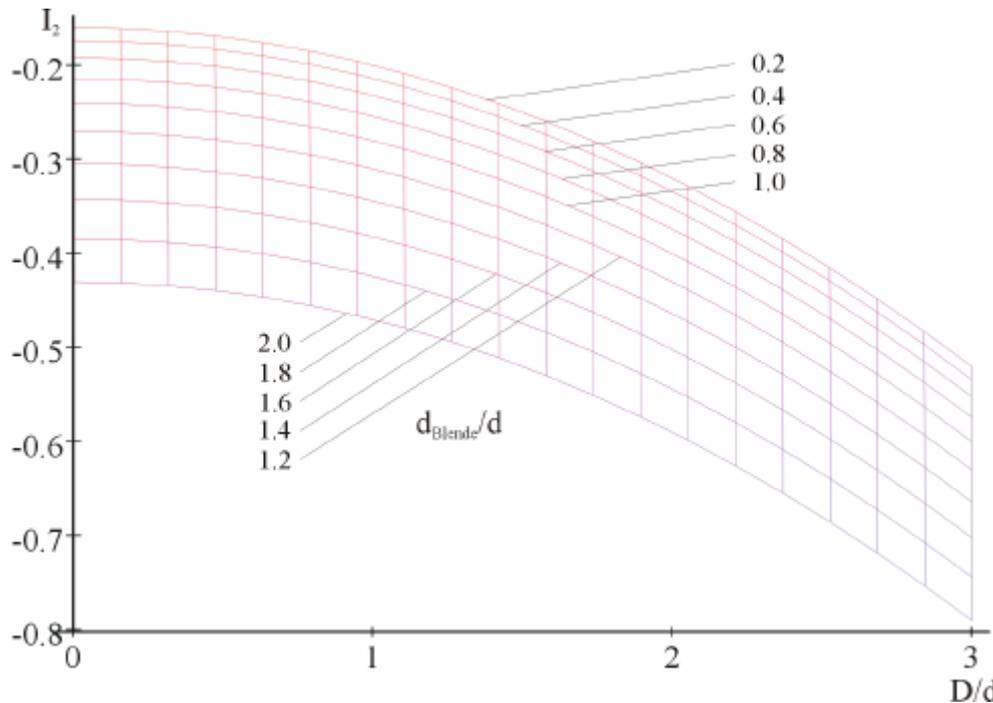


Abb. 2.4

Verlauf des Integrals I_2

Eine durch die obigen Ausdrücke bestimmte effektive Feldgrenze beschreibt den Großteil des durch das Randfeld bewirkten fokussierenden Effekts. Die fokussierende Wirkung beschränkt sich auch im Bereich des Randfeldes auf die horizontale Ebene; in der vertikalen Ebene entspricht der Deflektor weiterhin einer feldfreien Driftstrecke.

Die fokussierende Wirkung kann in einem geschlossenen Ausdruck angegeben werden [Mat 71]

$$\frac{I}{f'_x} = -2I'_3(d/2R_0^2) \quad \frac{I}{f''_x} = -2I''_3(d/2R_0^2) \quad (2.7)$$

$$I_3 = \frac{I}{p} \cdot \left[2 \cdot \ln\left(\frac{2 \cdot d}{x_1}\right) - \frac{d}{D} \cdot \arccos\left(1 - \frac{2D^2}{x_1^2}\right) \right]$$

Abb. 2.5 zeigt den Verlauf dieser Funktion

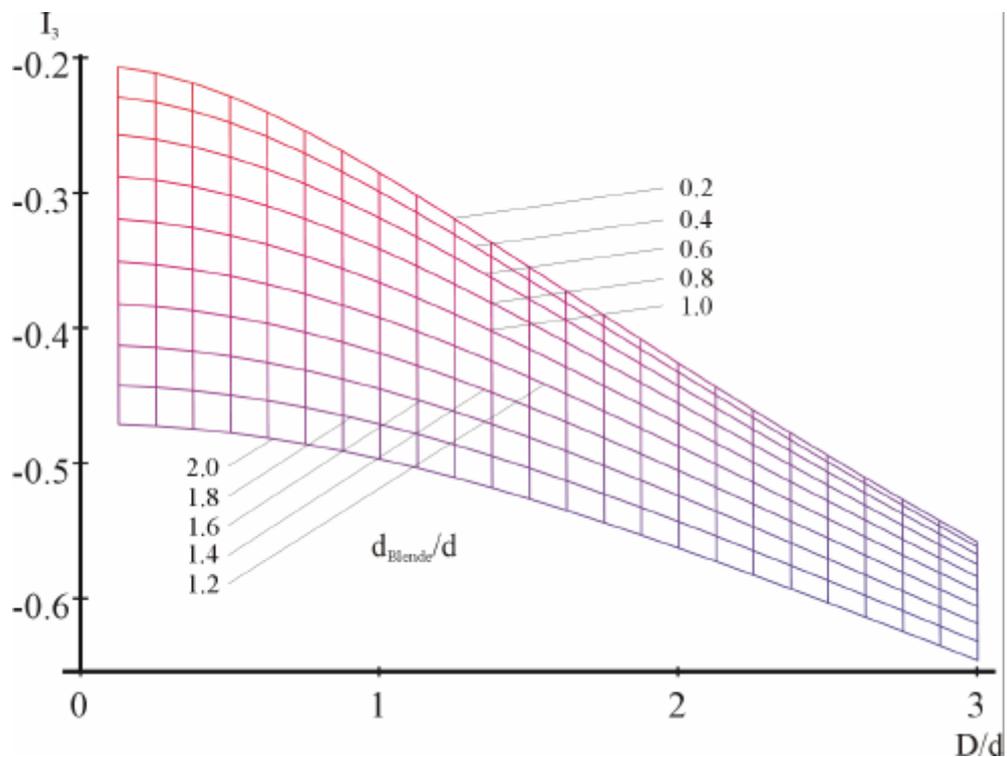


Abb. 2.5

Verlauf des Integrals I_3

Mit Hilfe der angegebenen Integrale kann die gesamte fokussierende Wirkung eines Deflektors mit hoher Genauigkeit angegeben werden.

Der Potentialverlauf wurde numerisch berechnet und ist in der nachstehenden Abb. 2.6 qualitativ gezeigt. Die Bewegungen einzelner Ionen mit genau definierten Anfangsimpulsen können dann durch diesen realen Feldverlauf untersucht werden.

Die Ergebnisse stimmen mit den parallel durchgeführten Rechnungen auf Grundlage der Gleichungen (2.2) und (2.5) überein.

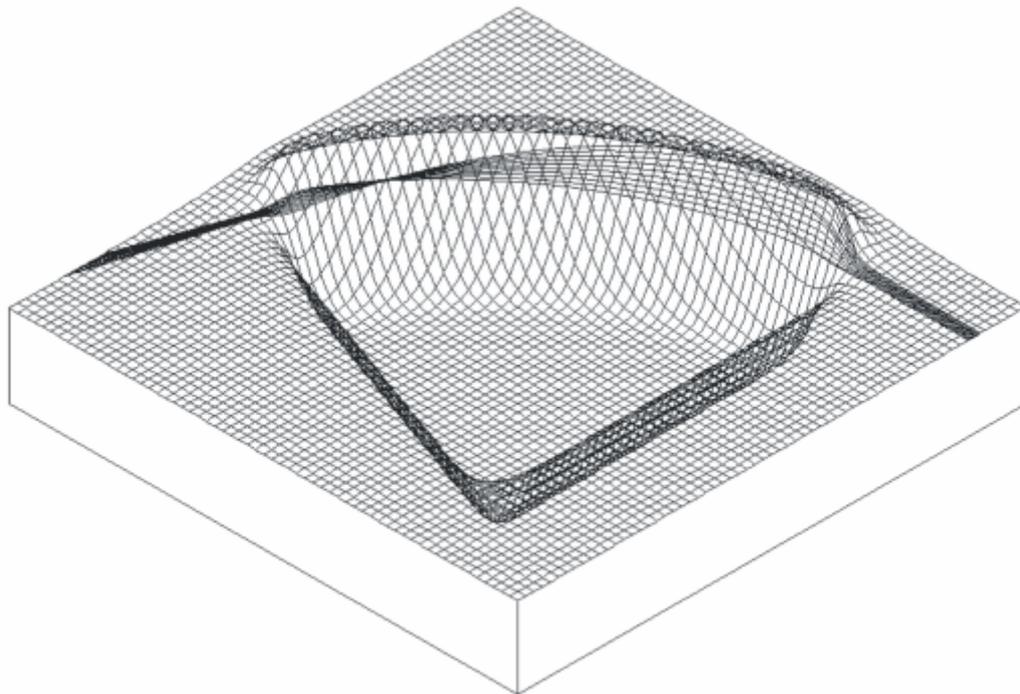


Abb. 2.6 Schematische Darstellung des Potentialverlaufs in einem 70° Deflektor mit geerdeten Blenden an Ein- und Ausgang zur Minimierung der Randfelder

Nicht nur Randfelder können zu Abweichungen der Teilchenbahnen vom idealen Sollorbit führen. Auch unvermeidliche Positionierungs- und Fertigungsfehler verändern den Verlauf des elektrischen Feldes im Innern eines Deflektors.

Zur Untersuchung der Größenordnung dieser Störungen wurden Simulationsrechnungen mit dem Programm MAFIA durchgeführt. Im Falle des 10° Deflektors wurde die Position einer Elektrode gezielt in Schritten von 1° um einen Drehpunkt gemäß den Abb. 2.7 und Abb. 2.8 verändert und die relative Änderung des elektrischen Feldes im Innenbereich berechnet.

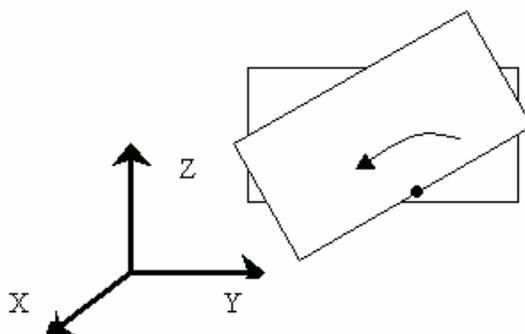


Abb. 2.7 Rotation einer Elektrode des 10° Deflektors um die x-Achse

Bereits diese einfache Skizze zeigt, dass sich bei Rotationen im Bereich kleiner Winkel die gegenüberstehenden Flächen im mittleren Bereich der Elektroden kaum verändern. Dementsprechend ist davon auszugehen, dass das elektrische Feld in dieser Region, in der sich der Teilchenstrahl befindet, ebenfalls kaum ändern wird.

Numerische Berechnungen bestätigen diese Annahme. Selbst nach einer Drehung einer Elektrode um 3° liegt die relative Änderung des elektrischen Feldes im zentralen Bereich mit einem Radius von 20 mm noch unter 2.5% ; in dem strahlrelevanten Bereich mit einem Durchmesser von 10 mm beträgt die Übereinstimmung der Felder mehr als 99.5% . Damit ist trotz der großen Abweichung von der Sollposition der Elektrode praktisch kein Unterschied im Verlauf des elektrischen Feldes festzustellen [Wel 02c].

Zusätzlich wurden durch die Abweichung von der idealen Elektrodengeometrie hervorgerufene Feldkomponenten höherer Ordnung untersucht. Diese treten nur mit verschwindenden Amplituden auf und können so den umlaufenden Strahl nicht nachhaltig stören.

Als zweite Möglichkeit wurde die Rotation einer Elektrode um die y -Achse betrachtet. Dies beinhaltet ebenfalls die mögliche Aufweitung des Elektrodenabstands durch Rotation einer Elektrode um die z -Achse, so dass dieser Fall nicht separat betrachtet werden muss.

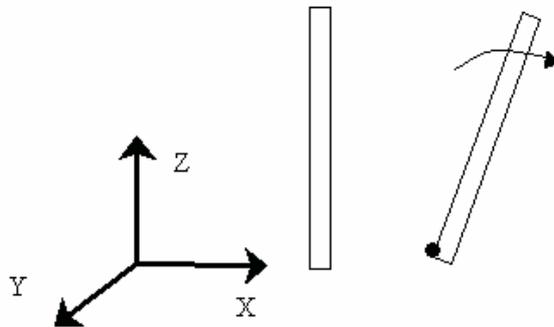


Abb. 2.8 Rotation einer Elektrode des 10° Deflektors um die y -Achse

In diesem Fall treten große relative Änderungen des elektrischen Feldes im Bereich der gedrehten Elektrode auf. Da das Feld an dieser Position vor dem Ausführen der Drehung Null war, wird die starke relative Abweichung unmittelbar verständlich. Auch in diesem Fall beträgt die relative Abweichung des elektrischen Feldes in der Mitte zwischen den Elektroden weniger als ein Prozent und die Störung der Teilchenbewegung ist äußerst gering.

Wie die beiden Fälle zeigen, werden die Trajektorien der Ionen bei Winkelabweichungen einer Elektrode von der Sollposition von wenigen Grad, wie sie fertigungsbedingt oder durch ungenaue Positionierung auftreten können, nicht in größerem Ausmaß beeinflusst. Die berechneten geringen zusätzlichen Felder führen dennoch zu kleineren Ver-

schiebungen der Teilchenbahnen, welche im schlimmsten Fall über Resonanzeffekte zu Teilchenverlusten führen könnten. In der horizontalen Ebene können diese Effekte durch Variation der Spannungen an den Elektroden der Plattendeflektoren abgefangen werden. Zur Anpassung der Strahlführung in der vertikalen Ebene kommen ebenfalls Deflektoren mit parallelen Platten zum Einsatz. Im idealisierten Ring sind keinerlei Felder in der vertikalen Ebene notwendig. Durch verhältnismäßig kleine Spannungen können jedoch Realfeldeffekte in der vertikalen Ebene ausgeglichen werden.

2.1.2 *Quadrupollinsen*

Das Quadrupolfeld wurde im vorhergehenden Kapitel hergeleitet. Die elektrische Feldstärke verschwindet entlang der Strahlachse und Teilchen, die sich auf dieser Bahn bewegen, erfahren keinerlei Ablenkung im Innern der Linse.

Der elektrische Feldgradient entlang der Strahlachse variiert vom Wert Null im Außenbereich des Quadrupols bis zum konstanten Wert g_e im Innern. In ähnlicher Weise wie im vorangegangenen Abschnitt definiert man auch hier eine Effektivverteilung. Diese effektive Verteilung steigt von Null sprunghaft auf den Wert g_e . Ein solcher Verlauf ist in der *Abb. 2.9* gezeigt.

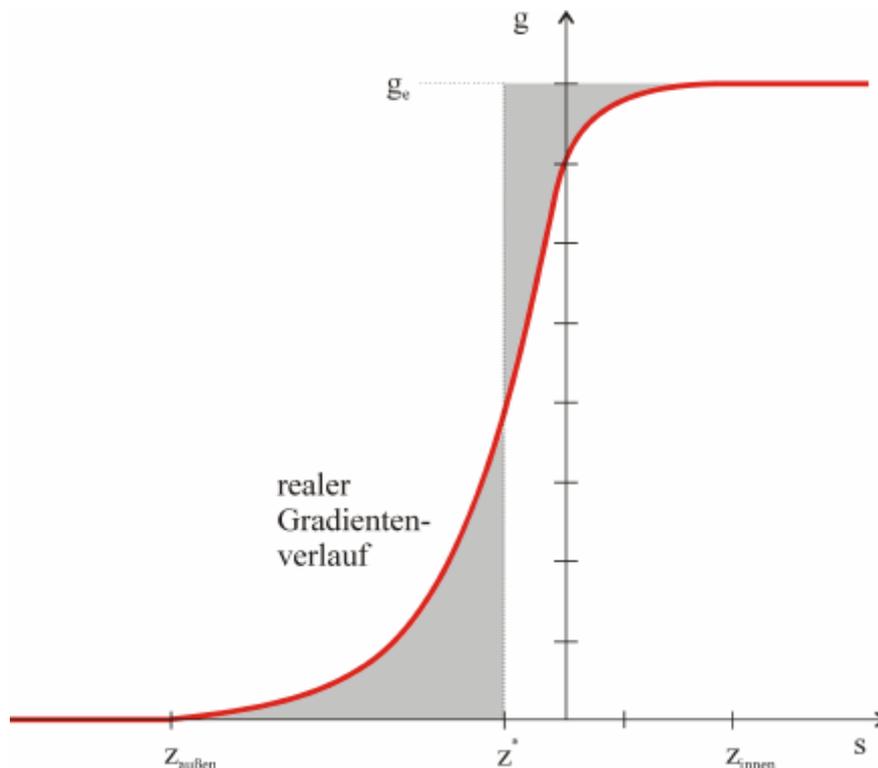


Abb. 2.9 Verteilung des elektrostatischen Gradienten in einem Quadrupol zusammen mit der effektiven Gradientenverteilung

Für die verschiedenen Komponenten des elektrischen Feldes gilt dann

$$E_r(r, z, s) = -g_e \cdot r + \dots \quad (2.8)$$

$$E_z(r, z, s) = g_e \cdot z + \dots \quad (2.9)$$

$$E_s(r, z, s) = 0 \quad (2.10)$$

Die auf ein Teilchen wirkenden Kräfte und die sich daraus ergebenden Trajektorien wurden in Kapitel 1.5.1.2 beschrieben. Durch einmalige Integration der Bewegungsgleichungen folgen die beiden Ausdrücke

$$\dot{r}(s) \approx \dot{r}(s_{\text{au\ss}en}) - r_l \int_{r_{\text{au\ss}en}}^r \frac{g_e(s)}{v \cdot R_0 \cdot E_0} ds \quad (2.11)$$

$$\dot{z}(s) \approx \dot{z}(s_{\text{au\ss}en}) - z_l \int_{r_{\text{au\ss}en}}^r \frac{g_e(s)}{v \cdot R_0 \cdot E_0} ds \quad (2.12)$$

Zur Vereinfachung soll angenommen werden, dass das Teilchen seine x- und y-Position nicht im Bereich des Randfeldes ändert. Um die Grenze der effektiven Gradientenverteilung festzulegen, müssen die vorstehenden Ausdrücke für den Fall der realen Verteilung ausgewertet werden und dann ein bestmöglicher Fit mit einer variablen äußeren Grenze erfolgen. Diese Auswertung führt auf [Mat 72]

$$s^* = s_{\text{innen}} - \int_{s_{\text{au\ss}en}}^{s_{\text{innen}}} \frac{g}{g_0} ds = I_{1Q} \cdot \frac{d}{2} \quad (2.13)$$

Die Berechnung des Integrals (2.13) ist numerisch zwar möglich, jedoch mit erheblichem Rechenaufwand verbunden, da über die komplette 3-dimensionale Laplacegleichung integriert werden muss.

Die effektive Länge eines Quadrupols hängt direkt mit der Fokussierkonstanten zusammen und diese wird wiederum durch die an den Elektroden anliegenden Spannungen bestimmt, so dass durch Variation des Potentials die effektive Länge leicht modifiziert werden kann. Daher ergibt sich in den meisten Fällen eine gute Näherung, wenn man I_{1Q} durch I_1 aus Gleichung (2.3) approximiert.

Den berechneten Feldverlauf in einer Quadrupollinse zeigt die nachstehende *Abb. 2.10*.

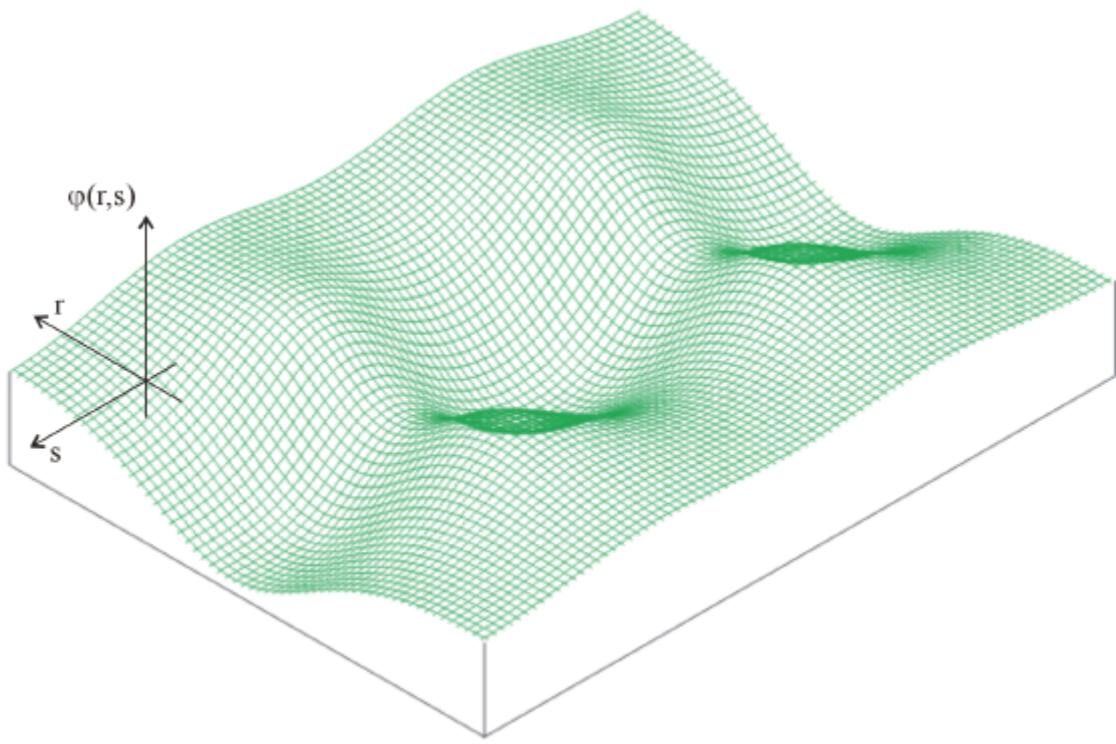


Abb. 2.10 Berechneter Potentialverlauf in einem elektrostatischen Quadrupoldublett

Für die Auslegung eines Speicherrings nimmt man zunächst perfekte Feldverläufe in sämtlichen optischen Elementen an. Die numerischen Werte dieser Berechnungen dienen dann als Ausgangswerte für Realfeldberechnungen.

Neben den zusätzlichen fokussierenden Effekten durch Randfelder ist aufgrund der Vielzahl von zylindrischen Elektroden und den vielen Aufhängepunkten jeder einzelnen Elektrode eine Abweichung von der berechneten Geometrie möglich. Dies stellt eine weitere potentielle Ursache für die Störung der Teilchenbewegung dar. Auch für den Fall der Quadrupollinsen wurde untersucht, wie sich die Abweichung einer Elektrodenposition auf den Feldverlauf auswirkt. Definierte Änderungen werden dadurch erzielt, dass die Positionen eines gegenüberliegenden Elektrodenpaares festgehalten wird, während das andere in Schritten von einem Grad in verschiedene Richtungen bewegt wird.

Für die Berechnung der Felder wurde die Geometrie des im Rahmen dieser Arbeit entworfenen elektrostatischen Quadrupols verwendet. Dies schließt insbesondere auch die spezielle Aufhängung der einzelnen Elektroden und dadurch bedingte mögliche Positionierungsfehler mit ein. Die *Abb. 2.11* und *Abb. 2.12* zeigen die verschiedenen Drehrichtungen, in die die Elektroden bewegt wurden.

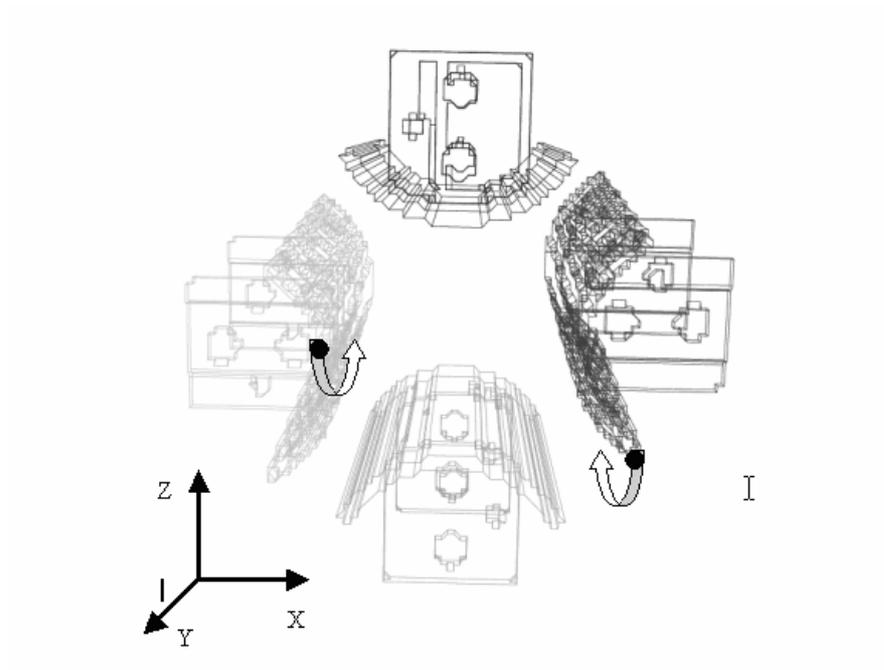


Abb. 2.11 Veranschaulichung der Berechnung der Feldänderung in einem elektrostatischen Quadrupol bei Rotation zweier gegenüberliegender Elektroden um die x-Achse

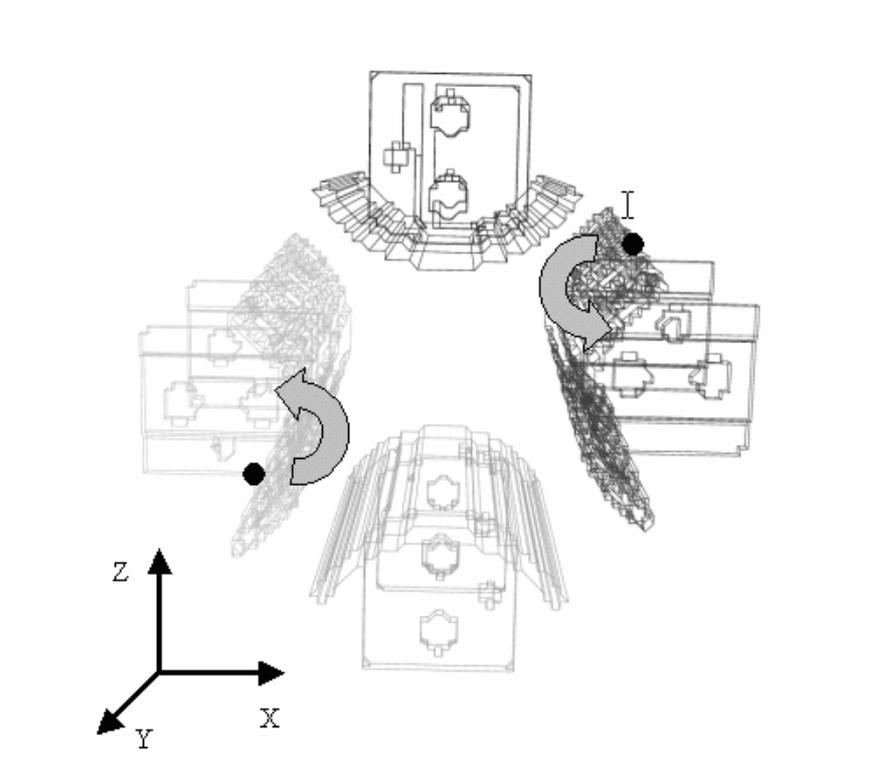


Abb. 2.12 Veranschaulichung der Berechnung der Feldänderung in einem elektrostatischen Quadrupol bei Rotation zweier gegenüberliegender Elektroden um die y-Achse

Zunächst wurde bei einem gegenüberliegenden Elektrodenpaar je ein Eckpunkt als Fixpunkt gewählt und beide entgegengesetzt um die x-Achse rotiert. Diese Art der Fehlplatzierung wird durch die spezielle Art der Elektrodenaufhängung begünstigt. Jede Elektrode besitzt eine zylinderförmige Oberfläche, die über zwei Halterungen an je zwei kurzen Keramikstäben aufgehängt ist; der genaue Aufbau wird in einem späteren Kapitel besprochen werden. Diese Frialitrohre können nur mit relativ großen Fertigungstoleranzen mit bis zu 5% vom Rohrdurchmesser hergestellt werden. Diese produktionsbedingten Abweichungen können zu einer Fehlplatzierung der Elektroden führen.

Als weiterer Fall wurde ein Kippen der Elektroden aus der Sollposition heraus betrachtet. Dazu wurde der Mittelpunkt einer Kante zweier gegenüberliegender Elektroden fixiert gehalten und die Elektrode um die y-Achse herum aus der Ausgangslage herausgedreht.

Auch im Fall der Quadrupollinsen sind die absoluten Abweichungen des elektrischen Feldes nicht von gesondertem Interesse. Daher wurde die Feldverteilung mit MAFIA für Rotationschritte von einem Grad berechnet und jeweils in eine Matrix exportiert. Aus den verschiedenen Matrizen wurde die relative Feldänderung im Vergleich zu einer perfekten Elektrodenanordnung bestimmt. Die Ergebnisse sind für die beiden untersuchten Fälle recht ähnlich. Die Änderung des Feldes im Innenbereich liegt auch bei einigen Grad Verdrehung der Elektroden nur um 1%. Dabei wird vor allem der Charakter des Quadrupolfeldes nicht wesentlich verändert und die Amplituden der Felder höherer Ordnung bleiben gering, so dass die Wahrscheinlichkeit optischer Resonanzen niedrig bleibt [Wel 02c].

2.2 Spiegelladung

Das Potential in der Umgebung einer beliebigen Ladungsverteilung kann prinzipiell stets unter Verwendung der Green'schen Funktion berechnet werden. Dieser Weg ist jedoch oft unpraktikabel, weshalb einige Alternativkonzepte entwickelt wurden. Die Randbedingungen des Problems, im vorliegenden Fall ein geerdeter Vakuumtank, kann durch sogenannte Spiegelladungen simuliert werden.

Zunächst betrachte man eine Ladung, die sich nicht zentral in der zylinderförmigen Vakuumkammer befindet. Die induzierten Oberflächenladungen sind in diesem Fall nicht länger uniform verteilt und rufen ein zusätzliches Feld am Ort der Ionen hervor.

Die *Abb. 2.13* zeigt die beschriebene Situation schematisch.

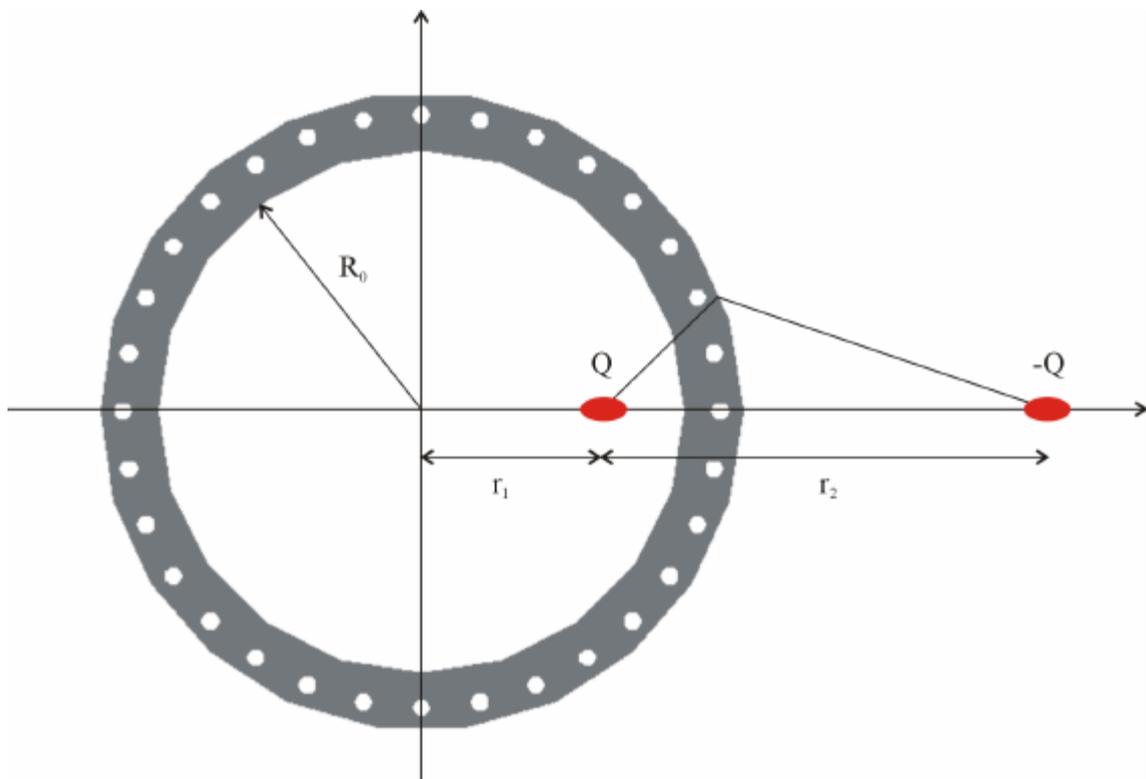


Abb. 2.13 Dezentrale Ladung und Spiegelladung in einer zylinderförmigen Vakuumkammer mit Radius R_0

Aus der Forderung, dass das Potential auf der Tankoberfläche verschwindet, ergibt sich die Position der Spiegelladung [Jac 82]

$$r_1 + r_2 = \frac{R_0^2}{r_1} \quad (2.14)$$

Als Erstes wird der Fall betrachtet, dass sich die Probeladung zwischen den beiden Platten des Zylinderdeflektors befindet, *Abb. 2.14*.

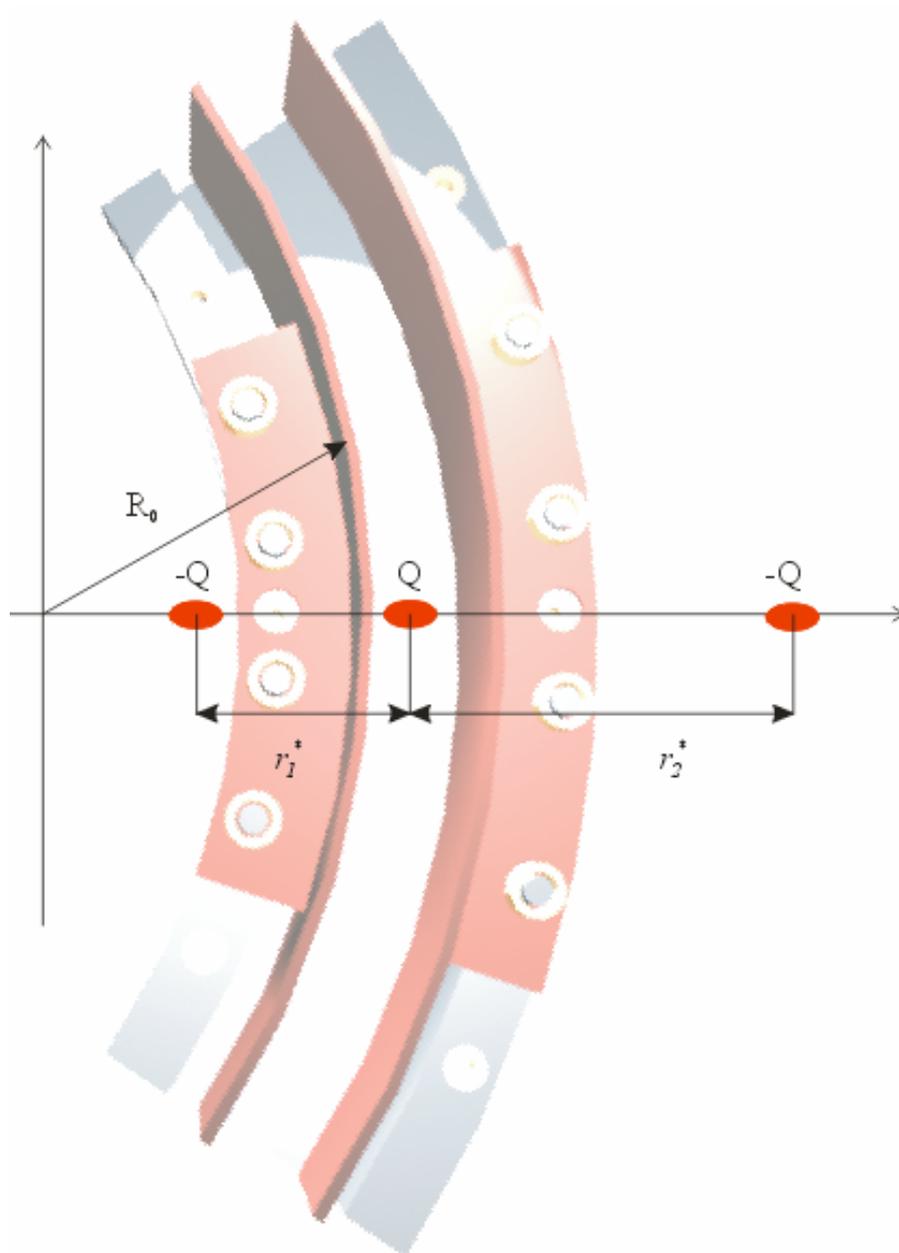


Abb. 2.14

*Ladung und zugehörige Spiegelladungen
in einem Zylinderdeflektor*

Der Abstand zwischen den beiden Elektroden betrage d . Aufgrund der unterschiedlichen Krümmungsradien und der wechselnden Vorzeichen relativ zur Ausgangsladung sind die Spiegelladungen verschieden weit vom Deflektorzentrum entfernt

$$r_1^* = R_0 + \frac{d}{2} - \frac{R_0^2}{R_0 + \frac{d}{2}} = \frac{d}{2R_0 + d} \cdot \left(2R_0 + \frac{d}{2} \right) \quad (2.15)$$

$$r_2^* = \frac{(R_0 + d)^2}{R_0 + \frac{d}{2}} - \left(R_0 + \frac{d}{2} \right) = \frac{d}{2R_0 + d} \cdot \left(2R_0 + \frac{3}{2}d \right) \quad (2.16)$$

An diesen Ausdrücken kann man erkennen, dass ein zusätzliches Dipolfeld in der Mitte des Zylinderdeflektors existiert und zu einer zusätzlichen Ablenkung des Teilchenstrahls führt.

Dieses Dipolfeld ist dem Strahlstrom proportional. Da die Herleitung auf geometrischen Überlegungen beruht, muss es einen Punkt zwischen den Platten geben, an dem das störende Feld verschwindet. Dieser soll um den Betrag \mathbf{d} von dem Zentrum des Deflektors entfernt liegen.

Die gesamte Kraft, die sich aufgrund der Spiegelladungen auf den Strahl ergibt, ist proportional zu

$$\mathbf{D}F_{SL} \propto \frac{R_0 + \frac{d}{2} + \mathbf{d}}{\left(\frac{d}{2} + \mathbf{d} \right) \cdot \left(2R_0 + \frac{3}{2}d + \mathbf{d} \right)} - \frac{R_0 + \frac{d}{2} + \mathbf{d}}{\left(\frac{d}{2} + \mathbf{d} \right) \cdot \left(2R_0 + \frac{d}{2} + \mathbf{d} \right)} \quad (2.17)$$

Aus der Forderung, dass das Dipolfeld an der Stelle $R_0 + \mathbf{d}$ verschwindet, ergibt sich ein geschlossener Ausdruck

$$\frac{\mathbf{d}}{d} = \frac{1}{4} \cdot \frac{d}{2R_0 + d} \quad (2.18)$$

Das störende Dipolfeld kann vermieden werden, indem man die Gleichgewichtsbahn um den Betrag \mathbf{d} verlagert. Man kann den Strahl auf den neuen Orbit verschieben, indem man die Spannungen an den beiden Elektroden um rund 5% verringert. Dabei muss in den Rechnungen mitberücksichtigt werden, dass auch die fokussierende Wirkung des Deflektors abgeschwächt wird.

Mit der Änderung der Sollbahn werden natürlich nur „ideale“ Teilchen von dem Dipolfeld der Spiegelladungen abgeschirmt. Sämtliche Teilchen, die sich auf einer anderen Bahn befinden, erfahren eine zusätzliche Ablenkung.

2.3 *Raumladung*

Durch die gleichartige Ladung der Teilchen in einem im Speicherring umlaufenden Strahl kommt es zu abstoßenden Kräften zwischen den Ionen. In einem ungebunchten

Strahl mit homogener Ladungsverteilung variiert die Coulombkraft zwischen den Teilchen linear mit dem Abstand zur Strahlmitte

$$E_r = \frac{I}{\mathbf{p} \mathbf{e}_0 v_0} \cdot \frac{r}{a \cdot (a+b)} \quad (2.19)$$

Dabei beschreibt v_0 die Geschwindigkeit der Teilchen und a, b die Halbachsen der transversalen Phasenraumellipse.

Die Einzelteilchenbewegungsgleichung ist Grundlage für die Herleitung eines geschlossenen Ausdrucks zwischen der Strahlemittanz und der Feldenergie [Sac 71]

$$\frac{d^2 r}{d s^2} + k_r(s) \cdot r - \frac{q}{m \mathbf{g}^3 v_0^2} \cdot E_r(r, z, s) = 0 \quad (2.20)$$

Dabei ist $k_r(s)$ die in den vergangenen Kapiteln diskutierte, von der Position im Ring abhängige, Fokussierkonstante.

Aus der Zusammenfassung der Gleichungen (2.19) und (2.20) ergibt sich ein geschlossener Ausdruck für die Bewegungsgleichung (1.75) in einem elektrostatischen Fokussierelement unter Berücksichtigung von Raumladungskräften

$$\frac{d^2 r}{d s^2} + \left(\frac{q \cdot G_e(s)}{m_0 \cdot \mathbf{g} \cdot c^2 \cdot \mathbf{b}^2} + \frac{q \cdot \mathbf{r}(s)}{2 \mathbf{e}_0 m_0 \mathbf{g}^3 c^2 \mathbf{b}^2} \right) \cdot r = 0 \quad (2.21)$$

wobei $G_e(s)$ der elektrostatische Gradient und $\mathbf{r}(s)$ die Raumladungsdichte ist.

Die beiden Terme in der Klammer beschreiben die Wirkung auf ein Ion durch die externen fokussierenden Kräfte und die vorhandene Raumladung. Beide Effekte hängen von der longitudinalen Strahlposition ab und variieren entsprechend der externen Felder und dem Verlauf der Betafunktion um den Ring.

Die Emittanzen des transversalen Phasenraums $\mathbf{e}_r, \mathbf{e}_z$ können direkt mit der Feldenergie in Verbindung gebracht werden [Hof 95]

$$\frac{1}{x^2} \frac{d \mathbf{e}_r^2}{d s^2} + \frac{1}{z^2} \frac{d \mathbf{e}_z^2}{d s^2} = 4 \cdot K_1 \frac{d}{d s} \left(\frac{W - W_h}{c_1} \right) \quad (2.22)$$

Hierbei wurde die Konstante K_I als Abkürzung verwendet:

$$K_I = \frac{N \cdot q^2}{2 \mathbf{p} \mathbf{e}_0 m \mathbf{g}^3 v_0^2} \quad (2.23)$$

W entspricht der momentan im Strahl vorhandenen Feldenergie, W_h der Feldenergie eines äquivalenten Strahls mit einer homogenen Dichteverteilung und c_I einer Normalisierungskonstante. Damit hängt die Änderung der Emittanz direkt von der Abweichung der Feldenergie von der idealisierten homogenen Dichteverteilung ab. Ein Strahl mit homogener Dichteverteilung besitzt demnach eine konstante Emittanz.

Mit dem Einsetzen verschiedener Dichteverteilungen in (2.22) können damit Aussagen über die zeitliche Entwicklung der Teilchenbewegung gemacht werden.

Die Gleichung (2.21) lautet im *Courant-Snyder* Formalismus

$$\frac{d^2 \tilde{r}}{d s^2} + \left(\frac{Q^2}{R_0^2} - \frac{2 Q \mathbf{D} q}{R_0^2} \right) \cdot \tilde{r} = 0 \quad (2.24)$$

Terme höherer Ordnung als $\mathbf{D}q$ wurden aufgrund ihres geringen Beitrags vernachlässigt. In *Abb. 2.15* ist die durch die Raumladung verursachte Verschiebung des Arbeitspunktes skizziert; diese beträgt in den berechneten Beispielen wenige Prozent.

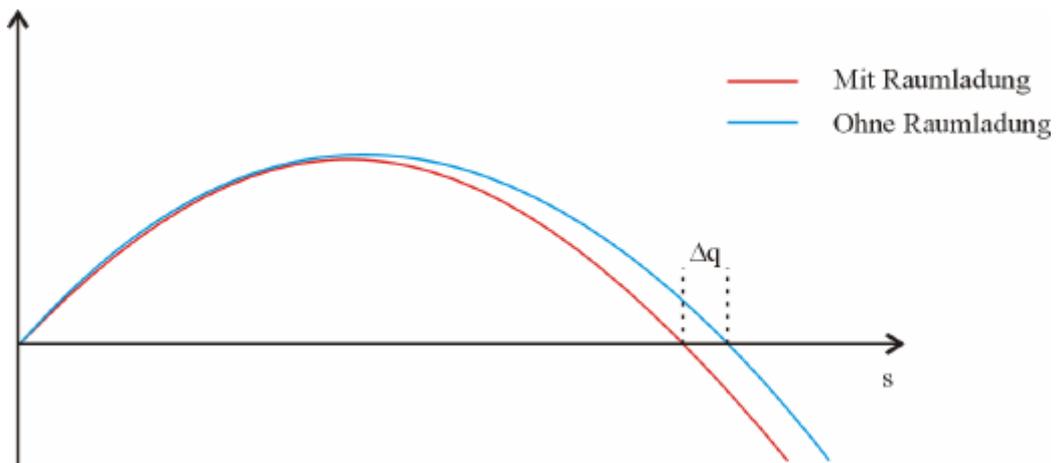


Abb. 2.15

Raumladungsbedingte Änderung der Betatronschiwingung

Aus dem Vergleich der Gleichungen (2.21) und (2.24) ergibt sich ein geschlossener Ausdruck für diese Änderung

$$\mathbf{D}q = \frac{e^2 \cdot N \cdot U_{Ring}}{16 \mathbf{p}^2 \mathbf{e}_0 m_0 \mathbf{g} c^2 \mathbf{s}(s) \mathbf{b}^2 \mathbf{g}^2} \cdot \frac{1}{Q} \quad (2.25)$$

Dabei ist N die Zahl der Teilchen im Ring, U_{Ring} dessen Umfang und $\mathbf{s}(s)$ der Strahlquerschnitt, welcher direkt von der Änderung der Strahlenveloppe abhängt.

$$\mathbf{s}(s) = \langle \mathbf{s}(s) \rangle \cdot [1 + \mathbf{e}_{Mod} \cos(\mathbf{w} \cdot s)] \quad (2.26)$$

Die Bewegungsgleichung (2.24) lässt sich damit in der folgenden Form schreiben

$$\frac{d^2 \tilde{r}}{ds^2} + \frac{Q^2}{R_0^2} \cdot \left(1 - \frac{2 \mathbf{D}q}{Q} + 2 \frac{\mathbf{D}q}{Q} \cdot \mathbf{e}_{Mod} \cos(\mathbf{w} \cdot s) \right) \cdot \tilde{r} = 0 \quad (2.27)$$

2.4 Teilchenverlust durch Kopplung zwischen den Phasenraumebenen

In Abschnitt 1.5.3 wurde die Kopplung zwischen transversalem und longitudinalem Phasenraum untersucht, die im Zylinderdeflektor auftritt. Dort wurde gezeigt, dass Teilchen, die nicht auf der Sollbahn in den Deflektor eintreten, eine unterschiedliche Bahn beschreiben, die durch die Umwandlung von potentieller in kinetische Energie und umgekehrt eindeutig festgelegt ist.

Im Abschnitt über Resonanzen wurde gezeigt, dass die Anzahl an Betatronschwingungen pro vollem Umlauf keine ganze Zahl sein darf. Somit hat die Energieumwandlung von einer Form in die andere einen oszillatorischen Charakter, so dass sich über viele Umläufe das Teilchen im Mittel auf dem Sollorbit befinden wird. Durch die Randfelder in den Elementen folgt eine Störung dieser Energieumwandlung.

Ohne die Randfelder betrüge die Geschwindigkeitsänderung nach einem Umlauf

$$\frac{\mathbf{D}v}{v} = \left(-\frac{r - r_0}{R_0} + \frac{\mathbf{D}v_0^2}{v_0^2} \right)^{1/2} \quad (2.28)$$

Die Randfelder an Ein- und Austritt der Biegesektion ändern nun jedoch den Drehimpuls der Teilchen und verringern die angesprochene Verschiebung der Gleichgewichtsbahn.

Die Größe der Änderung kann durch einen numerisch zu bestimmenden Parameter c_I dargestellt werden, so dass (2.28) lautet

$$\frac{Dv}{v} = \frac{I}{c_I} \left(-\frac{r - r_0}{R_0} + \frac{Dv_0^2}{v_0^2} \right)^{1/2} \quad (2.29)$$

Dieser Ausdruck wurde mit sehr unterschiedlichen Anfangsbedingungen ausgewertet und stellt die Hauptquelle für Teilchenverluste im Ring dar. Die Geschwindigkeitsverteilung verbreitert sich im Laufe der Zeit und die immer weiter auseinanderlaufenden Ionen gehen auf diesem Wege verloren, da unterschiedlich schnelle Teilchen unterschiedlich stark in den Biegesektionen abgelenkt werden.

Diesem longitudinalen Teilchenverlust kann prinzipiell durch den Einsatz eines Rebunchers [Wel 99] entgegengewirkt werden. Dort wird die Struktur eines Ionenbunches durch den Einsatz eines Hochfrequenzfeldes gewahrt – zu schnelle Teilchen werden abgebremst und zu langsame beschleunigt, so dass das Zerfließen des Teilchenpaketes wirksam verhindert werden kann.

Jedoch sind die anfänglich anvisierten Speicherzeiten – unter 1 Sekunde – so gering, dass Teilchenverluste aufgrund longitudinaler Instabilitäten dabei nicht weiter in Betracht gezogen werden müssen. Aus diesem Grunde findet sich in den gegenwärtigen Ringentwürfen noch kein fest integrierter Rebuncher.

2.5 Wechselwirkung mit dem Restgas

Die Wechselwirkung eines umlaufenden Ionenstrahls mit dem Restgas kann als Durchgang eines Strahls der Intensität I durch eine Schicht der Dicke ds und der Dichte n beschrieben werden [Møl 99]. Die Abnahme der Intensität wird nun proportional zu diesen 3 Größen sein

$$dI = -s \cdot I \cdot n \cdot ds \quad (2.30)$$

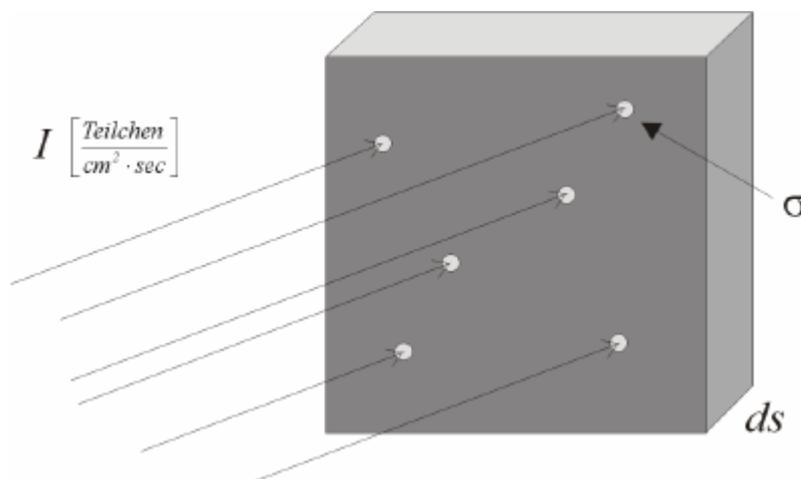


Abb. 2.16

Definition des Wechselwirkungsquerschnitts

Die Proportionalitätskonstante s bezeichnet man als (Wechsel-)wirkungsquerschnitt. Teilchen mit der Geschwindigkeit v treten in einer Zeit dt durch eine Schicht der Dicke ds . Damit lässt sich Gleichung (2.30) unmittelbar integrieren und es ergibt sich eine Lebenszeit

$$t = \frac{l}{v \cdot s \cdot n} \quad (2.31)$$

Meist bestimmt nicht ein einzelner Prozess die Lebenszeit alleine. In diesem Fall sind die verschiedenen Querschnitte zu einem Gesamtquerschnitt zu addieren.

$$s_{Ges} = \sum_i s_i \quad (2.32)$$

2.5.1 Elektroneneinfang und -verlust

Ein im Ring umlaufendes positives Ion kann durch Kollision mit Restgasatomen ein oder mehrere Elektronen einfangen. Ebenso ist der umgekehrte Fall denkbar, dass einem nicht vollständig gestrippten Ion durch Stoß mit den Restgasteilchen Elektronen entrissen werden. Die bei diesen Prozessen auftretenden Querschnitte sind mathematisch oder experimentell zu bestimmen und liegen in der Literatur für eine Vielzahl von Prozessen vor [Bar 96]. Es sollen einige fundamentale Eigenschaften dieser Vorgänge diskutiert werden.

Die Wechselwirkungsquerschnitte besitzen genau dann ein Maximum, wenn die Geschwindigkeit der umlaufenden Teilchen der Elektronengeschwindigkeit der Targetatome von rund 10 keV entspricht. Qualitativ ist dies verständlich, da das eingefangene Elektron dem Projektilteilchen folgen muss und dies im Falle identischer Geschwindigkeiten am leichtesten möglich ist.

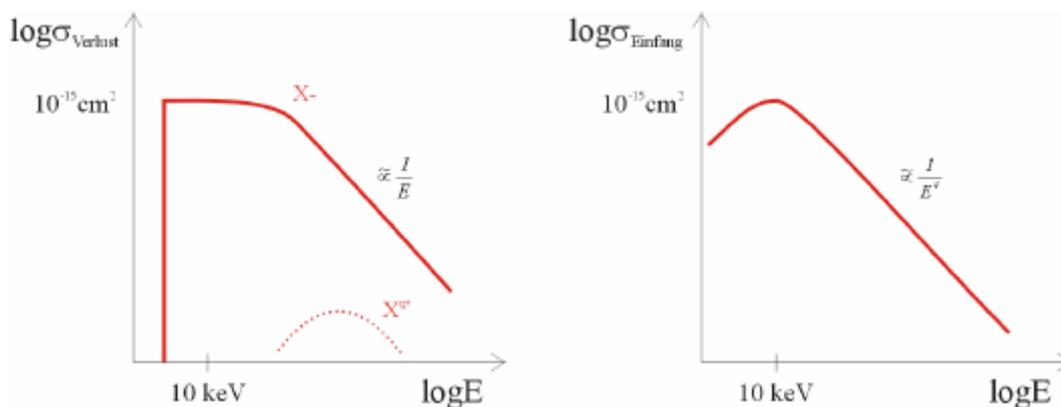


Abb. 2.17

Qualitative Darstellung der Wechselwirkungsquerschnitte von Elektroneneinfang und -verlust

Für ein gegebenes Projektilteilchen existiert daher eine sogenannte Gleichgewichtsladung für die die Querschnitte von Elektroneneinfang und –verlust gleich groß sind.

In Näherung kann dieser Querschnitt angegeben werden [Fra 92]

$$\langle q \rangle = Z_i \cdot \left(1 - \exp\left(-\frac{\mathbf{b}}{\mathbf{a} \cdot Z_i^{0.67}}\right) \right) \quad (2.33)$$

Diese Größe hängt lediglich von der Teilchengeschwindigkeit ab und kann genutzt werden, um die Querschnitte für andere Ladungszustände abzuschätzen

$$\mathbf{s}_{\text{Verlust}}(q) \approx \mathbf{s}_{\text{Verlust}}(\langle q \rangle) \cdot \left(\frac{q}{\langle q \rangle} \right)^{C_1} \quad (2.34)$$

$$\mathbf{s}_{\text{Einfang}}(q) \approx \mathbf{s}_{\text{Einfang}}(\langle q \rangle) \cdot \left(\frac{q}{\langle q \rangle} \right)^{C_2} \quad (2.35)$$

Mit $C_1 \approx -2.3$ und $C_2 \approx 4$ wenn die zu betrachtende Ladung niedriger als die Gleichgewichtsladung ist und $C_1 \approx -4$ und $C_2 \approx 2$ für höhere Ladungszustände.

Eine Änderung des Ladungszustandes ist gleichbedeutend mit einer Änderung der Teilchenbahn in Ring. Im Falle der Neutralisierung eines Ions spürt dies nicht länger die ablenkende Wirkung der elektrischen Felder und fliegt entlang einer geraden Linie weiter. Im Entwurf des geplanten Frankfurter Speicherrings wurde dies explizit berücksichtigt – Einzelteilchendetektoren an den Enden der geraden Sektionen weisen diese neutralen Atome oder Moleküle nach und können auf diesem Wege indirekt zur Strahlstrommessung verwendet werden.

Im Falle des Elektronenverlusts steigt der Ladungszustand der Teilchen und die Wirkung der elektrischen Felder auf die Teilchen nimmt zu, so dass diese auf die Wände der Vakuumkammern treffen und verloren gehen.

2.5.2 Elastische Prozesse

Trifft ein im Ring umlaufendes Teilchen auf ein Restgasteilchen, so ist der Stoßvorgang beinahe elastisch – der Energietransfer zwischen den Teilchen ist äußerst gering. Die Projektilteilchen werden bei diesen Kollisionen gestreut. Die resultierenden Winkeldivergenzen können zu Strahlverlusten führen, wenn die Teilchen den Akzeptanzbereich des Rings verlassen. Dieser ist zum einen festgelegt durch die geometrischen Abmessungen der Vakuumkammern, bzw. der Elektroden, zum anderen durch die sogenannte *dynamische Apertur*, die sich aus der Grenze zwischen stabiler und instabiler Teilchenbewegung ergibt. Die Streuvorgänge werden unterschieden in Einfach- und Mehrfachstreuungsprozesse und sollen im Folgenden kurz qualitativ diskutiert werden.

2.5.2.1 Einfachstreuung

Die Streuung von punktförmigen geladenen Teilchen wird durch den sogenannten Rutherfordquerschnitt beschrieben, der in der Kleinwinkelnäherung in der folgenden Weise ausgedrückt werden kann [Mus 95], [Fra 95]

$$\frac{d\mathbf{s}}{d\mathbf{W}} = \left(\frac{2Z_1 Z_2 e^2}{m_0 c^2 b^2 g} \right) \cdot \frac{1}{q^4} \quad (2.36)$$

Z_1 beschreibt den Ladungszustand der Ziel-, Z_2 den Ladungszustand der Projektilteilchen.

Eine qualitative Darstellung von (2.36) zeigt die nachstehende *Abb. 2.18*.

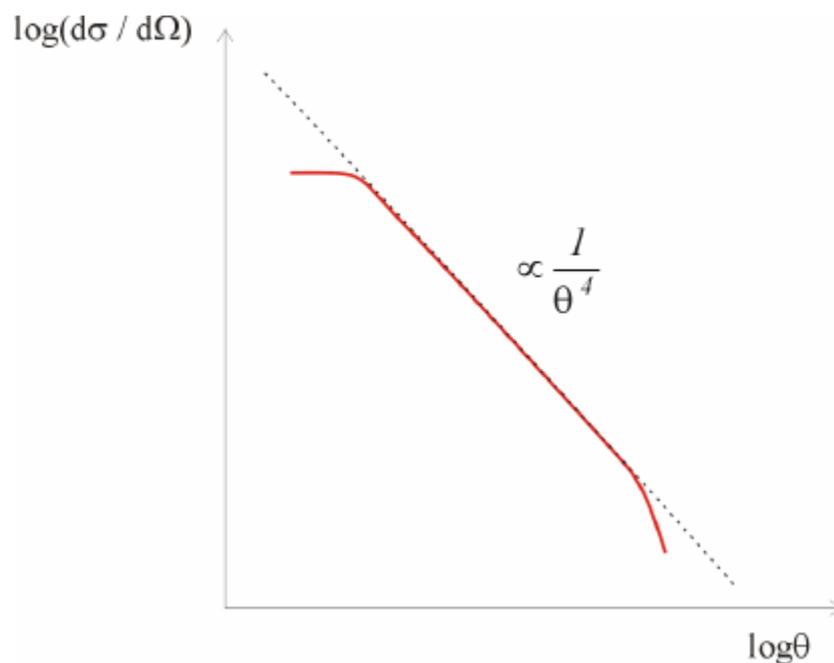


Abb. 2.18 *Qualitative Darstellung des Rutherford Streuquerschnitts*

Die Abweichungen von der einfachen Form (2.36) im Bereich sehr kleiner Winkel resultieren aus elektronischen Abschirmeffekten und im Bereich großer Winkel aus der endlichen Größe der Kerne.

Durch Integration dieses differentiellen Querschnitts vom kleinsten Winkel, bei dem Verluste auftreten, bis zu sehr großen Streuwinkeln ergibt sich der für die Berechnung von Lebenszeiten nötige Gesamtquerschnitt

$$\mathbf{s} = \int_{q_0}^{q_{\max}} \frac{d\mathbf{s}}{d\mathbf{W}} d\mathbf{W} = \frac{2 \cdot r_p^2 \cdot \left(\frac{Z_2}{A}\right)^2 \cdot Z_1^2 \cdot \mathbf{p}}{\mathbf{b}^3 \mathbf{g}^2 \mathbf{q}_0^2} \quad (2.37)$$

Dabei ist $r_p = 1.546 \cdot 10^{-18} \text{ m}$ der klassische Protonenradius und A die Masse der umlaufenden Teilchen.

Über die Apertur des Rings ergibt sich der maximal tolerierbare Streuwinkel, der den Startpunkt der Integration bildet.

$$\mathbf{q}_0 = \frac{b}{\sqrt{\mathbf{b}_b \cdot \bar{\mathbf{b}}}} \quad (2.38)$$

b stellt dabei die Apertur an der engsten Stelle des Ringumfangs dar, $\bar{\mathbf{b}}$ die mittlere Amplitude der Betatronschwingung um den Ring und \mathbf{b}_b die Amplitude der Betatronschwingung an dieser Stelle. Für den Fall einer Synchrotronstrahlungsquelle entspräche diese Apertur der Höhe der Vakuumkammer in dem Undulator mit dem geringsten Gap-Abstand.

2.5.2.2 Mehrfachstreuung

Die Emittanz des gespeicherten Strahls wird im Laufe der Zeit durch mehrere Kleinwinkelstreuungen aufgeweitet. Da dies ein relativ langsamer Prozess ist, kann man ihm durch Elektronen- oder stochastischer Kühlung entgegenwirken und so das Wachstum der Emittanz eindämmen.

Mehrfachstreuung innerhalb eines Materials der Dicke s kann beschrieben werden durch [Mø1 99b]

$$\sqrt{\langle \mathbf{q}^2 \rangle} = \mathbf{q}_{rms} = 14 \text{ mrad} \cdot Z_2 \cdot \sqrt{\frac{s}{L_0}} \cdot \frac{1}{p} \quad (2.39)$$

Mit p als dem Impuls der umlaufenden Teilchen in $[\text{GeV}/c]$, und L_0 als der sogenannten Strahlungslänge.

Unter Verwendung dieses Parameters kann das Emittanzwachstum pro Zeiteinheit, eine für den Betrieb von Speicherringen wesentliche Größe, angegeben werden

$$\frac{d\mathbf{e}}{dt} \cong 4 \cdot \langle \mathbf{b}_{H,V} \rangle \cdot \frac{d\langle \mathbf{q}^2 \rangle}{dt} \quad (2.40)$$

Die Winkeldivergenz (2.39) hängt mit der Strahlungslänge zusammen

$$\frac{d\langle \mathbf{q}^2 \rangle}{dt} = 2.6 \cdot 10^{-4} \frac{c}{L_0} \frac{1}{\mathbf{b}^3 \mathbf{g}^2} \cdot \left(\frac{Z_2}{A_2} \right)^2 \quad (2.41)$$

Daraus lässt sich, zusammen mit (2.40) die Zeit berechnen, innerhalb derer die Emittanz von einem anfänglichen zu einem Endwert ansteigt

$$\mathbf{Dt} = \frac{\mathbf{e}_f - \mathbf{e}_i}{4 \cdot \langle \mathbf{b}_{H,V} \rangle \cdot \frac{d\langle \mathbf{q}^2 \rangle}{dt}} \quad (2.42)$$

Für den Betrieb eines Speicherrings, in dem die Teilchen millionenfach umlaufen, muss das Emittanzwachstum innerhalb enger Grenzen gehalten werden. Bei einer mittleren Teilchenanzahl von lediglich 10^7 Ionen pro Einschuss in den Ring gilt es, die Wahrscheinlichkeit von Streuprozessen so weit wie möglich zu reduzieren. Voraussetzung ist ein hinreichend niedriger Restgasdruck, was in Kapitel 4 genauer diskutiert wird.

Kombiniert man die obigen Überlegungen zu Einfach- und Mehrfachstreuung der Ionen, so ergibt sich die schematische Darstellung aus *Abb. 2.19*.

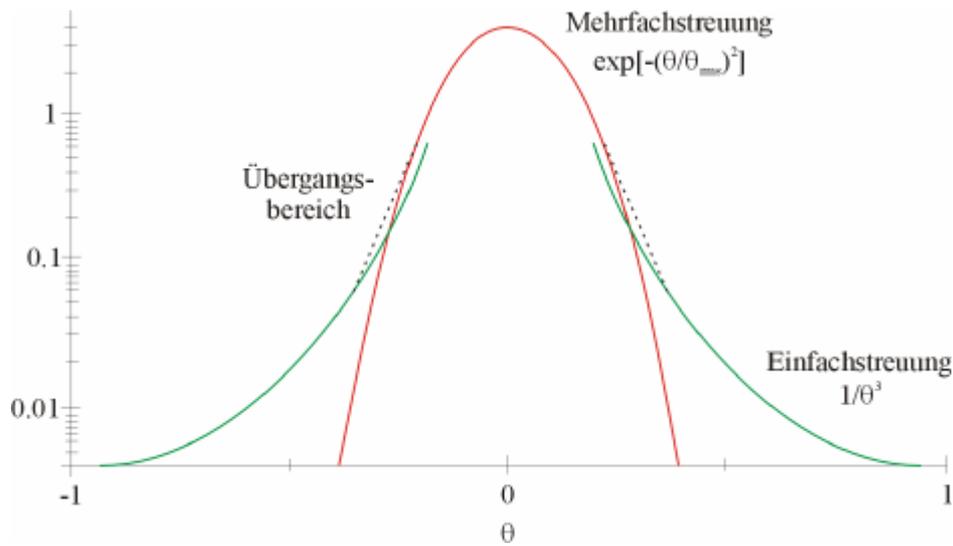


Abb. 2.19

Schematische Darstellung der Winkelstreuverteilung

Simulationsprogramme zur Berechnung von erzielbaren Speicherzeiten in Ringbeschleunigern berücksichtigen explizit den Restgasdruck und errechnen daraus Wahrscheinlichkeiten für Teilchenverluste.

Der Restgasdruck ist ein wichtiger Parameter für die Lebensdauer des Strahls; der erzielbare Enddruck trägt wesentlich zu möglichen Speicherzeiten bei. Im 4. Kapitel werden Methoden zur Erzeugung niedrigster Drücke besprochen.

3 Optische Resonanzen

3.1 Floquet'sche Transformation

Die Verwendung von Gleichung (1.75) erweist sich bei der Diskussion von Resonanzphänomenen in Speicherringen als unhandlich, da die Periodizität der Struktur und der Teilchenbewegung nicht in der Bewegungsgleichung zu finden ist. Aus diesem Grunde wird nicht die Phase $F(s)$ direkt, sondern stattdessen

$$\tilde{F}(s) := \frac{F(s)}{Q} = \frac{1}{Q} \int \frac{d s'}{\mathbf{b}(s')} \quad (3.1)$$

verwendet. Damit verändert sich der Wert der Variablen innerhalb eines vollen Umlaufs durch den Speicherring von 0 bis $2\mathbf{p}$.

Weiterhin wird nicht die Teilchenposition $r(s)$, sondern die normierte Größe

$$\tilde{r}(s) := \frac{r(s)}{\sqrt{\mathbf{b}(s)}} \quad (3.2)$$

verwendet.

Nach Multiplikation von Gleichung (1.75) mit $\mathbf{b}^{\frac{3}{2}}(s) \cdot Q^2$ und Einsetzen der notwendigen Ableitung erhält man eine, mit dem Umlauf um den Ring periodische Bewegungsgleichung

$$\frac{d^2 \tilde{r}}{d\tilde{F}^2} + Q^2 \tilde{r} = 0 \quad (3.3)$$

3.2 Resonanzerscheinungen

Zusätzliche Kopplungen zwischen den verschiedenen Phasenraumebenen erschweren die Teilchendynamikrechnungen. In dem im Verlauf dieser Arbeit entworfenen elektrostatischen Speicherring wurden ausschließlich die im Kapitel 1.4 vorgestellten ablenkenden und fokussierenden Elemente verwendet. Man spricht hier von einer *linearen* Ringstruktur, da sämtliche Felder im idealisierten Fall maximal linear mit dem Abstand zur Strahlachse anwachsen. Eine Kopplung zwischen den transversalen Ebenen liegt nicht vor.

Das elektrische Feld kann nach Gleichung (1.8) in diesem Fall idealisiert geschrieben werden als

$$\frac{q}{m v^2} E_r(r, s) = \frac{q}{m v^2} E_{r0}(s) + \frac{q}{m v^2} \frac{d E_r(s)}{dr} r(s) = \frac{I}{R(s)} + k(s) \cdot r(s) \quad (3.4)$$

Die im 2. Kapitel diskutierten Randfelder werden bei dieser Betrachtung ebenso vernachlässigt wie stets vorhandene Fertigungs- und Positionierungsgenauigkeiten.

In der weiteren Diskussion der Einflüsse solcher Feldfehler soll das reale Feld als eine lineare Überlagerung des theoretischen Idealfeldes (3.4) und den Feldfehlern im Ring gesehen werden

$$\frac{q}{mv^2} E_r(r,s) = \frac{l}{R(s)} + k(s) \cdot r(s) + \frac{\mathbf{D}E(r,s)}{R \cdot E_{r0}} \quad (3.5)$$

Mit diesem Feldverlauf lautet die Hill'sche Differentialgleichung (1.75)

$$\frac{d^2 r}{ds^2} + k_r(s) \cdot r(s) = \frac{\mathbf{D}E(r,s)}{R \cdot E_{r0}} \quad (3.6)$$

Diese lässt sich mit Hilfe der Floquet'schen Transformation in die im vorigen Abschnitt besprochene, mit dem Umlauf periodische Differentialgleichung (3.3) überführen

$$\frac{d^2 \tilde{r}}{d\tilde{F}^2} + Q^2 \tilde{r} = \mathbf{b}^{\frac{3}{2}} \cdot Q^2 \frac{\mathbf{D}E(r,s)}{R \cdot E_{r0}} \quad (3.7)$$

In den bisherigen Ausführungen ist keinerlei Annahme über die Natur des Feldfehlers $\mathbf{D}E$ gemacht worden. Diese Allgemeinheit soll bewahrt werden, jedoch wird der Feldfehler nach seinen Multipolkomponenten entwickelt betrachtet:

$$\frac{d^2 \tilde{r}}{d\tilde{F}^2} + Q^2 \tilde{r} = \frac{Q^2}{R \cdot E_{r0}} \left(\mathbf{b}^{\frac{3}{2}} \mathbf{D}E_0 + \mathbf{b}^{\frac{4}{2}} \frac{d\mathbf{D}E}{d\tilde{r}} \tilde{r} + \frac{l}{2} \mathbf{b}^{\frac{5}{2}} \frac{d^2 \mathbf{D}E}{d\tilde{r}^2} \tilde{r}^2 + \dots \right) \quad (3.8)$$

Auf Grundlage dieser Gleichung wird eine nach Multipolkomponenten getrennte Analyse der Feldfehler möglich.

Für die weitere Betrachtung wird jedoch ein anderer Weg gegangen und der Übergang zu Positions- / Winkelkoordinaten im transversalen Phasenraum vollzogen.

Ausgangspunkt ist die allgemeine Lösung der Bahngleichung (1.113) und ihre erste Ableitung (1.114).

Bei der Betrachtung von Resonanzen ist vor allem die Änderung der Position nach einem vollen Umlauf von Interesse, so dass die Betafunktion zu Beginn der Betrachtung \mathbf{b}_i mit in die Bahnfunktion hineingezogen wird

$$r(s) = a \sqrt{\frac{\mathbf{b}(s)}{\mathbf{b}_i}} \cos(\mathcal{Q} \cdot \tilde{\mathbf{F}} + \mathbf{j}) \quad (3.9)$$

Die erste Ableitung dieses Ausdrucks wird nicht direkt verwendet, sondern mit der Betafunktion an der korrespondierenden Position multipliziert, $\mathbf{b} r'$. Damit transformiert sich die Phasenraumellipse zu einem Kreis mit der Amplitude $a = \sqrt{\mathbf{e} \mathbf{b}_i}$, wie in *Abb. 3.1* dargestellt.

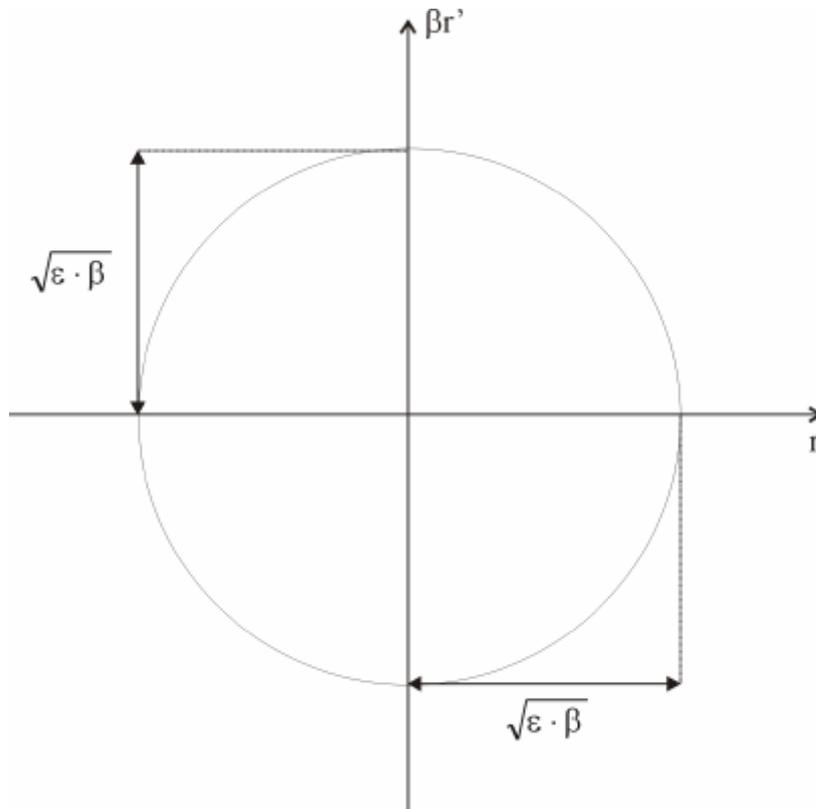


Abb. 3.1

Normalisierte Phasenraumdarstellung

Ein beliebiger Feldfehler $DE(r,s)$ bewirkt auf der Strecke Ds die Änderung

$$\frac{D(\mathbf{b} \cdot \mathbf{r}')}{Ds} = -\mathbf{b}(s) \cdot \frac{q}{m v^2} DE(r,s) = -\mathbf{b}(s) \cdot \frac{DE(r,s)}{R \cdot E_0} \quad (3.10)$$

Somit lautet der Ausdruck für die Änderung der Amplitude durch die Wirkung eines beliebigen Feldfehlers

$$\frac{da}{dn} = \frac{\sqrt{b_i}}{R \cdot E_0} \oint \sqrt{b(s)} DE(r,s) \sin[\mathbf{j} + Q \cdot \tilde{\mathbf{F}}] ds \quad (3.11)$$

Das Kreisintegral ist in diesem Zusammenhang als Integration über den kompletten Ringumfang zu verstehen. Eine resonanzartige Anregung des Teilchenstrahls liegt vor, wenn der Ausdruck (3.11) einen nicht-verschwindenden Wert annimmt. Es addieren sich dann mit jedem Umlauf kleine Abweichungen vom ursprünglichen Orbit auf und können zum Verlust der Teilchen führen.

Die ersten beiden Multipolfeldfehler werden im Folgenden explizit untersucht.

3.2.1 Dipolfeld

Im Fall eines reinen Dipolfeldfehlers entspricht die Lösung der Gleichung (3.8) der Differentialgleichung (1.113) nach Übergang auf die neuen Variablen $\tilde{r}, \tilde{\mathbf{F}}$

$$\tilde{r}(\tilde{\mathbf{F}}) = \frac{Q}{2 \cdot \sin(\mathbf{p} \cdot Q)} \int_{\tilde{\mathbf{F}}}^{\tilde{\mathbf{F}}+2\mathbf{p}} b^{\frac{3}{2}} \frac{DE_0}{R \cdot R_{r0}} \cos[Q \cdot (\mathbf{p} + \tilde{\mathbf{F}} + \mathbf{f})] d\mathbf{f} \quad (3.12)$$

Nimmt der Arbeitspunkt des Ringes demnach einen ganzzahligen Wert an, so wächst dieser Ausdruck über alle Grenzen und der umlaufende Ionenstrahl geht verloren.

Das Teilchen erhält in diesem Fall immer an derselben Position im Ring einen Impuls nach außen. Zunächst resultiert daraus eine Winkelvergrößerung an der Stelle des Feldfehlers und eine Vergrößerung der Emittanz. Beim weiteren Umlauf der Teilchen vergrößert sich die Amplitude der Teilchenbewegung und nach einigen Umläufen treffen die Ionen auf die Wand der Vakuumkammer.

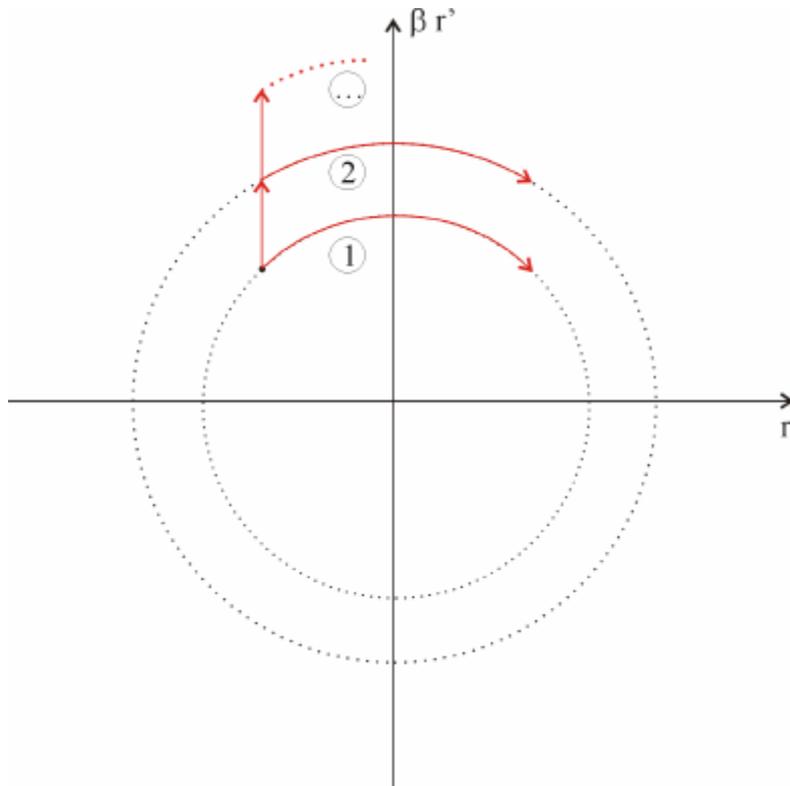


Abb. 3.2 Veranschaulichung der ganzzahligen Resonanz

3.2.2 Quadrupolfeld

Ein reiner Quadrupolfeldfehler entspricht einem zusätzlichen elektrischen Feld, das linear mit der Strahlablage ansteigt.

$$\mathbf{DE}(r, s) = k^*(s) \cdot r(s) \quad (3.13)$$

Setzt man nun die Gleichungen (3.9) und (3.13) in (3.11) ein, so erhält man einen geschlossenen Ausdruck für die Änderung der Teilchenamplitude pro Umlauf um den Ring

$$\frac{da}{dn} = \frac{a}{2R \cdot E_0} \oint \mathbf{b} \cdot k^* \cdot [\sin(2j) \cos(2Q\tilde{F}) + \cos(2j) \sin(2Q\tilde{F})] ds \quad (3.14)$$

Für den Fall, dass $q=0.5$ ist, nimmt dieser Ausdruck einen nicht verschwindenden Wert an und die Amplitude der Teilchenbewegung wird im Laufe der Zeit größer.

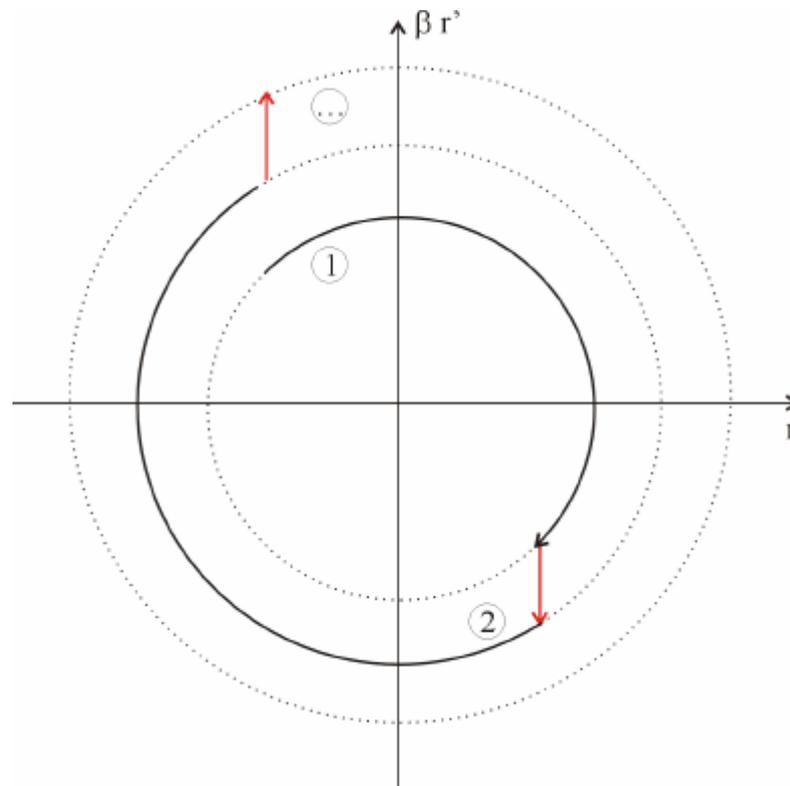


Abb. 3.3 Veranschaulichung der halbzahligen Resonanz

Abb. 3.3 zeigt den Mechanismus der halbzahligen Resonanz schematisch in Phasenraumdarstellung. Nach jedem Umlauf erhalten die Teilchen einen Winkelkick nach außen, was zu einem Anwachsen der Emittanz führt. Während des weiteren Umlaufens nimmt dann die Amplitude der Teilchenbewegung entsprechend zu. Damit gingen Teilchen bei einem Arbeitspunkt $q=0.5$ ebenfalls verloren.

3.2.3 Grafische Darstellung

Quelle von Feldfehlern sind Fertigungstoleranzen genauso wie die endliche Genauigkeit bei der Positionierung der Elektroden. Im Detail sind diese Störungen weder in ihrer Ordnung noch in der Stärke bekannt, so dass man die Rechnungen nur für „ideale“ Feldfehler durchführt.

Auch existiert um jede Resonanz herum ein sogenanntes *Stoppband*, innerhalb dessen der Strahl in den Einflussbereich der Resonanz kommt. Feldfehler höherer Ordnung können zu Resonanzeffekten führen und müssen bei der Auslegung eines Speicherringes entsprechend berücksichtigt werden. Im Allgemeinen nimmt dabei die Stärke einer Resonanz mit ihrer Ordnung ab.

Auf dem gleichen Weg wie im vorigen Abschnitt kann gezeigt werden, dass es zu Resonanzeffekten der r -ten Ordnung immer dann kommen kann, wenn $r \cdot Q_r = n$ - mit r, n als ganzen Zahlen.

Die Arbeitspunkte eines Speicherringes nehmen im Allgemeinen für die beiden transversalen Ebenen unterschiedliche Werte an. Im Gegensatz zu den entkoppelten Strahlführungselementen aus Kapitel 1.4 kommt es bei Feldfehlern höherer Ordnung zu einer Kopplung zwischen den Phasenraumebenen, so dass bei der Auslegung der Strahloptik ebenfalls auf *Koppelresonanzen* geachtet werden muss. Damit erweitert sich die Bedingung für das Vorliegen einer Resonanz auf

$$r \cdot Q_r + z \cdot Q_z = n \quad (3.15)$$

Zur grafischen Darstellung all dieser Resonanzen verwendet man ein sogenanntes *tune-Diagramm*, wie in *Abb. 3.4* dargestellt. In diesem sind die Resonanzen und Koppelresonanzen bis einschließlich der 4. Ordnung eingezeichnet.

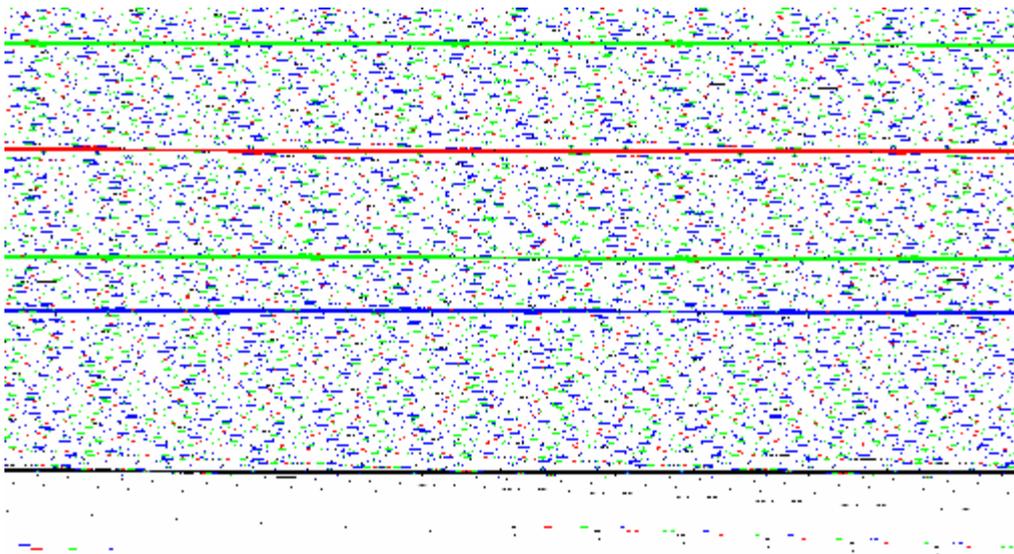


Abb. 3.4 „Tune-Diagramm“ für Resonanzen bis zur 4. Ordnung

Man versucht bei der Festlegung der Ringstruktur möglichst weit von den Resonanzen entfernt zu bleiben. Die Breite des Bereiches, in dem sich der Strahl in eine Resonanz einfängt, ist gegeben durch

$$-Dq \cdot e_{Mod} \leq Q - \frac{w}{2} \leq Dq \cdot e_{Mod} \quad (3.16)$$

Im Vorgriff auf spätere Rechnungen ergibt sich mit $e_{Mod} = 40$, $Q - w/2 = 0.2$ und Gleichung (2.25) unter Verwendung von

$$I = \frac{N \cdot e \cdot c \cdot \mathbf{b}}{U_{Ring}} \quad (3.17)$$

ein maximaler Strahlstrom von 200 nA.

In den Berechnungen konkreter Geometrien werden die Parameter der Felder in einem elektrostatischen Speicherring bei Teilchen fester Energie konstant in engen Grenzen gehalten. Es ergeben sich auf diesem Wege Arbeitspunkte, um die herum Bereiche existieren, in denen eine stabile Bewegung des Teilchenensembles möglich ist. Diese sind derart zu wählen, dass sie in ausreichender Entfernung von störenden Resonanzen liegen.

4 Vakuumsystem und Strahlkontrolle

Im 2. Kapitel wurde gezeigt, dass die Speicherzeit eines Ionenstrahls bei niedrigen Energien im Wesentlichen durch die raumladungsbedingte Verschiebung des Q-Wertes, Streuprozesses im Strahlennern und Wechselwirkung mit dem Restgas bestimmt wird. Letztgenannter Prozess hängt vor allem vom Vakuumenddruck im Ring ab. Die Erzeugung von Vakua im Bereich unter 10^{-12} mbar ist Gegenstand dieses Kapitels. Methoden zur zerstörungsfreien Strahlmessung bilden die zweite Hälfte dieses Abschnitts. Die mathematischen Grundlagen werden beschrieben und praktische Ausführungen angegeben.

4.1 Vakuumsystem

4.1.1 Einführende Überlegungen

Grundsätzlich sollte der Vakuumdruck in einem Speicherring so niedrig wie nur irgend möglich sein, um Wechselwirkungen der zirkulierenden Ionen mit den Restgasteilchen zu vermeiden. Prinzipiell steht ein weites Spektrum an Möglichkeiten zur Verfügung und es soll im Folgenden nur das in Frankfurt geplante System diskutiert werden.

Die mittlere freie Weglänge eines Teilchens beträgt [Ede 98]

$$l_m = \frac{7.3 \cdot T}{10^{20} \cdot \mathbf{p} \cdot r_0^2 \cdot p} \text{ [cm]} \quad (4.1)$$

Wobei T [K] die absolute Temperatur, p [Torr] der Druck und $\mathbf{p} \cdot r_0^2$ der Wechselwirkungsquerschnitt [cm^2] sind. Mit sinkendem Druck wächst somit die mittlere freie Weglänge der Teilchen und die Wahrscheinlichkeit für eine Reaktion mit den umlaufenden Ionen sinkt entsprechend. Im Folgenden wird stets von molekularem Fluss ausgegangen, wobei $l \gg \text{Wandabstand}$ gelten muss.

Für den Spezialfall, dass sämtliche auf eine Oberfläche auftreffenden Teilchen von dieser gebunden werden, kann die Pumpgeschwindigkeit S der Oberfläche angegeben werden [Ben 99]

$$S = \mathbf{a} \cdot 3.64 \cdot \left(\frac{T}{M} \right)^{10} \left[\frac{l}{s \cdot \text{cm}^2} \right] \quad (4.2)$$

M ist das Molekulargewicht und die Größe \mathbf{a} ein Maß für die Haltewahrscheinlichkeit eines auf die zu betrachtende Oberfläche auftreffenden Teilchens mit $0 < \mathbf{a} < 1$. Die Grundidee der sogenannten *non-evaporable getter* (NEG) Pumpen ist es nun, genau diesen Effekt der Teilchenbindung an eine Oberfläche auszunutzen, um Vakuumenddrücke in XHV Bereich um 10^{-12} mbar zu erreichen.

Durch Kombination der Oberflächenpumpgeschwindigkeit mit der Sättigungsgrenze der aufnehmenden Fläche lässt sich unmittelbar die Sättigungszeit, also die Zeit, bis zu der die Oberfläche keine pumpende Wirkung mehr zeigt, angeben

$$t_{\text{Sät}} \approx 10^6 \cdot p \text{ [sec]} \quad (4.3)$$

unter der zusätzlichen Annahme, dass es sich um eine monoatomare Oberflächenschicht handelt und der Koeffizient $a=1$ ist.

Ein auf der Oberfläche haftendes Teilchen führt nun permanent thermische Oszillationen mit einer Frequenz der Größenordnung $f_0=10^{13}$ Hz aus. Damit kann im Gegenzug für ein mit der Bindungsenergie E an der Oberfläche gebundenes Teilchen die Ablösewahrscheinlichkeit P_A

$$P_A = f_0 \cdot e^{-\frac{E}{RT}} \quad (4.4)$$

angegeben werden. Häufiger findet jedoch der Kehrwert dieses Ausdrucks, die sogenannte mittlere Oberflächenlebenszeit, Verwendung

$$t = t_0 \cdot e^{\frac{E}{RT}} \quad (4.5)$$

Die Größenordnung der notwendigen Pumpleistung hängt im Wesentlichen von den durchzuführenden Experimenten ab. Eine Oberfläche kann genau dann als ein wirksames Pumpsystem angesehen werden, wenn die Zeit t viel größer als die Dauer des Experiments ist. Typische Werte für t finden sich in *Tabelle 4.1*.

Energie [kcal/mol]	Beispiel	t [sec]
0.1	He	$1.2 \cdot 10^{-13}$
1.5	H ₂ physisorbiert	$1.3 \cdot 10^{-12}$
3.5-4	Ar, CO, N ₂ , CO ₂ physisorbiert	$1 \cdot 10^{-11}$
10-15	schwache Chemisorption	$3 \cdot 10^{-6}$
	Organische Moleküle physisorbiert	$2 \cdot 10^{-2}$
20	H ₂ chemisorbiert	100
25		$6 \cdot 10^5$
30	CO chemisorbiert auf Ni	$4 \cdot 10^9$
40		$1 \cdot 10^{17}$
150	O chemisorbiert auf W	$1 \cdot 10^{1100}$

Tabelle 4.1 *Mittlere Oberflächenlebensdauer für adsorbierte Moleküle bei T=300 K bei angegebenen Energien [Laf 98]*

Im Falle der Chemisorption gehen die Teilchen der Oberfläche eine Bindung mit den adsorbierten Teilchen ein, die ihre Elektronen mit einbezieht, z.B. kovalente oder metallische Bindungen. Physisorbierte Teilchen hingegen wechselwirken lediglich über *van der Waals-Kräfte* Natur mit der Oberfläche und sind folglich deutlich schwächer gebunden. Ausreichend lange Speicherzeiten lassen sich in diesem Fall nur durch Kühlung der Oberfläche erzielen.

4.1.2 Getterpumpen

Als *Getter* bezeichnet man Materialien, die in der Lage sind, über chemische Bindung andere Teilchen an sich zu binden. In der Praxis nutzbare Pumpgeschwindigkeiten ergeben sich nur, wenn man hochreine Oberflächen erzielen kann, was grundsätzlich auf zwei verschiedenen Wegen realisierbar ist

A) „in situ“ Deposition eines neuen Getterfilms, z.B. Titansublimationspumpen

B) Erwärmen („Ausheizen“) einer oxidierten Oberfläche um den gebundenen Sauerstoff in das Gettermaterial hineindifundieren zu lassen.

Nicht-flüchtige Getterpumpen, sogenannte *non-evaporable getter* (NEG), werden meist hergestellt, indem Pulver des Materials auf ein metallisches Substrat gepresst, gesintert oder durch Kathaphorese aufgebracht wird [Sak 94].

Für die Anwendung in der Beschleunigertechnik stehen derzeit im Wesentlichen zwei unterschiedliche Gettermaterialien zur Verfügung. *Tabelle 4.2* zeigt die Parameter bei der Materialien.

	St 101	St 707
Zusammensetzung	Zr 84 %, Al 16 %	Zr 70 %, V 24.6 %, Fe 5.4 %
Schichtdicke	ca. 0.1 mm	ca. 0.1 mm
Aktivierung	750°C über 30 min.	400°C über 1 Stunde
Porösität	ca. 10 %	ca. 10 %
Substrat	Stahl oder Konstantan	Stahl oder Konstantan
H ₂ Dissoziationsdruck*	$\log(p_{H_2})=4.28+2\log(q)-7000/T$	$\log(p_{H_2})=5.14+2\log(q)-6250/T$

* p [mbar], q [mbar l / g], T [K]

Tabelle 4.2 Parameter der Gettermaterialien St 101 und St 707 [SAE 02]

Damit das Material seine pumpende Wirkung zeigen kann, muss es zunächst von störenden Partikeln auf seiner Oberfläche befreit werden. Dazu erhitzt man das abgeschlossene System einmalig auf die angegebene Aktivierungstemperatur. An die Oberfläche adsorbierte Teilchen diffundieren während dieses Prozesses in das Innere des

Getters und es entsteht eine saubere Oberfläche. Während des späteren Betriebs saugt sich die Oberfläche des Materials einem Schwamm gleich voll und muss in regelmäßigen Abständen wieder gereinigt werden. Dies geschieht durch erneutes Erhitzen auf die Konditionierungstemperatur, die typischerweise bei rund 2/3 der Aktivierungstemperatur liegt.

Aufgrund der deutlich höheren Aktivierungstemperatur scheidet *St 101* für einen elektrostatischen Speicherring mit Kupferelektroden von vornherein aus. Die nötige Positionierungsgenauigkeit wäre ansonsten nicht einzuhalten.

Zur Aktivierung stehen in der Praxis zwei unterschiedliche Methoden zur Verfügung:

Zum einen kann man einen Strom durch das Gettermaterial senden, der dieses direkt erhitzt und zum anderen kann man die gesamte Vakuumkammer mit einer Temperatur ausheizen, die der Aktivierungstemperatur des Getters entspricht. Dadurch kann man auf die elektrischen Durchführungen verzichten und gewinnt zusätzlich Fläche für das Gettermaterial. Bei Aktivierung müssen die Elektroden nicht notwendigerweise schon im Innern der Vakuumkammer sein. Man kann zunächst auch nur die Kammer und das Gettermaterial auf 400°C erhitzen, das System dann öffnen und nach Einsetzen der Elektroden und sonstigen Elemente auf die Konditionierungstemperatur heizen.

Die normalisierten Pumpgeschwindigkeiten von *St 707* für H_2 und CO zeigt *Abb. 4.1*.

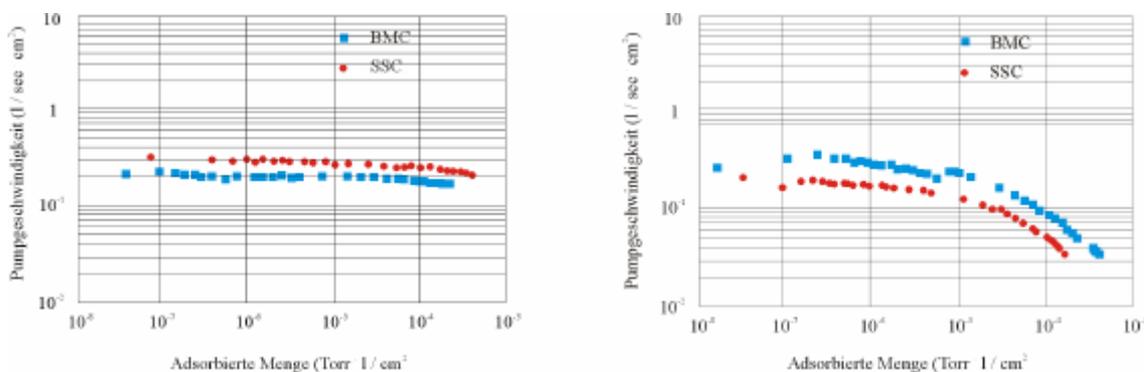


Abb. 4.1 Normalisierte Pumpgeschwindigkeiten für H_2 und CO am BMC und SSC [Yok 89]

Die Pumpgeschwindigkeit für H_2 bleibt von der Menge des bereits gebundenen Wasserstoffs nahezu unabhängig, während die Pumpleistung für CO einen Sättigungseffekt zeigt. Anfängliche Pumpgeschwindigkeiten liegen bei etwa $10^{-1} \text{ l}/(\text{sec} \cdot \text{cm}^2)$.

Ein weiteres Verfahren, welches in jüngerer Vergangenheit erfolgreich am CERN entwickelt und getestet wurde, ist das *Aufspütern* von Ti-Zr-V direkt auf die Wände der Vakuumkammer. Dabei wird eine geschlossene, dünne Schicht des Materials auf die Tankwände aufgebracht. Diese treten dann nicht mehr als Quelle für Teilchen auf, sondern agieren selbst als Vakuumpumpe. Im Idealfall kann man auf diesem Wege den kompletten Speicherring als Pumpe verwenden.

Die erzielbaren Enddrücke für zwei unterschiedliche aufgebrauchte Gettermaterialien zeigt die nachstehende *Abb. 4.2*.

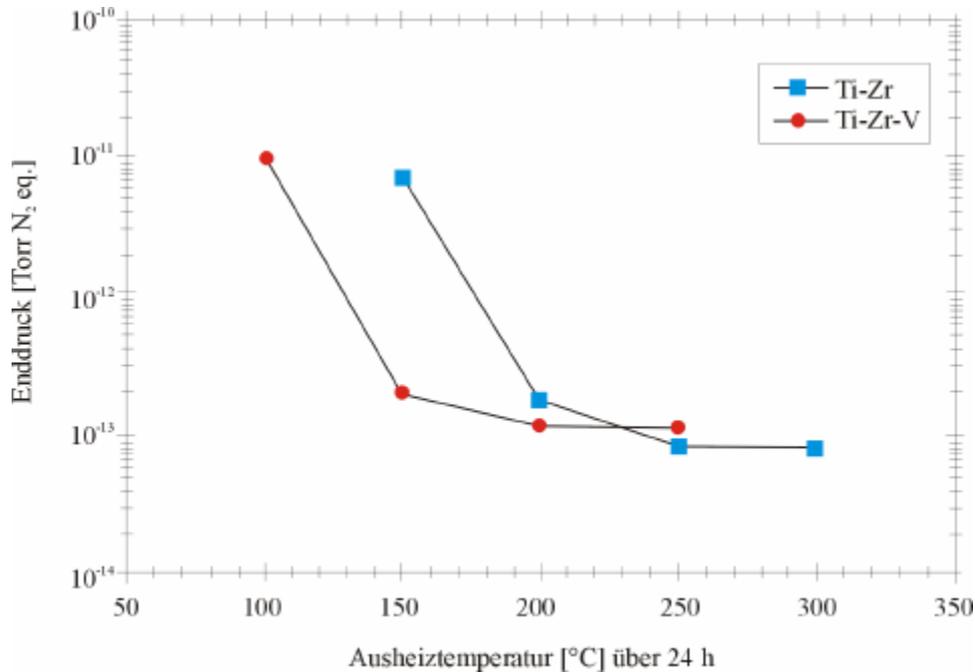


Abb. 4.2 Erzielbare Enddrücke für zwei unterschiedliche Gettermaterialien [Ben 98]

4.2 Strahldiagnose

Für den Betrieb eines Speicherrings ist es notwendig, eine Vielzahl von Strahleigenschaften zeitabhängig verfolgen zu können. Grundsätzlich unterteilt man Diagnosemethoden in destruktive und nicht-destruktive Verfahren. Letztere beeinflussen den umlaufenden Ionenstrahl im Idealfall überhaupt nicht und liefern permanent Informationen über Parameter wie transversale Position, longitudinale Bunchstruktur, Strahlstrom, u.ä. Damit wird ein stabiler Betrieb einer solchen Maschine gewährleistet und die für Experimente nötigen Werte können kontrolliert werden.

4.2.1 Strahlstromverteilung

Ionenquellen besitzen im Allgemeinen zwei unterschiedliche Betriebsmodi. Man unterscheidet zwischen kontinuierlichem und gepulstem Betrieb. Je nach verwendeter Variante ist die Strahldiagnose entsprechend auszuwählen.

Die Injektion in den geplanten Speicherring wird gepulst erfolgen; die möglichen Varianten werden im nächsten Kapitel diskutiert werden.

Teilchenpulse können eine Vielzahl unterschiedlicher Formen annehmen. Unabhängig von der konkreten Verteilung der Ionen in einem solchen Paket, dient üblicherweise die Zeit zwischen den Paketen als Trägersignal bei der Bestimmung der Strahlposition. Im konkreten Falle des elektrostatischen Speicherrings soll nur jeweils ein Teilchenbunch in den Ring eingeschossen und gespeichert werden. Die Möglichkeit, gleichzeitig oder mit geringem Zeitversatz mehrfach zu injizieren, ist nicht vorgesehen. Somit liefert das eine, sich mit der Zeit ändernde, Teilchenpaket bei jedem Umlauf ein Signal, welches zur Positionsbestimmung genutzt werden kann.

Messungen können entweder an die Zeitstruktur anknüpfen oder im Frequenzraum erfolgen. Damit die notwendigen Übergänge zwischen den Darstellungen zu möglichst einfachen Ausdrücken führen, wird im Folgenden stets von einer gaußförmigen Stromverteilung ausgegangen.

Der Bunch soll aus N Teilchen der Ladung q zusammengesetzt sein. Die Umlaufperiode zwischen zwei Bunchen sei T und die Pulsdauer \mathbf{s} . Damit lautet die normalisierte Darstellung des Strahlstroms I_B zum Zeitpunkt t

$$I_B(t) = \frac{q \cdot N}{\sqrt{2\mathbf{p}\mathbf{s}}} \cdot e^{-\frac{t^2}{2\mathbf{s}^2}} \quad (4.6)$$

Unter der zusätzlichen Annahme, dass die Teilchenverteilung symmetrisch in der Zeit ist, mit dem Schwerpunkt bei $t=0$, kann der Ausdruck (4.6) in eine Fourierreihe entwickelt werden mit $\mathbf{w}_0 = 2\mathbf{p}/T$

$$I_B(t) = \frac{q \cdot N}{T} + \sum_{m=1}^{\infty} I_m \cdot \cos(m\mathbf{w}_0 t) \quad (4.7)$$

Die Vorfaktoren I_m sind dabei gegeben durch

$$I_m = \frac{2q \cdot N}{T} e^{-\frac{m^2 \mathbf{w}_0^2 \mathbf{s}^2}{2}} \quad (4.8)$$

Führt man in (4.7) den Mittelwert der Stromverteilung $\langle I_B \rangle = q \cdot N / T$ ein, so kann dies umgeschrieben werden in

$$I_B(t) = \langle I_B \rangle + 2\langle I_B \rangle \sum_{m=1}^{\infty} A_m \cdot \cos(m\mathbf{w}_0 t) \quad (4.9)$$

mit dem Amplitudenfaktor

$$A_m = \exp\left[\frac{-m^2 \mathbf{w}_0^2 \mathbf{s}^2}{2}\right] \quad (4.10)$$

Die Entwicklung der anfänglichen Stromverteilung (4.6) in eine Fourierreihe führt auf einen Gleichstromanteil und Ausdrücke, die von der Bunchfrequenz und ihren Vielfachen abhängen.

Die Vorfaktoren A_m nähern sich für kleine Harmonische stets der Zahl Eins – unabhängig von der tatsächlichen Verteilung. Abhängig von der zu beschreibenden Bunchlänge können einzelne oder mehrere der Vorfaktoren den Wert Null annehmen. Bei der Auslegung der Diagnoseelemente auf bestimmte Harmonische der Grundfrequenz ist dies zu beachten.

Tabelle 4.3 zeigt die Vorfaktoren A_m für unterschiedliche Bunchverteilungen.

Form	A_m	Hinweis
δ -Funktion	1	Für sämtliche Harmonische
Gauß	$\exp\left(\frac{-m^2 w_0^2 s^2}{2}\right)$	s ist die rms Paketlänge
Parabolisch	$3 \cdot \left(\frac{\sin a}{a^3} - \frac{\cos a}{a^2}\right)$	$a = m p B / T$
Cosinus ²	$\frac{\sin[p/2 \cdot (a-2)]}{(a-2) \cdot p} + \frac{\sin[p/2 \cdot (a)]}{a \cdot p/2} + \frac{\sin[p/2 \cdot (a+2)]}{(a+2) \cdot p}$	$a = 2 m B / T$
Dreieck	$\frac{2}{a^2} - \frac{2 \cdot \cos a}{a^2}$	$a = m p B / T$
Quadrat	$\frac{\sin a}{a}$	$a = m p B / T$

Tabelle 4.3 Amplitudenfaktor A_m für einige häufig verwendete Verteilungen.
Die Größe B gibt die Gesamtbreite des Teilchenpakets an [Sha 89]

4.2.1.1 Strahlversatz

Im vorherigen Abschnitt wurde implizit davon ausgegangen, dass sich der Teilchenstrahl genau in der Mitte der Vakuumkammer bewegt. Ziel von Positionsmessungen ist aber üblicherweise die Bestimmung der Abweichung von dieser Idealbahn. Geht man von einer zeitabhängigen Strahlstromverteilung $I_b(t)$ aus, so kann man die Stromdichte an den Wänden j_w einer geerdeten Vakuumkammer mit Radius b schreiben als [Sha 85]

$$j_W(b, \mathbf{f}_W, t) = \frac{-I_b(t)}{2\mathbf{p}b} \cdot \left\{ 1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{r}{b} \right)^n \cdot \cos[n(\mathbf{f}_W - \mathbf{q})] \right\} \quad (4.11)$$

Die Zylindersymmetrie des Problems spiegelt sich in dem Klammerausdruck wieder. Es werden nun zwei Elektroden betrachtet, die zunächst mit dem Radius b der Strahlkammer verlaufen sollen, wie in *Abb. 4.3* gezeigt.

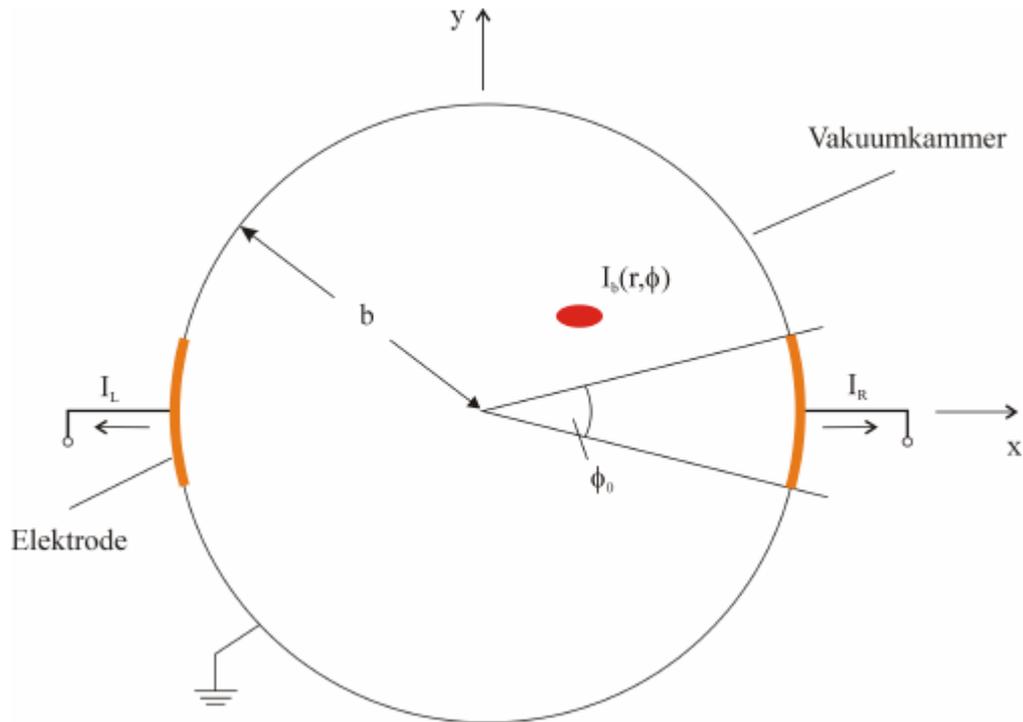


Abb. 4.3

Modell eines 2-Elektroden Strahlpositionsmesssystems

Die beiden Elektroden erstrecken sich über eine Weite \mathbf{f}_0 und befinden sich an den Positionen 0° und 180° . Die Ströme an den Innenseiten der Elektroden lassen sich für diesen Fall in geschlossenen Ausdrücken angeben und aus der Kombination zwischen den Positionssignalen ergibt sich ein funktionaler Zusammenhang mit der Strahlposition [Sha 89]

$$I_R(t) = \frac{-I_b(t) \cdot \mathbf{f}}{2\mathbf{p}} \cdot \left\{ 1 + \frac{4}{\mathbf{f}} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} \left(\frac{r}{b} \right)^n \cdot \cos(n\mathbf{q}) \cdot \sin\left(\frac{n\mathbf{f}}{2}\right) \right\} \quad (4.12)$$

sowie

$$I_L(t) = \frac{-I_b(t) \cdot \mathbf{f}}{2\mathbf{p}} \cdot \left\{ 1 + \frac{4}{\mathbf{f}} \cdot \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} \left(\frac{r}{b} \right)^n \cdot \cos(n\mathbf{q}) \cdot \sin\left[n \cdot \left(\mathbf{p} + \frac{\mathbf{f}}{2} \right)\right] \right\} \quad (4.13)$$

Die Messempfindlichkeit $S_x := (R - L)/(R + L)$ beträgt

$$S_x = \frac{4 \sin(\mathbf{f}/2)}{\mathbf{f}} \frac{x}{b} + \text{höhere Ordnungen} \quad (4.14)$$

Nach Logarithmierung des Verhältnisses R/L können die sowieso schon geringen Beiträge höherer Ordnungen vernachlässigt werden.

$$20 \text{ Log}_{10} \left(\frac{R}{L} \right) = x \cdot S_x = \frac{160}{\ln 10} \frac{\sin(\mathbf{f}/2)}{\mathbf{f}} \frac{x}{b} + \text{höhere Ordnungen} \quad (4.15)$$

Damit steht eine Möglichkeit zur Verfügung, aus der Bestimmung zweier induzierter Signale auf die Position des Strahls in der Vakuumkammer zu schließen, ohne diesen selbst zu beeinflussen. In der Praxis befinden sich die Elektroden weiter im Zentrum der Vakuumkammer. Ihre Form wird so modifiziert, so dass sich ein lineares Verhältnis zwischen dem Differenzsignal und der Strahlposition ergibt. Eine mögliche Form solcher Sonden verwendet diagonal geschlitzte Elektroden und wird im Folgenden besprochen.

4.2.2 „Elektrostatistischer Pickup“

Betrachtet werden zunächst zwei gegenüberliegende Elektroden der Länge l und der Winkelweite \mathbf{f} in einer Vakuumkammer des Radius b , wie weiter oben in *Abb. 4.3* skizziert. Die Ladungsdichte eines Strahls der Geschwindigkeit $v = \mathbf{b}_b c$ im Zentrum der Vakuumkammer beträgt dann

$$q_b(t) = \frac{I_b(t)}{\mathbf{b}_b c} \quad (4.16)$$

In diesem Fall werden Ladungen gleicher Größe, umgekehrten Vorzeichens in den beiden Elektroden induziert

$$Q = \frac{-\mathbf{f} \cdot l}{2\mathbf{p}} \frac{I_b(t)}{\mathbf{b}_b c} \quad (4.17)$$

Der Abstand zwischen der Elektrode einerseits und der geerdeten Vakuumkammer andererseits entspricht einer Kapazität C . Damit kann die zeitliche Ableitung der Ladung dem Signalstrom, der auf die Kapazität fließt, gleichgesetzt werden.

$$i_c(t) = -\frac{dQ_C(t)}{dt} = \frac{\mathbf{f}l}{2\mathbf{p}} \frac{1}{\mathbf{b}_b c} \frac{dI_b(t)}{dt} \quad (4.18)$$

Zusammengefasst mit der Kapazität führt dies auf eine Ausgangsspannung, die zur Weiterverarbeitung in der Strahldiagnose benutzt werden kann.

$$V_C(t) = \frac{fl}{2pC} \frac{I_b(t)}{b_b c} - V_0 \quad (4.19)$$

Die Kapazität kann direkt zwischen Elektrode und Kammerwand liegen oder auch durch zusätzliche geerdete Schilde in geeigneter Weise gewählt werden. Der Ersatzschaltkreis dieses Zweielektrodensystems ist in *Abb. 4.4* dargestellt.

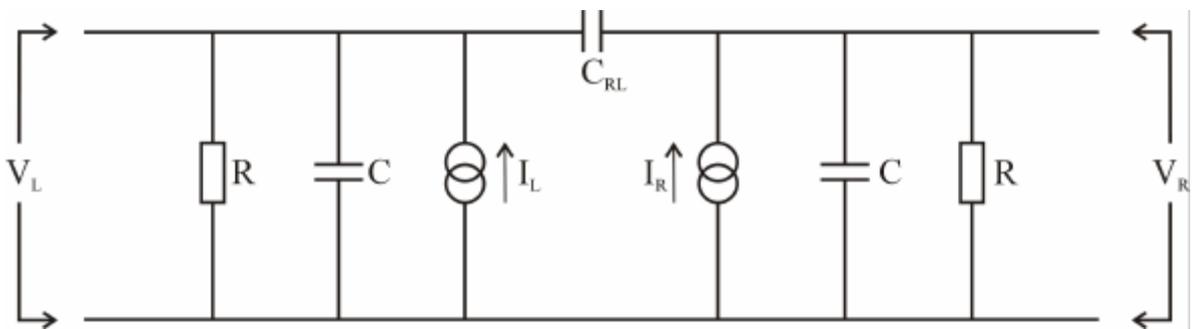


Abb. 4.4

Modell eines 2-Elektroden Strahlmeßsystems

Ausgangspunkt des Signals sind Stromsignale, die durch den durchlaufenden Strahl hervorgerufen werden. Zwischen den beiden Elektroden selbst ergibt sich eine Koppelkapazität C_{RL} , die ebenfalls für die Signalbewertung wichtig ist.

4.2.2.1 Formgebung der Elektroden

Wie die Ausdrücke (4.14) und (4.15) zeigen, besteht ein funktionaler Zusammenhang zwischen der Strahlposition und dem Differenz-/Summensignal der Spannungen. Die Art der Abhängigkeit kann durch geeignete Formgebung der Elektroden beeinflusst werden, was im Folgenden diskutiert wird.

Als Erweiterung der bisherigen Betrachtung soll eine kreisrunde Röhre mit Radius b im Innern der Vakuumkammer betrachtet werden. Diese sei diagonal durchtrennt und besitze die Länge $2L$.

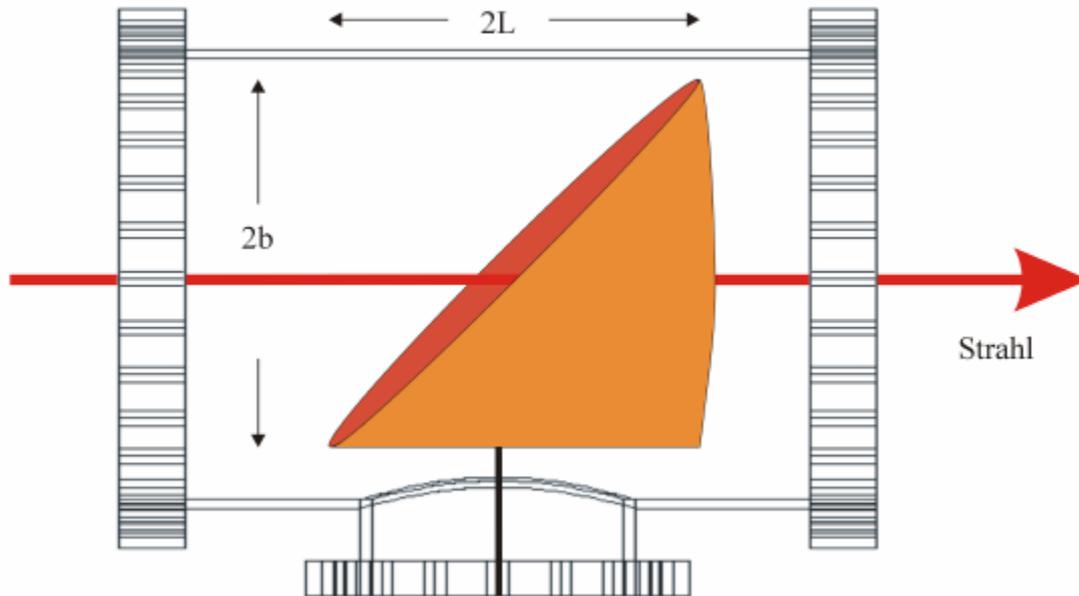


Abb. 4.5 Seitenansicht einer diagonal geschlitzten, kreisrunden Elektrode

Ein Strahl der Ladungsdichte q_b befindet sich um einen Betrag r, \mathbf{q} von der Tankachse entfernt. Bei einer Länge der zylinderförmigen Elektrode von $L(\mathbf{q}) = L \cdot (1 + \cos \mathbf{q})$, beträgt die Gesamtladung auf der Innenseite des Zylinders [Gol 92]

$$Q = -q_b \cdot L \int_0^{2p} \frac{(1 + \cos \mathbf{f}) \cdot (b^2 - r^2)}{b^2 + r^2 - 2br \cdot \cos(\mathbf{f} - \mathbf{q})} d\mathbf{f} \quad (4.20)$$

Nach Integration über die gesamte Oberfläche resultiert damit eine Funktion, die linear mit der Strahlabweichung verläuft.

$$Q = -q_b \cdot L \cdot \left(1 + \frac{r \cdot \cos \mathbf{q}}{b} \right) = -q_b \cdot L \cdot \left(1 + \frac{x}{b} \right) \quad (4.21)$$

Dieser Vorteil geht jedoch mit einer Abnahme der Messempfindlichkeit auf die Hälfte des in (4.14) berechneten Wertes einher.

$$S_x = \frac{R - L}{R + L} = \frac{x}{b} \quad (4.22)$$

In der Praxis sind solche Systeme u.a. am CERN AD Ring und am ISA in Dänemark in Verwendung und haben sich als wertvolles Hilfsmittel während des Betriebs erwiesen.

4.2.2.2 Resonanzerscheinungen

Als Ergänzung zu den Ausführungen zum resonanzartigen Anwachsen der Strahlamplitude in Kapitel 3 sollen die folgenden Überlegungen dienen. Die Wechselwirkung der Pickup Elektroden mit dem Strahl kann auch unerwünschte Nebeneffekte nach sich ziehen. Zur Illustration werden, wie in *Abb. 4.6* dargestellt, der Einfachheit halber nur eine einzige, einfache elektrostatische Elektrode in einem Vakuumtank betrachtet.

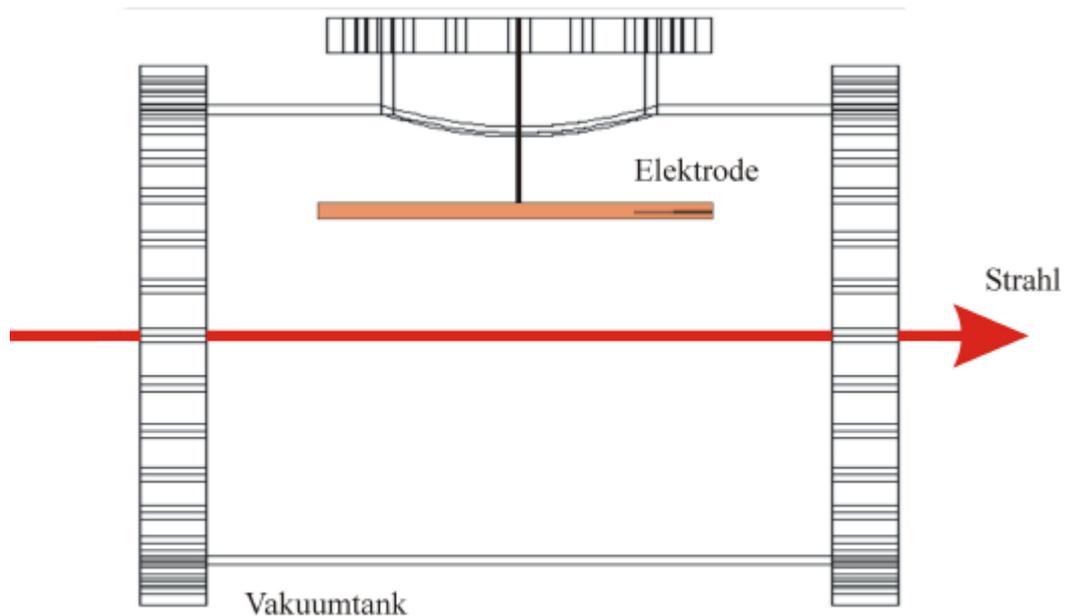


Abb. 4.6 Seitenansicht eines elektrostatischen Pickups mit Signalverbindung in der Elektrodenmitte

Besteht nur eine Signalverbindung von der Mitte der Elektrode in den Außenbereich, so entspricht die Elektrode selbst einer Leitung mit zwei offenen Enden. Da sie mit der Tankwand eine parallele Leitung bildet und pro Längeneinheit über eine Kapazität und Induktivität verfügt, kann es zu Resonanzeffekten kommen. Präziser führt *jede* Resonanz, die einen Spannungsknoten an der Außenverbindung besitzt, zu Resonanzen hoher Güte, da keine Leistung in den externen Kreis gekoppelt werden kann. Demzufolge verbleiben Spannungen, die vom durchlaufenden Strahl induziert werden, auf der Elektrode und führen unter Umständen zu Strahlinstabilitäten. Dies muss bei der Auslegung der Elektrodengeometrie berücksichtigt werden. Eine Lösung besteht darin, das Signal an einem Ende der Elektrode abzugreifen und damit sämtliche Resonanzen in den externen Kreis zu koppeln. Bei der Auslegung eines Strahlmonitors mit elektrostatischen Pickups ist daher darauf zu achten, dass die charakteristischen Impedanzen von Elektrode und Leitung derart aufeinander abgestimmt sind, dass störende Resonanzen in den Außenbereich geführt werden [Vis 00].

4.2.2.3 Split-Elektroden

Die Beschränkung der vorigen Abschnitte darauf, dass die Form der Pickup Elektroden der Wand der Vakuumkammer folgt, soll nun fallen gelassen werden. Für den während dieser Arbeit ausgelegten elektrostatischen Speicherring sind sogenannte Split-Elektroden Pickups vorgesehen, wie sie die folgende *Abb. 4.7* zeigt

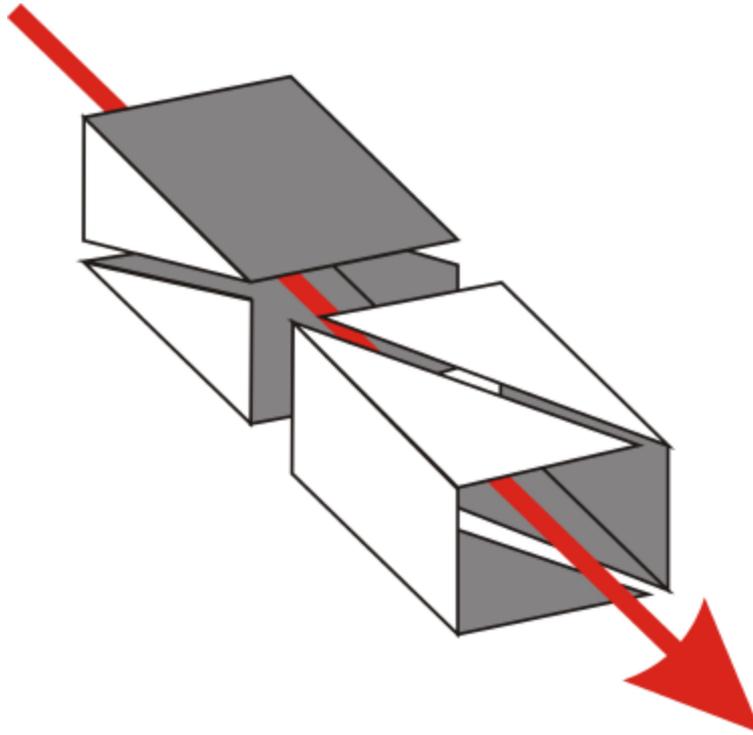


Abb. 4.7 Schematische Darstellung eines elektrostatischen Pickup Paares zur gleichzeitigen Messung von horizontaler und vertikaler Strahlposition

In einer solchen Konfiguration stehen, wie bereits oben aufgeführt, das Ausgangssignal und die Position des Ionenstrahls in einem linearen Verhältnis und es kann störungsfrei Rückschluss auf die Lage der Teilchen genommen werden. Gemessen wird die Position der Teilchen mit dem Verhältnis zwischen Differenz- und Summensignal

$$x = \frac{S_1 - S_2}{S_1 + S_2} \quad (4.23)$$

Die Signale S_1 , S_2 hängen dabei linear von den auf den Elektroden induzierten Spannungen ab und werden im Folgenden noch weiter untersucht.

Zwischen den beiden Elektroden existiert ein kleiner Spalt, der in der konkreten Ausführung $g = 2 \text{ mm}$ beträgt. Die Ladung, die im Bereich dieses Spaltes von den durch-

fliegenden Ionen induziert worden wäre, verteilt sich nun gleichmäßig auf die beiden Elektroden. Bei der analytischen Berechnung der induzierten Ladung kann daher angenommen werden, dass die Elektroden sich bis zur Mitte des Spaltes ausdehnen. Für diesen Fall kann die in einer der Elektroden induzierte Ladung in einem geschlossenen Ausdruck angegeben werden [Cup 77a]. Das zu Abb. 4.7 gehörende Ersatzschaltbild zeigt Abb. 4.8.

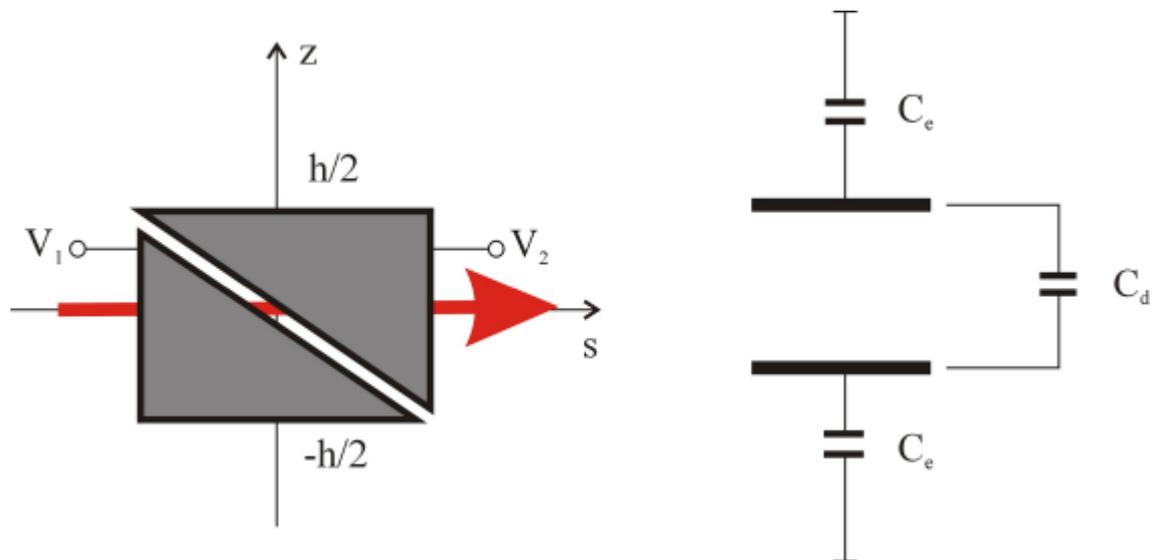


Abb. 4.8

Ersatzschaltbild einer geschlitzten Pickup Elektrode [Die 02]

Die Position des Strahls lässt sich in diesem Fall bestimmen aus

$$x = \frac{h}{2 \cdot a} \frac{S_1 - S_2}{S_1 + S_2} = \frac{h}{2 \cdot a} \frac{D}{S} \quad (4.24)$$

mit der charakteristischen Größe α :

$$\mathbf{a} = \frac{1 - \frac{C_d}{C_e + C_d}}{1 + \frac{C_d}{C_e + C_d}} \quad (4.25)$$

Das Auftreffen divergierender Teilchen auf die Elektroden wird durch Schildelektroden vor und hinter den Elektrodenpaaren vermieden.

5 Ringparameter und Aufbau eines Viertelringsegments

Gegenstand dieses Kapitels ist die Anwendung der Ergebnisse der vorherigen Abschnitte auf den geplanten Bau eines elektrostatischen Speicherrings in Frankfurt. Zunächst wird eine kurze Beschreibung des möglichen Injektionsverfahrens gegeben. Es folgt danach eine Beschreibung der gebauten Biege- und Fokussierelemente und der Ergebnisse der Feldberechnungen. Die Form eines kompletten elektrostatischen Rings ist nicht prinzipiell auf bestimmte Geometrien begrenzt. Praktische Überlegungen und Anforderungen durch die Experimentatoren beschränken jedoch die konkreten Ausformungen auf einige wenige. Aufgabe dieser Arbeit war es, die Parameter für unterschiedliche Ringgeometrien zu berechnen; diese werden in diesem Kapitel vorgestellt und gegenübergestellt.

Eine „klassische“ Ringform besitzt maximale Symmetrie. Dies vereinfacht die Simulationsrechnungen, da man sich auf ein Viertelringsegment beschränken kann und die anderen Bereiche sich aufgrund der Periodizität entsprechend ergeben. Weiterhin bietet eine solche Geometrie viel Raum für Experimente und gute Zugänglichkeit der einzelnen Sektionen.

Ein anderes Ziel wird durch eine „rennbahnförmige“ Geometrie verfolgt. In den langen, geraden Bereichen bietet sich auch in einem solchen Entwurf viel Platz für Experimente. Aufgrund der geringeren Breite könnte eine solche Maschine möglicherweise gar an unterschiedlichen Experimentierplätzen zum Einsatz kommen und damit die Flexibilität eines elektrostatischen Rings noch einmal steigern. Die Strahlparameter für diesen Fall werden angegeben und mit den vorhergehenden verglichen.

Den Abschluss dieses Kapitels bildet die Beschreibung des für den geplanten elektrostatischen Speicherring entwickelten Kontroll- und Diagnosesystems.

5.1 Injektion

Im Injektionsbereich eines Speicherrings werden nicht nur die zu speichernden Ionen zur Verfügung gestellt; über den Ladungszustand und die Energie der Teilchen werden bereits die notwendigen Feldstärken in den Biegesektionen des Rings vollständig bestimmt.

Als Quelle für den späteren Ring soll eine am IKF in Frankfurt vorhandene EZR Ionenquelle dienen [Sch 92], [Run 01]. Die Quelle arbeitet bei einer Frequenz von $f=14.6$ GHz und wird Ionen bis zu Gesamtenergien von $E=50$ keV zur Verfügung stellen können. Die Schnittzeichnung in *Abb. 5.1* zeigt den Aufbau der Quelle.

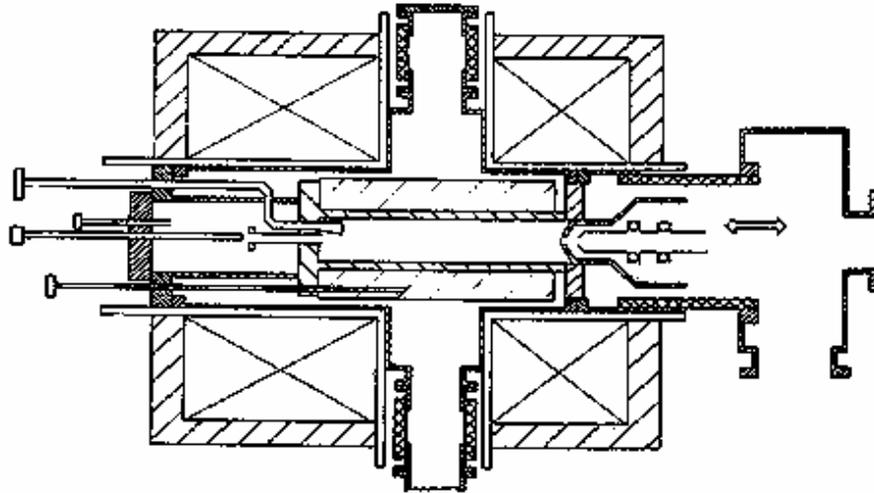


Abb. 5.1 Schnittzeichnung der Frankfurter EZR Ionenquelle [Sch 92], [Run 01]

Für die Strahldynamikrechnungen wurden die Strahlparameter dieser Quelle verwendet, um die Nähe zu einem später aufzubauenden kompletten Ring zu garantieren.

Einen Überblick über eine mögliche Injektionssektion gibt Abb. 5.2.

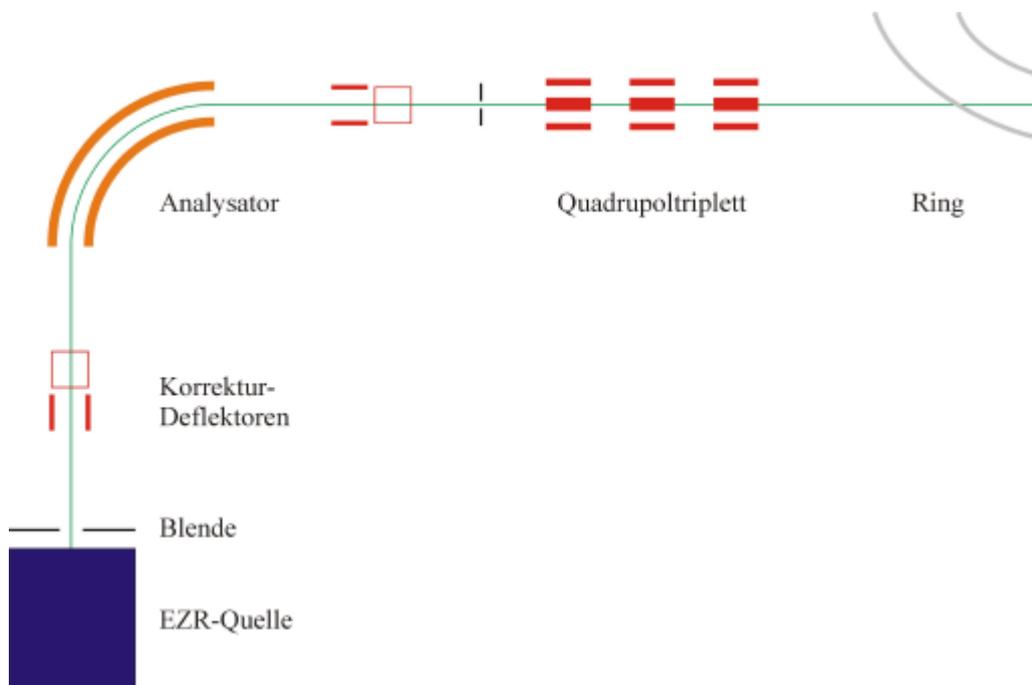


Abb. 5.2 Schematische Darstellung einer möglichen Injektionssektion

Die in der Quelle erzeugten Ionen treten stets in einer Verteilung unterschiedlicher Ladungen aus und weisen unterschiedliche Geschwindigkeiten auf. Damit unerwünschte Teilchen nicht mit in den Ring injiziert werden, muss erst einmal eine Ladungs- / Massenseparation erfolgen. Dazu werden zu stark divergierende Ionen mittels eines Kollimators eingefangen. Elektrostatische Deflektoren können die Bahn der Teilchen gegebenenfalls leicht modifizieren, bevor der Strahl in den Analysatormagnet eintritt. Aufgrund der Massenabhängigkeit der Ablenkung in einer magnetischen Biegesektion können unerwünschte Ionen auf diesem Wege herausgefiltert werden. Es schließt sich eine weitere Kombination aus horizontalem und vertikalem Deflektor an, um die transversale Position des Strahls variieren zu können. Die letzte Anpassung an den Ring geschieht über ein Quadrupoltriplett, welches eine äußerst variable Strahlführung erlaubt.

5.2 Teilchendynamik

Grundlage der analytischen und numerischen Berechnungen sind die Injektionsparameter des Teilchenstrahls. Diese bestimmen zum einen die transversalen Dimensionen des Strahls, zum anderen legen sie bereits die Größe der Felder in den Ablenksektionen eindeutig fest. *Tabelle 5.1* listet diese Parameter auf.

Parameter	Wert
Gesamtenergie	50 keV
Ladung	$1.6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$
Emittanz e_x	$3\text{p} \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$
Emittanz e_y	$3\text{p} \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$

Tabelle 5.1

Injektionsparameter eines Protonenstrahls

Aufgrund der besseren Übersicht wurde bei den Enveloppenberechnungen ein elliptischer Strahl verwendet. Zur Bestimmung des Strahlverhaltens im transversalen Phasenraum wurde ein Vielteilchensimulationsprogramm geschrieben.

Den Hauptbildschirm dieses Programms zeigt *Abb. 5.3*.

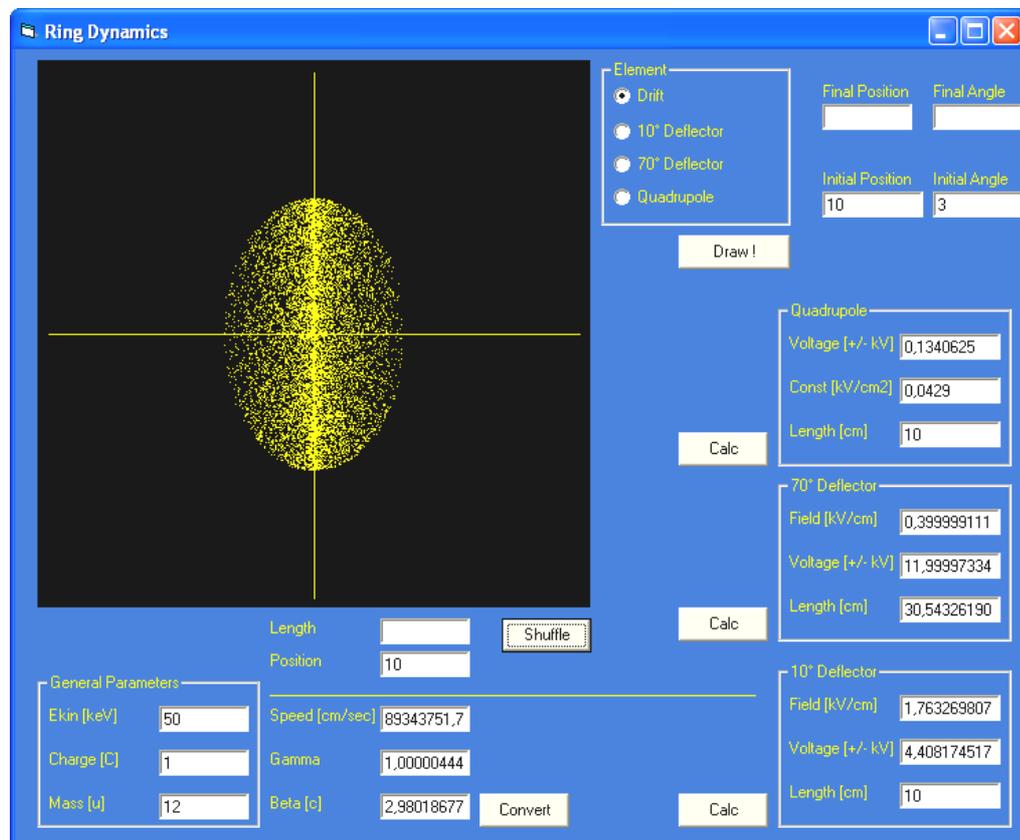


Abb. 5.3 Hauptbildschirm des im Rahmen dieser Arbeit in Visual Basic 6.0 geschriebenen Vielteilchensimulationsprogramms

Das Strahlverhalten in den beiden transversalen Phasenraumebenen kann hier für 10.000 Teilchen berechnet werden. Aus der Vorgabe der oben aufgeführten Parameter werden zunächst weitere Größen, wie Teilchengeschwindigkeit und die relativistischen Größen \mathbf{b} und \mathbf{g} errechnet, die in die Feldberechnungen einfließen. Die Anfangsposition eines jeden Teilchens wird über eine Zufallsfunktion im Inneren der vorgegebenen Phasenraumellipse ermittelt und dient als Ausgangswert für die Transformation durch die komplette Struktur. An beliebigen Zwischenpunkten können die Strahlparameter abgefragt werden. Damit kann das Teilchenverhalten während des Umlaufs um den Ring nachvollzogen werden.

Die Größe der notwendigen Spannungen in den Biege- und Fokussiereinheiten hängt außer von Strahlparametern noch von geometrischen Größen, wie dem Biegeradius der Elektroden oder dem Abstand zwischen den Platten, ab. Diese müssen dem Programm vorgegeben werden und werden im Folgenden bei der Berechnung konkreter Ringgeometrien angegeben. Aus den Rahmenparametern berechnet das Programm die entsprechenden Spannungen und Feldstärken.

5.2.1 „klassischer“ Ring

Aus Sicht der Teilchendynamik und aus praktischen Gründen ist die Symmetrie eines Speicherrings so hoch wie möglich zu wählen. Dadurch kann die Berechnung der Trajektorien auf kleinere Bereiche beschränkt und die Periodizität ausgenutzt werden. Identische Elemente können mehrfach gefertigt und verwendet werden und zwischen den Geraden verbleibt viel Raum für Experimente. Eine entsprechende Übersichtsskizze ist in *Abb. 5.4* zu sehen.

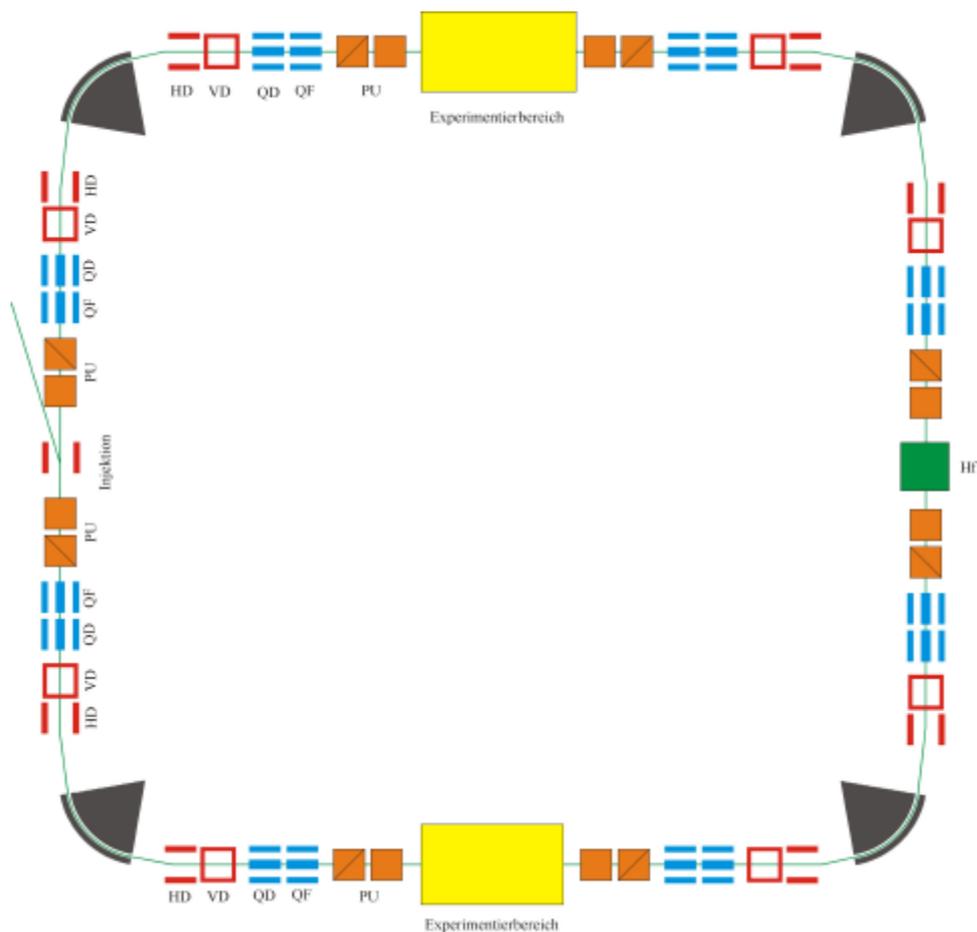


Abb. 5.4 Überblick über einen Speicherring in „klassischer“ Ringform

Die Abstände zwischen den Elementen sind dabei nicht maßstabsgetreu gezeichnet, um die Übersicht zu verbessern.

Die Injektion in den eigentlichen Ring kann grundsätzlich auf zwei unterschiedliche Arten erfolgen. Die *Abb. 5.4* entsprechende Methode sieht einen Strahleintritt in den Ring unter einem spitzen Winkel vor. Über einen elektrostatischen, schnellen Inflektor wird der Strahl zunächst entlang einer parabelförmigen Bahn auf die Sollbahn gebogen. Der Inflektor besteht aus zwei parallelen Elektroden, deren Randfelder mit einem geerdeten

Schild begrenzt werden. Die anliegenden Spannungen werden ausgeschaltet, sobald rund die Hälfte des Ringumfangs mit Teilchen gefüllt ist, d.h. die Ausschaltzeit des Feldes muss kleiner sein als die Hälfte der Umlaufzeit der Ionen – 3.5 nsec im Falle von Protonen. Nachdem die Ionen den ersten Umlauf im Ring beendet haben und erneut in den Injektionsbereich eintreten, ist das Feld in der Ablenksektion nicht länger vorhanden und die Ionen können entlang einer Geraden weiterfliegen.

Wie im 2. Kapitel erläutert, können die Felder in einem solchen Deflektor auf den Innenbereich des Biegeelements begrenzt werden, indem man geerdete Blenden davor und dahinter platziert. Eine schematische Darstellung eines solchen Elements zeigt *Abb. 5.5*; die vordere Blende wurde zur besseren Anschauung ausgeblendet. Die Größe des elektrischen Feldes ist durch Pfeildarstellungen symbolisiert.

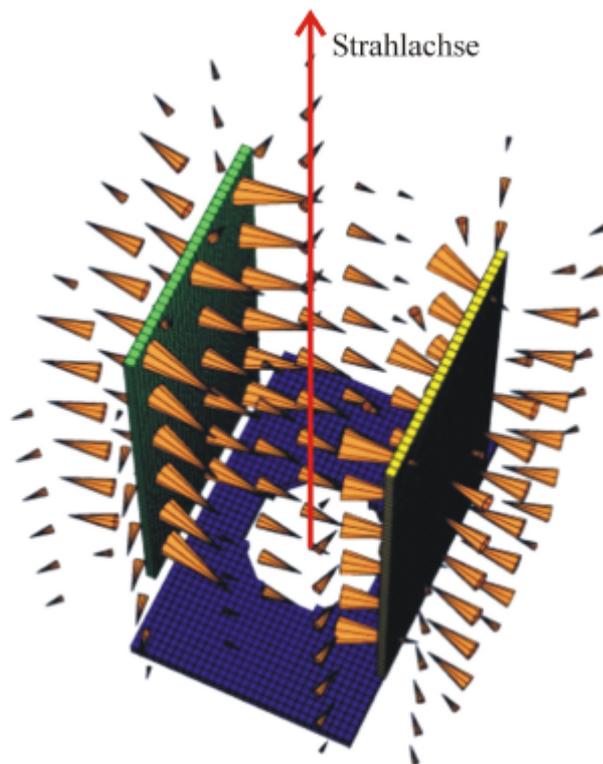


Abb. 5.5 Mit MAFIA berechneter „Arrowplot“ des elektrischen Feldes in einem Inflexor

Eine zweite Möglichkeit der Strahlinjektion bietet sich entlang einer der geraden Sektoren. Die Ablenkung des Strahls ist an den Eckpunkten des geplanten Frankfurter Rings aufgespalten in zwei 10° Biegeeinheiten mit parallelen Elektroden und einen 70° Zylinderdeflektor. An diesen Positionen können Ionen ungehindert in den Ring eintreten, wenn das Feld in einem der 10° Deflektoren zunächst ausgeschaltet bleibt. Auch hier wird zunächst rund die Hälfte des Rings mit Ionen gefüllt, bevor das Feld nun im Injektionsbereich eingeschaltet wird. Die Einschaltzeit der Netzteile muss geringer sein als die halbe Umlaufzeit der Teilchen, damit die Ionen nach ihrem ersten Umlauf korrekt abgelenkt werden.

Neben der Tatsache, dass die Aufspaltung der Strahlumlenkung in drei Elemente die Injektion von Ionen ermöglicht, können auf diesem Wege die Experimentiermöglichkeiten des Rings erweitert werden. So ist z.B. der Einschuss von Elektronen- oder Laserstrahlen möglich und an den Verlängerungen der geraden Strecken können durch Installation von Einzelteilchendetektoren Reaktionsprodukte und Neutralteilchen detailliert analysiert werden.

Für die Biegeelemente selbst wurden die beiden im 1. Kapitel angesprochenen Entwürfe verwendet. Deflektoren mit zwei parallelen Platten lenken die Ionen entlang einer parabelförmigen Bahn um einen Winkel von 10° ab. Durch die Energie und Ladung der Teilchen ist das Feld für diese Ablenkung eindeutig bestimmt und geht als Konstante in die Strahldynamikrechnungen ein.

$$E_{10^\circ} = \frac{\tan\left(\frac{\mathbf{a}}{180^\circ} \cdot \mathbf{p}\right) \cdot E_{Kin}}{0.5 \cdot q \cdot l} = \frac{\tan\left(\frac{10^\circ}{180^\circ} \cdot \mathbf{p}\right) \cdot 50 \text{ keV}}{0.5 \cdot 1 \cdot 10 \text{ cm}} \cong 1.763 \text{ kV / cm} \quad (5.1)$$

Einen im Rahmen dieser Arbeit entworfenen und gefertigten Prototypen dieses Elements zeigt *Abb. 5.6*.

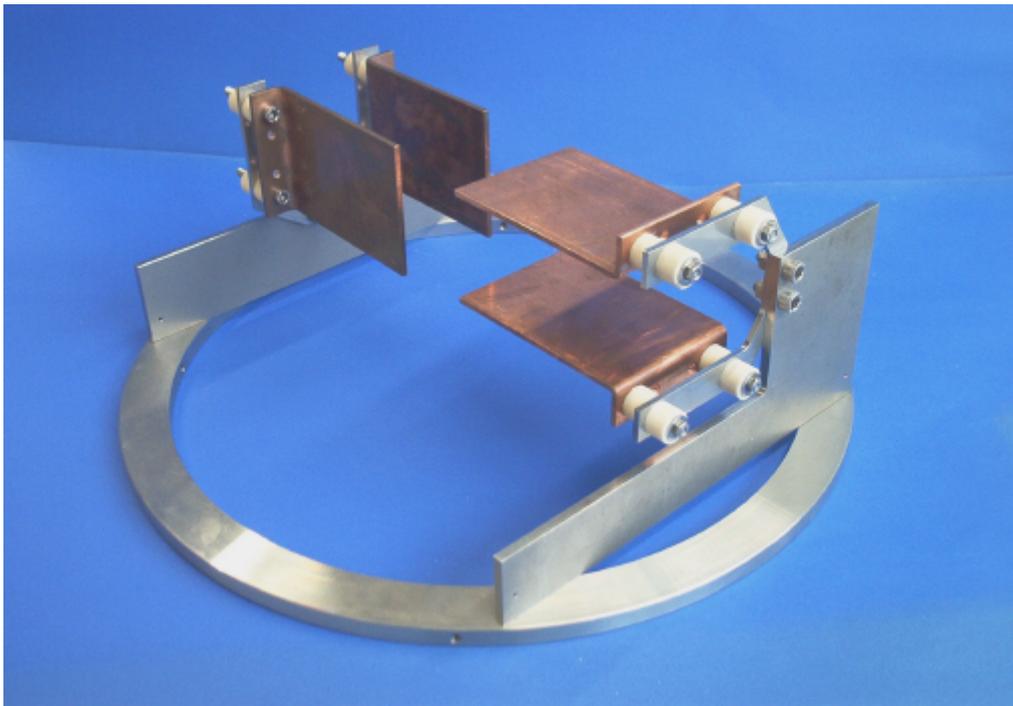


Abb. 5.6

Aufnahme eines 10° Deflektors

Das zweite, um 90° gedrehte, Elektrodenpaar dient der Korrektur des *closed-orbits* und kommt mit geringen Spannungen im Bereich weniger hundert Volt aus. Feldfehler in-

nerhalb der optischen Elemente, die zu einer Abweichung von den berechneten Teilchenbahnen führen, können mit dieser Ablenkeinheit korrigiert werden.

Die hauptsächliche Strahlablenkung von 70° findet in einem Zylinderdeflektor statt. Aus Energie und Teilchenart resultieren die Werte für die relativistischen Größen \mathbf{g} und \mathbf{b} .

$$\mathbf{g} = 1 + \frac{E_{Kin}}{m} = 1 + \frac{50 \text{ keV}}{938.2723 \text{ eV}} \cong 1.0533 \quad (5.2)$$

$$\mathbf{b} = \sqrt{1 - \frac{1}{\mathbf{g}^2}} \cong 7.3 \cdot 10^{-3} \quad (5.3)$$

Die Länge der Teilchenbahn im Innern des Zylinderdeflektors folgt aus dem mittleren Krümmungsradius von $R=250 \text{ mm}$ und dem gesamten Ablenkwinkel $\mathbf{a}=70^\circ$.

$$L = \frac{R \cdot \mathbf{p} \cdot \mathbf{a}}{180^\circ} = \frac{250 \text{ mm} \cdot \mathbf{p} \cdot 70^\circ}{180^\circ} \cong 305.43 \text{ mm} \quad (5.4)$$

Aus diesen Größen ergibt sich das elektrische Feld zwischen den Platten

$$E_{70^\circ} = \frac{m \cdot \mathbf{g} \cdot \mathbf{b}^2}{R} = \frac{938.2723 \text{ eV} \cdot 1.0533 \cdot (7.3 \cdot 10^{-3})^2}{25 \text{ cm}} \cong 4 \text{ kV / cm} \quad (5.5)$$

Dabei wurde der Einfluss der Randfelder im Ein- und Austrittsbereich des Deflektors vernachlässigt. Wie in Abschnitt 2.1.1 gezeigt, führen diese zu einer Verschiebung der Sollbahn und zu einer zusätzlichen Strahlablenkung. Diese Effekte können durch eine Anpassung der Spannungen und insgesamt verkürzte Elektroden ausgeglichen werden. Die Rechnungen mit Enveloppenprogrammen, die auf Matrizenmultiplikationen basieren, vereinfachen sich jedoch durch die anfängliche Annahme idealer Feldverläufe. Für den endgültigen Entwurf der Elektroden und Bestimmung der Felder dienen die Ergebnisse dieser Rechnungen dann als Startparameter.

Einen fertiggestellter 70° Deflektor zeigt *Abb. 5.7*.

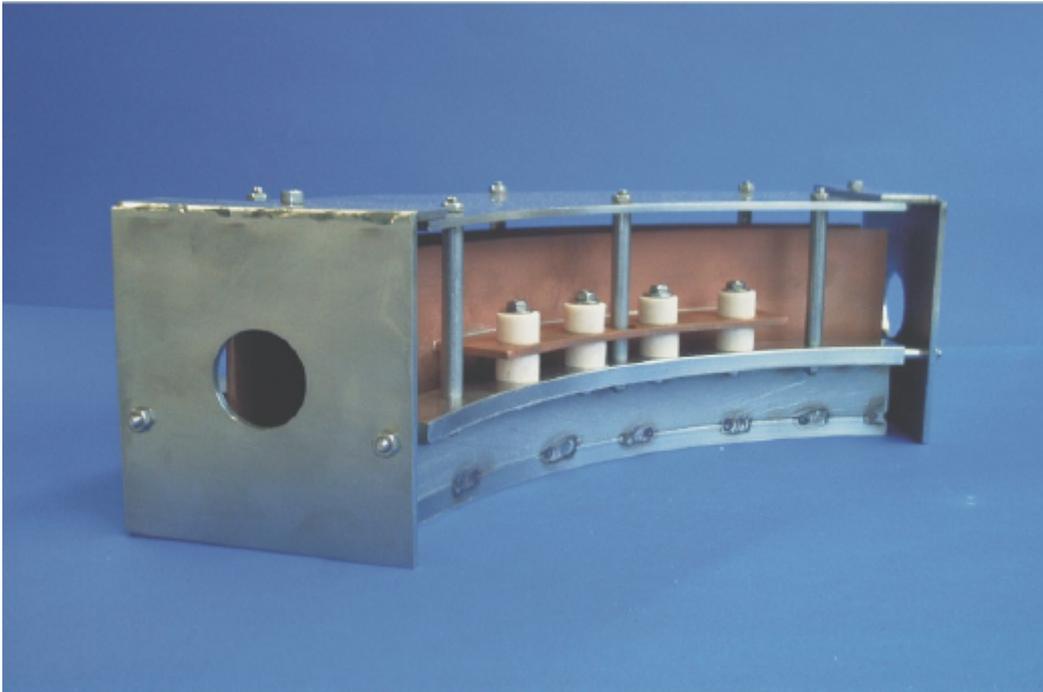


Abb. 5.7

70° Zylinderdeflektor mit metallischen Blenden

Schließlich kommen elektrostatische Quadrupole zum Einsatz, die für die transversale Fokussierung des Teilchenstrahls verantwortlich sind. In einem Viertelringsegment befinden sich insgesamt vier einzelne Quadrupollinsen, wodurch die Möglichkeit besteht, Parameter, wie Dimension, Winkel oder Q-Wert des Teilchenstrahls, unabhängig zu kontrollieren und einzustellen.

In Abschnitt 1.4.3 wurde gezeigt, dass eine ideale Elektrodenoberfläche eine Hyperbelform besitzen müsste. Dies ist jedoch fertigungstechnisch äußerst schwierig zu realisieren und die Geometrie wird durch zylinderförmige Elektroden angenähert.

Die Übereinstimmung des Feldes im Innenbereich der Linsen mit dem idealen Quadrupolfeld minimiert für einen Elektrodenradius von $r=1.147 r_{ap}$ Feldkomponenten höherer Ordnung. Ein komplett aufgebautes Linsensystem zeigt die Abb. 5.8 auf der folgenden Seite.

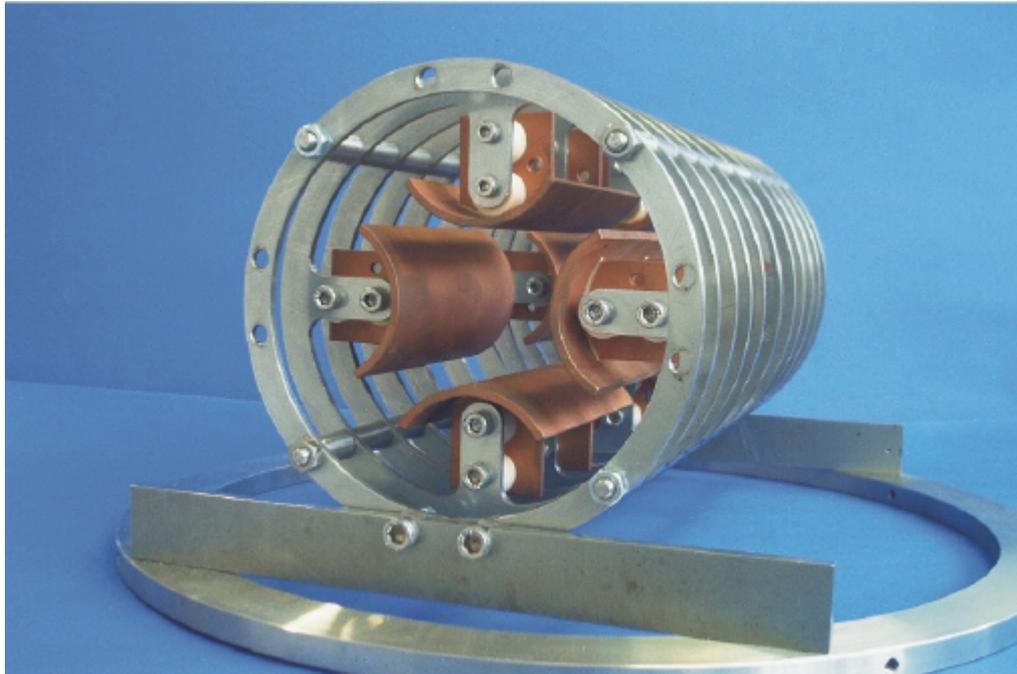


Abb. 5.8 Auf einer Testhalterung montiertes Quadrupoldublett

Neben den Abmessungen und Feldstärken der optischen Elemente in einem solchen Ring müssen die Abstände zwischen den Elementen und der Platz für die Experimentiersektion gegeben sein. Eine Auflistung dieser Parameter zeigt *Tabelle 5.2*.

Abschnitt	Dimension [mm]
Experimentierbereich	1000
Pickups & Scraper	400
Abstand zum Quadrupol	25
Abstand zwischen den Quadrupollinsen	50
Abstand 10° Deflektor	225
Abstand 70° Deflektor	931

Tabelle 5.2 Driftstrecken im elektrostatischen Ring

Die große Driftstrecke zwischen dem 10° Biegeelement und dem 70° Zylinderdeflektor ergibt sich aus den Abmessungen der Vakuumtanks. Damit neutrale Teilchen entlang der geraden Strecken den Ring verlassen können, muss das entsprechende Strahlrohr außen am Ecktank vorbeigeführt werden. Wie in Abschnitt 5.3 gezeigt wird, bestimmten praktische Überlegungen die Abmessungen der Vakuumkammern im Testaufbau. Grundsätzlich wurden sämtliche Tanks größer dimensioniert, wie es rein für die Unterbringung der strahlführenden Elemente und Diagnose nötig wäre. Diese Werte wurden

bei den Berechnungen für einen kompletten Ring als Grundlage verwendet, was die relativ große Distanz zwischen den Biegeelementen erklärt.

Damit Teilchen im Ring gespeichert werden können, müssen die Strahlparameter nach dem Durchlauf einer Basissektion in sich selbst übergehen. Daneben dürfen die Werte der Betafunktion und der Strahldimension nicht zu groß werden. Schließlich muss der Q -Wert des Strahls in einem *tune-Diagramm* auf die Position zu den Resonanzlinien untersucht werden.

Für den Fall des klassischen Rings wurden insgesamt vier Arbeitspunkte gefunden. Um diese Punkte herum existieren Bereiche, in denen ein stabiler Betrieb bei vorgegebenen Randparametern möglich ist. Die Ergebnisse der zugehörigen Enveloppenrechnungen sind in *Abb. 5.9* dargestellt.

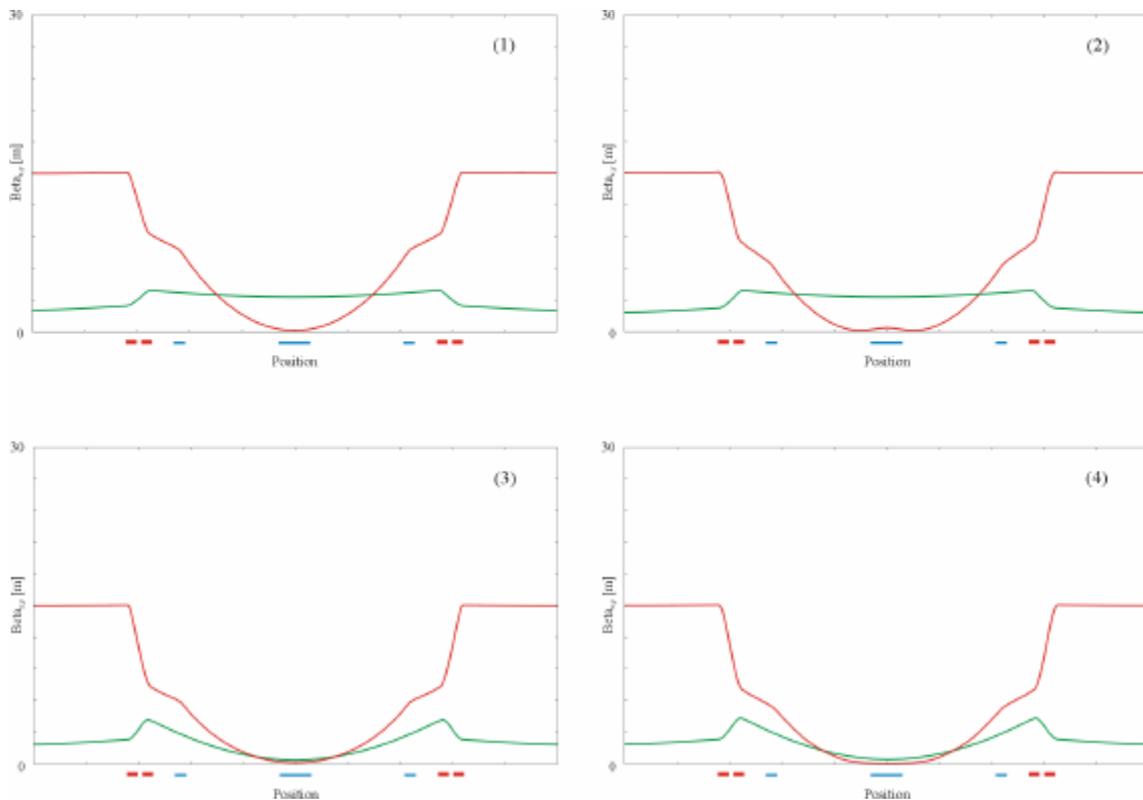


Abb. 5.9 Enveloppenrechnungen für den „klassischen“ Ring mit langen Driftstrecken

In jedem Fall treten die Teilchen mit Betaamplituden von $\mathbf{b}_x=1500\text{mm}$, $\mathbf{b}_y=200\text{mm}$ in den Viertelring ein. In der vertikalen Ebene werden die Ionen zunächst defokussiert bis die Amplitude auf rund das Doppelte des Anfangswertes angewachsen ist. Im darauffolgenden Quadrupol werden sie dann zur Strahlachse hingelenkt. Der Bereich zwischen den 10° Deflektoren äußert sich in der vertikalen Phasenraumebene wie eine lange Driftstrecke, da der Zylinderdeflektor in der vertikalen Ebene keine zusätzliche

Wirkung zeigt. Die Mitte des Deflektors stellt einen Symmetriepunkt dar und in den nicht gezeigten übrigen vier Ringsegmenten wiederholt sich der Strahlverlauf. Die Wirkung der Quadrupole in der horizontalen Phasenraumebene verläuft entgegengesetzt; in diesem Fall werden die Ionen zunächst relativ stark zur Strahlachse hingebogen und erfahren dann in der zweiten Linse eine schwache Defokussierung. Die engste Stelle des Strahls befindet sich im Innern des 70° Deflektors und ihre Form in der horizontalen Ebene in der Mitte dieses Biegesegments ist in *Abb. 5.10* gezeigt.

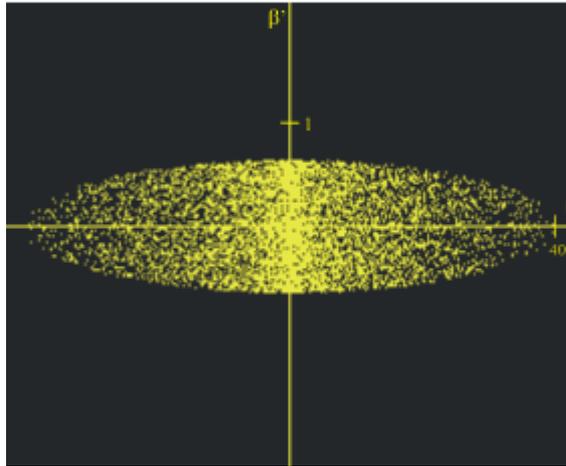


Abb. 5.10 Phasenraumdarstellung der horizontalen Ebene für einen Beispielstrahl von 10.000 Teilchen, berechnet für den ersten gezeigten Fall in der Mitte des Zylinderdeflektors

Die Winkeldivergenz an dieser Stelle ist beinahe gleich Null und die Amplitude der Betatronschwingung beträgt 40 mm ; in der Phasenraumdarstellung zeigt sich dies an einer Ellipse in Hauptachsenlage. Die Tatsache, dass der Winkel dieser Funktion in der Mitte des Deflektors verschwindet, kann auch als eine Fitbedingung bei den Enveloppenrechnungen verwendet werden. Nur in diesem Fall ist die Symmetrie der Teilchenbewegung aufrecht zu erhalten.

Auffällig ist die starke Fokussierung des Strahls in beiden transversalen Ebenen in den gezeigten Fällen drei und vier. Es kommt in diesen Fällen zu hohen Ladungskonzentrationen und zusätzlichen defokussierenden Effekten aus dem Strahl heraus. Die oberen beiden Fälle erlauben in der vertikalen Strahlebene größere Amplituden und verteilen die Ladungen auf einen deutlich größeren Bereich.

Zusätzlich zum Verlauf der Betafunktion in den obigen Fällen wurden auch die realen Strahldimensionen berechnet. Betafunktionen und Bewegungsgleichungen hängen gemäß den im 2. Kapitel berechneten Zusammenhängen voneinander ab, und die Funktionsverläufe ähneln sich prinzipiell. Durch die Wurzelabhängigkeit ($\sqrt{\cdot}$) fallen die Fokussierungen zur Achse des Sollteilchens geringer aus. Es ändert sich jedoch nichts an der prinzipiellen Feststellung, dass in den beiden unteren Fällen höhere Stromdichten und somit zusätzliche defokussierende Effekte auftreten. Die Strahldimension bleibt in sämtlichen Fällen deutlich unter der im 2. Kapitel berechneten Grenze von 10 mm und eine stabile Speicherung ist möglich.

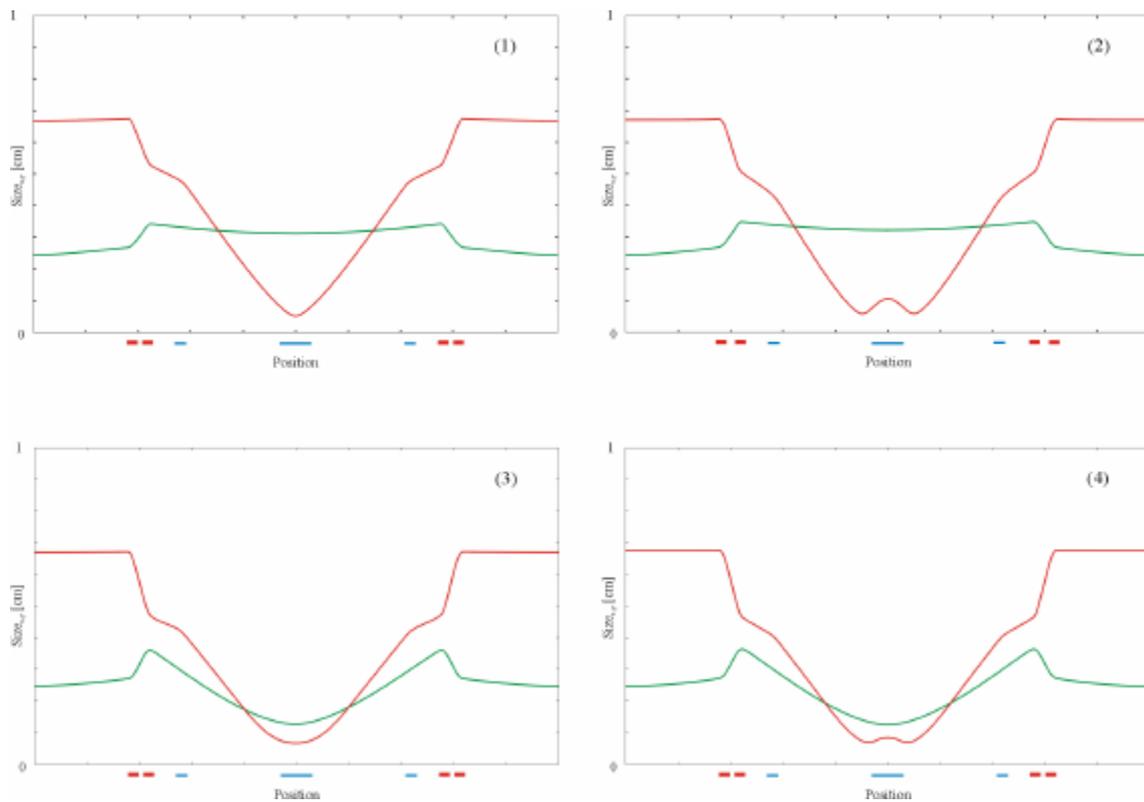


Abb. 5.11 Berechnete Strahldimensionen für eine „klassische“ Ringform

Ein abschließendes Urteil über die Stabilität der Teilchenbewegung in einem Speicherring ist nur dann möglich, wenn man die Arbeitspunkte der Trajektorien berechnet und insbesondere auch die *Spur* der gesamten Transformationsmatrix bestimmt.

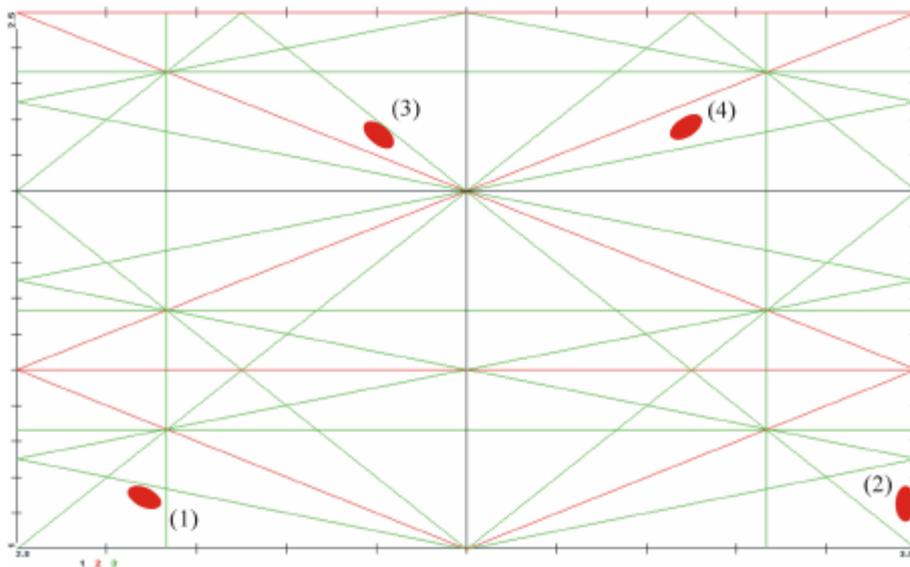


Abb. 5.12 Berechnete Arbeitspunkte eingezeichnet in einem tune-diagramm bis zur dritten Ordnung inklusive Koppel- und Summenresonanzen für eine „klassische“ Ringform

Wie im Resonanzdiagramm zu sehen, befinden sich die Arbeitspunkte in allen vier Fällen hinreichend weit von den Resonanzlinien entfernt. Weiterhin ist stets auch die Spur der Transformationsmatrix um den gesamten Ring kleiner als 2 und eine stabile Teilchenbewegung möglich. Die nachstehende *Tabelle 5.3* fasst die berechneten Parameter zusammen.

Arbeitspunkt	Parameter	Wert
(1)	Q_x	2.647
	Q_y	1.175
	Spur m	0.02
(2)	Q_x	3.496
	Q_y	1.142
	Spur m	0.024
(3)	Q_x	2.91
	Q_y	2.19
	Spur m	0.018
(4)	Q_x	3.23
	Q_y	2.196
	Spur m	0.117

Tabelle 5.3 Zusammenfassung der Parameter in einem elektrostatischen Ring „klassischer“ Bauform

Die nötigen Spannungen in den elektrostatischen Quadrupolen wurden berechnet und liegen in allen Fällen deutlich unter 1 kV. Als Beispiel seien die Gradienten für den ersten angeführten Fall genannt: $\nabla E_x = 0.147 \text{ kV/cm}^2$, $\nabla E_y = -0.152 \text{ kV/cm}^2$. Damit sind Spannungen von $U_x = 460 \text{ V}$ und $U_y = -476 \text{ V}$ an den jeweils gegenüberliegenden Elektroden nötig.

Auffällig an diesem Entwurf ist die relativ große Amplitude der Teilchenbewegung, die vor allem durch die langen Driftstrecken zwischen den 10° Plattendeflektoren und dem Zylinderdeflektor bedingt ist. Diese resultiert aus den Dimensionen des aufgebauten Viertelringsegments. Wie noch gezeigt werden wird, ist es für die praktische Handhabung eines solchen Rings enorm hilfreich, wenn der Zylinderdeflektor in einem liegenden Vakuumtank untergebracht ist. Rein geometrische Überlegungen machen dann entsprechend lange Driftstrecken zwischen den Elementen notwendig.

Die großen Dimensionen der Vakuumkammern des Viertelringsegments sind in einem endgültigen Ringaufbau nicht notwendig, weshalb ein zweiter Entwurf eines kreisförmigen Rings angefertigt wurde. In diesem Fall wurden die Driftstrecken zwischen den Elementen von 931 mm auf nur noch 300 mm reduziert. Die Strahldimensionen sind in den berechneten Fällen deutlich geringer, wie im Fall mit längeren Driftstrecken. Jedoch ist eine stärkere Fokussierung insbesondere zu Beginn notwendig und die Spannungen an den Quadrupolen müssen entsprechend höher ausfallen. Die für diesen Zweck vorgesehenen Netzteile bieten jedoch mit einem Spannungsbereich von $\pm 2 \text{ kV}$

genügend Reserven, um sämtliche Varianten realisieren zu können. Die Ergebnisse der Enveloppenberechnungen sind in *Abb. 5.27* zu sehen.

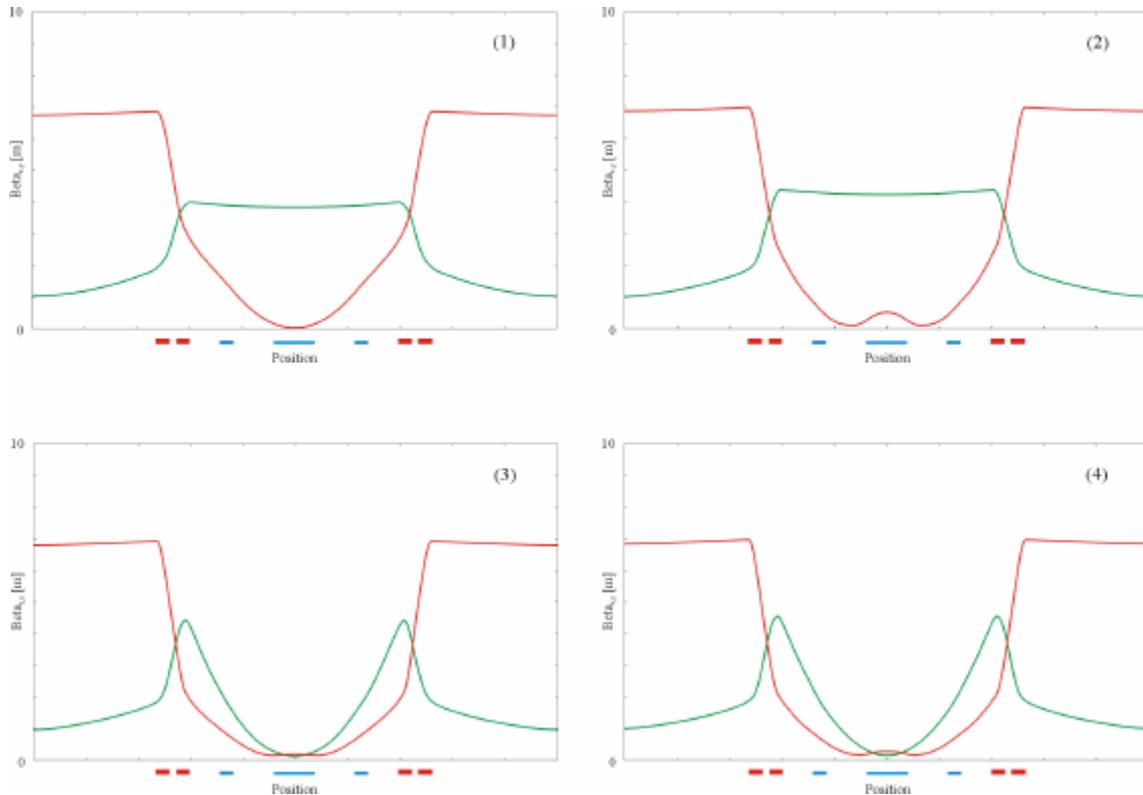


Abb. 5.13 Ergebnisse der Enveloppenberechnungen für einen „klassischen“ Ring mit kurzen Driftstrecken

Der generelle Verlauf der Betafunktion ist dem des vorhergehenden Entwurfs ähnlich. Die Amplituden sind jedoch um den Faktor 2 geringer. Erneut ist festzustellen, dass in den oberen Fällen - mit geringeren Q -Werten in der y -Ebene - die Ladungskonzentration in der Biegesektion deutlich niedriger ist und die Wahrscheinlichkeit von repulsiven Effekten entsprechend kleiner ist. In der horizontalen Ebene zeigt sich bei höheren Q -Werten, d.h. den Fällen 2 und 4, die fokussierende Wirkung des Zylinderdeflektors.

Durch die Reduktion der Driftstrecken zwischen den Elementen kann der Umfang eines solchen Rings von ursprünglich 20.67 m auf 15.62 m verringert werden. Betont werden soll an dieser Stelle, dass die Aufspaltung der 90° Biegung in drei unabhängige Elemente in diesem Entwurf nicht aufgegeben wurde, sondern lediglich Geometrieänderungen in den Vakuumkammern angenommen wurden, die ein engeres Zusammenführen der verschiedenen Elemente ermöglichen.

Die realen Abmessungen des Teilchenstrahls bleiben durch die Änderung der Ringgeometrie nun in beiden Ebenen stets unterhalb von 5 mm und bieten noch größere Reserven in Bezug auf die mechanische Apertur der Anlage. In Verbindung mit den Rechnungen zur dynamischen Apertur im 2. Kapitel folgt damit eine günstigere Strahldynamik für den Fall kürzerer Driftstrecken.

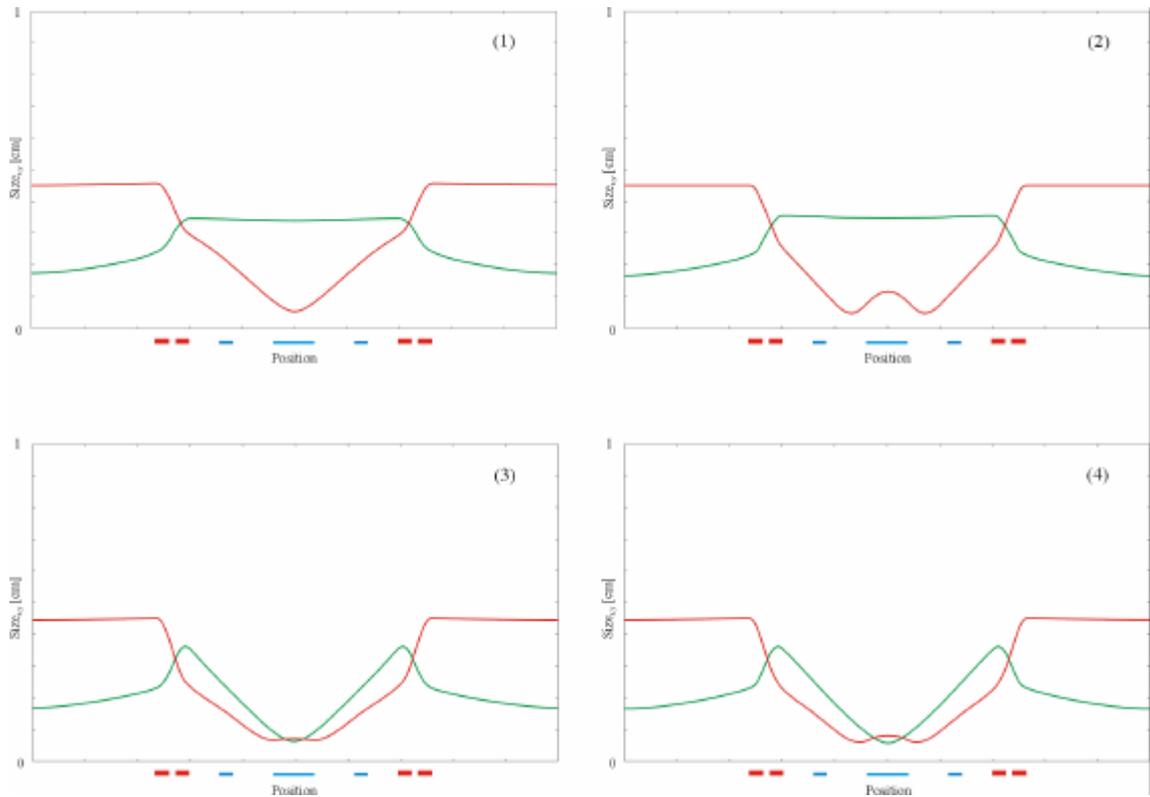


Abb. 5.14 *Transversale Dimension eines Teilchenstrahls „klassischer“ Form mit verkürzten Driftstrecken zwischen den Ablenkeinheiten*

Das Resonanzdiagramm für diesen Fall zeigt Abb. 5.15.

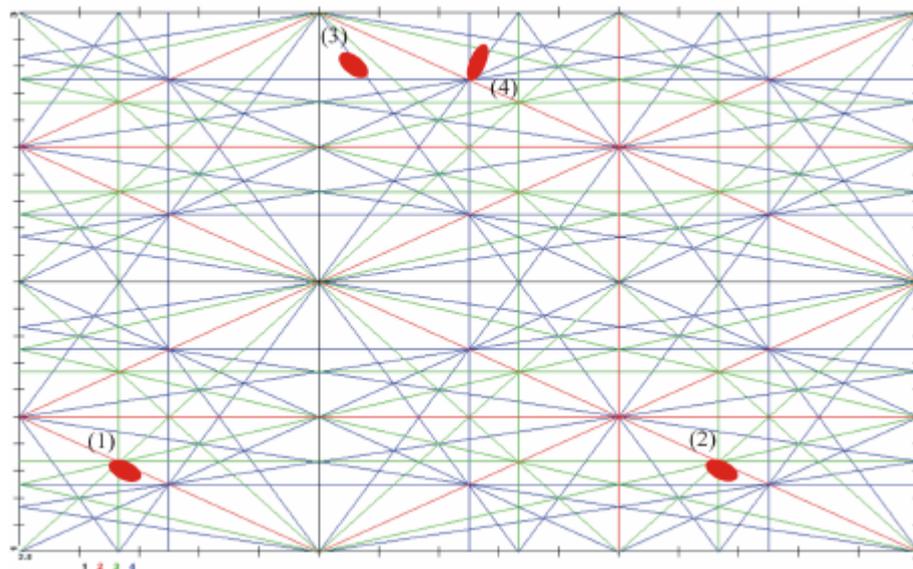


Abb. 5.15 *Resonanzdiagramm für einen „klassischen“ Ring mit verkürzten Driftstrecken*

Für diesen Fall sind die berechneten Parameter in *Tabelle 5.4* zusammengefasst.

Arbeitspunkt	Parameter	Wert
(1)	Q_x	2.66
	Q_y	1.32
	Spur m	0.056
(2)	Q_x	3.66
	Q_y	1.3
	Spur m	0.149
(3)	Q_x	3.06
	Q_y	2.82
	Spur m	0.001
(4)	Q_x	3.27
	Q_y	2.83
	Spur m	0.013

Tabelle 5.4 Zusammenfassung der Parameter in einem elektrostatischen Ring „klassischer“ Bauform mit verkürzten Driftstrecken

Die Strahlablenkung und –bündelung insbesondere hin zum Zylinderdeflektor muss in diesem Fall in einem deutlich kürzeren Bereich stattfinden, weshalb die zu wählenden Quadrupolfeldstärken stets größer sind, als im vorher berechneten Fall. Die Werte finden sich für alle vier Fälle in *Tabelle 5.5*. Der Aperturradius der Quadrupole beträgt stets 25 mm.

Arbeitspunkt	Wert _x	Wert _y
(1)	$\nabla E_x=0.227 \text{ kV/cm}^2$ $U_x=709 \text{ V}$	$\nabla E_y=-0.214 \text{ kV/cm}^2$ $U_y=-669 \text{ V}$
(2)	$\nabla E_x=0.267 \text{ kV/cm}^2$ $U_x=835 \text{ V}$	$\nabla E_y=-0.235 \text{ kV/cm}^2$ $U_y=-735 \text{ V}$
(3)	$\nabla E_x=0.314 \text{ kV/cm}^2$ $U_x=982 \text{ V}$	$\nabla E_y=-0.384 \text{ kV/cm}^2$ $U_y=-1,202 \text{ V}$
(4)	$\nabla E_x=0.321 \text{ kV/cm}^2$ $U_x=1,003 \text{ V}$	$\nabla E_y=-0.388 \text{ kV/cm}^2$ $U_y=-1,212 \text{ V}$

Tabelle 5.5 Quadrupolparameter für die vier Fälle stabiler Teilchenbewegung in einem ringförmigen Speicherring mit verkürzten Driftstrecken zwischen den Biegesektionen

5.2.2 „rennbahnförmige“ Geometrie

Neben einem ringförmigen Entwurf eines elektrostatischen Speicherringes wurde als zweite Geometrie ein „rennbahnförmiger“ Ring berechnet. Die Aufspaltung in der Ecksektion des Rings erweist sich in diesem Fall als zweckmäßiger, wenn man nur eine 10° Biegesektion verwendet und die restlichen 80° in einem Zylinderdeflektor erreicht. Zwischen den beiden Hälften wird noch ein zusätzlicher Quadrupol zur Fokussierung eingesetzt. Der gesamte Aufbau ist schematisch in *Abb. 5.16* dargestellt.

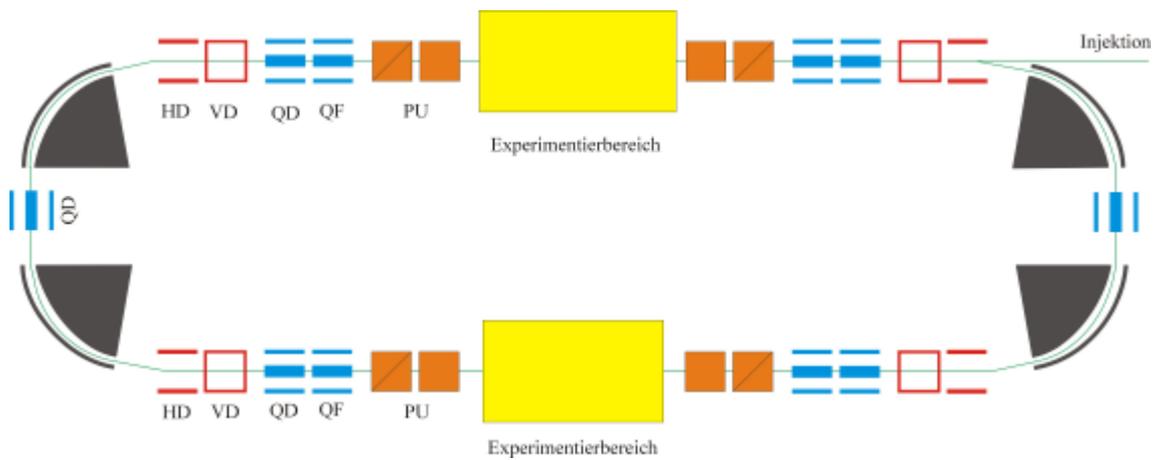


Abb. 5.16 Schematische Darstellung eines „rennbahnförmigen“ Ringlayouts

Dadurch kann der gesamte Aufbau auf eine Breite von deutlich unter 2 Metern gesenkt werden und es besteht die prinzipielle Möglichkeit, die gesamte Apparatur transportabel zu machen und an unterschiedlichen Experimentierplätzen zum Einsatz zu bringen. Die Injektion in den Ring muss in diesem Fall entlang einer der geraden Strecken des Rings erfolgen, da der Platz für die Injektion über einen schnellen Inflektor nicht mehr zur Verfügung steht.

Die Größe der Experimentierbereiche wurde identisch gehalten, ebenso die Abmessungen der verschiedenen optischen Elemente. Einziges modifiziertes Element ist der Zylinderdeflektor, dessen Feldstärke identisch bleiben kann, sich nun jedoch über einen größeren Winkelbereich erstreckt. Der Umfang dieser Ringgeometrie beträgt 9200 mm , der Abstand zwischen Zylinderdeflektor und Quadrupol 100 mm .

Die errechneten Betafunktionen zeigt *Abb. 5.17* auf der folgenden Seite.

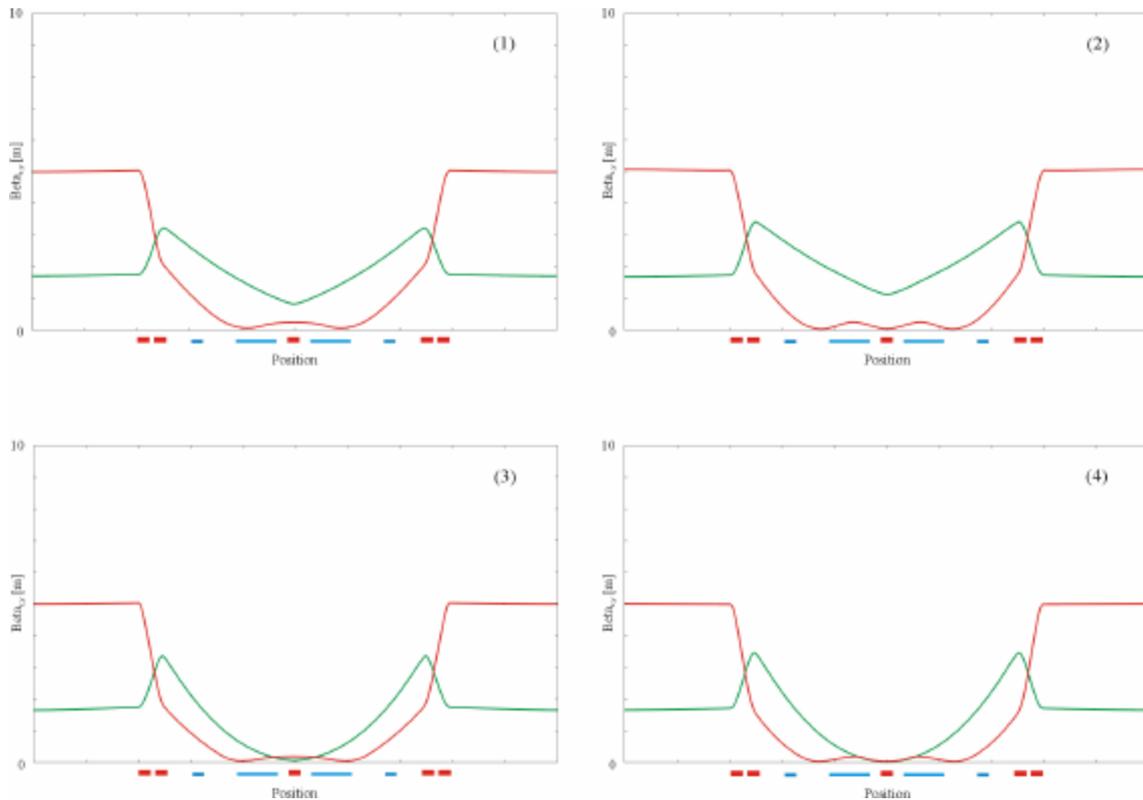


Abb. 5.17 Berechnete Betafunktionen für einen „rennbahnförmigen“ Ringentwurf mit zusätzlichem Quadrupol zur Fokussierung in der horizontalen Ebene

Die Amplitude der Betafunktionen konnte im direkten Vergleich mit den vorhergehenden Ringgeometrien noch einmal reduziert werden. Das grundsätzliche Strahlverhalten ist jedoch mit dem im ringförmigen Entwurf identisch. Der Strahl wurde anfänglich parallel in die Struktur hineingeschickt

In der horizontalen Phasenraumbene wird der Strahl zunächst stark fokussiert, erhält dann eine schwächere Defokussierung und hat seinen Symmetriepunkt in der Mitte der Biegesektion – in diesem Fall in der Mitte des zusätzlichen Quadrupols. In keiner der Ebenen besitzen die Funktionen einen Knoten und verlaufen mit wenigen Schwingungen durch die Struktur.

Erneut tritt im Fall höherer Q-Werte in beiden Ebenen eine stärkere Ladungskonzentration im Bereich der Biegesektion auf und stellt höhere Ansprüche an die Strahlkontrolle. Auch für diesen Fall wurden die Arbeitspunkte der vier stabilen Konfigurationen berechnet und die Bereiche, für die eine stabile Teilchenbewegung möglich ist, sind in der folgenden Abb. 5.18 eingezeichnet.

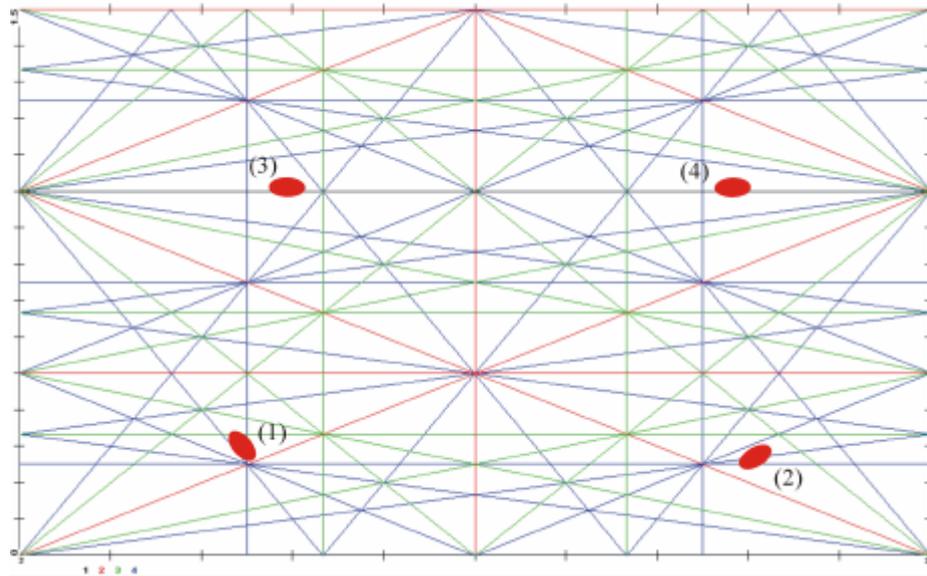


Abb. 5.18 Resonanzdiagramm für einen „rennbahnförmigen“ Ringentwurf mit 80° Zylinderdeflektoren

Neben der Tatsache, dass in den Fällen (3) und (4) erneut eine starke Strahlfokussierung in beiden transversalen Phasenraumebenen auftritt, befinden sich die Arbeitspunkte in der y -Ebene sehr nahe der ganzzahligen Resonanz $Q_y=1$. Unter Hinzunahme der Weite des Stoppbandes ist damit ein stabiler Strahlbetrieb kritisch und die Feldeinstellungen der Fälle (1) und (2) eignen sich besser. Die zu den verschiedenen Rechnungen gehörigen Strahldimensionen sind in Abb. 5.19 gezeigt.

Der Verlauf der Funktionen ähnelt auch hier wieder dem der Betafunktionen, Abb. 5.17. Die zusätzlichen Oszillationen in der vertikalen Ebene bei höheren Q -Werten tritt jedoch deutlicher in der Strahldimension selbst auf, wie in der Betafunktion. Die Dimensionen liegen in allen Fällen unterhalb von 7 mm, es treten keine Knotenpunkte auf und insbesondere in den Fällen (1) und (2) befinden sich die Arbeitspunkte hinreichend weit von störenden Resonanzlinien entfernt, so dass ein stabiler Strahlbetrieb möglich ist. Die zugehörigen Parameter sind in der folgenden Tabelle 5.6 aufgelistet.

Arbeitspunkt	Parameter	Wert
(1)	Q_x	2.248
	Q_y	0.295
	Spur m	0.182
(2)	Q_x	2.82
	Q_y	0.266
	Spur m	0.322

Tabelle 5.6

Berechnete Arbeitspunkte für die Fälle (1) und (2) für den Fall des „rennbahnförmigen“ Entwurfs

Die Spur der Transformationsmatrix durch die komplette Struktur ist in den berechneten Fällen stets kleiner als 2 und eine stabile Teilchenbewegung demzufolge möglich. Die Nähe zur ganzzahligen Resonanz und die starke Strahlfokussierung in den Fällen (3) und (4) erschweren jedoch den Betrieb und sollten daher nicht gewählt werden.

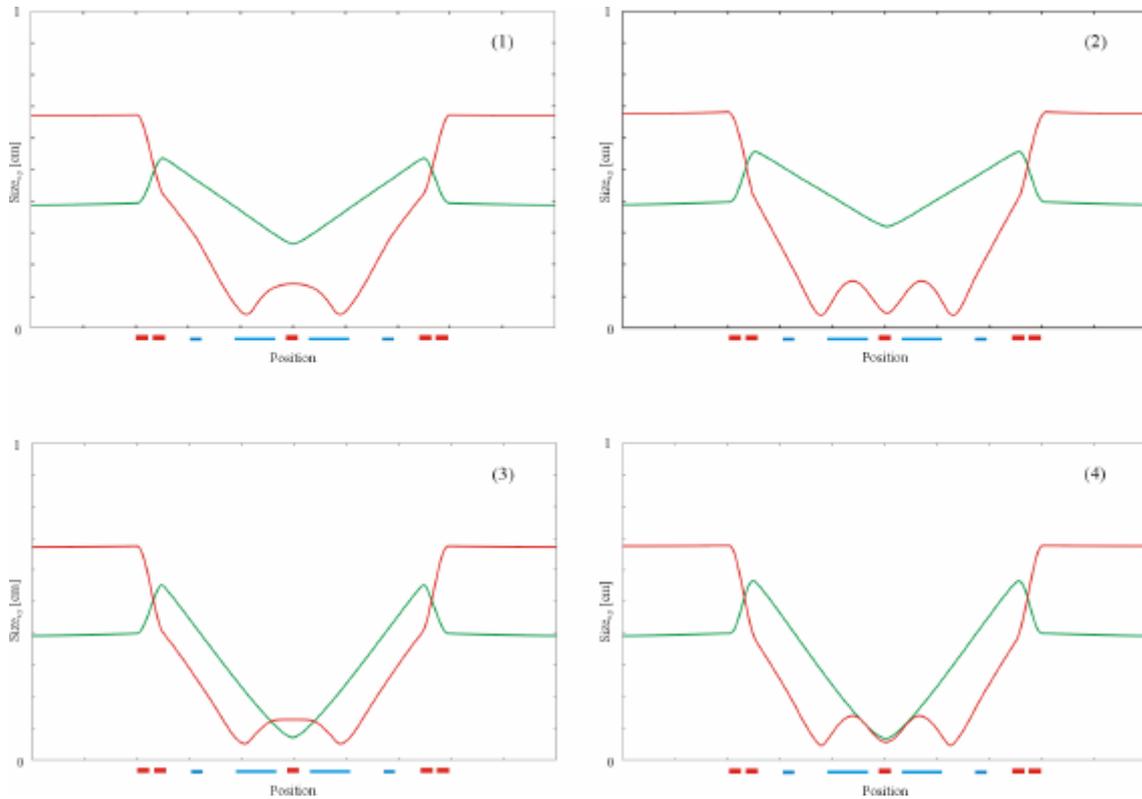


Abb. 5.19 Berechnete Strahldimensionen für ein „rennbahnförmiges“ Ringlayout mit zusätzlichem Quadrupol

Die Quadrupolkonstanten und zugehörigen Elektrodenspannungen für die Fälle (1) und (2) sind in Tabelle 5.7 zu finden.

Arbeitspunkt	Wert _x	Wert _y	Wert Quadrupol
(1)	$\nabla E_x = 0.244 \text{ kV/cm}^2$ $U_x = 761 \text{ V}$	$\nabla E_y = -0.242 \text{ kV/cm}^2$ $U_y = -754 \text{ V}$	$\nabla E = 0.172 \text{ kV/cm}^2$ $U_q = 539 \text{ V}$
(2)	$\nabla E_x = 0.264 \text{ kV/cm}^2$ $U_x = 827 \text{ V}$	$\nabla E_y = -0.246 \text{ kV/cm}^2$ $U_y = -770 \text{ V}$	$\nabla E = 0.127 \text{ kV/cm}^2$ $U_q = 397 \text{ V}$

Tabelle 5.7 Quadrupolkonstanten und zugehörige Elektrodenspannungen für ein „rennbahnförmiges“ Ringlayout mit zwei 80° Zylinderdeflektoren und zusätzlichem Quadrupol

Schließlich wurde als kompakteste Bauform eine „rennbahnförmige“ Geometrie verwendet, in dem auf den zusätzlichen fokussierenden Quadrupol zwischen den Biegesektionen verzichtet wird und stattdessen eine 160° Biegesektion zum Einsatz kommt.

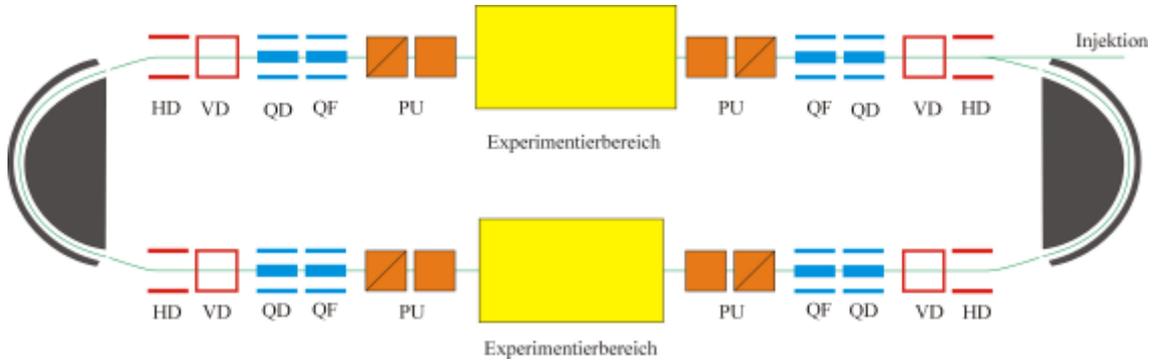


Abb. 5.20 Schematische Darstellung eines Speicherrings mit 160° Biegesektionen

Dadurch kann die Breite des Speicherrings auf rund 1 Meter verringert werden – bei gleich bleibender Größe der Experimentiersektionen. Es ist unter gegebenen Anforderungen an Experimente und Strahlparameter die kompaktest mögliche Bauform eines elektrostatischen Speicherrings.

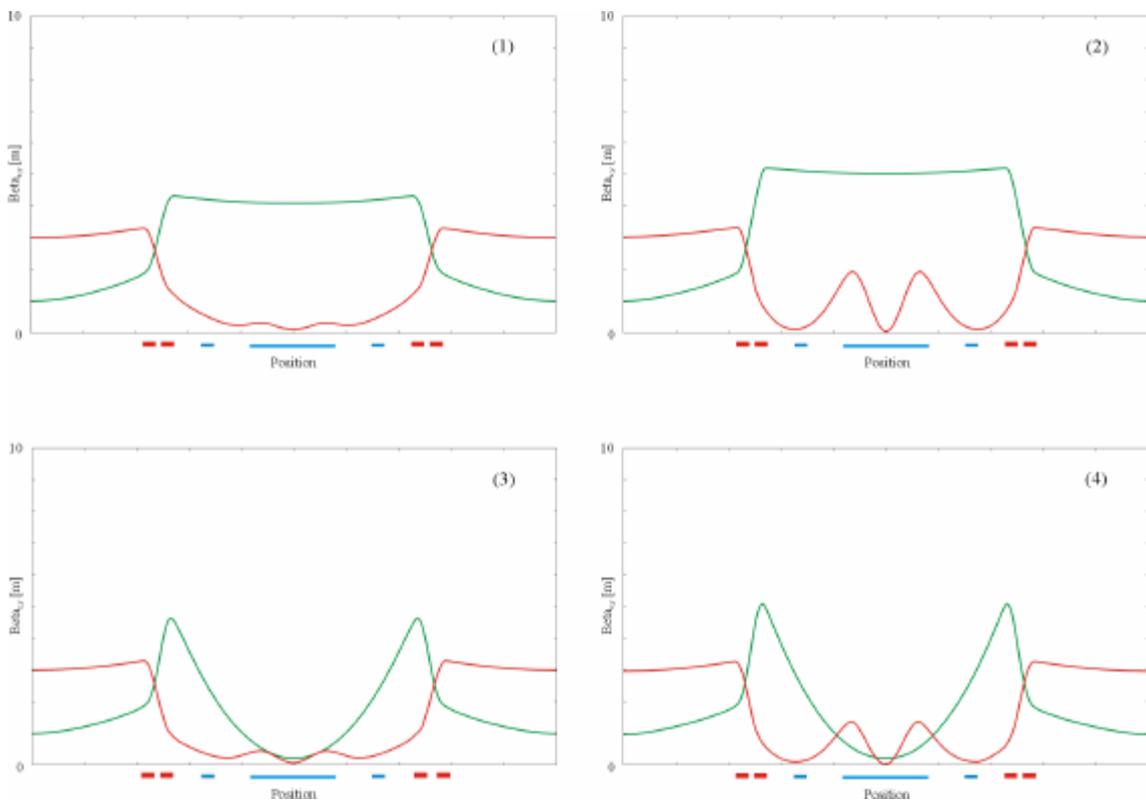


Abb. 5.21 Berechnete Betafunktionen für einen „rennbahnförmigen“ Speicherring mit kurzen Driftstrecken

Die Injektion ist auch in diesem Fall nur entlang der geraden Sektionen möglich, so dass einer der 10° Deflektoren während der Injektion abgeschaltet bleiben muss. Der Abstand zwischen dem Plattendeflektor und dem 160° Zylinderdeflektor wurde auf 30 cm verringert und damit die gute Zugänglichkeit der Elemente aus dem Testaufbau zugunsten niedrigerer Abmessungen aufgegeben. Die Felder in den Biegesektionen sind weiterhin identisch mit denen in den vorangegangenen Fällen, so dass in den Rechnungen nur die Länge des Zylinderdeflektors und die Driftstrecken zwischen den Elementen angepasst werden mussten.

Die resultierenden Betafunktionen zeigt *Abb. 5.21* auf der vorhergehenden Seite.

Bereits am Verlauf der Betafunktionen wird ersichtlich, dass diese Ringgeometrie einen homogenen Strahlverlauf erlaubt, als der Entwurf mit zusätzlichem Quadrupol. Die Amplituden der Betafunktionen konnten im direkten Vergleich der beiden Möglichkeiten auf rund die Hälfte gesenkt werden. Insbesondere die vertikale Phasenraumbene kommt nunmehr mit sehr geringen Modulationen aus.

Die elektrischen Gradienten und zugehörigen Spannungen in den Quadrupolen zur transversalen Strahlmodulation zeigt *Tabelle 5.8*.

Arbeitspunkt	Wert _x	Wert _y
(1)	$\nabla E_x = 0.265\text{ kV/cm}^2$ $U_x = 827\text{ V}$	$\nabla E_y = -0.235\text{ kV/cm}^2$ $U_y = -735\text{ V}$
(2)	$\nabla E_x = 0.351\text{ kV/cm}^2$ $U_x = 1,096\text{ V}$	$\nabla E_y = -0.276\text{ kV/cm}^2$ $U_y = -862\text{ V}$
(3)	$\nabla E_x = 0.329\text{ kV/cm}^2$ $U_x = 1,029\text{ V}$	$\nabla E_y = -0.365\text{ kV/cm}^2$ $U_y = -1,140\text{ V}$
(4)	$\nabla E_x = 0.378\text{ kV/cm}^2$ $U_x = 1,181\text{ V}$	$\nabla E_y = -0.389\text{ kV/cm}^2$ $U_y = -1,215\text{ V}$

Tabelle 5.8 Quadrupolparameter für die vier Fälle stabiler Teilchenbewegung in einem „rennbahnförmigen“ Speicherring mit verkürzten Driftstrecken zwischen den Biegesektionen

Wie im Falle des „klassischen“ Rings mit kurzen Driftstrecken sind auch hier die Quadrupolfeldstärken gegenüber einem Entwurf mit größeren Abständen zwischen den Elementen deutlich erhöht.

Ein zusätzlicher Symmetriepunkt findet sich auch hier in der Mitte der Biegesektion und kann als Randbedingung bei der Berechnung der Felder verwendet werden. Die Unterschiede in den Bewegungsamplituden beim Wechsel des Arbeitspunkts in der horizontalen Ebene treten hier deutlicher zutage wie in den vorherigen Fällen.

Abb. 5.22 zeigt die vier stabilen Arbeitspunkte in einem *tune-Diagramm* mit Resonanzen bis zur vierten Ordnung.

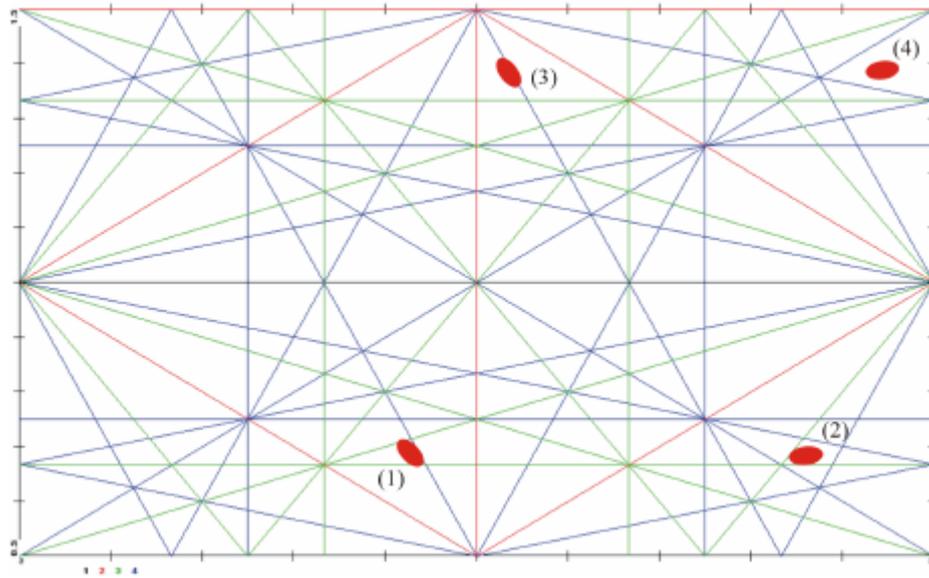


Abb. 5.22 Berechnete Arbeitspunkte für einen „rennbahnförmigen“ Speicherring mit 160° Zylinderdeflektoren, eingetragen sind Resonanzen bis zur 4. Ordnung

Sämtliche Arbeitspunkte befinden sich in ausreichender Entfernung störender Resonanzen und erlauben folglich eine stabile Speicherung der Ionen. Tabelle 5.9 fasst die berechneten Parameter zusammen.

Arbeitspunkt	Parameter	Wert
(1)	Q_x	2.432
	Q_y	0.681
	Spur m	0.013
(2)	Q_x	2.94
	Q_y	0.651
	Spur m	0.202
(3)	Q_x	2.518
	Q_y	1.387
	Spur m	0.004
(4)	Q_x	2.86
	Q_y	1.399
	Spur m	0.0797

Tabelle 5.9 Zusammenfassung der Parameter in einem „rennbahnförmigen“ Ring mit verkürzten Driftstrecken

Die realen Abmessungen des gespeicherten Strahls liegen in diesem Fall noch einmal unter denen der vorherigen Beispiele. Die berechneten Ausdehnungen in den beiden transversalen Ebenen zeigt *Abb. 5.23*.

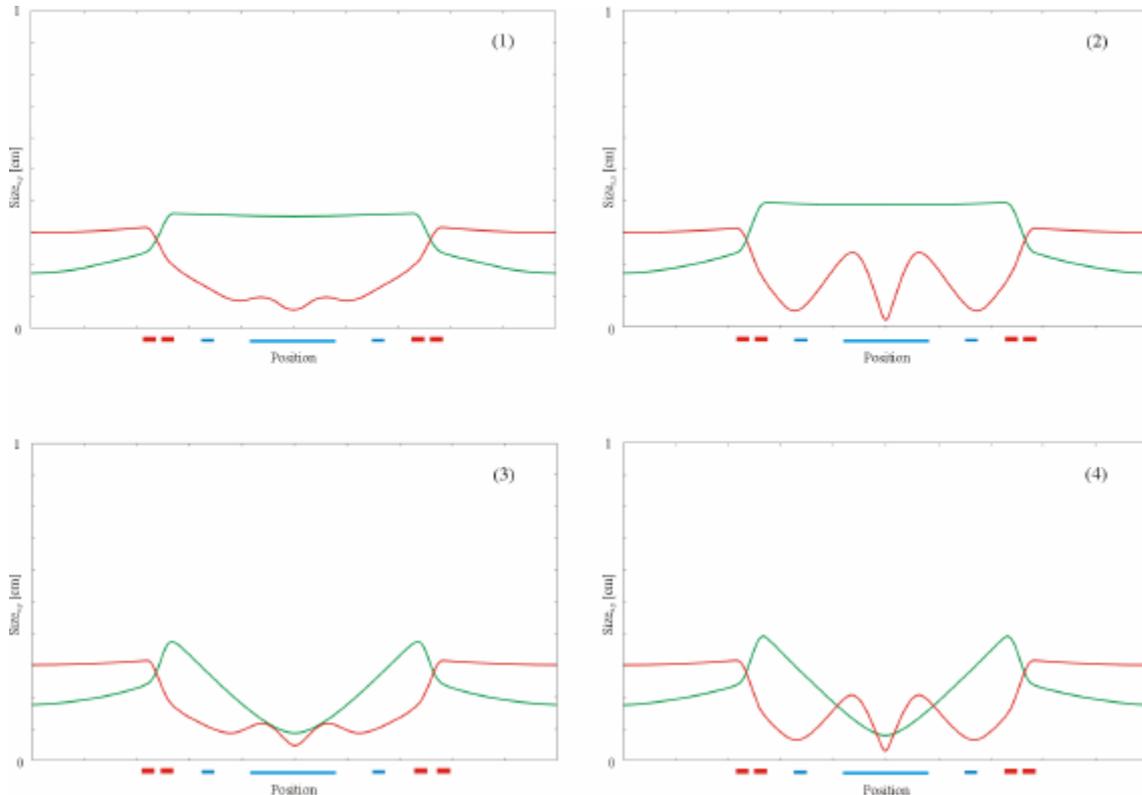


Abb. 5.23 Berechnete Ausdehnung des Strahls im Realraum für den Fall eines „rennbahnförmigen“ Speicherrings mit einem 160° Deflektor und kurzen Driftstrecken

Die radiale Dimensionen des Strahls liegen hier in jedem Fall unterhalb von 4 mm . Der Strahl ist während des gesamten Durchgangs durch die Struktur äußerst kompakt und die Schwingungsamplituden sehr gering.

Die Entscheidung für den einen oder anderen Entwurf hängt von den geplanten Experimenten ab. Ein ringförmiger Speicherring bietet deutlich großzügigere Platzverhältnisse und mehr Raum für zusätzliche Diagnose oder Experimentierelemente. Im Gegensatz dazu ist eine „rennbahnförmige“ Geometrie die unter gegebenen Randbedingungen, wie Größe der Experimentierplätze und Strahlenergie / -ladung, kompakteste Bauform und ermöglicht eventuell sogar den Transport der kompletten Apparatur.

Bei Verzicht auf die gute Zugänglichkeit der einzelnen Elemente im Ring durch Einsatz kleinerer Vakuumkammern können die Längen der Driftstrecken deutlich verkürzt werden und geringere Strahlamplituden werden möglich. Gleichzeitig müssen jedoch die Feldstärken in den Quadrupolpaaren anwachsen, da die Fokussierung des Strahl in diesem Fall auf einer kürzeren Strecke erfolgen muss.

5.3 Aufbau eines Ringviertels

Im Verlauf der vorliegenden Arbeit wurden nicht nur die Bewegungen von Ionen in einem elektrostatischen Speicherring detailliert untersucht, sondern auch sämtliche für den Bau einer solchen Maschine nötigen Elemente entworfen und gebaut. Insbesondere wurde zur Lösung der technischen Probleme ein kompletter Viertelring mit den Parametern der vorherigen Abschnitte aufgebaut und die Elemente in diesen integriert.

Wie zuvor beschrieben, bietet sich aus mehreren Gründen die Aufspaltung der 90° Strahlablenkung in drei einzelne Biegesektionen an – genauer in zwei 10° Deflektoren mit parallelen Elektroden und einem Zylinderdeflektor, der den Strahl um die restlichen 70° ablenkt.

Der Großteil der Strahlablenkung findet in den Zylinderdeflektoren statt. Dabei handelt es sich um zwei Kupferelektroden mit einem mittleren Radius von 250 mm und einem inneren Plattenabstand von 30 mm . Die Höhe einer jeden Elektrode beträgt 70 mm . Sie sind über Keramiken mit einem Edelstahlgestell verbunden, welches zugleich oberhalb und unterhalb der Elektroden eine abschirmende Wirkung auf das elektrische Feld ausübt. Zusätzlich wird das Feld durch geerdete Blenden an Ein- und Ausgang des Deflektors beschränkt. Diese folgen der Krümmung der Deflektorplatten und befinden sich in einer Entfernung von 10 mm vom Hauptgestell. Eine kreisrunde Öffnung mit einem Durchmesser von $d_{\text{Blende}}=30\text{ mm}$ beschränkt außerdem die transversale Strahldimension und fängt zu stark divergierende Ionen ab, damit sie nicht auf die Elektrodenoberfläche treffen können.

Eine qualitative Veranschaulichung der Eingrenzung des elektrischen Feldes auf einen kleinen Bereich außerhalb der Elektroden bietet der numerisch berechnete Feldverlauf in *Abb. 5.24*.

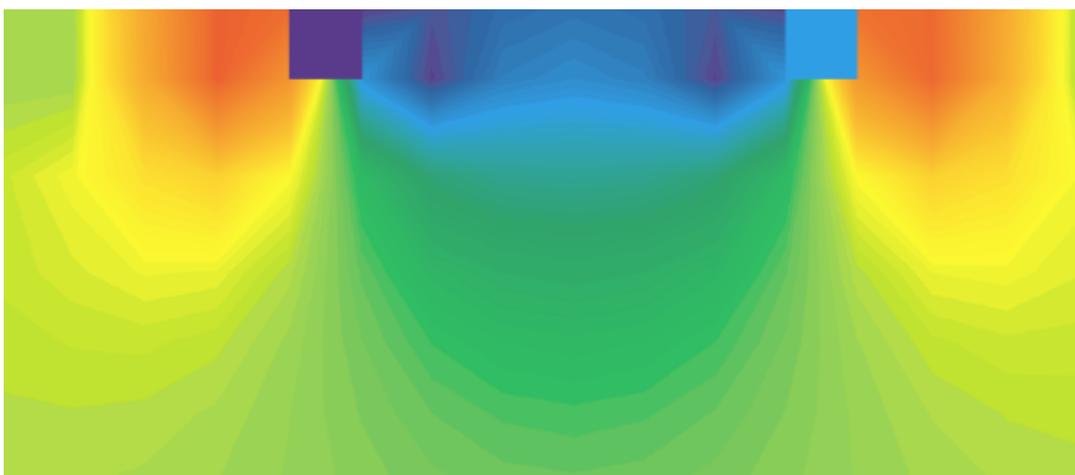


Abb. 5.24 Mit MAFIA berechneter Feldverlauf für den Fall geerdeter Blenden im Außenbereich des Zylinderdeflektors bei installierter Blende

Bereits wenige mm von den Elektrodenenden entfernt treten keine größeren Feldpegel mehr auf; die Bahnverschiebung und zusätzliche ablenkende Wirkung des Randfeldes kann durch den Einsatz dieser Blenden deutlich reduziert werden. Die effektive Feldgrenze liegt im Falle des 70° Deflektors rund 4.5 mm außerhalb der Elektroden.

Wie im Abschnitt 5.2 gezeigt, betragen die für die Strahlablenkung nötigen Spannungen bei einer Strahlenergie von 50 keV und einfach geladenen Ionen $U = \pm 6.0\text{ kV}$. Die entsprechenden Feldverläufe wurden für den Fall mit und ohne geerdete Blenden mit MA-FIA berechnet und sind in der nachstehenden Abb. 5.25 gemeinsam dargestellt.

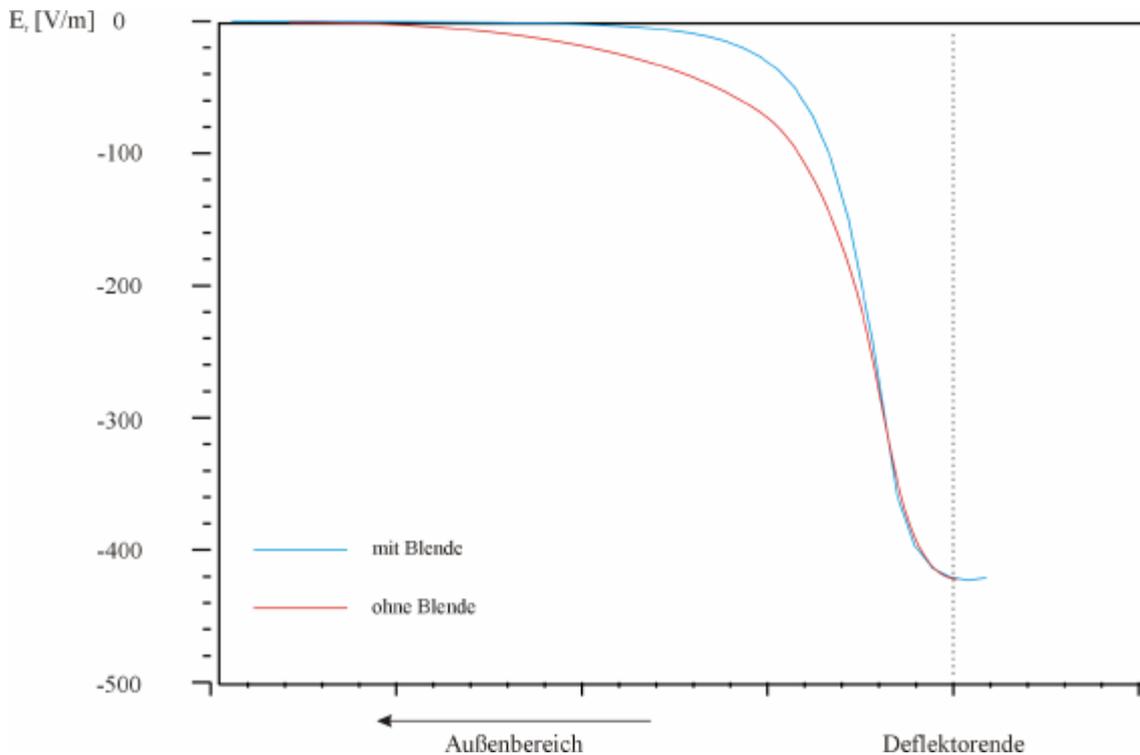


Abb. 5.25 Berechnete Feldstärken im Außenbereich des 70° Deflektors bei angelegten Spannungen von $\pm 6\text{ kV}$

Die im Randbereich der Deflektoren auftretenden Felder verursachen nicht nur eine Verschiebung der Teilchenbahnen, sondern verringern auch die dynamische Apertur des Strahls und damit die maximal speicherbaren Ströme. Um diese Abhängigkeit genauer zu untersuchen, wurde der komplette Speicherring unter Ausnutzung seiner Symmetrien mit hoher Genauigkeit in das Programm SIMION eingegeben. Zur Veranschaulichung zeigt Abb. 5.26 beispielhaft den Durchgang einzelner Ionen durch die optischen Elemente.

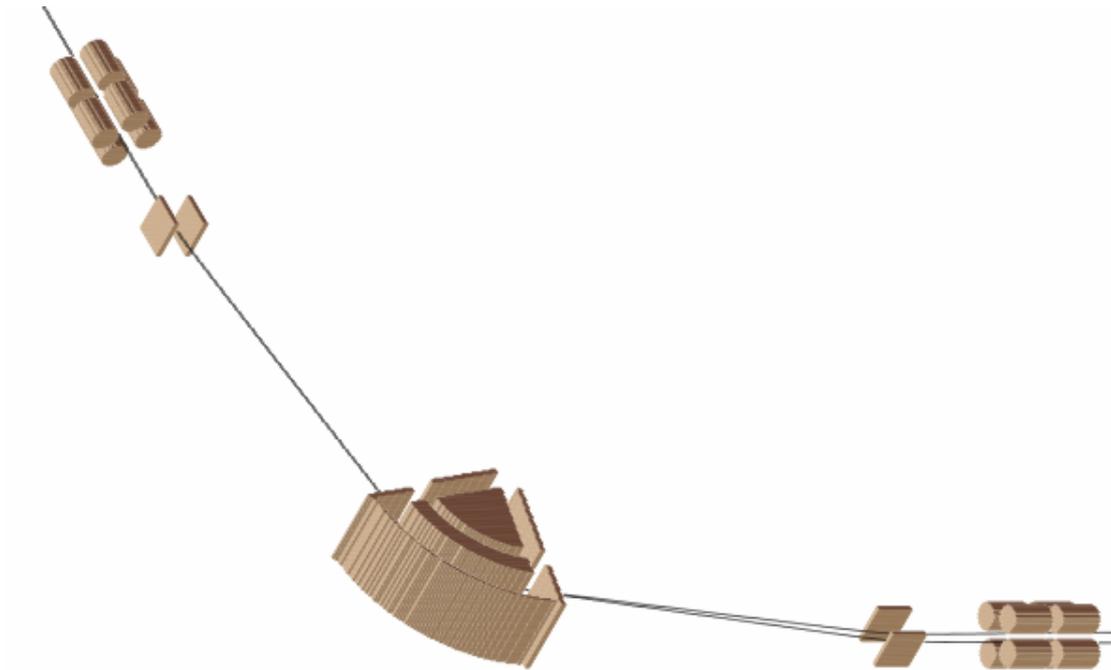


Abb. 5.26

Teilchenbewegung durch ein in SIMION eingegebenes Ringviertel

Einzelne Teilchen wurden mit verschiedenen Anfangsparametern und insbesondere unterschiedlichen Ablagen von der Bahn des Sollteilchens durch reale dreidimensionale Feldverteilungen geschickt. Die an den Elektroden anliegenden Spannungen sind dabei Ergebnis der Enveloppenberechnungen in verschiedenen Matrizenprogrammen.

In den numerischen Rechnungen wurde die Abhängigkeit der erreichbaren Speicherzeiten von der anfänglichen Position eines Teilchens untersucht. Der Einfluss der geerdeten Blenden auf die Größe der dynamischen Apertur konnte in diesen Rechnungen gezeigt werden. In der nachstehenden Abb. 5.27 sind zum Vergleich die Speicherzeiten als Funktion der Anfangsposition für zwei verschiedene Fälle geplottet.

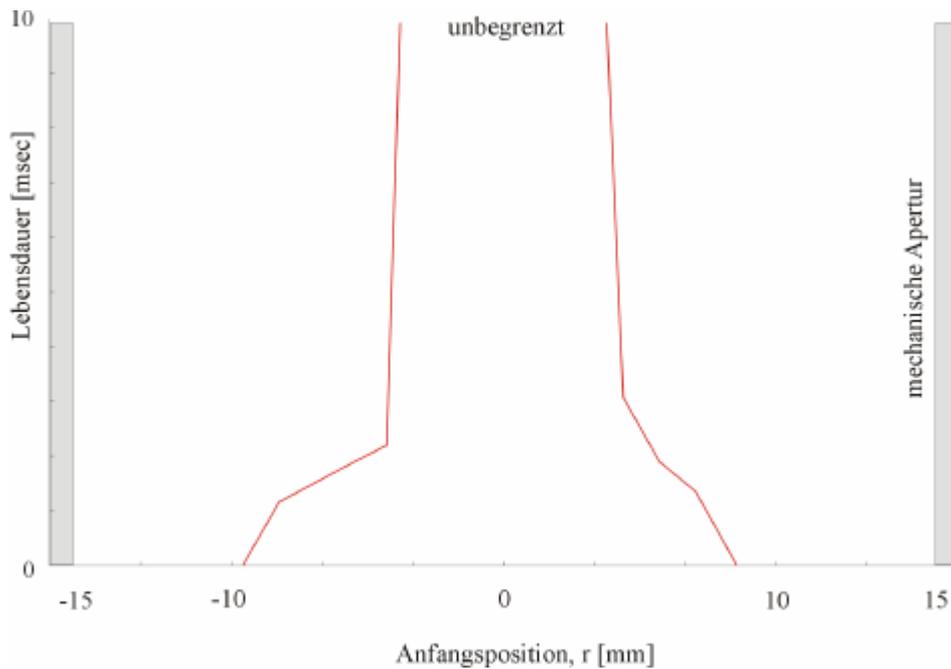


Abb. 5.27 Erreichbare Speicherzeit als Funktion der anfänglichen Ablage vom Sollorbit eines Teilchens der Energie $E=50 \text{ keV}$

Beim Aufbau des Viertelringsegments wurde großer Wert auf gute Zugänglichkeit der verschiedenen Strahlführungs- und Diagnosekomponenten gelegt. Dies erlaubt unterschiedliche Elektrodenlayouts und die Integration zusätzlicher Messelemente zu Testzwecken. Insbesondere die Probleme bei der Ursachenanalyse der anfänglichen Instabilitäten am Ring ELISA beim Speichern höherer Ströme [Mø1 00] verdeutlichten das noch unvollständige Verständnis der Teilchendynamik in elektrostatischen Ringen und die Notwendigkeit genauerer Untersuchungen in Form numerischer Simulationen und experimenteller Optik. Als praktische Lösung wurde für die 70° Biegesektion eine liegende, runde Vakuumkammer ausgewählt, Abb. 5.28.

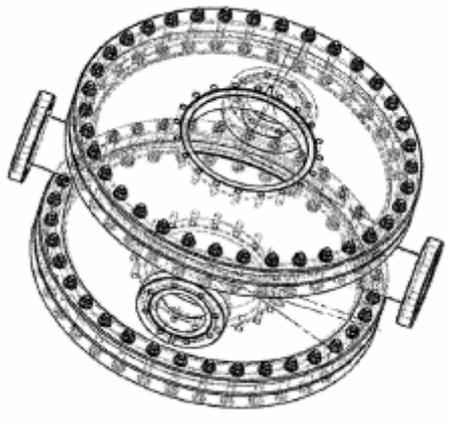


Abb. 5.28 3D-Isoansicht der Vakuumkammer des Zylinderdeflektors

An Boden- und Deckelplatte des Tanks wurde jeweils ein *CF 150* Flansch eingearbeitet, so dass eine Vakuumpumpe und umfangreiche Diagnostik auf diesem Wege leicht in den Aufbau integriert werden können. Zusätzlich wurden zwei *CF 63* Flansche mit Rohransatz und zwei eingesenkte *CF 63* Flansche an den jeweils gegenüberliegenden Seiten in die Kammer integriert. Dieser Rückgriff auf Standardkomponenten konnte die Fertigungskosten deutlich senken und macht die Kammer auch für andere mögliche Modifikationen zugänglich. Aus diesen geometrischen Abmessungen ergibt sich automatisch die Notwendigkeit, den Zylinderdeflektor dezentral in den Tank einzusetzen. Unter einem Winkel von 55° tritt der Strahl in den Tank ein, wird um 70° im Innern gebogen und verlässt die Kammer auf der gegenüberliegenden Seite wieder unter einem Winkel von 55° . Dieser doch recht große Austrittswinkel wird durch die eingesenkten Flansche ermöglicht. Die Parameter der Kammer sind in *Tabelle 5.10* zusammengefasst.

Größe	Wert
Material	Edelstahl <i>1.4403</i>
Durchmesser	<i>375 mm</i>
Höhe	<i>200 mm</i>
Dicke der Deckel	<i>25 mm</i>
Flansche	2 x <i>CF150</i> 2 x <i>CF63</i> eingesenkt 2 x <i>CF63</i> mit Rohransatz
Vakuumbehandlung	<i>innen</i> : elektropoliert <i>außen</i> : Glasperlgestrahlt
Leckrate	$< 1 \cdot 10^{-10} \text{ mbar} \cdot \text{l} / \text{sec}$
Abgasrate	$< 1 \cdot 10^{-12} \text{ mbar} \cdot \text{l} / \text{sec}$

Tabelle 5.10

Parameter der Vakuumkammer des Zylinderdeflektors

An beide Seiten dieser Kammer ist ein 35° Adapterflansch angebracht, der in ein rund *70 cm* langes Strahlführungsrohr mit einem Innendurchmesser von *100 mm* mündet. In der Mitte dieser Driftstrecke befindet sich ein *CF63* Flansch für zusätzliche Strahldiagnose. Am Ende knickt das Rohr um die verbleibenden 10° ab und führt zu den Vakuumkammern der sich anschließenden optischen Elemente. Damit neutrale Teilchen die geraden Strecken ungehindert verlassen können und z.B. das Einbringen von Elektronenstrahlen möglich ist, verlängert ein konzentrisch verlaufendes Rohr mit *63 mm* Durchmesser die Seiten des Rings.

Einen Überblick über den Eckbereich mit liegender Vakuumkammer liefert *Abb. 5.29*.

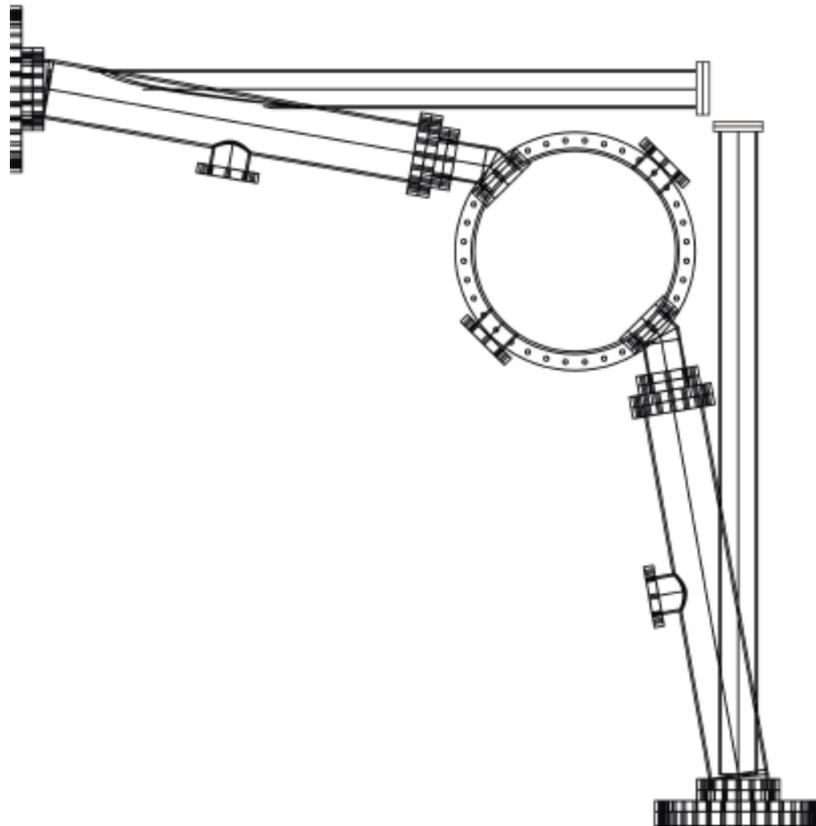


Abb. 5.29

Übersicht über eine 90° Biegesektion

Auch während der Entwurfsphase der übrigen Vakuumtanks standen praktische Aspekte im Vordergrund. So wurden die Dimensionen sämtlicher Kammern deutlich großzügiger gewählt, wie es für einen späteren Speicherring notwendig ist. Die dadurch gewonnene zusätzliche Flexibilität und Erweiterungsfähigkeit stellen aber gerade Hauptmotive für den Aufbau eines Ringviertels dar.

Die 10° Deflektoren mit parallelen Platten entsprechen in ihrem Aufbau einem schnellen Inflektor im Injektionsbereich. Sie werden jeweils in Paaren eingesetzt, wobei neben der horizontalen Ablenkung Korrekturen der vertikalen Teilchenbewegung durch einen um 90° rotierten Deflektor erzielt werden. Dieser kommt mit sehr geringen Spannungen im Bereich einiger 100 V aus; eine exakte Potentialbestimmung während der Experimente ist in diesem Fall besonders wichtig.

Wie in *Abb. 5.30* gezeigt, befinden sich zwei Kupferelektroden mit einer Fläche von $100\text{ mm} \times 70\text{ mm}$ in einem Abstand von 50 mm . Gelagert auf Aluminiumoxidisolatoren werden sie von einem Edelstahlgestell gehalten. Die zu einer Strahlablenkung von 10° notwendigen Spannungen auf den Elektroden betragen $U = \pm 4.41\text{ kV}$.

Bei einer Länge der Keramikhülsen von 10 mm ist die Wahrscheinlichkeit elektrischer Überschlüge vernachlässigbar. Jede Elektrode wird an zwei unterschiedlichen Punkten mit dem Netzteil verbunden, so dass mittels Strommessung aus dem Außenbereich der Vakuumkammer die Kontaktierung der Elektroden bequem überprüft werden kann.

Als Vakuumkammer für diese Elektroden wurde ein 300 mm langer Tank gebaut, der über zwei $CF35$ Flansche und einen $CF63$ Flansch verfügt. Eine Vielfach-Stromdurchführung bringt die Spannungen auf die Elektroden. Die montierten Elektroden sind in *Abb. 5.30* zu sehen.

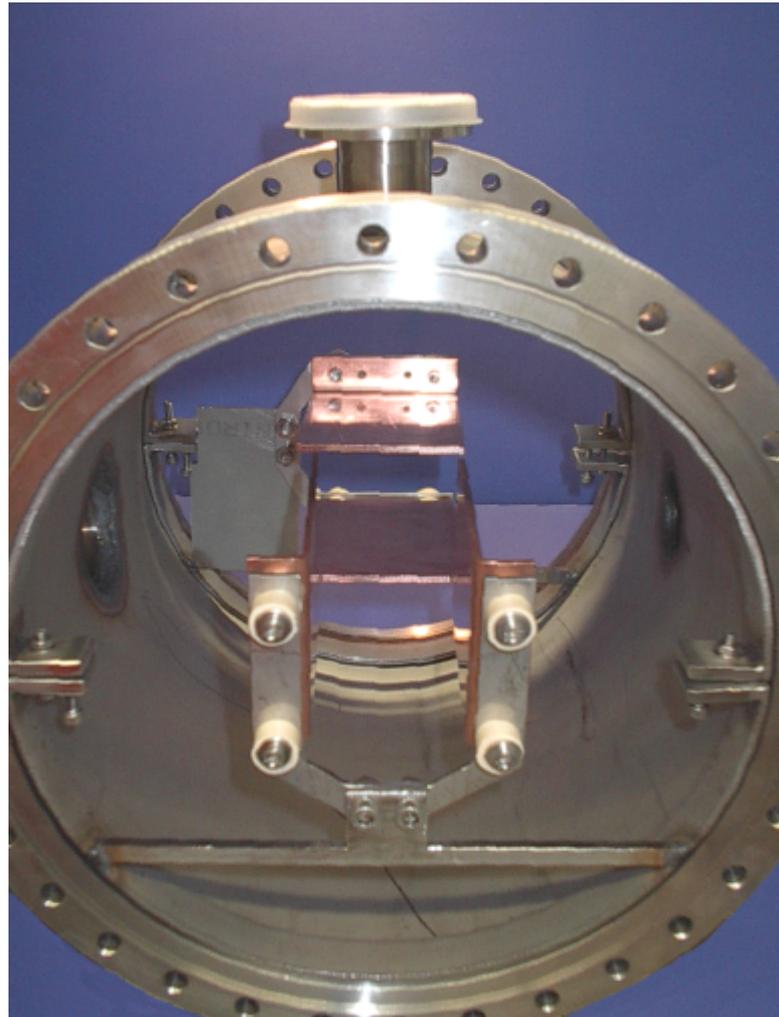


Abb. 5.30

Montierte 10° Deflektoren in der Vakuumkammer

Zur Modulation der transversalen Strahldimensionen werden Quadrupoldoublets verwendet, von denen sich bereits im Viertelringsegment je eines vor und hinter der Biege-sektion befindet. Die Vakuumkammer dieser fokussierenden Linsen gleicht prinzipiell derjenigen der 10° Deflektoren mit dem Unterschied, dass ein zusätzlicher $CF100$ Flansch zum Anschluss einer weiteren Vakuumpumpe genutzt werden kann.

Die Quadrupolelektroden wurden aus 3 mm starkem SF Kupfer gefertigt. Jeweils vier zylinderförmige Elektroden mit einem äußeren Radius von 29 mm und einer Länge von 100 mm bilden eine (de-)fokussierende Linse. Der Abstand zwischen den einzelnen Linsen beträgt 50 mm . Fixiert werden die Elektroden über zwei Halterungen an der Rückseite jeder Elektrode. Pro Halterung sorgen dünne Keramikhülsen für eine elektrische Isolation der Elektroden. Sie finden gleichzeitig als Abstandshalter Verwendung. Fertig im Tank montierte Quadrupollinsen zeigt *Abb. 5.31*.

Schließlich befinden sich die Diagnoseelemente dieses Ringsegments in je einer weiteren 400 mm langen Vakuumkammer. Neben einem Pickup Sondenpaar zur Aufzeichnung der Strahlposition befinden sich zwei mechanische, in den Strahl hineinfahrbare Blenden, sogenannte „*Scraper*“, in diesem Tank. Diese können über Mikrometerschrauben in die Tankmitte eingefahren werden und sind in *Abb. 5.32* gezeigt.

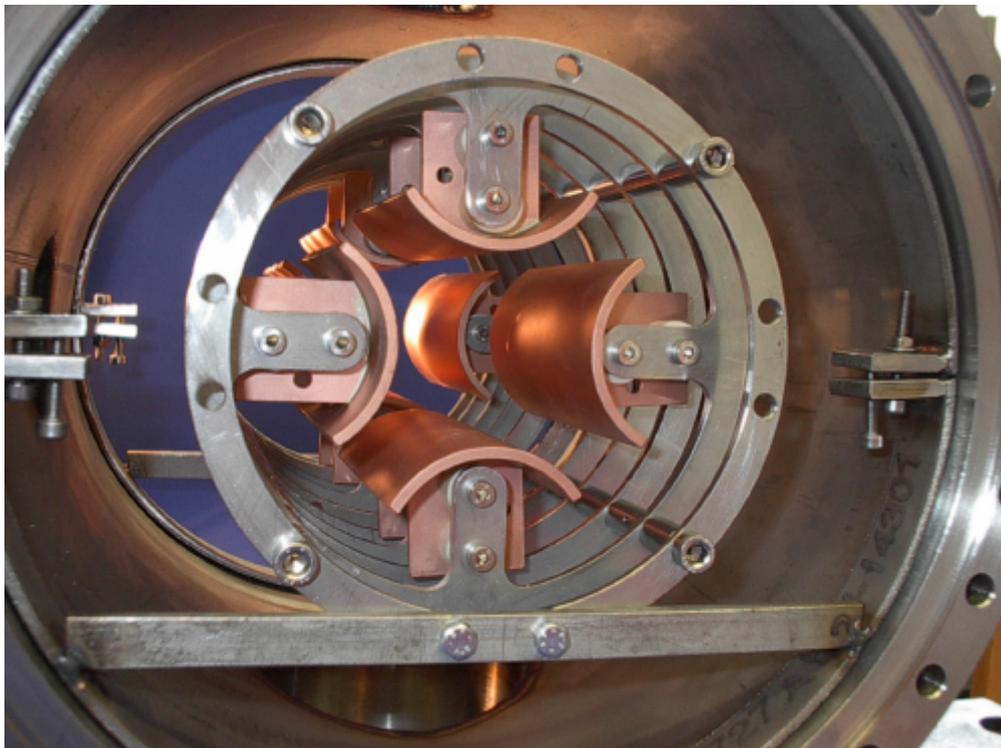


Abb. 5.31

Aufnahme eines fertig montierten Quadrupoldubletts

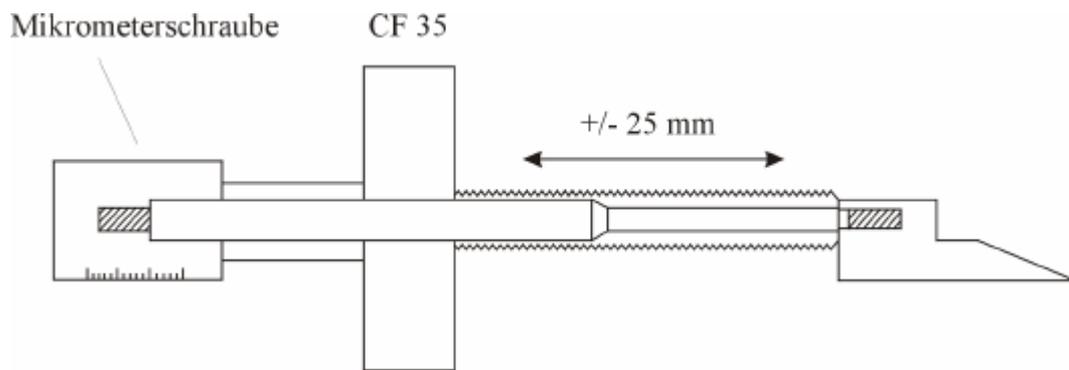


Abb. 5.32 Schnittzeichnung eines mechanischen Scrapers

Einen Blick in den geöffneten Tank mit installierten Pickup Elektroden zeigt nachstehende Abb. 5.33.

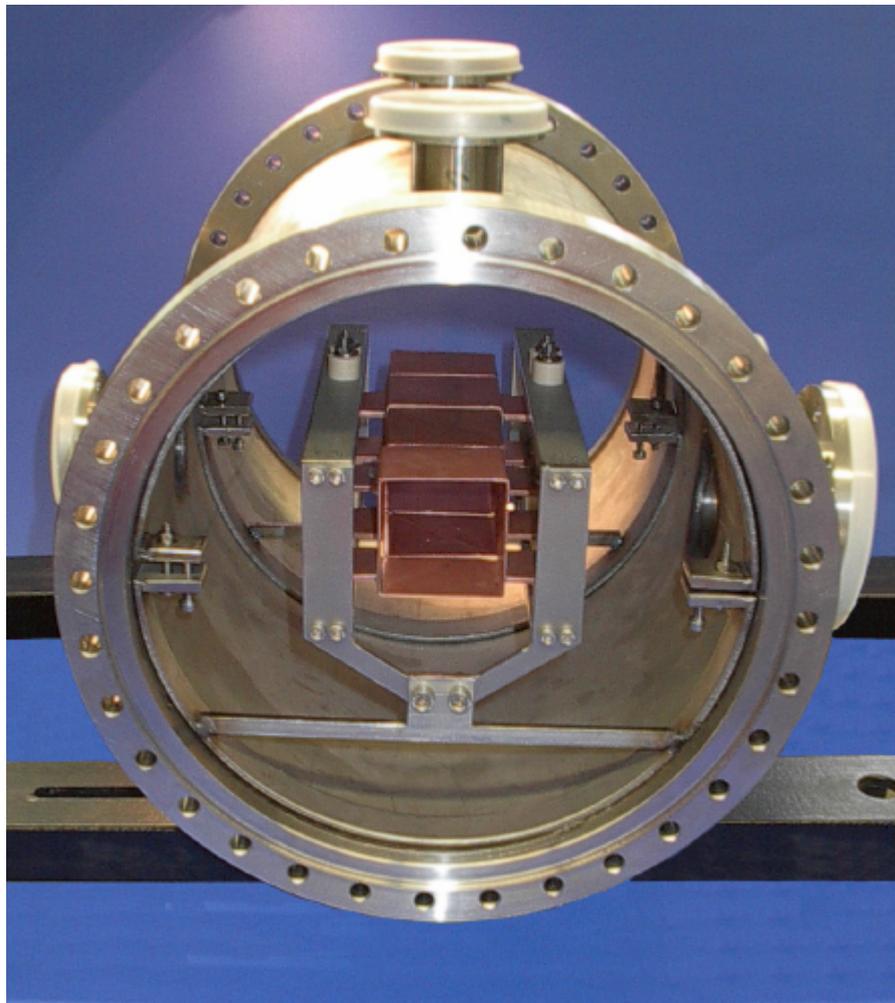


Abb. 5.33 Blick in die geöffnete Vakuumkammer mit installierten Strahlpositionsmonitoren

Zur Variation der Kapazität zwischen Pickup-Elektroden und Außentank können zusätzliche Edelstahlplatten an die Elektrodenhalterung angebracht werden. Das Signal wird verstärkt und mit Hilfe des digitalen Speicheroszilloskops aufgezeichnet. Der maximale Strahldurchmesser wird an der Stelle mit der kleinsten mechanischen Apertur bestimmt. Im vorliegenden Fall sind dies die Blenden des Zylinderdeflektors mit einem Durchmesser von 30 mm. Die transversalen Dimensionen des Strahls können durch die Gesamtzahl von vier unabhängigen elektrostatischen Quadrupollinsen in einem weiten Bereich verändert werden.

5.3.1 Vakuumsystem

Die Überlegungen zur Störung der idealen Teilchendynamik im 2. Kapitel haben deutlich die Abhängigkeit erzielbarer Speicherzeiten vom Vakuumenddruck gezeigt. Während bei einem injizierten Strahlstrom von wenigen nA und Speicherzeiten von einigen Sekunden Enddrücke von $p \approx 10^{-12}$ mbar erzeugt werden sollten, kann der Enddruck in einem Viertelringsegment, in dem der Strahl nur ein Mal durchtreten muß, höher liegen. Die Ionen können in diesem Fall kontinuierlich injiziert werden und müssen die Sektion nur ein einziges Mal durchqueren. Zum Evakuieren der Vakuumkammern des Viertelrings wurden Turbomolekularpumpen mit einer Pumpleistung von 500 l/sec an den CF150 Flansch der Eckkammer angeschlossen, wie in Abb. 5.34 dargestellt.

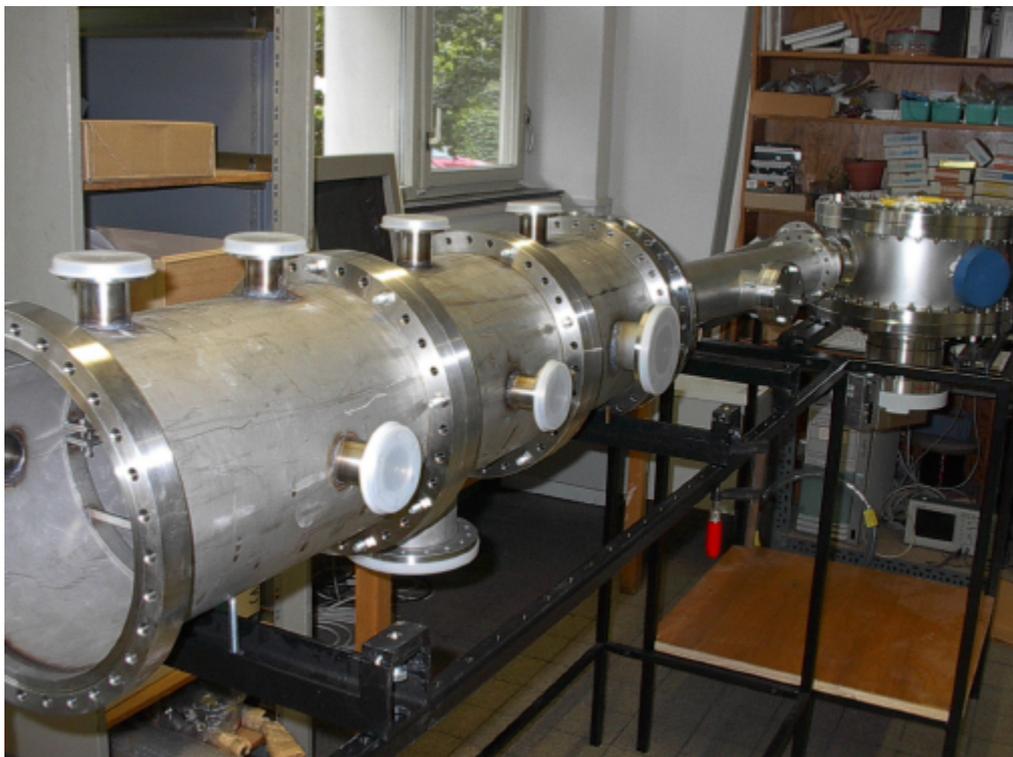


Abb. 5.34

Aufnahme des Ringviertels

Mit dem speziellen Edelstahl, der für die Eckkammer und die y-Stücke verwendet wurde, werden nach intensivem Ausheizen bereits mit dieser Pumpkombination Drücke unterhalb von $1 \cdot 10^{-10}$ mbar erreichbar sein.

Zum Messen des Drucks in dem Ringsegment wird eine Bayard-Alpert Messröhre verwendet. Dabei handelt es sich um ein Glühkathoden-Ionisationsmanometer. Aus einer geheizten Kathode treten Elektronen aus und ionisieren auf dem Weg zur Anode Restgasatome. Diese werden von einem Ionenkollektor im Innern des zylindrischen Anodengitters aufgesammelt und stellen ein Maß für den Druck in der Vakuumkammer dar.

5.3.2 *Kontrollsystem und Strahldiagnose*

Bereits in dem am IAP aufgebauten Viertelringsegment bestimmen nicht weniger als 10 unterschiedliche Netzteile die Felder in den verschiedenen optischen Elementen des Rings. Insgesamt 4 Pickup Elektrodenpaare werden zur Strahldiagnose eingesetzt und zusätzliche Kontroll- und Steuerelemente sind für die Vakuumerzeugung vorgesehen. Diese Vielzahl an verschiedenen Parametern ist manuell nur schwer zu kontrollieren. Die Variation der Spannungen wird z.T. an unterschiedlichen Stellen gleichzeitig erfolgen müssen, um bestimmte Effekte am Strahl hervorzurufen. Diese verschiedenen Einstellungen werden je nach experimentellem Bedarf wieder aufzurufen sein.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein komplett computergesteuertes Kontrollsystem entworfen, programmiert und auf seine Funktionsweise hin getestet [Wel 02b].

Verschiedenste Diagnoseelemente zur Messung von Strahlparametern müssen in den Ring integriert werden, um dessen Verhalten während der Speicherung von Ionen zeitabhängig verfolgen und aufzeichnen zu können. Während zum Einstellen des Systems meist destruktive Verfahren zur Emittanzbestimmung und Strahlstrommessung Verwendung finden, dürfen die Diagnoseelemente im späteren Routinebetrieb den umlaufenden Strahl möglichst wenig beeinflussen.

5.3.2.1 *Group3*

Kernelement der Computersteuerung bildet das Group3 System [Gro 02]. Es ist sowohl für die präzise Messung und Steuerung von analogen als auch digitalen Signalen in unterschiedlichsten Betriebsbereichen ausgelegt, und ist unempfindlich gegenüber Störsignalen, wie Magnetfeldern, mechanischen Erschütterungen oder Temperaturschwankungen.

Das zentrale Element ist eine *PCI* Controllerkarte, welche in einen PC, der einzig der Datenaufnahme dient, installiert wurde. Von dort ist das in *Abb. 5.35* gezeigte *CNA* Modul mittels Lichtleitkabeln angeschlossen. Diese erlauben eine Datenübertragungsgeschwindigkeit von bis zu *1.152 Mbaud*.

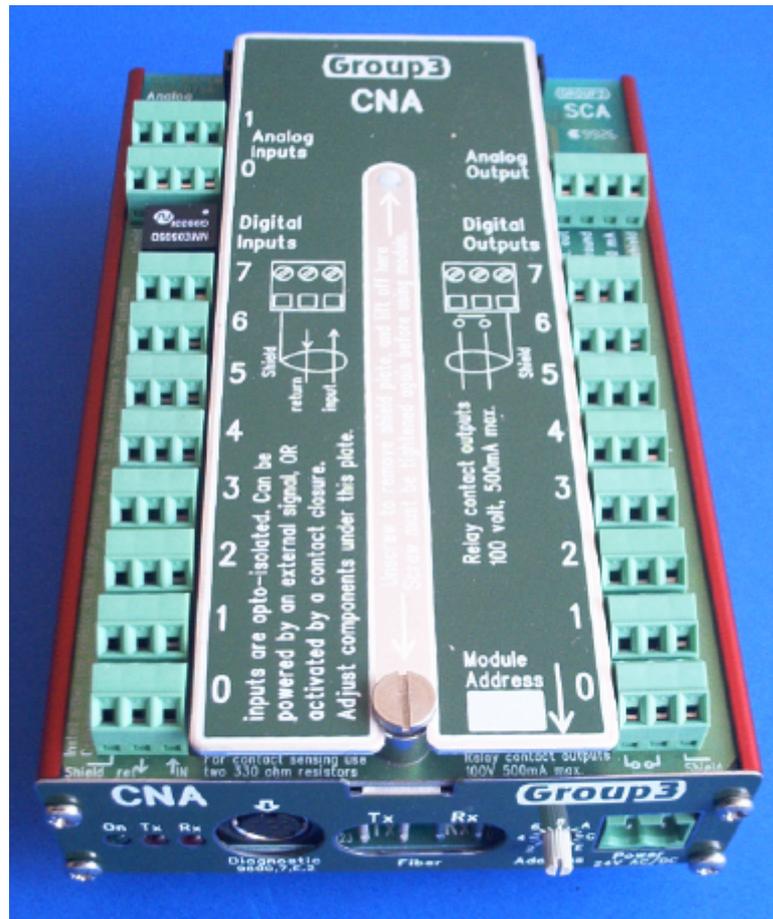


Abb. 5.35

CNA Hauptmodul des Group3 Systems

Das Modul verfügt über 8 digitale Eingänge, 8 digitale Ausgänge sowie einen analogen *16 bit* Ausgang und zwei analoge *16 bit* Eingänge. Letztere besitzen im aktuellen Aufbau keine feste Zuordnung, sondern werden zu Testzwecken verwendet und je nach Bedarf angeschlossen. Die digitalen Anschlüsse benutzt man zur Ansteuerung der Netzteile. Über einen separaten Diagnoseanschluss können die Daten über die RS232 Schnittstelle eines angeschlossenen PCs ausgelesen / gesetzt werden.

Eine weitere Prozessorkarte befindet sich gemeinsam mit einer Karte mit acht analogen Ausgängen und einer Karte mit 8 analogen Eingängen in einem externen Gehäuse. Dieses *Device Interface (DI)* ist ebenfalls über Glaserfaserkabel in den Kontrollkreis eingebunden.

Dieses *Device Interface* kann insgesamt drei verschiedene I/O Karten aufnehmen. Es verfügt ebenfalls über eine Diagnoseschnittstelle, mit der die Daten angesprochen werden können. Die Dimensionen des Gehäuses betragen *112 mm x 76 mm x 140 mm*.

Maximal 16 weitere *DI*s mit je 3 analogen oder digitalen I/O Karten können in einen Kontrollkreis integriert werden. Durch weitere Controllerkarten ist eine zusätzliche Erweiterung möglich, so dass das bestehende System bequeme für die Steuerung eines kompletten Rings erweitert werden kann.

Abb. 5.36 zeigt die gesamte Kontrollschleife schematisch.

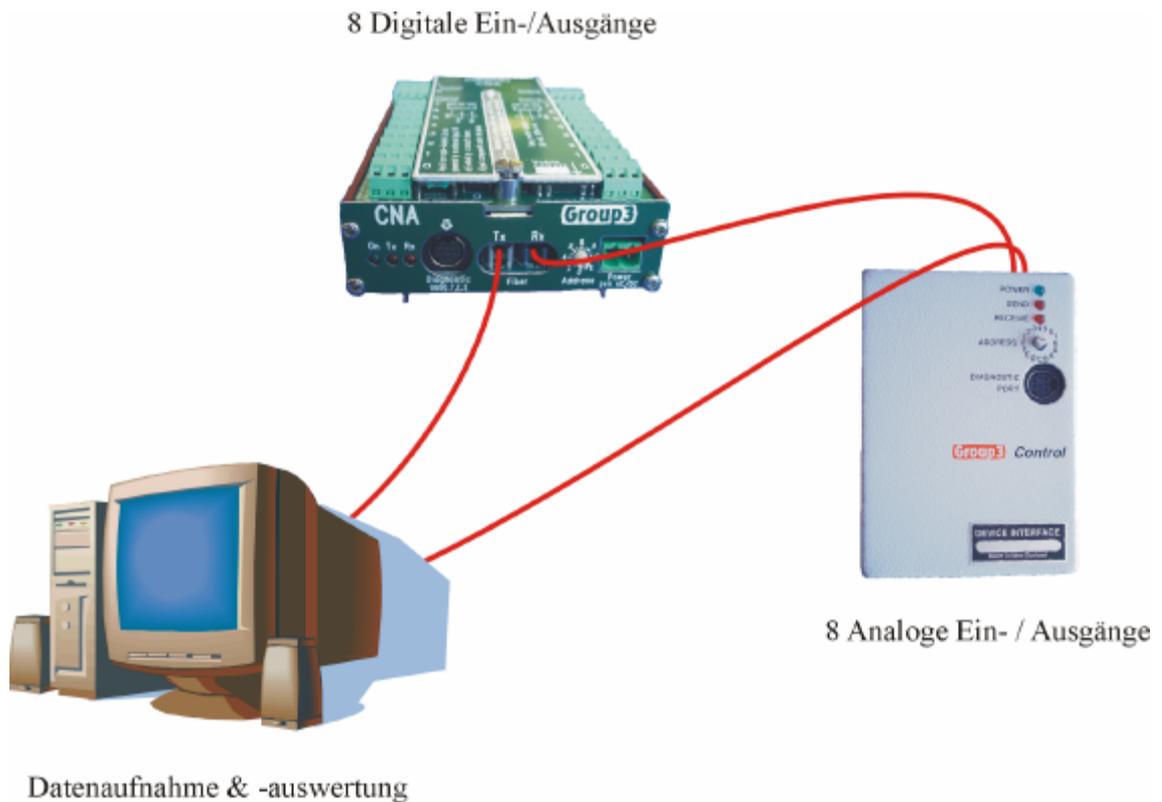


Abb. 5.36 Schematische Darstellung des gesamten Group3 Kontrollsystems

Wesentlich für den Einsatz zur Steuerung eines kompletten Speicherrings ist dabei ein unterbrechungsfreier und gegenüber externen Störeffekten unempfindlicher Betrieb sämtlicher Komponenten.

5.3.2.2 Pickup Sonden

Zum reibungslosen Betrieb eines Speicherringes ist es notwendig, die wichtigen Strahlparameter zu jedem Zeitpunkt zu kennen. Wie in Kapitel 4.2 erläutert, unterscheidet man allgemein zwischen destruktiven und nicht-destruktiven Meßverfahren. Die dort beschriebenen Pickup Sonden bilden ein Kernelement des Diagnosesystems des geplanten elektrostatischen Speicherrings.

Sie erlauben die Bestimmung von Strahlstrom, -position und die zeitaufgelöste Messung des longitudinalen Strahlverhaltens, ohne die Teilchen in ihrer Bewegung zu stören. Sie können verwendet werden, weil der Strahl gepulst in den elektrostatischen Ring eingeschossen wird. Mit dem longitudinalen Auseinanderlaufen des umlaufenden Bunches werden auch die induzierten Signale geringer. Die praktische Ausführung dieser Strahlmonitore zeigt die *Abb. 5.37*.

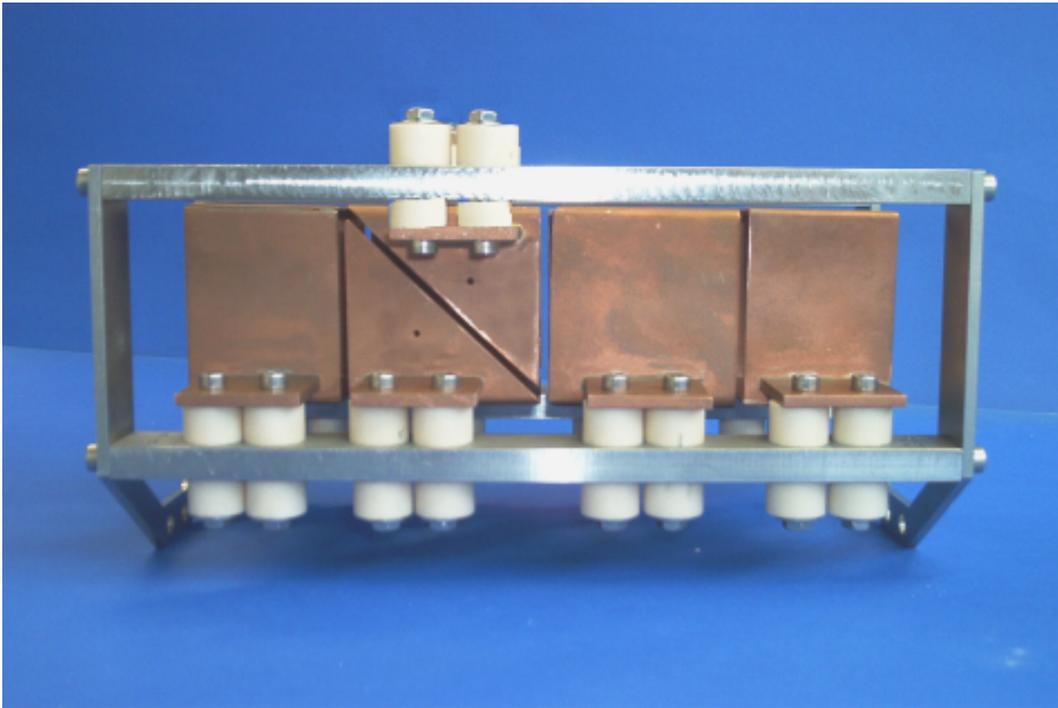


Abb. 5.37

Aufnahme der elektrostatischen Pickup-Elektroden

Ein Edelstahlgestell trägt die Kupferelektrodenpaare, sowie die davor- und dahinterliegenden Schildelektroden. Um die elektrische Isolierung zwischen den Komponenten zu gewährleisten, sind sämtliche Teile auf Aluminiumoxidhülsen gelagert. Die Abstände zwischen den Kupferteilen und dem umgebenden Gestell betragen je 10 mm . Die Spannungen, die in den Elektroden durch den hindurchtretenden Strahl induziert werden, sind äußerst gering, so dass Überschläge ausgeschlossen werden können. Der Abstand zwischen zwei Elektroden beträgt $g=2\text{ mm}$ und die Weite jeder Elektrode, die nach Gleichung (4.24) direkt die Messempfindlichkeit mitbestimmt $h=50\text{mm}$.

In jeder der diagonal geschnittenen Elektroden befindet sich mittig eine kleine Bohrung, von der aus eine gerade, geschirmte Leitung das Signal über eine Stromdurchführung zum Außenbereich der Vakuumkammer führt. Die Schnittzeichnung aus *Abb. 5.38* veranschaulicht dies.

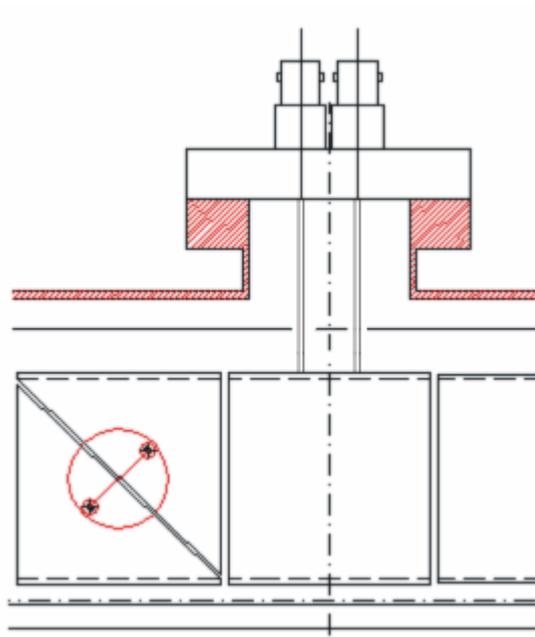


Abb. 5.38

Schnittzeichnung durch die Pickup-Elektroden Vakuumkammer

Von dort werden die vier gemessenen Spannungen an den Hauptverstärker weitergeleitet. Ein Intensitätsbereich von nur 10^7 Teilchen stellt eine extreme Herausforderung an den dynamischen Messbereich des Verstärkers und den Rauschpegel. Für den CERN Antiprotonen Ring AD wurde ein Verstärker mit besonders niedrigem Rauschsignal entwickelt [Søb 99]. Die in diesem Projekt gewonnenen Erfahrungen zeigen die gute Eignung als Messsonde in einem Speicherring für Ionen niedriger Energie. Abb. 5.39 zeigt eine vereinfachte Schaltungsdarstellung des Hauptverstärkers.

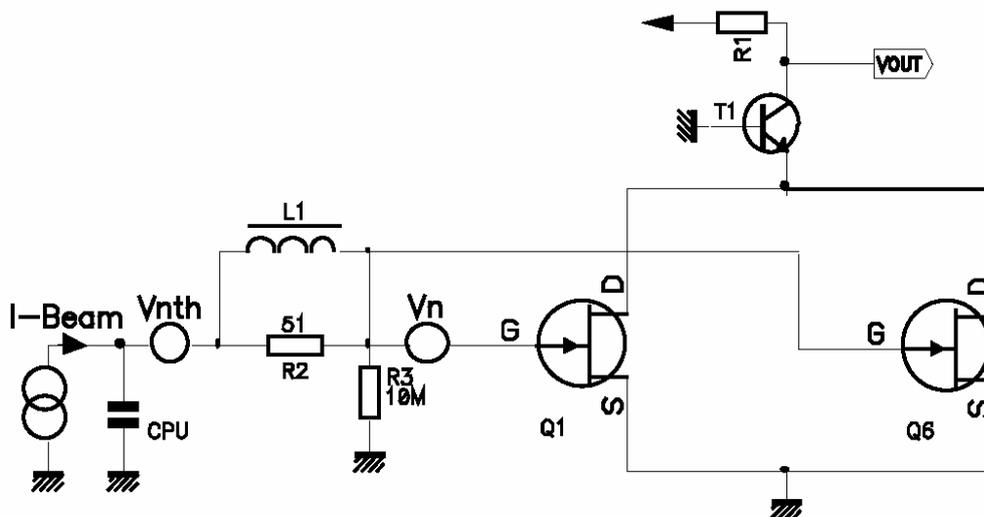


Abb. 5.39

Vereinfachte Darstellung der Hauptverstärkerschaltung [Søb 99]

Erreicht wird die hohe Verstärkung bei geringem Eigenrauschen durch parallel geschaltete sog. „*Junction FETs*“. Das Spannungsrauschen in diesen Transistoren dominiert zusammen mit dem thermischen Rauschen das Gesamtrauschen im Eingangssignal und kann dargestellt werden durch

$$V_n = \sqrt{8 k_B T / 3 N g_m} \quad (5.6)$$

wobei N die Anzahl paralleler JFETs, $k_B [J/K]$ die Boltzmannkonstante, $T [K]$ die absolute Temperatur und $g_m [A/V]$ die Transistorsteilheit ist. Für das thermische Rauschen gilt

$$V_{nT} = \sqrt{4 k_B T \left| \frac{R_2}{\mathbf{w} L_I} \right|} \quad (5.7)$$

Damit lässt sich das Gesamtrauschen im Eingangssignal berechnen

$$V_{n,Eingang} = \sqrt{V_n^2 + V_{nT}^2} \quad (5.8)$$

Über die Variation der Größe L_I kann der Beitrag des thermischen Rauschens in einem weiten Bereich geändert werden, so dass das Eingangsruschen letztlich vom Spannungsrauschen in den Transistoren bestimmt wird.

Der Schaltung der AD Verstärker folgend wurden entsprechende Module zur Verstärkung der Pickup Signale gebaut und werden für die notwendigen Ausgangssignale sorgen. Diese Verstärker erlauben Positionsbestimmungen mit einer Genauigkeit von $\pm 0.5 \text{ mm}$ bei einer Teilchenzahl von lediglich $5 \cdot 10^6$ Ionen. Weitere Verbesserungen der Messgenauigkeit lassen sich erzielen, wenn man mehrfach nacheinander in den Ring einschießt und die Signale mittelt. Der Einfluss der statistischen Komponenten kann damit beinahe vollständig eliminiert werden.

Die Spezifikationen des Hauptverstärkers zeigt die nachstehende *Tabelle 5.11*.

Größe	Intensitätsbereich $1 \cdot 10^7 - 5 \cdot 10^8 \text{ P}$	Intensitätsbereich $5 \cdot 10^8 - 1 \cdot 10^{10} \text{ P}$
Eingangsimpedanz	$5 \text{ MW} // 49 \text{ pF}$	$5 \text{ MW} // 18 \text{ pF}$
Verstärkung	47 dB	20 dB
Bandbreite	$10 \text{ kHz} - 20 \text{ MHz}$	$10 \text{ kHz} - 50 \text{ MHz}$
Eingangsruschen	$0.6 \text{ nV} / \sqrt{\text{Hz}}$	$0.6 \text{ nV} / \sqrt{\text{Hz}}$
CMRR	$> 66 \text{ dB}$	$> 66 \text{ dB}$
Max. Ausgangssignal	$1.5 \text{ Vp in } 50 \text{ W}$	$1.5 \text{ Vp in } 50 \text{ W}$

Tabelle 5.11

Technische Spezifikationen des Hauptverstärkers [Søb 99]

Aus dem Verstärker werden die vier Spannungen an ein digitales Speicheroszilloskop vom Typ Tektronix *TDS224* übertragen. Damit ist die direkte Bestimmung von Summen- und Differenzsignalen und damit der Strahlposition möglich. Zusätzliche mathematische Module erlauben via *FFT* eine detaillierte Analyse der longitudinalen Strahlstruktur.

5.3.2.3 LabView

Die an den PC gesendeten Daten müssen dort zunächst in geeigneter Weise aufgezeichnet und zur genaueren Analyse in entsprechende Dateiformate umgewandelt werden. Als Basissoftware wurde zu diesem Zweck LabView von National Instruments in der Version 6.0 [Nat 02] verwendet.

Für dieses Programm existiert eine Vielzahl von Gerätetreibern und entsprechende Module sind nach Anpassung auf das konkrete System relativ schnell zu integrieren. Aufgabe des Programms sollte das Auslesen und Steuern sämtlicher Netzteile im Viertelringsegment sein, sowie die Aufzeichnung der Pickup Messdaten über das digitale Oszilloskop. Dabei sollte es möglich sein, verschiedene Setups der elektrischen Felder speichern zu können und auch unterschiedliche Parameter gleichzeitig zu beeinflussen. Der Hauptbildschirm des Systems ist in *Abb. 5.40* gezeigt.

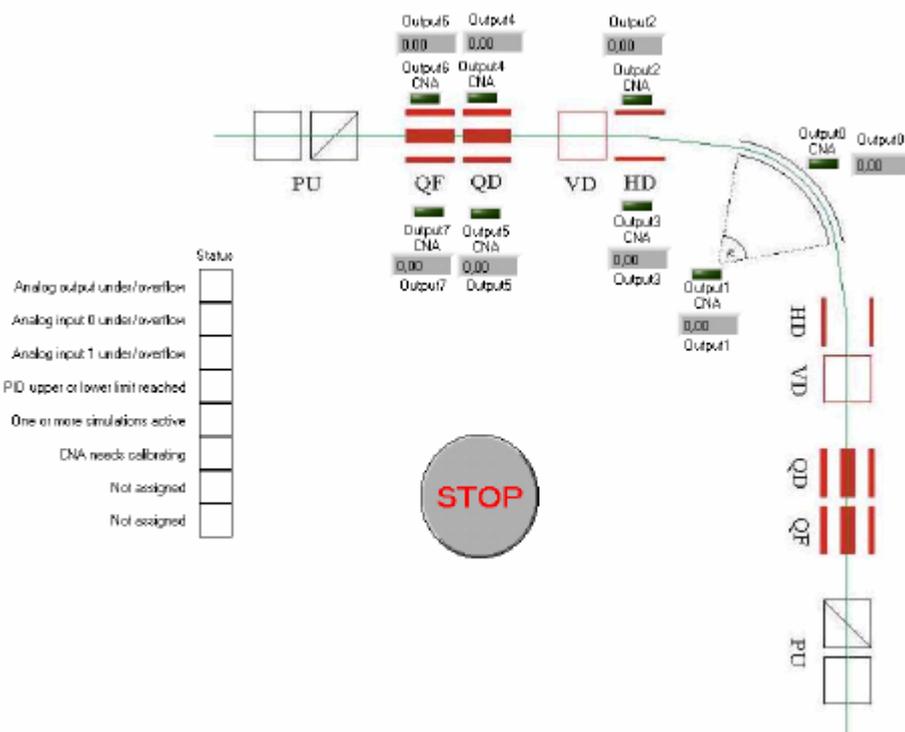


Abb. 5.40

Hauptbildschirm des Kontrollsystems in LabView

In einer Grafik wird schematisch das Viertelringsegment angedeutet. Neben der Darstellung jeder Elektrode befindet sich ein grünes Bildelement zur Anzeige des Betriebszustands. Des Weiteren wird die momentane Spannung an der Elektrode auf dem Hauptbildschirm angezeigt und ständig vom jeweiligen Netzteil ausgelesen. Die interne Verknüpfung der Module zeigt *Abb. 5.41*.

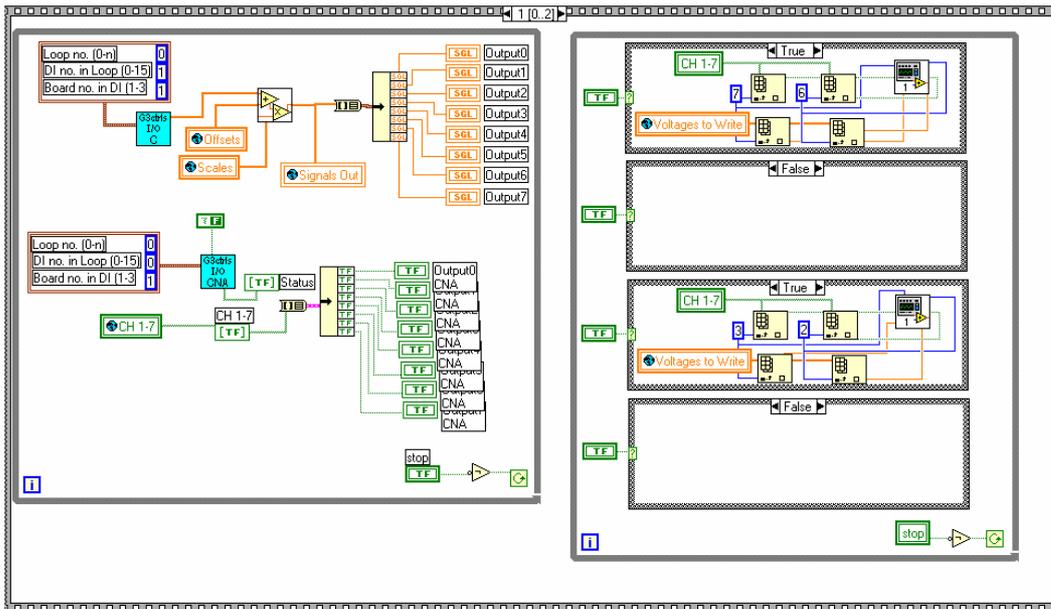


Abb. 5.41

Interne Verknüpfung der Module im Hauptbildschirm

In einem Detailbildschirm werden neben dem Betriebszustand die laufend aktualisierten Ist-Werte der Netzteile angezeigt. Über eine Sollwerteingabe setzt man neue Spannungen, welche nach Bestätigung über das Group3 System an die Netzteile weitergeleitet werden. Durchschnittliche Zeiten für die Umsetzung eines neuen Spannungswertes betragen weniger als 1 msec.

Die interne Struktur eines Netzteil-Moduls zeigt die *Abb. 5.42* auf der folgenden Seite.

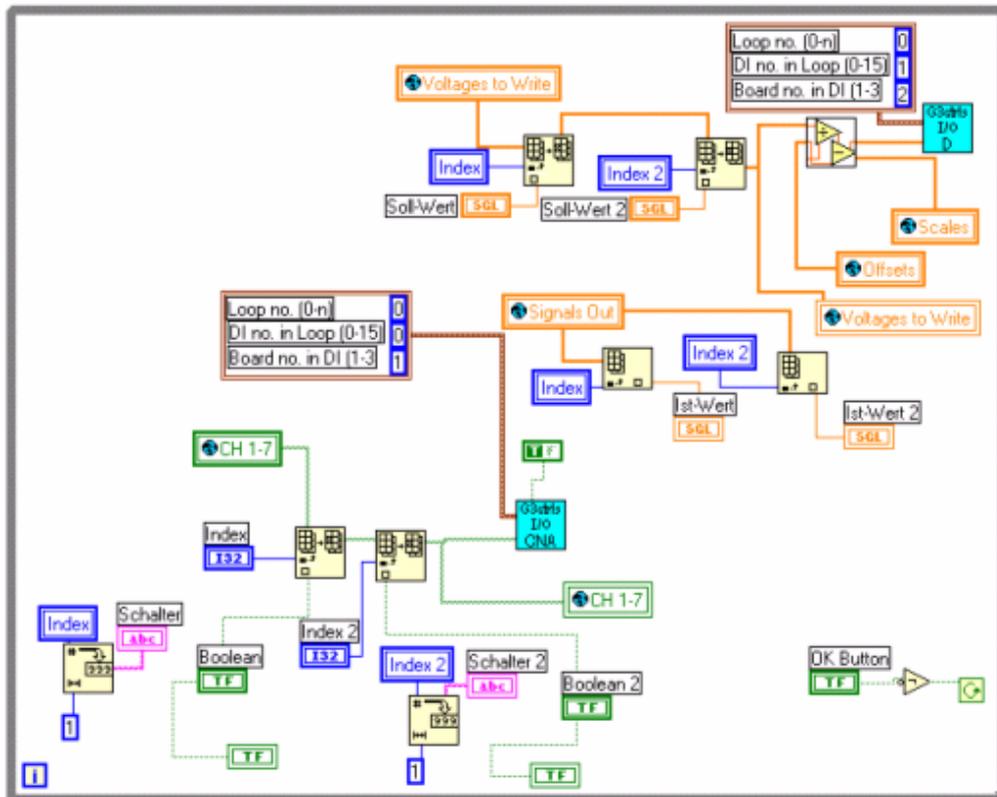


Abb. 5.42

Interne Struktur eines Netzteilmoduls

Als gegenwärtig letzter Bestandteil des Strahlkontrollsystems wurde ein Modul eingebaut, in dem die Daten aus dem Oszilloskop ausgelesen werden können. Dabei werden die Ausgangsdaten aus vier verschiedenen Verstärkern gleichzeitig aufgenommen.

Die entsprechenden Verstärker werden automatisch angesprochen und die Verbindungen im Modul hergestellt. Die Optik des Moduls ist der Front des Oszilloskops nachempfunden, so dass sich eine intuitive Bedienung ergibt. Sämtliche Funktionen des Oszilloskops sind auf diesem Wege verfügbar. Die Kanäle können einzeln oder geschlossen angesprochen und Verstärkungsfaktoren zur optimalen Darstellung ausgewählt werden.

Die Hauptstruktur dieses Programmteils ist in Abb. 5.43 gezeigt.

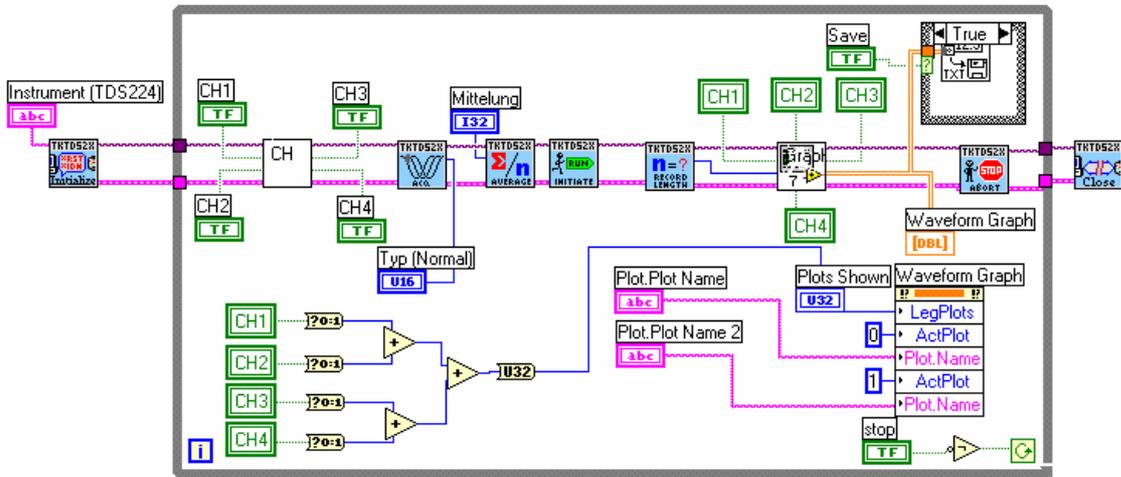


Abb. 5.43 Strukturdiagramm der Oszilloskopsteuerung

Eine Aufnahme des kompletten Kontroll- / Diagnosesystem zeigt Abb. 5.44.

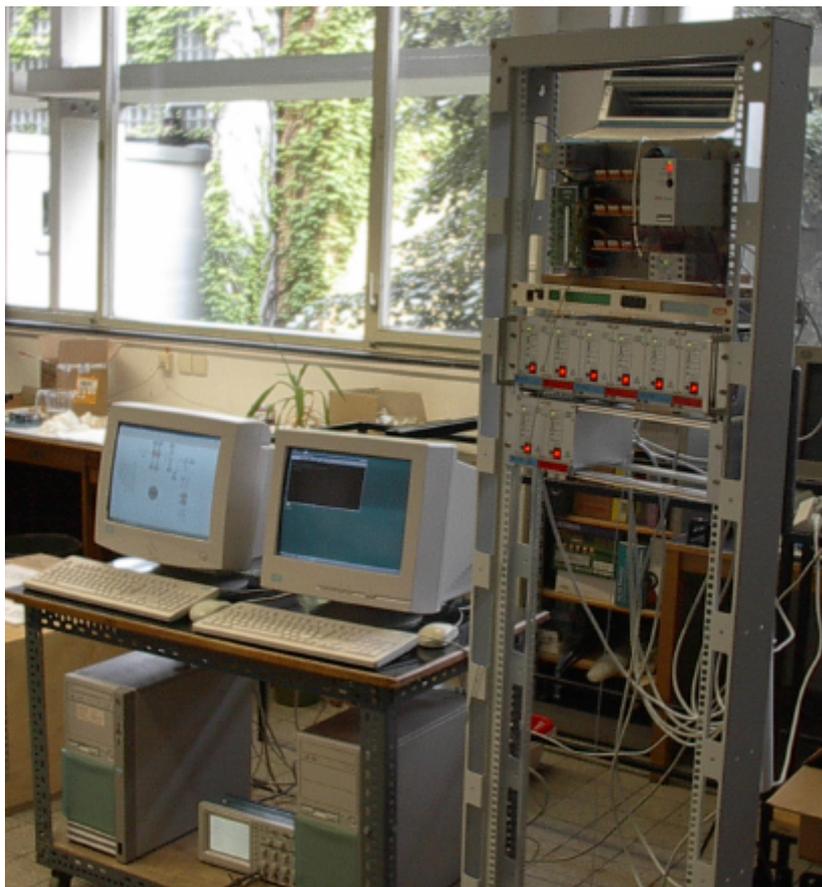


Abb. 5.44 Aufnahme des kompletten Kontrollsystems

5.3.3 Anpassung an Experimente

Leider machten die nach dem Brand im großen Maschinensaal des IAP bisher nicht abgeschlossenen Renovierungsarbeiten Strahlungsmessungen am aufgebauten Viertelringsegment unmöglich. Im Folgenden soll die Anpassungsfähigkeit der Ringoptik an experimentelle Anforderungen demonstriert werden.

Die Massenunabhängigkeit der elektrischen Felder erlaubt es, eine große Zahl unterschiedlicher Ionen mit Energien bis zu 50 keV in den Ring einzuschleusen. Damit kann ein elektrostatischer Speicherring ein breites Spektrum möglicher Experimente abdecken. Von der Injektion leichter Protonen und Antiprotonen, über die Speicherung radioaktiver Isotope bis hin zu dynamischen Untersuchungen an massereichen Molekülen ist eine Vielzahl von Anwendungsgebieten denkbar.

Diese Flexibilität in Bezug auf mögliche Experimente muss sich auch in der Strahlführung im Ring zeigen. Die in Abschnitt 5.2 vorgestellten Rechnungen gingen von einem anfänglich parallelen Strahl mit relativ großen transversalen Abmessungen und einem ovalen Querschnitt aus. Ein paralleler Strahl zu Beginn und Ende einer Periodizitätszelle erlaubt garantiert den problemlosen Übergang eines Segments in das Nächste. Ein homogener Strahltransport mit wenigen Schwingungen durch die gesamte Struktur konnte in diesen Rechnungen gezeigt werden. Sämtliche stabilen Betriebsbereiche führten auf Enveloppen, die ohne Knoten in den transversalen Phasenraumbereichen auskamen.

Der ovale Querschnitt des Strahls aus *Abb. 5.14* eignete sich gut zur gleichzeitigen Veranschaulichung der Teilchenbewegung in den transversalen Ebenen. Bei Einschuss eines anfänglich parallelen Strahls mit Dimensionen von $s_x=4.5 \text{ mm}$ und $s_y=1.8 \text{ mm}$ ergeben sich die in der Abfolge *Abb. 5.45* auf der folgenden Seite gezeigten Phasenraumellipsen nach jedem Element.

Bei einer angenommenen Emittanz von $\mathbf{e}_x=\mathbf{e}_y=3 \text{ p mm mrad}$ betragen die Winkeldivergenzen bei Eintritt in den Ring $x'=0.667 \text{ mrad}$, bzw. $y'=1.667 \text{ mrad}$. Die Ellipsen befinden sich in beiden transversalen Ebenen zunächst in Hauptachsenlage (1). Durch die gegenseitige Abstoßung der Ionen im Strahl und die anfänglichen Winkel kommt es in der folgenden Driftstrecke bis zur ersten Quadrupollinse sowohl zu einem Wachstum der Ortskoordinate, wie auch der Winkelkoordinate. Dies äußert sich in einer Scherung der Ellipsen in die Quadranten 1 und 3. Bedingt durch die größere Winkeldivergenz in der vertikalen Ebene tritt dieser Effekt deutlicher in dieser Ebene auf (2).

Der erste elektrostatische Quadrupol (3) wirkt in der vertikalen Ebene defokussierend und erhöht die Winkelkoordinate zunächst sprunghaft. In der horizontalen Ebene ergibt sich ein fokussierender Effekt, der zu einem „Umklappen“ der Ellipse führt. Zu geringen positiven Ablagen von der Sollbahn gehören nun hohe negative Werte der Winkelkoordinate; der Strahl bewegt sich in Richtung der Strahlachse hin.

In der nachfolgenden Driftstrecke (4) ändern sich die Winkelkoordinaten in beiden Ebenen kaum. In der vertikalen Ebene vergrößert sich die Strahldimension weiter, wäh-

rend sich die Teilchen in der horizontalen Ebene noch näher auf die Strahlachse hin zu bewegen.

Die zweite Quadrupollinse ist um 90° im Vergleich zur ersten gedreht und wirkt nun fokussierend in der vertikalen Ebene; die Phasenraumellipse klappt um und zu positiven Ablagen gehören nun auch in dieser Ebene negative Winkel. In der horizontalen Ebene wirkt das Element defokussierend und die Winkelcoordinate wird sprunghaft verringert. Da sich der Strahl aber inzwischen näher an der Sollbahn befindet ist dieser Effekt geringer, wie der vorherige Fokussiereffekt. Beide Phasenraumellipsen verlaufen nun durch den 2. und 4. Quadranten (5).

In den folgenden Abschnitten bis zur Mitte des 70° Deflektors bleiben die Winkelkoordinaten in beiden Ebenen nahezu ungeändert und die Strahldimensionen verringern sich durch die Drift, bis sich die Ellipsen in Hauptachsenlage befinden (9). Dies ist eine notwendige Bedingung, damit der Strahl symmetrisch durch das Viertelringsegment geführt werden kann. Der Strahlverlauf bis zum Ende dieses Bereichs verläuft dann genau Spiegelbildlich (10)-(17).

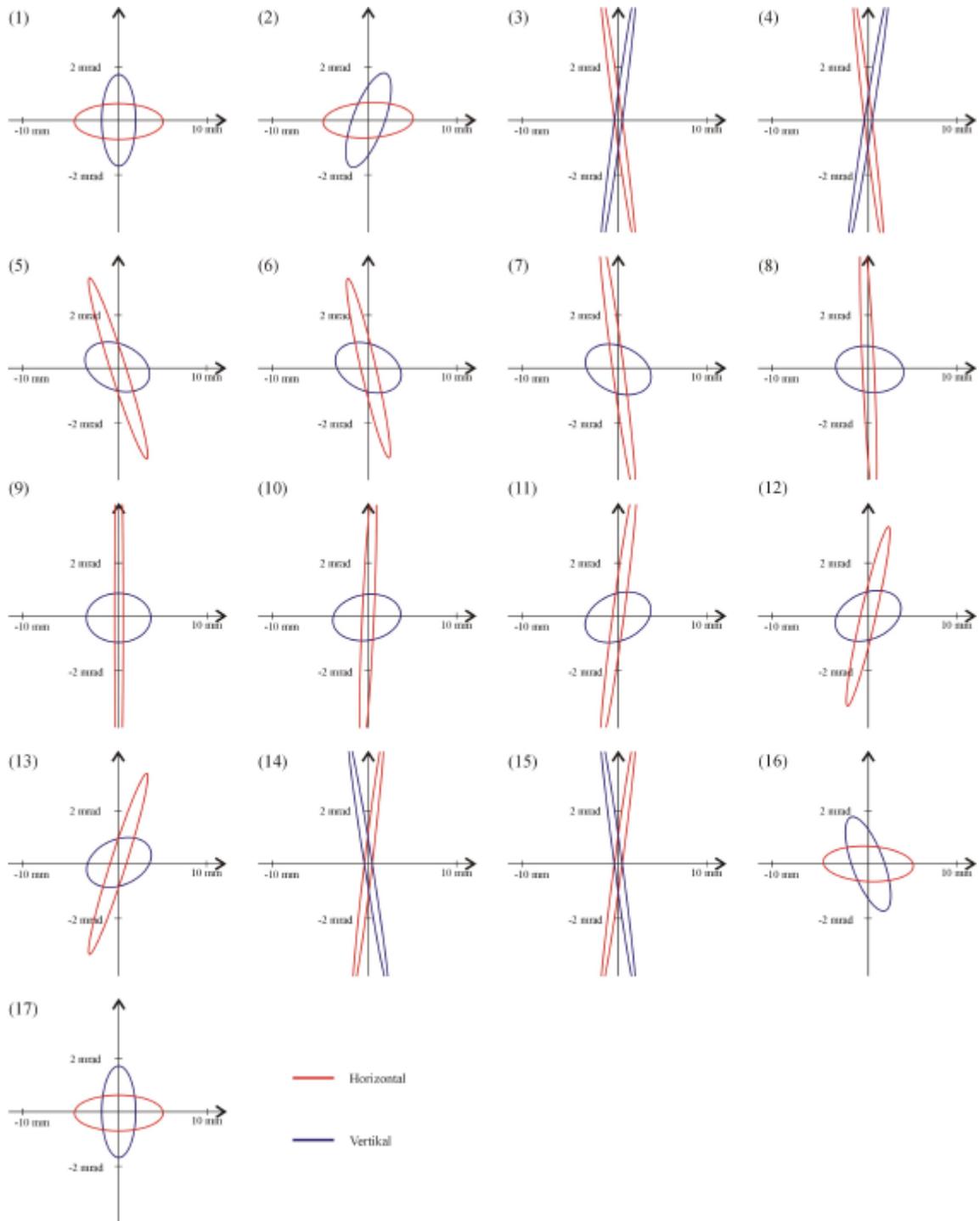


Abb. 5.45 *Emittanzellipsen in den transversalen Phasenraumbenen für einen ringförmigen Speicherring mit kurzen Driftstrecken nach jedem Element des Ringviertels*

Je nach geplantes Experiment können jedoch gänzlich andere Strahlverläufe benötigt werden und die optischen Elemente müssen die notwendige Anpassung erlauben. Insbesondere beim Einbringen eines Targets in den Wechselwirkungsbereich des Rings kann ein fokussierter Strahl Vorteile gegenüber einem parallelen aufweisen.

Mit entsprechenden Ausgangsparametern wurde auch für diesen Fall der Strahlverlauf durch einen elektrostatischen Speicherring berechnet. Die Ergebnisse der Enveloppenrechnungen für einen ringförmigen Entwurf mit kurzen Driftstrecken zeigt *Abb. 5.46*.

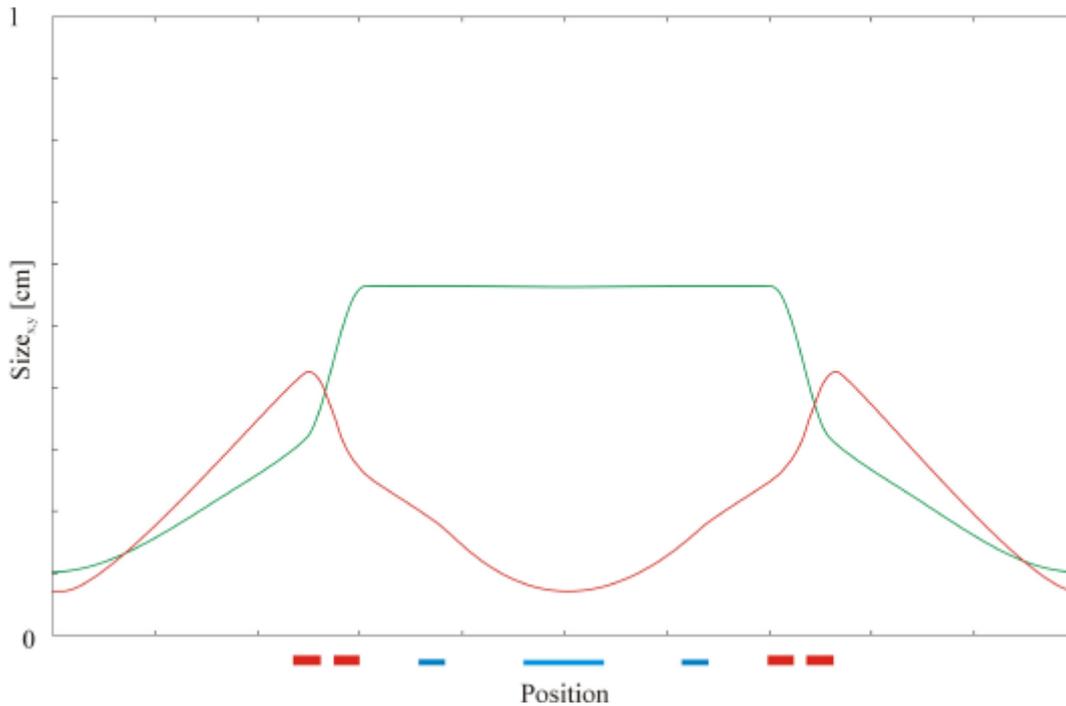


Abb. 5.46 Transversale Strahldimensionen für einen anfänglich divergenten Strahl in einem ringförmigen Entwurf mit kurzen Driftstrecken

Ausgangsparameter war ein Strahl mit Abmessungen $s_x=0.8 \text{ mm}$ und $s_y=1 \text{ mm}$. Die Emittanz des Strahls wurde identisch den vorherigen Rechnungen angenommen, $\epsilon_x=\epsilon_y=3 \text{ p mm mrad}$. Daraus ergeben sich recht große anfängliche Winkeldivergenzen von $x'=3.846 \text{ mrad}$, bzw. $y'=3 \text{ mrad}$.

Die Phasenraumellipsen wurden auch in diesem Fall nach jedem einzelnen Element des Viertelringsegments berechnet und sind in *Abb. 5.47* dargestellt.

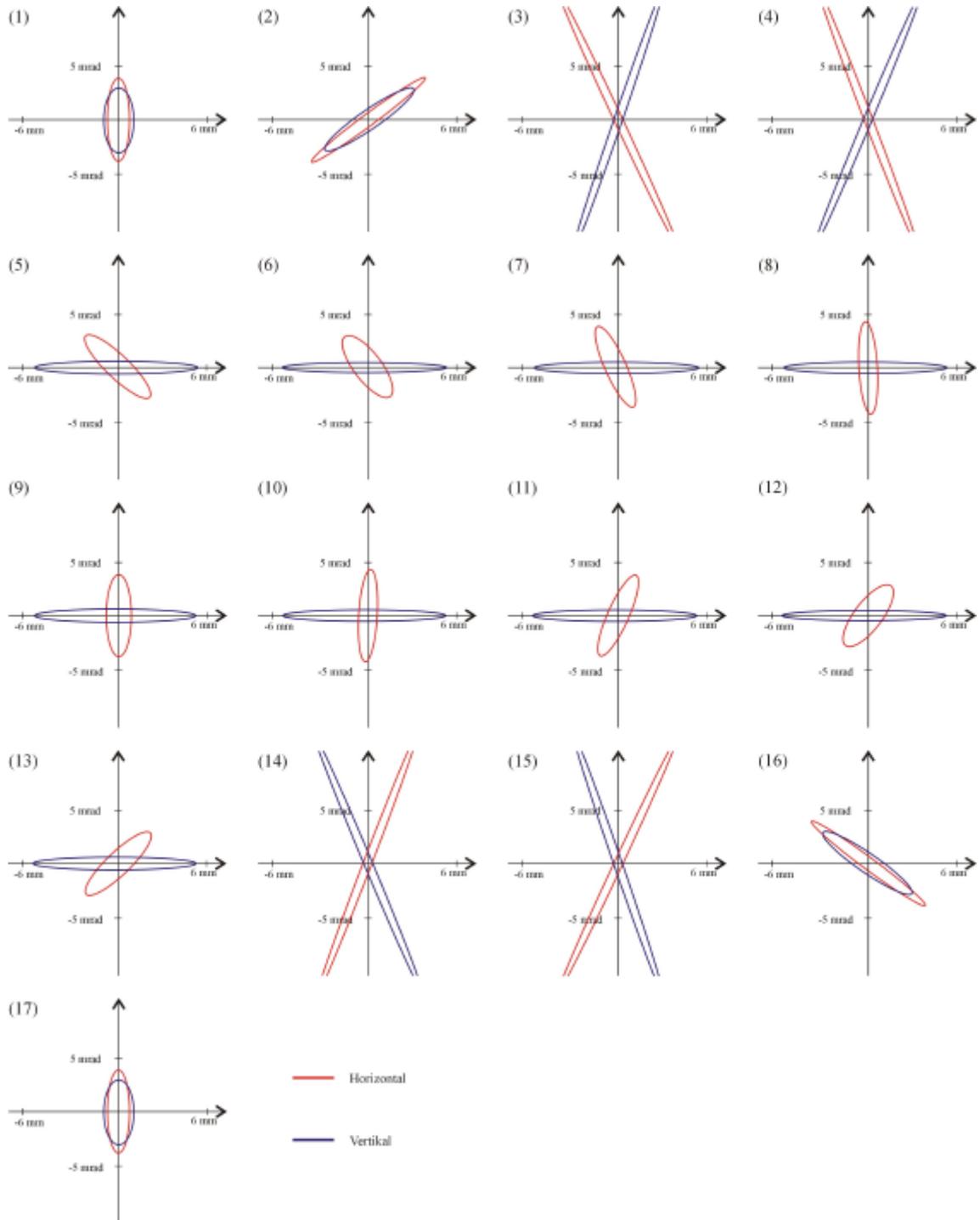


Abb. 5.47 *Emittanzellipsen in den transversalen Phasenraumbenen für einen ringförmigen Speicherring mit kurzen Driftstrecken nach jedem Element des Ringviertels bei anfänglich geringem Strahlquerschnitt*

Bedingt durch die anfänglich großen Winkeldivergenzen kommt es bereits nach der ersten Driftstrecke zu einer deutlichen Strahlaufweitung in beiden transversalen Dimensionen (2). Damit der Strahl nicht an den Wänden der Vakuumkammer verloren geht, muß er in Richtung der Strahlachse fokussiert werden. An die erste Quadrupollinse müssen zu diesem Zweck relativ hohe Spannungen angelegt werden, wie in *Tabelle 5.12* gezeigt.

Wert _x	Wert _y
$\nabla E_x = 0.385 \text{ kV/cm}^2$ $U_x = 1,204 \text{ V}$	$\nabla E_y = -0.303 \text{ kV/cm}^2$ $U_y = -948 \text{ V}$

Tabelle 5.12 *Quadrupolkonstanten und zugehörige Elektroden Spannungen für einen ringförmigen Entwurf mit kurzen Driftstrecken bei anfänglich kleinem Strahldurchmesser*

Die Winkelkoordinate wächst dadurch in der vertikalen Ebene sprunghaft an (3). In der horizontalen Ebene kommt es zu einem „Umklappen“ der Phasenraumellipse und Teilchen mit einer positiven Strahlablage weisen nun eine negative Winkelkoordinate auf, was gleichbedeutend mit einer Bewegung in Richtung Sollbahn ist.

In der folgenden kurzen Driftstrecke bis zum zweiten elektrostatischen Quadrupol vergrößert sich die Strahldimension in der vertikalen Ebene und erreicht ihren Maximalwert (4). Horizontal bleibt die Winkelkoordinate unverändert und die Ortskoordinate verringert sich.

Die zweite Quadrupollinse wirkt nun fokussierend in der vertikalen Ebene und dreht die Phasenraumellipse fast in Hauptachsenlage (5). Durch die entsprechende defokussierende Wirkung in der horizontalen Ebene wird die Winkelkoordinate stark verkleinert, bleibt jedoch für positive Ortskoordinaten negativ, so dass der Strahl in dieser Ebene weiterhin in Richtung Sollbahn fokussiert wird. Beide Phasenraumellipsen verlaufen jetzt vom 2. in den 4. Quadranten.

In der vertikalen Ebene driftet der Strahl jetzt bis zum Mittelpunkt des 70° Deflektors ohne größere Änderungen und die Ellipse dreht sich vollständig in Hauptachsenlage (9). In der horizontalen Ebene bewegt sich der Strahl ebenfalls in Richtung Sollbahn. Durch den 10° Deflektor erhält er einen zusätzlichen fokussierenden Kick, der sich in einer Scherung der Phasenraumellipse äußert (7). Entlang der folgenden Driftstrecke (8) und dem Durchgang durch die Hälfte des Zylinderdeflektors dreht sich auch diese Ellipse vollständig in Hauptachsenlage und garantiert einen symmetrischen Transport des Strahls durch das Viertelringsegment.

Die transversalen Strahldimensionen bleiben in diesem Fall stets unterhalb von 6 mm, bei deutlich höheren Winkelkoordinaten wie in vorangegangenen Rechnungen. Wie *Tabelle 5.13* zeigt, liegen auch im Falle eines Strahls mit geringem anfänglichem Querschnitt die Arbeitspunkte in beiden transversalen Ebenen hinreichend weit von stören-

den Resonanzlinien entfernt und ein stabiler Strahltransport durch die Struktur ist möglich.

Parameter	Wert
Q_x	4.5205
Q_y	1.75
Spur \mathbf{m}	0.4

Tabelle 5.13

Arbeitspunkte in beiden transversalen Dimensionen und Spur der Gesamttransformationsmatrix \mathbf{m} für einen kompletten Ring

Andere Formen des Strahls in den Experimentiersektionen können durch Anpassung der Spannungen in den optischen Elementen ebenfalls erzielt werden. Die Flexibilität eines elektrostatischen Rings in Bezug auf mögliche zu speichernde Ionensorten wird durch die Variabilität der Strahlführung sehr gut ergänzt und macht eine solche Maschine zu einem hervorragenden Instrument für die Molekül- und Kernphysik.

Zusammenfassung und Ausblick

Die vorliegende Arbeit befasst sich mit der Berechnung und dem Bau von elektrostatischen Speicherringen, die den Experimentierbereich bestehender Anlagen, wie dem ESR, im Bereich niedriger Energien erweitern können. Sie soll als Grundlage für künftige Entwicklungen dienen und beschreibt daher ausführlich sämtliche während der Entwurfsphase notwendigen Schritte.

Im 1. Kapitel wurden zunächst die Unterschiede der Bewegung von Ionen in elektrostatischen und magnetischen Speicherringen untersucht. Die Massenunabhängigkeit der Teilchenbewegung bei gegebener Gesamtenergie und Ladung in rein elektrostatischen Feldern stellt einen wesentlichen Unterschied zur Bewegung von Ionen in magnetischen Feldern dar. Bei gleicher Ladung und gleicher Gesamtenergie können die unterschiedlichsten Ionen im Prinzip in direkter Folge in einen elektrostatischen Ring eingeschossen werden, ohne die Felder der optischen Elemente verändern zu müssen.

Ein Speicherring besteht aus Biegesektionen, sowie Elementen zur Variation der transversalen Strahldimensionen. Die Felder in diesen Strahlführungskomponenten wurden berechnet, die zugehörigen Bewegungsgleichungen aufgestellt und in linearer Näherung gelöst. Insbesondere die Bewegung durch eine periodische Struktur findet in den Bewegungsgleichungen Ausdruck.

Dabei wurden zunächst die Bahnen einzelner Teilchen untersucht und dann das Strahlverhalten insgesamt in linearer Näherung durch Übergang auf einen Matrizenformalismus im 6-dimensionalen Phasenraum beschrieben. Die Transformation durch die verschiedenen optischen Elemente und Driftstrecken in einem Ring wurde durch einzelne Matrizen dargestellt. Durch deren multiplikative Verknüpfung folgte sukzessive der Verlauf der Strahlenveloppe.

Die aus dieser Darstellung resultierenden Trajektorien stellen eine starke Vereinfachung dar. Die Untersuchung der realen Teilchenbewegung mit Einfluss von Randfeldern, Positionierungsfehlern und die Berechnung der dreidimensionalen Feldverteilung waren Gegenstand des 2. Kapitels.

Zunächst wurden die Effekte von Randfeldern in den optischen Elementen und der Einfluss von Feldfehlern analysiert. Die durch diese zusätzlichen Felder hervorgerufenen Bahnverschiebungen wurden berechnet und mögliche Gegenmaßnahmen vorgestellt.

Der Durchgang geladener Teilchen durch eine metallische Kammer kann mit der Methode der Spiegelladung beschrieben werden. Diese wechselwirken mit dem umlaufenden Strahl und führen zu zusätzlichen Dipolfeldern in den Zylinderdeflektoren. Die Verschiebung der Sollbahn wurde berechnet und gezeigt, dass man diesem Effekt durch ein Absenken der anliegenden Spannungen entgegenwirken kann.

Eine weitere Quelle zur Störung der idealen Teilchenbewegung ist die Abstoßung aufgrund der gleichnamigen Ladung der Teilchen im Strahl. Dadurch treten zusätzliche Terme für interne Kräfte in den Bewegungsgleichungen auf und führen zu einer Defokussierung des Strahls.

Teilchenverluste können nicht nur beim transversalen Anwachsen des Strahls auftreten. Energieunterschiede führen zu dispersiven Effekten, einem Auseinanderlaufen des Strahls entlang der Strahlachse, und können die gleiche Wirkung haben. Schließlich wurde die Wechselwirkung der umlaufenden Ionen mit dem Restgas diskutiert, wobei Streuprozesse eine Hauptursache für Teilchenverluste darstellen.

Ein kritischer Punkt bei der Beschreibung der Bewegung von Teilchen in Ringbeschleunigern sind durch Feldfehler induzierten Resonanzerscheinungen. Zur Diskussion der verschiedenen möglichen Resonanzen wurden zunächst im 3. Kapitel die hergeleiteten Bewegungsgleichungen durch Transformation in eine für weitere Untersuchungen geeignetere Form gebracht. Die Effekte durch zusätzliche Dipol- und Quadrupolfelder wurden analysiert, anschaulich dargestellt und schließlich anhand eines Resonanzdiagramms erläutert.

In den geplanten Speicherring werden Ionen in einem einzigen Bunch, mit einer Ausdehnung von rund dem halben Ringumfang, injiziert werden. Ihre Lebensdauer hängt wesentlich von dem erzielbaren Vakuumenddruck ab. Die geplanten Getterpumpen weisen eine sehr hohe Pumpleistung für die meisten Gase auf. Ihre Wirkungsweise wurde im 4. Kapitel beschrieben und praktische Aspekte ihrer Handhabung diskutiert.

Für den Betrieb eines Speicherrings ist es notwendig, die Parameter des umlaufenden Strahls zu jeder Zeit zu kennen und gegebenenfalls modifizieren zu können. Zentrales Element des Kontroll- und Diagnosesystems sind Strahlpositionsmonitore. In elektrostatischen Pickup-Elektroden induziert der Strahl beim Durchgang Spannungen über die eine Positionsbestimmung möglich ist. Die Wirkungsweise dieser Sonden wurde in der zweiten Hälfte des 4. Kapitels diskutiert und Methoden zur Signalaufbereitung und -analyse beschrieben.

Die allgemeinen Ergebnisse der Überlegungen zu elektrostatischen Speicherringen aus den ersten Kapiteln wurden schließlich auf spezielle Fälle übertragen. Im Rahmen dieser Arbeit wurden verschiedene Entwürfe für einen elektrostatischen Speicherring für Ionen der Gesamtenergie $E=50\text{ keV}$ angefertigt und ein Viertelringsegment zu Testzwecken entworfen und aufgebaut. Die Ergebnisse sind Inhalt des abschließenden 5. Kapitels.

Die Parameter sämtlicher Elemente entsprechen dabei bereits denen des geplanten Speicherrings. Der Teilchenstrahl einer am IKF in Frankfurt existierenden EZR-Ionenquelle soll über eine Injektionssektion in den Ring eingebracht werden. Als Grundlage der Strahldynamikrechnungen wurde daher eine Teilchenenergie von 50 keV verwendet, die durch diese Quelle bereitgestellt werden kann. Diese Energie bestimmt zusammen mit dem Ladungszustand der Teilchen die notwendigen Feldstärken in den Biegesektionen bereits vollständig.

Es wurden verschiedene, mögliche Bauformen eines elektrostatischen Speicherrings im Detail untersucht. Neben einer klassischen Ringform, die viel Platz für Experimente mit einer hohen Symmetrie der gesamten Maschine kombiniert, wurden verschiedene ovale Geometrien berechnet. Dies kann die Größe des Speicherrings noch weiter reduzieren und bietet möglicherweise gar die Option, die Anlage transportabel zu machen. Dadurch könnte ein elektrostatischer Speicherring an verschiedenen Experimentierplätzen zum Einsatz kommen und die Flexibilität in Bezug auf unterschiedliche speicherbare Ionensorten und mögliche Experimente noch besser genutzt werden.

Die geometrische Abmessungen und technische Ausführung der notwendigen elektrostatischen Biege- und Fokussierelemente wurde beschrieben und die Feldstärken angegeben. Die Strahlparameter wurden für jeden Fall gezeigt und miteinander verglichen. Insbesondere wurden die Stabilität der Teilchenbewegung, die Position im Resonanzdiagramm und das Verhalten der dynamischen Apertur untersucht.

Sämtliche notwendigen Strahlführungs- und Diagnosekomponenten für ein Viertelringsegment wurden entworfen und gefertigt. Dieses besteht zunächst aus einer 90° Biegesektion, die sich in zwei 10° Deflektoren mit parallelen Platten und einem 70° Zylinderdeflektor aufteilt.

Die Aufteilung der 90° Biegung in insgesamt drei Deflektoren erlaubt zum einen den Nachweis entstehender Neutralteilchen entlang der geraden Sektionen, zum anderen die Injektion von z.B. Elektronen- oder Laserstrahlen für die Untersuchung von Wechselwirkungsprozessen.

Vor und hinter jeder Biegesektion befindet sich je ein Quadrupoldublett. Über die anliegenden Spannungen kann die transversale Form des Strahls in einem weiten Bereich reguliert werden. Wie die Enveloppenberechnungen zeigten, können die transversalen Strahldimensionen deutlich verringert werden, wenn man auf die großzügige Dimensionierung der Vakuumkammern des Testaufbaus im endgültigen Ringentwurf verzichtet und auf diesem Wege die Driftstrecken zwischen den Biegesektionen verkürzt.

Zur Steuerung des Systems wurde ein komplett computergesteuertes Strahlkontroll- und Diagnosesystem entworfen und aufgebaut. Grundlage bilden analoge und digitale In- und Outputelemente des Group3 Pakets. Sämtliche Netzteile des Ringsegments können auf diesem Wege angesprochen werden.

Mit den in dieser Arbeit vorgestellten Methoden ist es möglich, elektrostatische Speicherringe detailliert zu berechnen und an die experimentellen Rahmenbedingungen anzupassen. Sämtliche Rechnungen wurden im Hinblick auf den geplanten Bau eines Rings für Teilchen mit Energien bis 50 keV durchgeführt.

Nächste Schritte auf dem Weg zu einem kompletten Ring sind die Berechnung und der Aufbau eines Injektionskanals, sowie die Integration der NEG-Pumpen in die Ringkammern zum Erreichen niedrigerer Enddrücke und entsprechend hoher Speicherzeiten. Strahltests konnten wegen der noch andauernden Renovierungsarbeiten im großen Maschinenraum des IAP bislang nicht stattfinden.

Die im Rahmen dieser Arbeit konzipierten Entwürfe eines elektrostatischen Speicherrings erlauben eine Speicherung unterschiedlichster Ionensorten mit sehr flexibler Strahlführung. Dies öffnet vielfältige neue Möglichkeiten: So können etwa Strahlen von Positronen oder Antiprotonen, die heute für atomare Stossexperimente nicht hinreichend intensiv sind, gespeichert und für interne Stossexperimente verwendet werden. Weiterhin können seltene, hochgeladene Ionen gespeichert und durch Stöße mit einem internen, spinausgerichteten Target in exotischen, langlebigen Zuständen angereichert werden. Für die Molekülphysik und die Chemie bietet sich die einmalige Möglichkeit beliebig grosse Moleküle zu speichern und deren Vibrationsanregung abkühlen zu lassen. An solchen gespeicherten Strahlen können Fragmentationsexperimente und Laserspektroskopie betrieben werden.

Ein elektrostatischer, massenunabhängiger Speicherring, wie er hier entworfen wurde, ist so ein zukunftsträchtiges, neuartiges Instrument, das für Atom-, Molekül- und Clusterphysik, sowie die Chemie neue Perspektiven eröffnet.

Literaturverzeichnis

- [Bai 98] S. Baird, "Resonances"
CERN Accelerator School – Seventh General Accelerator Physics Course
Oxford, England, 1998
- [Ban 66] A.P. Banford, "The Transport of Charged Particle Beams"
E. & F.N. Span Limited
London, 1966
- [Bar 96] R.M. Barnett
Review of Particle Physics
Phys. Rev. D **54**,1
1996
- [Ben 98] C. Benvenuti et al, "A novel route to extreme vacua: the non-evaporable
getter thin film coatings"
IVC 14
Birmingham, England, 1998
- [Ben 99] C. Benvenuti, "Molecular Surface Pumping: The Getter Pumps"
CERN Accelerator School – Vacuum Technology
CERN 99-05, Genf, 1999
- [Bir 94] J. Biri et al, "Beam Position Monitor Electronics at the Cooler Synchrotron
COSY Jülich"
IEEE Transactions on Nuclear Science
Vol. 41, No.1, 1994
- [Bro 93] Bronstein, Semendjajew, „Taschenbuch der Mathematik“
Verlag Harri Deutsch
Thun, Frankfurt am Main 1993
- [Car 95] D. Carey et al, „Third-Order Transport - A Computer Program for Design-
ing Charged Particle Beam Transport Systems“
Fermilab Pub 95 / 069
Batavia, Illinois, 1995

- [Cha 99] A.W. Chao, "Accelerator Physics and Engineering"
World Scientific
Singapore, 1999
- [Cup 77a] J.H. Cupérus, "Monitoring of Particle Beams at High Frequencies"
Nuclear Instruments and Methods **145**, 219
1977
- [Cup 77b] J.H. Cupérus, "Edge Effect in Beam Monitors"
Nuclear Instruments and Methods **145**, 233
1977
- [Dah 73] P. Dahl, "Introduction to Electron and Ion Optics"
Academic Press
New York, London, 1973
- [Das 95] A. Das, T. Ferbel, "Kern- und Teilchenphysik"
Spektrum, Akademischer Verlag
Heidelberg, Berlin, Oxford, 1995
- [Die 02] J. Dietrich
private Mitteilung
FZ Jülich, 2002
- [Ede 98] C. Edelman, „Vakuumphysik“
Spektrum, Akademischer Verlag
Heidelberg, Berlin, Oxford, 1998
- [Fra 89] B. Franczak, „Mirko - Beschreibung und Bedienungsanleitung“
GSI
Darmstadt, 1989
- [Fra 92] B. Franzke, "Interaction of stored ion beams with the residual gas"
CERN Accelerator School – Fourth Advanced Accelerator Physics Course
CERN 92-01, Genf, 1992
- [Fra 95] H. Frauenfelder, E.M. Henley, „Teilchen und Kerne“
Oldenbourg
München, Wien, 1995
- [Ger 93] Gerthsen, Vogel, „Physik – 17. Auflage“
Springer Verlag
Berlin, Heidelberg, New York, 1993

-
- [Glä] C. Gläßner, „Untersuchung von Randfeldeffekten in einem elektrostatischen Speicherring“
Diplomarbeit in Vorbereitung
- [Gol 92] D.A. Goldberg and G.R. Lambertson, “Dynamic Devices – a Primer on Pickups and kickers”
AIP Conf. Proc. No. 249
USPAS, 1992
- [Gro 02] Group3 Technology Ltd., „Group3 Control”
P.O. Box 71-111 Rosebank
Auckland, New Zealand, 2002
- [Hof 95] I. Hofmann, „Space Charge Dominated Beam Transport“
CERN 95-06
Geneva, 1995
- [Jac 82] J.D. Jackson, “Klassische Elektrodynamik”
Walter de Gruyter
Berlin, New York, 1982
- [Kle 87] K. Kleinknecht, „Detektoren für Teilchenstrahlung“
Teubner Studienbücher – Physik
Stuttgart, 1987
- [Laf 98] J.M. Lafferty, “Foundations of Vacuum Science and Technology”
John Wiley & Sons
New York, 1998
- [Lan 88] L.D. Landau, “Mechanics”
Moskau, 1988
- [Law 77] J.D. Lawson, “The physics of charged particle beams”
Clarendon Press
Oxford, 1977
- [Loe 63] H.M. Loebenstein, A. Sprinzak, ”The Third Order Aberrations of an Electric Strong Focusing Doublet”
Nuclear Instruments and Methods **25**, 162
1963
- [Mat 71] H. Matsuda, “The Influence of a Toroidal Electric Fringing Field on the Trajectories of Charged Particles in a Third Order Approximation”
Nucl. Instrum. Methods **91**, 637
1971

- [Mat 72] H. Matsuda and H. Wollnik, "Third Order Transfer Matrices for the Fringing Field of Magnetic and Electrostatic Quadrupole Lenses"
Nucl. Instrum. Methods **103**, 117
1972
- [May 94a] T. Mayer-Kuckuk, „Atomphysik“
Teubner Studienbücher – Physik
Stuttgart, 1994
- [May 94b] T. Mayer-Kuckuk, „Kernphysik“
Teubner Studienbücher – Physik
Stuttgart, 1994
- [Møl 98] S.P. Møller, "ELISA – an Electrostatic Storage Ring for Atomic Physics"
European Particle Accelerator Conference, EPAC
Stockholm, Schweden, 1998
- [Møl 99a] S.P. Møller, U.V. Pedersen, "Operational Experience with the Electrostatic Storage Ring, ELISA"
Particle Accelerator Conference, PAC
New York, USA, 1999
- [Møl 99b] S.P. Møller, „Beam-Residual Gas Interactions“
CERN Accelerator School – Vacuum Technology
CERN 99-05, Genf, 1999
- [Møl 00] S.P. Møller et al, "Intensity Limitations of the Electrostatic Storage Ring ELISA"
European Particle Accelerator Conference, EPAC
Wien, Österreich, 2000
- [Mus 95] G. Musiol et al, „Kern- und Elementarteilchenphysik“
Verlag Harri Deutsch
Frankfurt am Main, Thun, 1995
- [Nat 02] National Instruments
LabView 6.0i, Web Resources
<http://amp.ni.com/niwc/labview/resource.jsp>
Konrad-Celtis-Str. 79
München, 2002
- [Opt 98] OptiM 32, Version 3.0
Programmbeschreibung
LDBS Corporation, 1998

-
- [Orr 63] D. Orr, "Abberations in Electrostatic Quadrupoles"
Nuclear Instruments and Methods **24**, 377
1963
- [PBO 02] PBO Lab, User Manual
Accelsoft, P.O. Box 2813
Del Mar, CA 92014, USA, 2002
- [Ros 92] J. Roßbach, „Basic Course on Accelerator Optics“
CERN 94-1
Genf, 1992
- [Ros 99] A. Rossi, O.B. Malyshev, "Ion desorption stability in the LHC"
Vacuum Technical Note 99-20
CERN, LHC-VAC/OBM, 1999
- [Run 01] S. Runkel, "Untersuchungen von grundlegenden Prozessen in Elektron-
Zyklotron-Resonanz-Ionenquellen"
Doktorarbeit am IKF
Frankfurt am Main, 2001
- [Sac 71] F.J. Sacherer
IEEE Trans. Nucl. Sci
NS-28, p. 2408, 1981
- [Sae 02] "Non Evaporable Getters Activatable at Low Temperatures"
SAES Getters, Produktinformation
Köln, 2002
- [Sak 94] G.L. Saksaganskii, "Getter and Getter-Ion Vacuum Pumps"
Harwood Academix Publishers
Chur, 1994
- [Sca 95] W. Scandale, "Dynamics Aperture"
CER 95-06
Genf, 1995
- [Sch 92] H. Schmidt-Böcking et al, "The Frankfurt ECR-RFQ Facility"
Rev. Sci. Instrum. **63** (4) – Ion Sources, p. 2897
1992
- [Sch 02] H. Schmidt-Böcking, C. Welsch et al in, "ASACUSA Status Report"
Asacusa Collaboration
CERN / SPSC 2002-xxx prel.

- [Sen 99] Y. Senichev, "The Beam Dynamics in ELISA"
ISA
Aarhus, Dänemark, 1999
- [Sen 00] Y. Senichev et al, "Beam dynamics in Electrostatic Rings"
European Particle Accelerator Conference, EPAC
Wien, Österreich, 2000
- [Sep 61] A. Septier, J. van Acker, "Les lentilles quadrupolaires electrostatiques"
Nuclear Instruments and Methods **13**, 335
1961
- [Sep 67a] A. Septier, „Focusing of Charged Particles – Volume I“
Academic Press
New York, London, 1967
- [Sep 67b] A. Septier, „Focusing of Charged Particles – Volume II“
Academic Press
New York, London, 1967
- [Sha 85] R.E. Shafer, "Characteristics of Directional Coupler Beam Position Monitors"
IEEE Trans. Nucl. Sci. 32, 1985
- [Sha 89] R.E. Shafer, "Beam position monitoring"
Accelerator Instrum. Workshop
Upton, 1989
- [Sim 95] SIMION, Version 6.0
Lockheed Martin Idaho Technologies
Idaho, 1995
- [Søb 99] L. Søbby, M. Le Gras, J. Williams, "The Closed-Orbit Measurement System for the CERN Antiproton Decelerator"
DIPAC
Daresbury Laboratory, UK, 1999
- [Tan 01] T. Tanabe et al, "An Electrostatic Storage Ring for Atomic and Molecular Science"
KEK Preprint 2001-44
KEK, Japan, 2001
- [Vis 00] G. Vismara, "Signal Processing for Beam Position Monitors"
Beam Instrumentation Workshop
Cambridge, USA, 2000

-
- [Wel 99] C.P. Welsch, K.-U. Kühnel, A. Schempp „Aufbau und Untersuchung von Spiralresonatoren für den Hochstrominjektor der GSI“
Diplomarbeit, IAP, JW Goethe Universität
Frankfurt / Main, 1999
- [Wel 01a] C. P. Welsch, A. Schempp, H. Schmidt-Böcking "Layout of an electrostatic storage ring at IAP"
Particle Accelerator Conference PAC
Chicago, USA, 2001
- [Wel 01b] C. P. Welsch "Design Studies of an Electrostatic Storage Ring"
Atomic Physics at Accelerators, APAC
Aarhus, Dänemark, 2001
- [Wel 02a] C.P. Welsch, A. Schempp, H. Schmidt-Böcking, "Layout of an Electrostatic Storage Ring"
European Particle Accelerator Conference
Paris, Frankreich, 2001
- [Wel 02b] C.P. Welsch, H. Liebermann, A. Schempp, H. Schmidt-Böcking, "A Flexible Control System for an Electrostatic Storage Ring"
European Particle Accelerator Conference
Paris, Frankreich, 2001
- [Wel 02c] C.P. Welsch, C. Gläßner, A. Schempp, H. Schmidt-Böcking, "Analysis of Field Perturbation due to Electrode Errors in an Electrostatic Storage Ring"
European Particle Accelerator Conference
Paris, Frankreich, 2001
- [Wil 96] K. Wille, "Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen"
Teubner Taschenbücher
Stuttgart, 1996
- [Wol 87] H. Wollnik, "Optics of Charged Particles"
Academic Press, Inc.
San Diego, London, 1987
- [Yok 89] S. Yokouchi et al, "Vacuum Performance of Vacuum Chamber with a NEG Strip of 8 and 16 m"
RIKEN-JAERI SPring-8 Project Team Report
RIKEN, Wako-shi, Japan, 1989

Abbildungsverzeichnis

Abb. 1.1	Vergleich der Fokussierstärke von elektrostatischen und magnetischen Linsen bei unterschiedlichen Teilchenenergien.....	- 9 -
Abb. 1.2	Definition des globalen Koordinatensystems.....	- 9 -
Abb. 1.3	Definition des lokalen Koordinatensystems.....	- 12 -
Abb. 1.4	Strahlverlauf durch einen Plattenkondensator.....	- 14 -
Abb. 1.5	Ablenkung eines Ionenstrahls um größere Winkelbeträge.....	- 15 -
Abb. 1.6	Schematische Darstellung eines Paares sphärischer Elektroden....	- 19 -
Abb. 1.7	Fokussierung des Teilchenstrahls in der Ablenksektion.....	- 22 -
Abb. 1.8	Verlauf des Potentials im Zylinderdeflektor.....	- 23 -
Abb. 1.9	Verlauf des effektiven Potentials für den Fall eines 50 keV Protonenstrahls.....	- 25 -
Abb. 1.10	Querschnitt durch einen elektrostatischen Quadrupol.....	- 27 -
Abb. 1.11	Numerisch berechneter Feldlinienverlauf in einem elektrostatischen Quadrupol.....	- 28 -
Abb. 1.12	Skizzierung der Hill'schen Differentialgleichung	- 30 -
Abb. 1.13	Strahlverlauf durch eine Quadrupolelektrode.....	- 31 -
Abb. 1.14	Übersicht über ein Ringviertel.....	- 35 -

Abb. 1.15	Mögliche Teilchenbewegung durch die Beispielstruktur.....	- 37 -
Abb. 1.16	Strahlenvelope und mehrere exemplarische Teilchenbahnen...	- 39 -
Abb. 1.17	Phasenraumellipse in der r - r' Ebene und Bedeutung der Parameter a , b und g	- 42 -
Abb. 1.18	Idealisierte Trajektorie eines Teilchens für einen vollen Umlauf im Ring.....	- 46 -
Abb. 2.1	Feldverteilung in einem elektrostatischen Deflektor mit und ohne geerdete Blende.....	- 48 -
Abb. 2.2	Abschirmende Blenden im Randbereich eines Zylinderdeflektors.....	- 48 -
Abb. 2.3	Verlauf des Integrals I_1	- 49 -
Abb. 2.4	Verlauf des Integrals I_2	- 50 -
Abb. 2.5	Verlauf des Integrals I_3	- 51 -
Abb. 2.6	Berechneter Feldverlauf im 70° Deflektor mit geerdeten Blenden an Ein- und Ausgang zur Minimierung der Randfelder.....	- 52 -
Abb. 2.7	Rotation einer Elektrode des 10° Deflektors um die x -Achse.....	- 52 -
Abb. 2.9	Rotation einer Elektrode des 10° Deflektors um die y -Achse.....	- 53 -
Abb. 2.9	Verteilung des elektrostatischen Gradienten in einem Quadrupol zusammen mit der effektiven Gradientenverteilung.....	- 54 -
Abb. 2.10	Berechneter Potentialverlauf in einem elektrostatischen Quadrupoldublett.....	- 56 -

Abb. 2.11	Veranschaulichung der Berechnung der Feldänderung in einem elektrostatischen Quadrupol bei Rotation zweier gegenüberliegender Elektroden um die x -Achse.....	- 57 -
Abb. 2.12	Veranschaulichung der Berechnung der Feldänderung in einem elektrostatischen Quadrupol bei Rotation zweier gegenüberliegender Elektroden um die y -Achse.....	- 57 -
Abb. 2.13	Dezentrale Ladung und Spiegelladung in einer zylinderförmigen Vakuumkammer mit Radius R_0	- 59 -
Abb. 2.14	Ladung und zugehörige Spiegelladungen in einem Zylinderdeflektor.....	- 60 -
Abb. 2.15	Raumladungsbedingte Änderung der Betatronschwingung.....	- 63 -
Abb. 2.16	Definition des Wechselwirkungsquerschnitts.....	- 65 -
Abb. 2.17	Qualitative Darstellung der Wechselwirkungsquerschnitte von Elektroneneinfang und -verlust.....	- 66 -
Abb. 2.18	Qualitative Darstellung des Rutherford Streuquerschnitts.....	- 68 -
Abb. 2.19	Schematische Darstellung der Winkelstreuverteilung.....	- 71 -
Abb. 3.1	Normalisierte Phasenraumdarstellung.....	- 72 -
Abb. 3.2	Veranschaulichung der ganzzahligen Resonanz.....	- 72 -
Abb. 3.3	Veranschaulichung der halbzahligen Resonanz.....	- 72 -
Abb. 3.4	„Tune-Diagramm“ für Resonanzen bis zur 4. Ordnung.....	- 72 -
Abb. 4.1	Normalisierte Pumpgeschwindigkeiten für H_2 und CO am BMC und SSC.....	- 72 -

Abb. 4.2	Erzielbare Enddrücke für zwei unterschiedliche Gettermaterialien.....	- 72 -
Abb. 4.3	Modell eines 2-Elektroden Strahlpositionsmesssystems.....	- 72 -
Abb. 4.4	Modell eines 2-Elektroden Strahlenmesssystems.....	- 72 -
Abb. 4.5	Seitenansicht einer diagonal geschlitzten, kreisrunden Elektrode.....	- 72 -
Abb. 4.6	Seitenansicht eines elektrostatischen Pickups mit Signalverbindung in der Elektrodenmitte.....	- 72 -
Abb. 4.7	Schematische Darstellung eines elektrostatischen Pickup Paares zur gleichzeitigen Messung von horizontaler und vertikaler Strahlposition.....	- 72 -
Abb. 4.8	Ersatzschaltbild einer geschlitzten Pickup Elektrode.....	- 72 -
Abb. 5.1	Schnittzeichnung der Frankfurter EZR Ionenquelle.....	- 72 -
Abb. 5.2	Schematische Darstellung einer möglichen Injektionssektion.....	- 72 -
Abb. 5.3	Hauptbildschirm des im Rahmen dieser Arbeit in Visual Basic 6.0 geschriebenen Vielteilchensimulationsprogramms.....	- 72 -
Abb. 5.4	Überblick über einen Speicherring in „klassischer“ Ringform...	- 72 -
Abb. 5.5	Mit MAFIA berechneter „Arrowplot“ des elektrischen Feldes in einem Inflektor.....	- 72 -
Abb. 5.6	Aufnahme eines 10° Deflektors.....	- 72 -
Abb. 5.7	70° Zylinderdeflektor mit metallischen Blenden.....	- 72 -
Abb. 5.8	Auf einer Testhalterung montiertes Quadrupoldublett.....	- 72 -

Abb. 5.9	Enveloppenrechnungen für den „klassischen“ Ring mit langen Driftstrecken.....	- 72 -
Abb. 5.10	Phasenraumdarstellung der horizontalen Ebene für einen Beispielstrahl von 10.000 Teilchen, berechnet für den ersten gezeigten Fall in der Mitte des Zylinderdeflektors.....	- 72 -
Abb. 5.11	Berechnete Strahldimensionen für eine „klassische“ Ringform..	- 72 -
Abb. 5.12	Berechnete Arbeitspunkte eingezeichnet in einem tune-diagramm bis zur dritten Ordnung inklusive Koppel- und Summenresonanzen für eine „klassische“ Ringform.....	- 72 -
Abb. 5.13	Ergebnisse der Enveloppenberechnungen für einen „klassischen“ Ring mit kurzen Driftstrecken.....	- 72 -
Abb. 5.14	Transversale Dimension eines Teilchenstrahls „klassischer“ Form mit verkürzten Driftstrecken zwischen den Ablenkeinheiten.....	- 72 -
Abb. 5.15	Resonanzdiagramm für einen „klassischen“ Ring mit verkürzten Driftstrecken.....	- 72 -
Abb. 5.16	Schematische Darstellung eines „rennbahnförmigen“ Ringlayouts.....	- 72 -
Abb. 5.17	Berechnete Betafunktionen für ein „rennbahnförmiges“ Ringlayout mit zusätzlichem Quadrupol zur zusätzlichen Fokussierung in der horizontalen Ebene.....	- 72 -
Abb. 5.18	Resonanzdiagramm für ein „rennbahnförmiges“ Ringlayout mit 80° Zylinderdeflektoren.....	- 72 -
Abb. 5.19	Berechnete Strahldimensionen für ein „rennbahnförmiges“ Ringlayout mit zusätzlichem Quadrupol.....	- 72 -
Abb. 5.20	Schematische Darstellung eines Speicherrings mit 160° Biegektionen.....	- 72 -

Abb. 5.21	<i>Berechnete Betafunktionen für einen „rennbahnförmigen“ Speicherring mit kurzen Driftstrecken.....</i>	- 72 -
Abb. 5.22	<i>Berechnete Arbeitspunkte für einen „rennbahnförmigen“ Speicherring mit 160° Zylinderdeflektoren, eingetragen sind Resonanzen bis zur 4. Ordnung</i>	- 72 -
Abb. 5.23	<i>Berechnete Ausdehnung des Strahls im Realraum für den Fall eines „rennbahnförmigen“ Speicherrings mit einem 160° Deflektor und kurzen Driftstrecken.....</i>	- 72 -
Abb. 5.24	<i>Mit MAFIA berechneter Feldverlauf für den Fall geerdeter Blenden im Außenbereich des Zylinderdeflektors bei installierter Blende.....</i>	- 72 -
Abb. 5.25	<i>Berechnete Feldstärken im Außenbereich des 70° Deflektors bei angelegten Spannungen von +/- 6 kV.....</i>	- 72 -
Abb. 5.26	<i>Teilchenbewegung durch ein in SIMION eingegebenes Ringviertel.....</i>	- 72 -
Abb. 5.27	<i>Erreichbare Speicherzeit als Funktion der anfänglichen Ablage vom Sollorbit eines Teilchens der Energie $E=50$ keV.....</i>	- 72 -
Abb. 5.28	<i>3D-Isoansicht der Vakuumkammer des Zylinderdeflektors.....</i>	- 72 -
Abb. 5.29	<i>Übersicht über eine 90° Biegesektion.....</i>	- 72 -
Abb. 5.30	<i>Montierte 10° Deflektoren in der Vakuumkammer.....</i>	- 72 -
Abb. 5.31	<i>Aufnahme eines fertig montierten Quadrupoldoublets.....</i>	- 72 -
Abb. 5.32	<i>Schnittzeichnung eines mechanischen Scrapers.....</i>	- 72 -
Abb. 5.33	<i>Blick in die geöffnete Vakuumkammer mit installierten Strahlpositionsmotoren.....</i>	- 72 -
Abb. 5.34	<i>Aufnahme des Ringviertels.....</i>	- 72 -

<i>Abb. 5.35</i>	<i>CNA Hauptmodul des Group3 Systems.....</i>	<i>- 72 -</i>
<i>Abb. 5.36</i>	<i>Schematische Darstellung des gesamten Group3 Kontrollsystems.....</i>	<i>- 72 -</i>
<i>Abb. 5.37</i>	<i>Aufnahme der elektrostatischen Pickup-Elektroden.....</i>	<i>- 72 -</i>
<i>Abb. 5.38</i>	<i>Schnittzeichnung durch die Pickup-Elektroden Vakuumkammer</i>	<i>- 72 -</i>
<i>Abb. 5.39</i>	<i>Vereinfachte Darstellung der Hauptverstärkerschaltung.....</i>	<i>- 72 -</i>
<i>Abb. 5.40</i>	<i>Hauptbildschirm des Kontrollsystems in LabView.....</i>	<i>- 72 -</i>
<i>Abb. 5.41</i>	<i>Interne Verknüpfung der Module im Hauptbildschirm.....</i>	<i>- 72 -</i>
<i>Abb. 5.42</i>	<i>Interne Struktur eines Netzteilmoduls.....</i>	<i>- 72 -</i>
<i>Abb. 5.43</i>	<i>Strukturdiagramm der Oszilloskopsteuerung.....</i>	<i>- 72 -</i>
<i>Abb. 5.44</i>	<i>Aufnahme des kompletten Kontrollsystems.....</i>	<i>- 72 -</i>
<i>Abb. 5.45</i>	<i>Emittanzellipsen in den transversalen Phasenraumebenen für einen ringförmigen Speicherring mit kurzen Driftstrecken nach jedem Element des Ringviertels.....</i>	<i>- 72 -</i>
<i>Abb. 5.46</i>	<i>Transversale Strahldimensionen für einen anfänglich divergenten Strahl in einem ringförmigen Entwurf mit kurzen Driftstrecken.....</i>	<i>- 72 -</i>
<i>Abb. 5.47</i>	<i>Emittanzellipsen in den transversalen Phasenraumebenen für einen ringförmigen Speicherring mit kurzen Driftstrecken nach jedem Element des Ringviertels bei anfänglich geringem Strahlquerschnitt.....</i>	<i>- 72 -</i>

Anhang

A – Eingabefile eines „klassischen“ Rings in OptiM

```
$En=0.050;
$M=938.2723;
$gamma=1.000053289;
$beta=0.007299856163;
$R=25;
$L1=30.54326191;
$E1=3.999861536;
$G1=0.0;
$L2=10;
$E2=1.763269807
OptiM
Energy[MeV]=$En Mass[MeV]=$M
Emittance: ex[cm]=3.e-4. ey[cm]=3.e-4 DP/P=1e-4.
Initial: BetaX[cm]=1500          BetaY[cm]=200
        AlfaX=0                 AlfaY=0
        DispersX[cm]=200        DispersY[cm]=0
        Dsp_PrimeX=-1.35866e-16 DspPrimeY=0
        X=0.                    Y=0.          Z=0.
        tetaX=0.                tetaY=0.
begin lattice. Number of periods=4
o925 Lf o50 Ld o225 r10 o931 r70 o931 r10 o225 Ld o50 Lf o925
end lattice
#
begin list: dL=0.001 dB=.1 dG=0.00011 dS=0.00001
o50      L[cm]=5
o100     L[cm]=10
o225     L[cm]=22.5
o925     L[cm]=92.5
o931     L[cm]=93.1
# cylindrical deflector with 70 degrees bending of beam :
r70      L[cm]=30.543262  B[kG]=0          Gb[kG/cm]=0
        E[kV/cm]=$E1      Ge[kV/cm**2]=0
# cylindrical deflector with 10 degree bending of beam:
r10      L[cm]=10        B[kG]=0          Gb[kG/cm]=0
        E[kV/cm]=$E2      Ge[kV/cm**2]=0
# electrostatic quadrupole
Lf       L[cm]=10        Ge[kV/cm**2]=0.225565406
Ld       L[cm]=10        Ge[kV/cm**2]=-0.264815228
end list of element
```

B – Geometriedatei eines „klassischen“ Rings in SIMION

```
pa_define(24,640,640,p,xyz)
```

```
; Quadrupolduo I
```

```
locate (0,-20,0)
```

```
{
```

```
locate (,557,195)
```

```
{e(1)
```

```
{fill
```

```
{within{cylinder(0,24,10,6,6,20)}}
```

```
}
```

```
e(2)
```

```
{fill
```

```
{within{cylinder(11,13,10,6,6,20)}}
```

```
}
```

```
e(1)
```

```
{fill
```

```
{within{cylinder(0,0,10,6,6,20)}}
```

```
}
```

```
e(3)
```

```
{fill
```

```
{within{cylinder(0,24,36,6,6,20)}}
```

```
}
```

```
e(4)
```

```
{fill
```

```
{within{cylinder(11,13,36,6,6,20)}}
```

```
}
```

```
e(3)
```

```
{fill
```

```
{within{cylinder(0,0,36,6,6,20)}}
```

```
}
```

```
}
```

```
; Deflektoren I
```

```
locate(,542,222,,,) )
```

```
{e(5)
```

```
{fill
```

```
{within{box3d(-10,36,58,10,38,76)}}; 10-deg deflector Horizontal
```

```
}
```

```
e(6)
```

```
{fill
```

```
{within{box3d(-10,20,58,10,22,76)}}; 10-deg deflector Horizontal
```

```
}
```

```
}
```

```

;Bending section
locate(496,454,,,,5)
{
locate(0,0,12,,,,5)
{
e(0)
{fill
{within{box3d(0,0,0,40,40,2)}}}
e(0)
{fill
{within{box3d(0,50,0,20,76,2)}}}
}
locate(0,-8,22,,,,75)
{
e(0)
{fill
{within{box3d(0,0,0,20,40,2)}}}
e(0)
{fill
{within{box3d(0,50,0,20,76,2)}}}
}
locate(0,0,20,,,,5)
{e(7)
{rotate_fill(70)
{within{box(0,0,20,56)}
notin{box(0,0,20,45)}}; outer cylindrical electrode
}
e(8)
{rotate_fill(70)
{within{box(0,0,20,40)}}; inner cylindrical electrode
}
}
locate(0,0,20)
{e(0)
{rotate_fill(80)
{within{box(0,0,20,74)}
notin{box(0,0,20,72)}}; outer shield
}}}}

; Quadrupolduo II
locate(0,0,-20)
{
locate(0,114,0)
{
locate (,214)
{
locate (,105,343,,,,90)

```

```
{e(3)
  {fill
    {within{cylinder(0,24,10,6,6,20)}}
  }
e(4)
  {fill
    {within{cylinder(11,13,10,6,6,20)}}
  }
e(3)
  {fill
    {within{cylinder(0,0,10,6,6,20)}}
  }
e(1)
  {fill
    {within{cylinder(0,24,36,6,6,20)}}
  }
e(2)
  {fill
    {within{cylinder(11,13,36,6,6,20)}}
  }
e(1)
  {fill
    {within{cylinder(0,0,36,6,6,20)}}
  }
}
```

; Deflektoren II

```
locate(0,0,1)
{
locate(,240,540,,,90)
  {e(5)
    {fill
      {within{box3d(-10,36,58,10,38,76)}}; 10-deg deflector Horizontal
    }
  e(6)
    {fill
      {within{box3d(-10,20,58,10,22,76)}}; 10-deg deflector Horizontal
    }}}}
}
```

Danksagung

Eine solche Arbeit wäre nicht möglich ohne die Unterstützung einer Vielzahl von Personen. Mein Dank gilt

vor allem meinem Betreuer, Herrn Prof. Dr. Alwin Schempp. Erst seine ausgezeichnete Anleitung, die vielen Diskussionen physikalischer, wie nicht-physikalischer Probleme und der angenehme Umgang ermöglichte das Gelingen dieser Arbeit.

Herrn Prof. Dr. Horst Schmidt-Böcking. Sein Gespür für neue Entwicklungen hat diese Arbeit überhaupt erst mit auf den Weg gebracht. Wenn immer es Probleme zu geben schien, war er mit Lösungen zur Stelle. Unvergesslich auch das zufällige Treffen auf der anderen Seite der Welt...

meinem Freund und Kollegen Kai-Uwe Kühnel, mit dem ich seit Studienbeginn durch Dick und Dünn gegangen bin. Unser gemeinsames Semester an der UC Berkeley war ein absolutes Highlight! Das Studium, die vielen Praktika, Schulungen und Konferenzen hätten ohne ihn nur halb so viel Spaß gemacht. Die ausgezeichnete Atmosphäre in unserem Büro hat viel zum Spaß an der Arbeit beigetragen.

Herrn cand. phys. Christian Gläßner für die Hilfe bei der Arbeit am Ringviertel und das gute Verhältnis untereinander. Herrn Dipl. Phys. Holger Liebermann für die Realisierung der Programmierung des Steuersystems aus Abschnitt 5.3.2.3

der Institutswerkstatt unter der Leitung von Herrn Feinmechanikermeister G. Hausen für die gelungene Interpretation der abgegebenen Konstruktionszeichnungen und die gewissenhafte Fertigung sämtlicher Arbeiten.

in besonderem Maße Søren Pape Møller, dem „Vater“ von ELISA. Er stand stets als Ansprechpartner zur Verfügung. Seine Unterstützung auch während des Forschungsaufenthalts am ISA vorbildlich.

Frau Dr. Adriana Rossi und Herrn Dr. Jürgen Dietrich für die Hilfe bei den Fragen zum Vakuum- und Diagnosesystem, ebenso wie Herrn Dr. Jürgen Struckmeier für die Durchsicht des Manuskripts dieser Arbeit und Herrn Lars Sjøby für die Hilfe bei den Signalverstärkern.

Herrn Osamu Kamigaito für die hervorragende Betreuung während meiner Zeit am RIKEN. Der Aufenthalt in Japan war eines der größten Erlebnisse meines Lebens und der tiefe Einblick in eine so andere Kultur eine absolute Bereicherung meiner Zeit in der Physik.

den Herren Prof. Dr. Reinard Becker, Dr. Michael Kleinod und Dr. Klaus Volk für ihre immer wieder geduldigen Antworten auf alle möglichen und unmöglichen Fragen.

der Studienstiftung des Deutschen Volkes und insbesondere meinem Vertrauensdozenten Herrn Prof. Dr. Rainer Jelitto für die großzügige Unterstützung während meiner Studien- und Doktorandenzeit. Weiterhin den Herren Prof. Dr. Horst Klein, Prof. Dr. Reiner Dreizler und Prof. Dr. Harro Schmeling für ihren Vorschlag bei der Studienstiftung.

meinen Eltern, die mir immer bei Fragen und Problemen helfend zur Seite standen und meine Ideen stets bestmöglich gefördert haben. Sie in allen Situationen als mögliche Ansprechpartner zur Seite zu wissen, ist ein sehr schönes Gefühl.

zum guten Schluss meiner Frau Alexandra. Sie war es, die während des gesamten Studiums unter den „Macken“ eines Physikers am meisten zu leiden hatte. Doch auch die zum Teil langen und schweren Trennungen konnten uns nicht vom gemeinsamen Weg abbringen. Sie hat mir stets den Rücken für die Physik freigehalten und mir immer wieder die Richtung gezeigt, wenn ich nicht mehr wusste, wie es weitergehen soll. Ohne ihre permanente Nähe, Hilfe und Liebe wäre das meiste in meinem Leben nicht so, wie es heute ist.

Danke !

Lebenslauf

Vor- und Zuname: Carsten Peter Welsch
Geburtsdatum: 19.6.1975
Geburtsort: Offenbach / Main
Verheiratet mit: Alexandra Welsch, geb. Eck
Eltern: Franz-Peter Welsch
Angelika Welsch, geb. Schoske
Wohnort: Eichendorffstraße 4, 63477 Maintal
Telefon: 06181 / 436995

Schulbildung

1981 – 1985 Käthe Paulus Schule Mainhausen
1985 – 1987 Gerhard Hauptmann Schule Klein-Welzheim
1987 – 1994 Einhardschule Seligenstadt
Allgemeine Hochschulreife

Hochschulausbildung

1993 – 1999 Studium der Physik an der J.W. Goethe Universität, Frankfurt
März 1997 Eintritt ins IAP
Sommer 1997 1-semesteriges Studium an UC Berkeley
1998 Aufnahme als Stipendiat der Studienstiftung des deutschen Volkes
März 1999 Diplom
Sommer 1999 Aufnahme als Kollegiat im Graduiertenkolleg „Physik und Technik von Beschleunigern“
seit Oktober 1999 Promotion im Fachbereich Physik

Forschungsaufenthalte und akademische Weiterbildung

- 1997
Ferienschulung des Forschungszentrums Jülich
„Dynamik und Strukturbildung in kondensierter Materie“

IPP, Greifswald
“Summer University for Plasma Physik”

1 Semester Studium an der UC Berkeley, CA, USA
Vorlesungen, Praktika und Übungen in Mechanik, Optik und
Wärmelehre, sowie Quantenmechanik und Elektrodynamik
- 1998
Aufnahme als Stipendiat in die Studienstiftung des Deutschen
Volkes

Ferienschulung des Forschungszentrums Jülich
„Physik der Nanostrukturen“

Uni Dresden
Schulung „Vakuumphysik“

Bad Honnef, DPG Schulung
„Dünne Schichten“

CERN Accelerator School, Oxford, England
„Introduction to Accelerator Physics“
- 1999
CERN Accelerator School, Sneekkersten, Dänemark
„Vacuum Physics“

3-monatiger Forschungsaufenthalt am RIKEN, Tokyo
„Design eines magnetischen Strahlführungssystems für das
CSM Projekt“

Aufnahme als Kollegiat im Graduiertenkolleg
„Physik und Technik von Beschleunigern“

Beginn des Doktorandenstipendiums der Studienstiftung des
deutschen Volkes
- 2000
Beginn Studium der Betriebswirtschaftslehre

Forschungsaufenthalt am ISA, Aarhus, Dänemark

Ferienschulung des Forschungszentrums Jülich
„Femtosekunden und Nano-Elektronenvolt“

-
- LINAC 2000, Monterey, CA, USA
- CERN Accelerator School, Loutraki, Griechenland
„Accelerator Physics – Basic Level“
- 2001
Ferienschulung des Forschungszentrums Jülich
„Neue Materialien für die Informationstechnik“
- Vordiplom Betriebswirtschaftslehre
- PAC 2001, Chicago, USA
- APAC 2001, Aarhus, Dänemark
- CERN Accelerator School, Sevilla, Spanien
„Accelerator Physics – Intermediate Level“
- 2002
Nuclear Physics Spring Meeting, Münster
- Ferienschulung des Forschungszentrums Jülich
„Weiche Materie“
- CERN Accelerator School, Erice, Sizilien
„Superconductivity and Cryogenics“
- EPAC 2002, Paris, Frankreich
- LINAC 2002, Gyeongju, Korea
- Joint Accelerator School, JAS 2002, Long Beach, CA, USA
“Linacs”

Akademische Lehrer

W. Aßmus, R. Becker, H. Berckhemer, K. Bethge, H. Bokemeyer, H.-D. Brauer, G. Brey, R. Dalven, F. Gränzer, K. Hensen, A. Junge, H. Klein, R. Kulze, A. Lacroix, B. Lüthi, J.A. Maruhn, R. Mester, E. Mohler, G. Müller, F. Rauch, A. Schaarschmidt, A. Schempp, H. Schmeling, R. Schmidt, H. Schmidt-Böcking, D. Schubert, S. Schwarcz, H. Stöcker, H. Ströbele, D. Wolf