



Dissertation zur Erlangung des Grades Dr. rer. nat.

**Iterativer Algorithmus zur strahlbasierten
Vermessung und Korrektur von
Magnetfehlaufstellungen am
Speicherring Delta**

auf Basis eines erweiterten Modells der Strahloptik

Dipl. Phys. Olaf Kopitzki

01. September 2009

Angefertigt an der Fakultät Physik der TU Dortmund

Für meine Familie.

- | | |
|----------------------------------|--|
| 1. Gutachter: | Prof. Dr. Klaus Wille
Lehrstuhl für Beschleunigerphysik
Technische Universität Dortmund |
| 2. Gutachter: | Prof. Dr. Bernhard Spaan
Lehrstuhl für experimentelle Physik V
Technische Universität Dortmund |
| Vertreter der wiss. Mitarbeiter: | Dr. Christian Sternemann
Lehrstuhl für experimentelle Physik I
Technische Universität Dortmund |
| Tag der mündlichen Prüfung: | 30.10.2009 |

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Die Synchrotronstrahlungsquelle DELTA	3
2.1. Aufbau der Synchrotronstrahlungsquelle DELTA	3
2.2. Erzeugung und Nutzung der Synchrotronstrahlung	4
3. Grundlagen der Strahlführung	7
3.1. Bewegung geladener Teilchen in magnetischen Feldern	7
3.2. Bewegungsgleichung	9
3.2.1. Betatronschwingungen	9
3.2.2. Dispersion	11
3.2.3. Strahlbreite	11
3.2.4. Emittanz	12
3.2.5. Arbeitspunkt und optische Resonanzen	14
3.3. Transformationsmatrizen	15
4. Elemente der Strahlführung	17
4.1. Reale Magnete	17
4.1.1. Effektive Magnetlänge	17
4.1.2. Integrale Multipolstärken	18
4.1.3. Hysterese	18
4.1.4. Umrechnung von Magnetströmen in Magnetstärken	19
4.2. Driftstrecken	19
4.3. Dipol-Magnete	20
4.3.1. Schwache Fokussierung	20
4.3.2. Kantenfokussierung	21
4.3.3. Sextupol-Komponenten der Dipol-Randfelder	22
4.3.4. Dipol-Störungen	22
4.3.5. Berechnung der Strahlenergie	23
4.3.6. Dipole in Delta	24
4.4. Quadrupol-Magnete	25
4.4.1. Quadrupol-Störungen und Beta-Beating	27
4.4.2. Quadrupole in Delta	29
4.4.2.1. Triplett-Struktur	29
4.4.2.2. Mechanischer Aufbau	30
4.4.2.3. Stromversorgung	33
4.5. Sextupol-Magnete	35
4.5.1. Chromatizität	36

4.5.2.	Probleme beim Einsatz von Sextupolen	37
4.5.3.	Sextupole in Delta	37
4.6.	Vorzeichenkonventionen	39
5.	Messung und Korrektur der Strahlage	41
5.1.	Strahllagemonitore	41
5.1.1.	Genauigkeit und Kalibrierung	42
5.1.2.	BPM-Positionen	43
5.2.	Dipol-Korrektormagnete	45
5.2.1.	Genauigkeit	45
5.2.2.	Sextupol-Komponenten der Korrektoren	46
5.2.3.	DC-Spulen	46
5.2.4.	Korrektorpositionen	47
5.3.	Orbitkorrektur	48
5.3.1.	Response-Matrizen	48
5.3.2.	Lokale Orbitbeulen	49
6.	Weitere Komponenten des Speicherrings	53
6.1.	Beschleunigungsstrecken	53
6.2.	Insertion Devices	53
6.3.	Vakuumkammer	55
6.3.1.	Fixierung der Vakuumkammer	56
6.3.2.	Verschiebung der Vakuumkammer	57
6.4.	Induktive Wegaufnehmer	58
6.5.	Geodätische Vermessung	59
6.6.	Kontrollsystem	62
7.	Modellierung des Speicherrings	65
7.1.	MAD-Modell	65
7.2.	Implementation in MATLAB	66
7.2.1.	Teilchentracking	67
7.2.2.	Funktionale Erweiterungen	69
7.2.2.1.	Schnittstellen	69
7.2.2.2.	Vermessungsdaten	70
7.2.2.3.	Multipolkomponenten	72
7.3.	Ergebnisse der Simulation	75
7.3.1.	Berücksichtigung der transversalen Positionsabweichungen	76
7.3.2.	Annäherung im linearen Grenzfall	76
7.3.3.	Einfluss der Sextupol-Komponenten der Dipol-Korrektoren	81
7.3.4.	Response-Vektoren	82
7.3.5.	Feld- und Positionsfehler	84
8.	Strahlbasierte Messung von Quadrupol-Fehlaufstellungen	89
8.1.	Vorteile der strahlbasierten Messung	89
8.2.	Messmethode	90

8.3.	Fehlerbetrachtung	96
8.3.1.	Fehlerquellen bei der Messung	96
8.3.2.	Fehlerquellen bei der Berechnung	99
8.3.2.1.	Genauigkeit des Modells	99
8.3.2.2.	Genauigkeit des Minimierungsalgorithmus	100
8.4.	Iterative Anwendung der Methode	100
8.5.	Probleme beim Verschieben der Quadrupol-Magnete	102
8.6.	Ergebnisse der strahlbasierten Messung	102
8.6.1.	qd01+04 (äußerer Quadrupol)	102
8.6.2.	qd04+06 (äußerer) und qf03+03 (mittlerer Quadrupol)	104
8.6.3.	qd04+11 (äußerer Quadrupol)	105
8.6.4.	Entlastung der Korrektoren	106
9.	Messung der BPM-Positionen	109
9.1.	System zur dynamischen Änderung der BPM-Offsets	109
9.1.1.	Halterungen	109
9.1.2.	Elektronik	111
9.2.	Genauigkeit des Wegaufnehmersystems	112
10.	Zusammenfassung und Ausblick	117
A.	Anhang	119
A.1.	Magnetstruktur des Speicherrings Delta	119
A.2.	Ergebnisse der geodätischen Vermessung	124
	Abbildungsverzeichnis	127
	Tabellenverzeichnis	129
	Literaturverzeichnis	131
	Danksagung	141

1. Einleitung

Die Dortmunder Elektronen-Speicherringanlage DELTA ist eine Synchrotronstrahlungsquelle der dritten Generation, die sich am Zentrum für Synchrotronstrahlung der Technischen Universität Dortmund befindet [9]. In ihr werden Elektronen auf nahezu Lichtgeschwindigkeit beschleunigt, um anschließend über mehrere Stunden in einem Speicherring umzulaufen. Bei den zur Einhaltung dieser ringförmigen Bahn notwendigen Ablenkungen emittieren die Elektronen Synchrotronstrahlung (siehe Kapitel 2.2). Neben der Bereitstellung der Synchrotronstrahlung für die Nutzer der Fakultät Physik der TU Dortmund und verschiedene externe Nutzer¹ dient die Beschleunigeranlage der Ausbildung und Forschung im Bereich der Beschleunigerphysik.

Ziel dieser Arbeit

Zur Bereitstellung der Synchrotronstrahlung für die verschiedenen Nutzer ist es unerlässlich, den Elektronenstrahl an den Quellpunkten der Synchrotronstrahlung mit genau definierten Ablagen und Winkeln zu positionieren. Hierfür steht das in Kapitel 5.3 näher erläuterte Orbitkorrektursystem zur Verfügung, welches die Einstellung und Konstanthaltung dieser Parameter während des Speicherbetriebes ermöglicht. Das Orbitkorrektursystem bedient sich der in Kapitel 5 beschriebenen Dipol-Korrektormagnete, um die Strahlablagen lokal zu beeinflussen.

Ohne diese Korrekturen sollte im Idealfall die Anordnung der zur Strahlführung eingesetzten Magnete, wie sie in Kapitel 3 beschrieben wird, zur Speicherung des Elektronenstrahls ausreichend sein. Es zeigt sich jedoch, dass dies in Delta ausschließlich mit diesen Magneten nicht möglich ist [58]. Der zusätzliche Einsatz der über den Speicherring möglichst gleichmäßig verteilten Dipol-Korrektoren ist hierfür zwingend erforderlich. Dies liegt darin begründet, dass die Aufstellungspositionen, insbesondere die der Quadrupol-Fokussierungsmagnete (siehe Kapitel 4.4), laut geodätischer Vermessung (siehe Kapitel 6.5) teilweise erheblich von den Designpositionen abweichen [59]. Die Gründe hierfür werden in Kapitel 6.3 näher erläutert.

¹Dies sind im Wesentlichen die Bergische Universität Wuppertal, das Institute for Analytical Sciences (ISAS), die Universität Siegen und das Forschungszentrum Jülich.

1. Einleitung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine neue Methode entwickelt, um die relativen Fehlaufstellungen der Quadrupol-Magnete strahlbasiert zu messen [32]. Damit wird eine iterative Korrektur der Fehlaufstellungen innerhalb der Quadrupol-Triplets (siehe Kapitel 4.4) ermöglicht, die im Endeffekt zu einer Minimierung der erforderlichen Dipol-Korrektorstärken führen kann.

Es wird gezeigt, dass mit der neuen Methode eine iterative Korrektur der Quadrupol-Fehlaufstellungen mit einer Genauigkeit von besser als 100 μm möglich ist. Damit ist sie genauer als die bei DELTA angewandte geodätische Messmethode, die durch die mechanische Auflage der Messplatten auf den Eisenjochen limitiert ist, und hat zudem den Vorteil, dass keine geodätischen Instrumente benötigt werden. Die höhere Genauigkeit resultiert aus der Tatsache, dass durch die strahlbasierte Messung die Magnetpositionen auf die magnetischen Mitten der Quadrupole referenziert werden und nicht auf die Messplatten. Außerdem ist eine Vermessung der Magnete während des Strahlbetriebes möglich, während dessen sich die Magnetpositionen von denen im Zustand ohne Strahl unterscheiden [58].

Voraussetzung für die Anwendung der neuen Messmethode ist ein möglichst akkurates Modell des Speicherrings. Daher wurden im Rahmen dieser Arbeit umfangreiche Erweiterungen am Modell vorgenommen.

Aufbau der Arbeit

Zunächst werden in Kapitel 2 der allgemeine Aufbau der Synchrotronstrahlungsquelle DELTA und die besonderen Eigenschaften der Synchrotronstrahlung erläutert. In Kapitel 3 folgt eine Einführung in die Grundlagen der Strahlführung. Anschließend wird in Kapitel 4 auf die spezielle Umsetzung dieser Grundlagen bei DELTA eingegangen. In den Kapiteln 5 und 6 folgt eine Beschreibung der weiteren Hardware- und Software-Komponenten des Speicherrings, die zur Durchführung der Messungen erforderlich sind.

Die Anpassungen des Speicherringmodells werden in Kapitel 7 erläutert, bevor in Kapitel 8 die eigentliche Messmethode sowie deren Ergebnisse präsentiert werden.

Die zur Korrektur der Fehlaufstellungen notwendigen Umbaumaßnahmen erfordern die Einführung eines Positionsüberwachungssystems für die Strahllagemonitore (siehe Kapitel 5), welches in Kapitel 9 eingeführt wird. Kapitel 10 enthält schließlich einen zusammenfassenden Überblick über die Ergebnisse dieser Arbeit sowie einen Ausblick auf das weitere Vorgehen bei der Korrektur der Fehlaufstellungen im Speicherring Delta.

2. Die Synchrotronstrahlungsquelle DELTA

2.1. Aufbau der Synchrotronstrahlungsquelle DELTA

Der prinzipielle Aufbau der Beschleunigeranlage ist Abbildung 2.1 zu entnehmen. Die Elektronen bewegen sich innerhalb des Strahlrohres (siehe Kapitel 6.3) im Ultrahochvakuum. Nach der Extraktion aus einer thermischen Elektronenquelle (Gun) besitzen die Elektronen eine Energie von etwa 50 keV und werden anschließend in einer normalleitenden 3-GHz-Linearbeschleunigersektion auf etwa 75 MeV beschleunigt, bevor sie durch einen Transferkanal in das Booster-Synchrotron BoDo überführt werden. Während einer zyklischen Rampe erreichen sie dort eine Endenergie von bis zu 1.5 GeV, mit der sie dann in den Speicherring Delta transferiert werden. Dieser Zyklus¹ wird wiederholt, bis in Delta ein maximaler Strahlstrom von etwa 130 mA akkumuliert ist.

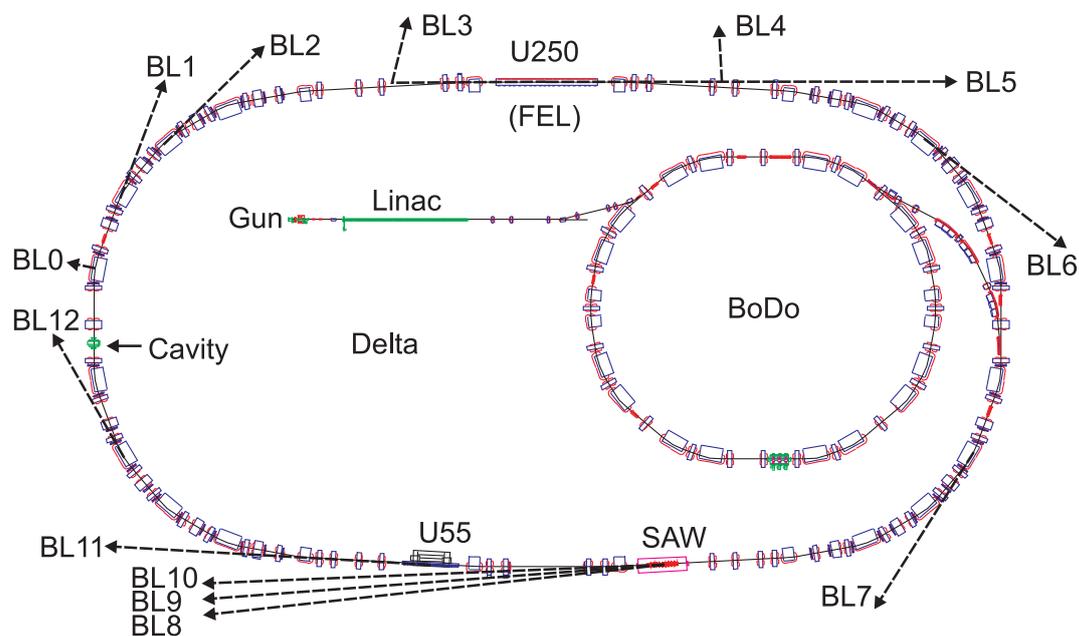


Abbildung 2.1: Übersicht der Synchrotronstrahlungsquelle DELTA. Zur Beschreibung der einzelnen Komponenten siehe Text.

¹Die gesamte Zyklusdauer ist abhängig von der Endenergie und beträgt bei 1.5 GeV 6.5 s.

2. Die Synchrotronstrahlungsquelle DELTA

Durch die Abstrahlung der Synchrotronstrahlung erfahren die Elektronen einen Energieverlust, der ihnen in einer Beschleunigungsstrecke wieder zugeführt werden muss. Diese Beschleunigungsstrecke ist durch einen Hohlraumresonator (Cavity) verwirklicht (siehe Kapitel 6.1).

2.2. Erzeugung und Nutzung der Synchrotronstrahlung

Eigenschaften der Synchrotronstrahlung

Hochrelativistische geladene Teilchen emittieren bei transversaler Beschleunigung, beispielsweise in den Ablenkmagneten eines Speicherrings, elektromagnetische Strahlung tangential zur Bewegungsrichtung, die als Synchrotronstrahlung² bezeichnet wird. Synchrotronstrahlung zeichnet sich durch eine hohe Intensität und Brillanz³ aus, wobei ihr Spektrum einen weiten Bereich abdeckt. Es reicht von der Infrarotstrahlung (IR) (von etwa 10^{-3} eV bis etwa 0.1 eV) über das sichtbare Licht (bis etwa 1 eV), den Vakuum-Ultraviolettbereich (VUV) (bis wenige 10 eV) und die weiche Röntgenstrahlung (bis etwa 2 keV) bis hin zur harten Röntgenstrahlung (bis zu einigen 10 keV). Aufgrund dieser Eigenschaften, aber auch wegen der genauen Zeitauflösung⁴ und der Polarisation [76], bietet sich Synchrotronstrahlung zur Untersuchung festkörperphysikalischer Problemstellungen an, beispielsweise bei der Oberflächen- und Kristallstrukturanalyse [10].

Erzeugung der Synchrotronstrahlung

Zur Erzeugung von Synchrotronstrahlung dienen neben den Dipol-Magneten (siehe Kapitel 4.3) vor allem Undulatoren und Wiggler, so genannte Insertion Devices (siehe Kapitel 6.2), die an hierfür freigehaltenen Driftstrecken im Speicherring eingebaut worden sind. In Delta sind dies der Supraleitende Asymmetrische Wiggler (SAW) [54, 43] sowie der permanentmagnetische Undulator U55 und der elektromagnetische Undulator U250, wobei letzterer sowohl Quelle für eine Synchrotronstrahllinie als auch Teil eines Free-Electron-Laser-Experimentes (FEL) ist [44, 61, 48, 24].

²Die Bezeichnung Synchrotronstrahlung leitet sich von ihrer Entdeckung an einer Synchrotron-Beschleunigeranlage ab. Diese hat ihren Namen aufgrund der Funktionsweise, bei der die Magnetfeldstärke synchron der Erhöhung der Teilchenenergie folgt.

³Die Brillanz gibt die Zahl der pro Sekunde und Ampère Strahlstrom abgestrahlten Photonen in einem Spektralintervall von 0.1 % der Photonenenergie pro mm^2 Quellgröße und mrad^2 Raumwinkel an.

⁴Diese entsteht durch das Bunchen des Strahls aufgrund der Phasenfokussierung, siehe [78].

Nutzung der Synchrotronstrahlung

Die Synchrotronstrahlung wird den Experimentierplätzen über Strahllinien (Beamlines, BL) zugeführt (Abbildung 2.1) [56]. Diese bestehen aus einer Vakuumkammer, die mit der Strahlkammer verbunden ist, um die Synchrotronstrahlung geradlinig herauszuführen. Die Strahlung kann am Anfang der BL mit Hilfe eines mechanischen Verschlusses (Beams-hutter) blockiert werden. Es folgen verschiedene Baugruppen, wie strahlungsdurchlässige Vakuumfenster zum Schutze des Speicherringvakuums, Blenden, Fokussierspiegel und Monochromatoren zur Beeinflussung der Strahlungseigenschaften wie Strahlgröße und -energie und schließlich der Halter für die zu untersuchenden Proben [9].

BL0 führt das Synchrotronlicht zur Nutzung des IR-Anteils aus der Kammer. BL1, BL2, BL6, BL7 und BL12 sind Strahllinien zur Nutzung der Synchrotronstrahlung der Dipol-Magnete, davon wird BL7 zur Strahl diagnose genutzt, indem das sichtbare Spektrum der Synchrotronstrahlung mit einem Spiegel ausgekoppelt und auf eine CCD-Kamera gelenkt wird. BL3 und BL4 sind die Strahllinien für das Laserlicht des FEL, während die spontane Undulatorstrahlung zur BL5 geführt wird. An BL8, BL9 und BL10 wird die harte Röntgenstrahlung des SAW genutzt. An BL12 wird die weiche Röntgenstrahlung des U55 herausgeführt.

Strahllebensdauer

Im Laufe der Zeit gehen immer mehr Elektronen durch verschiedene Effekte verloren, wobei die Restgasstreuung und der Touschek-Effekt dominieren [57, 72]. Die Restgasstreuung kann in die elastische Coulombstreuung und die durch inelastische Streuung erzeugte Bremsstrahlung aufgeteilt werden. In beiden Fällen streuen die Elektronen an in der Vakuumkammer befindlichen Gasmolekülen, die teilweise durch die Synchrotronstrahlung von der Oberfläche der Kammerwand desorbiert werden. Durch die elastische Streuung kann der Transversalimpuls der Elektronen so groß werden, dass sie auf die Kammerwand auftreffen und so verloren gehen.

Die inelastische Streuung kann dazu führen, dass die longitudinalen Impulse der Elektronen so groß werden, dass sie in den nichtlinearen Bereich der sinusförmigen Hochspannung im Cavity gelangen⁵ und schließlich keiner stabilen Umlaufbahn mehr folgen. Dieser Effekt kann bei hoher Dichte des Elektronenstrahls auch durch Streuung der Elektronen untereinander entstehen, wenn zwei Elektronen mit unterschiedlichen transversalen Impulsen aneinander stoßen. Dies wird als Touschek-Effekt bezeichnet [72]. Aufgrund dieser Effekte hat der gespeicherte Strahl nur eine begrenzte Lebensdauer, während derer die Stromstärke nähe-

⁵Die Elektronenenergie liegt dann nicht mehr innerhalb des phasenstabilen Bereichs und damit der Energieakzeptanz des Beschleunigers, siehe [78].

2. Die Synchrotronstrahlungsquelle DELTA

rungsweise exponentiell abfällt. Bei einem Strahlstrom von 100 mA beträgt die Lebensdauer in Delta etwa 10 Stunden.

3. Grundlagen der Strahlführung

3.1. Bewegung geladener Teilchen in magnetischen Feldern

Geladene Teilchen, in diesem Fall Elektronen, werden innerhalb von Ringbeschleunigern wie BoDo und Speicherringen wie Delta auf einer vorgegebenen Bahn geführt, die im Folgenden als Designorbit bezeichnet wird. Diese Bahn setzt sich aus geraden Driftstrecken (siehe Kapitel 4.2) und Abschnitten mit konstant gekrümmtem Strahlverlauf mit dem Radius R zusammen [78]. Die Länge L des Designorbits beträgt für Delta 115.2 m.

Um die Elektronen auf gekrümmten Bahnen zu zwingen, muss die Lorentzkraft

$$\vec{F} = \dot{\vec{p}} = e \left(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B} \right) \quad (3.1)$$

aufgebracht werden (e bezeichnet hier die Ladung des Elektrons, \vec{p} seinen Impuls und \vec{v} seine Geschwindigkeit, \vec{E} und \vec{B} sind die elektrische beziehungsweise die magnetische Feldstärke). Aufgrund der hochrelativistischen Geschwindigkeit der Elektronen würden zur Strahlführung elektrische Felder in Größenordnungen benötigt, die technisch eigentlich unmöglich wären [78]. Dagegen ist die Ablenkung mit magnetischen Feldern relativ einfach möglich; denn nach Gleichung 3.1 ist bei Teilchen nahe der Lichtgeschwindigkeit c ein elektrisches Feld der Stärke

$$E = cB \quad (3.2)$$

erforderlich, um eine dem magnetischen Feld äquivalente Ablenkung zu erreichen. Um die Wirkung einer magnetische Feldstärke von 1 T zu erreichen, müsste also eine elektrische Feldstärke von etwa 300 MV/m aufgebracht werden. Technisch realisierbar sind zur Zeit Feldgradienten von etwa 10 bis 20 MV/m [22] bei (ungepulsten) normalleitenden und 30 bis 40 MV/m [51] bei supraleitenden Beschleunigerstrukturen.

Um die vom Ladungsschwerpunkt der Elektronen beschriebene Bahn, den Orbit, zu charakterisieren, wird ein Koordinatensystem (x, z, s) eingeführt, in dem die s -Koordinate in Bewegungsrichtung der Elektronen mitgeführt wird, während die x - und z -Koordinaten die transversale Abweichung vom Designorbit angeben (Abbildung 3.1). Die positive Richtung der horizontalen x -Koordinate zeigt bei einer horizontalen Anordnung der Magnetstruktur und einer Umlaufrichtung im Uhrzeigersinn nach außen, die positive Richtung der vertikalen z -Koordinate nach oben.

3. Grundlagen der Strahlführung

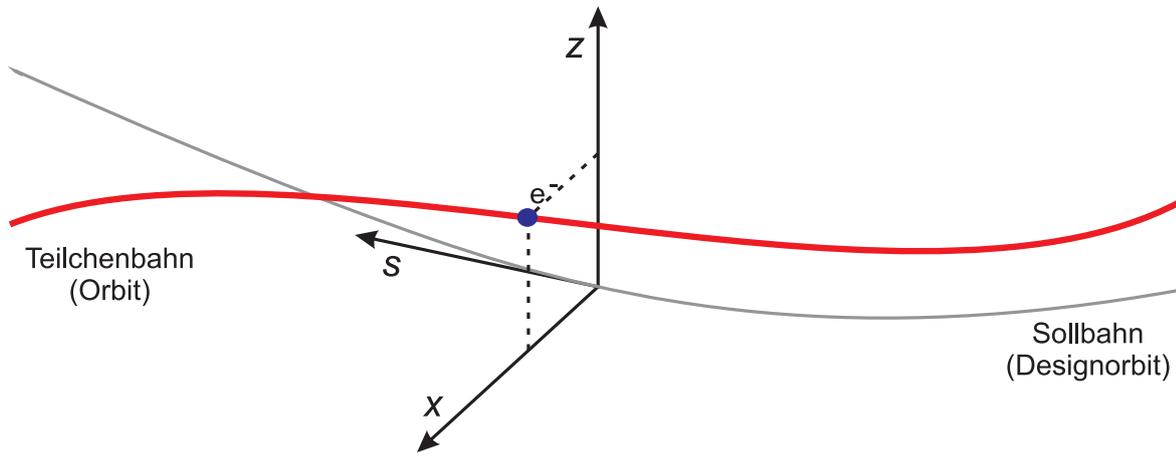


Abbildung 3.1: Koordinatensystem zur Beschreibung der Teilchenbahn [78].

Unter der Annahme, dass das magnetische Feld nur transversale Komponenten besitzt ($\vec{v} = (0, 0, v_s)$ und $\vec{B} = (B_x, B_z, 0)$), vereinfacht sich das Kräftegleichgewicht zu

$$\frac{1}{R(s)} = \frac{e}{p} \sqrt{B_x^2(s) + B_z^2(s)}, \quad (3.3)$$

wobei $p = m_e v_s$ der Impuls eines Elektrons mit der relativistischen Masse m_e ist. Die transversalen Komponenten des Magnetfeldes lassen sich dann in der Umgebung des Designorbits zu einer Summe von Multipoltermen entwickeln. Die jeweiligen Multipolfelder können von als Dipol, Quadrupol, Sextupol, etc. bezeichneten Magneten erzeugt werden und werden zur Strahlführung im Speicherring eingesetzt (siehe Kapitel 4). Normalerweise werden die Magnete dabei aufrecht aufgestellt, so dass die Ablenkung der Elektronen in der horizontalen x - s -Ebene erfolgt und in dieser Ebene keine horizontalen Feldkomponenten vorhanden sind [74]:

$$\begin{aligned} \frac{e}{p} B_z(x, z) &= \frac{e}{p} B_{z,0} + \frac{e}{p} \frac{\partial B_z}{\partial x} x + \frac{1}{2!} \frac{e}{p} \frac{\partial^2 B_z}{\partial x^2} (x^2 - z^2) + \dots \\ &= \frac{1}{R} + k \cdot x + \frac{1}{2!} m (x^2 - z^2) + \dots \end{aligned} \quad (3.4)$$

Dipol Quadrupol Sextupol ...

Die horizontalen Feldkomponenten in der z - s -Ebene lassen sich ebenfalls aus dieser Magnetkonfiguration entwickeln:

$$\begin{aligned} \frac{e}{p} B_x(x, z) &= \frac{e}{p} B_{x,0} + \frac{e}{p} \frac{\partial B_x}{\partial z} z + \frac{e}{p} \frac{\partial^2 B_x}{\partial z^2} z + \dots \\ &= 0 + k \cdot z + m \cdot x \cdot z + \dots \end{aligned} \quad (3.5)$$

Dipol Quadrupol Sextupol ...

An Gleichungen 3.4 und 3.5 ist zu erkennen, dass bei dieser aufrechten Konfiguration das konstante Dipol-Feld B_0 in der z -Ebene gleich Null ist und in der x -Ebene dem inversen Biegeradius der Dipol-Magnete entspricht.

Eine Umpolung des Magnetstromes zieht entsprechend eine Vorzeichenänderung der jeweiligen Multipolkomponente nach sich, wodurch der Stahl in die entgegengesetzte Richtung abgelenkt wird, das heißt die Vorzeichen der Terme in Gleichungen 3.4 und 3.5 entsprechen der Polung des Magnetstromes.

Werden die Magnete um $\Theta = \pi/2n$ gedreht, wobei n die Ordnung des Multipolfeldes ist, so vertauscht sich ihre Wirkungsebene. Es ergibt sich dann [74]

$$\begin{array}{ccccccc}
 0 & + & k \cdot z & + & m \cdot x \cdot z & + & \dots \\
 \text{Dipol} & & \text{Quadrupol} & & \text{Sextupol} & & \\
 (\Theta = 90^\circ) & & (\Theta = 45^\circ) & & (\Theta = 30^\circ) & &
 \end{array} \quad (3.6)$$

für die x - s -Ebene und

$$\begin{array}{ccccccc}
 - & \frac{1}{R} & - & k \cdot x & - & \frac{1}{2!} m (x^2 - z^2) & - \dots \\
 \text{Dipol} & & \text{Quadrupol} & & \text{Sextupol} & & \\
 (\Theta = 90^\circ) & & (\Theta = 45^\circ) & & (\Theta = 30^\circ) & &
 \end{array} \quad (3.7)$$

für die z - s -Ebene. Bei Einsatz von gedrehten Magneten innerhalb einer ansonsten aufrechten Magnetkonfiguration führt dies zu einer Kopplung der Bewegung in beiden Ebenen. Eine Drehung eines Magneten um einen Winkel 2Θ entspricht in der Wirkung dem Umpolen des Erregungsstromes eines aufrechten Magneten. Eine Drehung um einen anderen Winkel führt ebenfalls zu einer Kopplung der Bewegungsbahnen.

Um 45° gedrehte Quadrupole können auch gezielt eingesetzt werden, um eine bereits vorhandene Kopplung durch eine gegenteilige Wirkung zu kompensieren [72].

3.2. Bewegungsgleichung

3.2.1. Betatronschwingungen

Um die Bahn der Elektronen durch die Magnetstruktur zu berechnen, werden zunächst nur Multipole bis zur zweiten Ordnung in x und z in den Gleichungen 3.4 und 3.5 berücksichtigt. Dann ergibt sich für die horizontale Ebene [78]

$$x''(s) - \underbrace{\left(k_x(s) - \frac{1}{R_x^2(s)} \right)}_{k_x^*} x(s) = \frac{1}{R_x(s)} \frac{\Delta p}{p} \quad (3.8)$$

3. Grundlagen der Strahlführung

und für die vertikale Ebene

$$z''(s) + \underbrace{k_z(s)}_{k_z^*} z(s) = 0. \quad (3.9)$$

Hieraus können die Gleichungen für die Bewegung eines Elektrons für jede der beiden transversalen Richtungen $\zeta = x, z$ erhalten werden, indem die Bahnfunktion $\zeta(s)$ als eine Schwingung um den Orbit betrachtet wird, deren Amplitude und Phase von der Position s abhängen. Diese transversalen Schwingungen werden als Betatronschwingungen¹ bezeichnet.

Wenn zunächst ausschließlich Teilchen mit Sollimpuls ($\Delta p/p = 0$) betrachtet werden, dann folgt aus Gleichungen 3.8 und 3.9 die vereinfachte Bewegungsgleichung

$$\zeta''(s) - k_\zeta^* \zeta(s) = 0. \quad (3.10)$$

Im Folgenden wird die Bewegung des Gesamtstrahls betrachtet, $\zeta(s)$ bezeichnet also die Bahnfunktion vieler überlagerter Einzelteilchenbahnen. Der Einfluss der schwachen Fokussierung $1/R_x^2(s)$ der Dipole wird hier vernachlässigt; die Erläuterung folgt in Kapitel 4.3. Damit kann die Bewegungsgleichung in der vereinfachten Form [52]

$$\zeta''(s) - k_\zeta \zeta(s) = 0. \quad (3.11)$$

geschrieben werden. Dies ist eine Differentialgleichung des Hillschen Typs, welche sich durch den Ansatz einer quasiharmonischen Oszillation lösen lässt:

$$\zeta(s) = \sqrt{\varepsilon_\zeta} \sqrt{\beta_\zeta(s)} \cos(\Psi_\zeta(s) + \phi_\zeta), \quad (3.12)$$

mit

$$\Psi_\zeta(s) = \int_0^s \frac{ds'}{\beta_\zeta(s')}. \quad (3.13)$$

Dazu werden die Betafunktion $\beta_\zeta(s)$ sowie die Emittanz ε_ζ eingeführt. ϕ_ζ bezeichnet einen konstanten Phasenversatz, der für jedes Einzelteilchen einen beliebigen Wert annehmen kann. Dagegen beschreibt $\Psi_\zeta(s)$ die Betatronphase des Gesamtstrahls. Im Folgenden werden nur die Symbole $\beta(s)$ und $\Psi(s)$ verwendet, wobei immer beide Ebenen gemeint sind.

¹Der Name Betatronschwingungen bezieht sich auf die Beobachtung dieser Schwingungen an Betatron-Beschleunigeranlagen, in dem Betateilchen (Elektronen und Positronen) mit einem zeitlich veränderlichen Magnetfeld beschleunigt werden.

3.2.2. Dispersion

Für die vollständige Lösung der Bewegungsgleichungen 3.8 und 3.9 unter Berücksichtigung einer Impulsabweichung $\Delta p/p$ ergibt sich als partikuläre Lösung die Dispersion $D(s)$. Die Elektronen folgen dann Dispersionsbahnen, was zu einer horizontalen Aufweitung des Strahls führt (Abbildung 3.2).

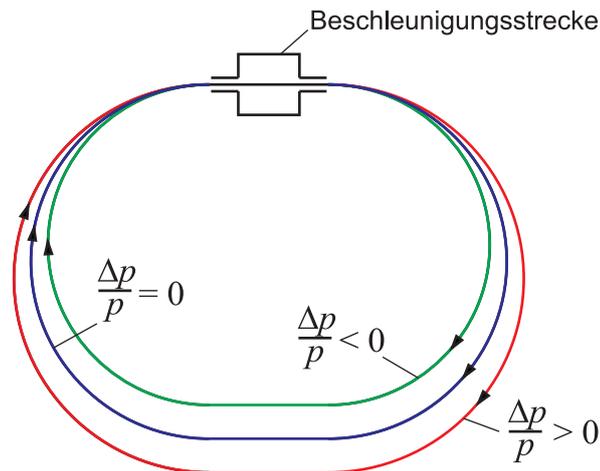


Abbildung 3.2: Sollbahn (blau) und Dispersionsbahnen für Teilchen mit Impulsabweichung. Teilchen mit höherem Impuls folgen Bahnen mit größerem Radius (rot), Teilchen mit geringem Impuls folgen Bahnen mit kleinerem Radius (grün) [78].

3.2.3. Strahlbreite

Da die Elektronen im Gesamtstrahl näherungsweise normalverteilt sind, werden die Strahlbreiten $\sigma_z(s)$ durch die Gaußverteilung der Ladungsdichte

$$\rho(s) = \frac{Ne}{2\pi\sigma_x(s)\sigma_z(s)} \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma_x^2(s)} - \frac{z^2}{2\sigma_z^2(s)}\right) \quad (3.14)$$

definiert [78]. Darin bezeichnet N die Anzahl der Teilchen im Strahl. Die Strahlbreite $\sigma(s)$ ist der Abstand vom Strahlschwerpunkt, bei dem die Ladungsdichte auf $\exp(-\frac{1}{2})$ abgefallen ist. Dies entspricht genau einer Standardabweichung der statistischen Teilchenverteilung. Anschaulich kann die Strahlbreite $\sigma(s)$ als Einhüllende betrachtet werden, welche die Einzelteilchenbahnen umschließt (Abbildung 3.3).

3. Grundlagen der Strahlführung

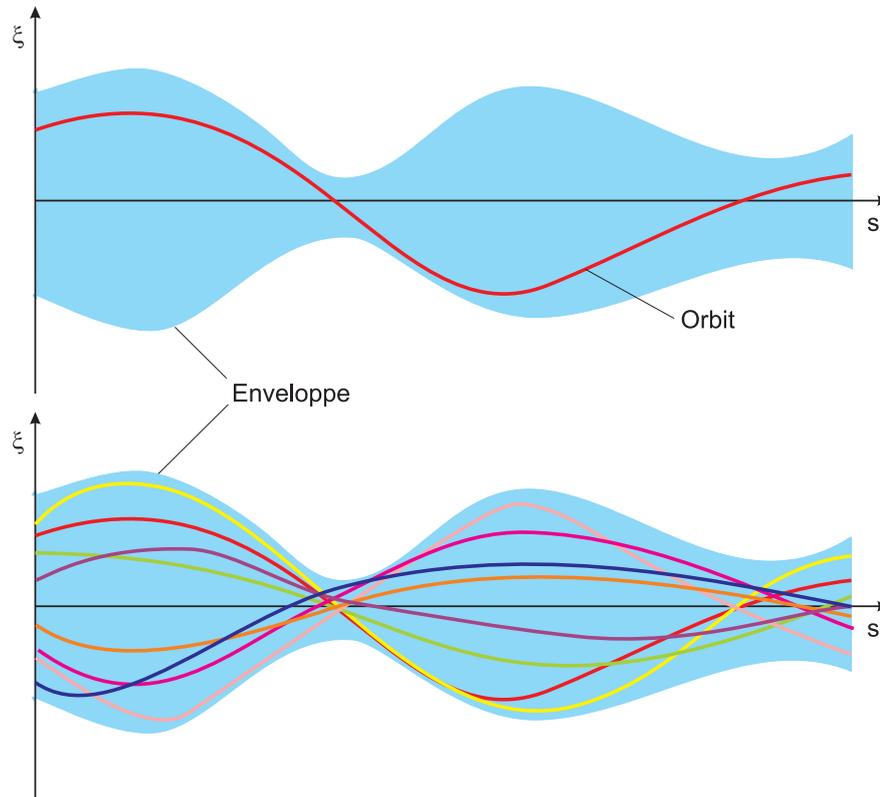


Abbildung 3.3: Verlauf einer (oben) und mehrerer (unten) Einzelteilchenbahnen $\zeta(s)$ innerhalb der Enveloppe $\sigma(s)$ [78].

Diese Einhüllende wird als Enveloppe bezeichnet und durch die Betafunktion $\beta(s)$, die Emittanz ε und die Dispersion $D(s)$ beschrieben:

$$\sigma(s) = \sqrt{\varepsilon\beta(s) + D^2(s) \left(\frac{\Delta p}{p}\right)^2}. \quad (3.15)$$

3.2.4. Emittanz

Für ein Elektron entspricht die Emittanz ε der Fläche A der durch dieses Elektron im Phasenraum ζ, ζ' beschriebenen Ellipse geteilt durch π (Abbildung 3.4). Diese Fläche bleibt aufgrund des Satzes von Liouville [63] immer konstant.

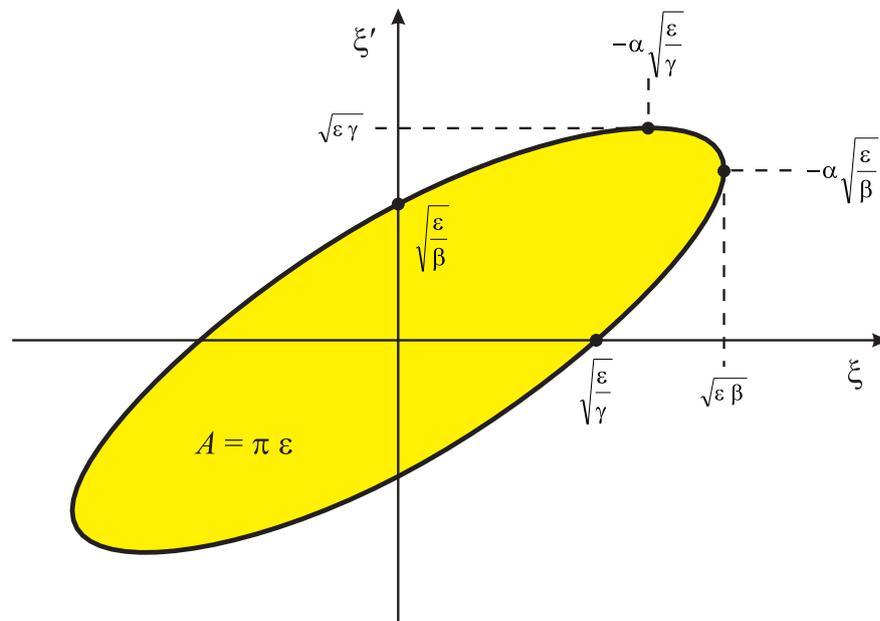


Abbildung 3.4: Phasenraumellipse der Teilchenbewegung in einer Ebene [78].

Im Weiteren bezeichnet die Emittanz immer jene des Gesamtstrahls, die sich aus der Strahlbreite nach Gleichung 3.15 ergibt:

$$\varepsilon = \frac{\sigma^2(s) - D^2(s) \left(\frac{\Delta p}{p}\right)^2}{\beta(s)}. \quad (3.16)$$

Wegen der Konstanz der Emittanz lässt sich der lokale Strahlquerschnitt unter Vernachlässigung der Dispersion durch die Betafunktion $\beta(s)$ beschreiben. Daher wird diese auch als Amplitudenfunktion bezeichnet. Die Betafunktion ist periodisch mit dem Umfang L des Speicherrings.

Weiterhin werden noch die Parameter $\alpha(s)$ und $\gamma(s)$ auf Basis der Ableitung der Betafunktion

$$\beta'(s) = \frac{d\beta(s)}{ds} \quad (3.17)$$

definiert, die sich ebenfalls aus der Phasenraumellipse (Abbildung 3.4) ergeben [8]:

$$\alpha(s) := -\frac{1}{2}\beta'(s) \quad (3.18)$$

und

$$\gamma(s) := \frac{1 + \alpha^2(s)}{\beta(s)}. \quad (3.19)$$

3. Grundlagen der Strahlführung

3.2.5. Arbeitspunkt und optische Resonanzen

Der Arbeitspunkt oder Q -Wert wird als

$$Q := \frac{\mu}{2\pi} = \frac{1}{2\pi} \int_0^L \frac{ds}{\beta(s)} \quad (3.20)$$

definiert. Er gibt die Zahl μ der Betatronschwingungen pro Umlauf an.

Da die Teilchen in Speicherringen vielfach dieselben magnetischen Felder durchlaufen, können die Betatronschwingungen resonant angeregt werden. Dieses Phänomen kann zu Strahlverlusten führen, wenn die Elektronen durch eine immer größer werdende Ablage vom Designorbit auf die Vakuumkammerwand treffen. Mit Hilfe des Arbeitspunktes lassen sich Aussagen über das Resonanzverhalten des Strahls treffen.

Beispielsweise erreichen die Elektronen für einen ganzzahligen Arbeitspunkt einen möglichen Dipol-Feldfehler immer zur gleichen Betatronphase, wodurch sich die dadurch entstehenden Ablenkungen über mehrere Umläufe aufsummieren. Entsprechend wird der Strahl durch höhere Multipolfelder bei Bruchteilen des Arbeitspunktes resonant angeregt. Bei Quadrupol-Feldern erfolgt eine Anregung entsprechend bei halbzahligem, bei Sextupol-Feldern bei drittelzahligem Arbeitspunkt; weitere Multipolfelder regen ebenfalls Resonanzen an. Mit zunehmender Ordnung in x oder z wirken diese sich jedoch in immer geringerem Maße auf den Strahl aus. Dies liegt darin begründet, dass die Einzelteilchenphase ϕ sich mit jedem Umlauf um den nichtganzzahligen Teil q des Arbeitspunktes ändert, so dass der Ordnung entsprechend viele Umläufe notwendig sind, bis die Resonanzbedingung wieder erfüllt ist. Da dieser Phasenvorschub jedoch bei jedem Umlauf um einen geringen Betrag $\Delta\phi$ abweichen kann, wird die Wahrscheinlichkeit für die Erfüllung der Resonanzbedingung mit zunehmender Zahl der Umläufe immer geringer.

Optische Resonanzen können in beiden transversalen Schwingungsebenen auftreten. Weiterhin sind aufgrund höherer Multipolfelder sowie Fehlauflagen der Magnete immer Kopplungen zwischen den Ebenen vorhanden (siehe Gleichungen 3.4 und 3.5 sowie Kapitel 4.5), wodurch auch Koppelresonanzen entstehen. Die allgemeine Resonanzbedingung für eine Störung der Ordnung $m + n$ lautet [74]

$$mQ_x + nQ_z = p \quad (3.21)$$

für Summenresonanzen und

$$mQ_x - nQ_z = p \quad (3.22)$$

für Differenzresonanzen, wobei m , n und p nichtnegative ganze Zahlen sind. Summenresonanzen können destruktiv sein, indem die Amplitude der Betatronschwingung unendlich groß wird. Differenzresonanzen führen nur zu einem Austausch von Betatronschwingungen

zwischen den Schwingungsebenen. Zur Veranschaulichung lassen sich die Resonanzen in einem Arbeitspunktdiagramm auftragen, wie es in Abbildung 3.5 dargestellt ist.

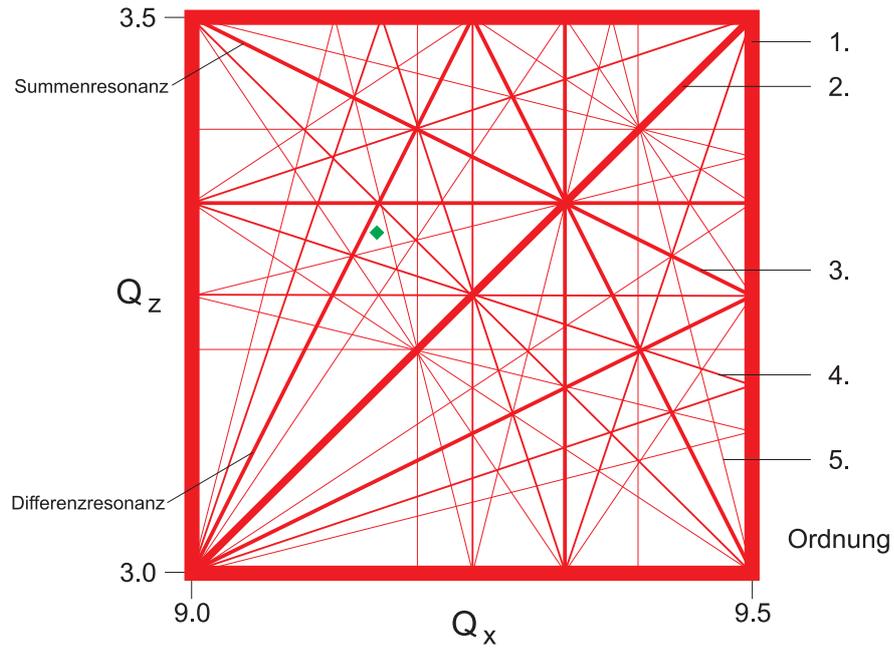


Abbildung 3.5: Arbeitspunktdiagramm mit Resonanzlinien bis zur fünften Ordnung. Die Linienbreite nimmt mit zunehmender Ordnung ab. Die diagonalen Linien markieren Koppelresonanzen, wobei fallende Linien Summenresonanzen und steigende Linien Differenzresonanzen entsprechen [74]. Die Raute (grün) markiert einen gemessenen Arbeitspunkt für die Standardoptik in Delta.

3.3. Transformationsmatrizen

Eine einfache Möglichkeit der Transformation eines Bahnvektors

$$\begin{pmatrix} \zeta(s) \\ \zeta'(s) \end{pmatrix} = \mathbf{M} \begin{pmatrix} \zeta_0 \\ \zeta'_0 \end{pmatrix} \quad (3.23)$$

der Elektronen mit der Ablage ζ_0 und dem Winkel ζ'_0 vom Designorbit durch eine Magnetstruktur vom Ort s_0 zum Ort s kann im Rahmen der Matrizenoptik erfolgen. Die allgemeine Transformationsmatrix ergibt sich nach [78] zu

$$\mathbf{M}(s) = \begin{pmatrix} \sqrt{\frac{\beta(s)}{\beta_0}} \cos \Delta\Psi + \alpha_0 \sin \Delta\Psi & \sqrt{\beta(s)\beta_0} \sin \Delta\Psi \\ \frac{(\alpha_0 - \alpha(s)) \cos \Delta\Psi - (1 + \alpha_0 \alpha(s)) \sin \Delta\Psi}{\sqrt{\beta(s)\beta_0}} & \frac{\beta(s)}{\beta_0} \cos \Delta\Psi - \alpha(s) \sin \Delta\Psi \end{pmatrix}. \quad (3.24)$$

Darin sind β_0 und $\beta(s)$ die Betafunktionen an den Orten s_0 und s sowie α_0 und $\alpha(s)$ die entsprechenden Funktionswerte nach Gleichung 3.18, die sich aus den Steigungen der Betafunktionen ergeben. $\Delta\Psi$ ist der Phasenvorschub zwischen s_0 und s .

3. Grundlagen der Strahlführung

Auf diese Weise lässt sich bei Kenntnis der Parameter β , α und Ψ für jeden Teilabschnitt der Magnetstruktur eine Matrix aufstellen. Folgerichtig aneinander multipliziert ermöglichen sie die Transformation des Bahnvektors durch den gesamten Abschnitt.

Für einen vollen Umlauf vereinfacht sich Gleichung 3.24 für $\beta(s) = \beta_0$, $\alpha(s) = \alpha_0$ und $\gamma(s) = \gamma_0$ zu

$$\mathbf{M}_{\text{Umlauf}}(s) = \begin{pmatrix} \cos \mu + \alpha(s) \sin \mu & \beta(s) \sin \mu \\ -\gamma(s) \sin \mu & \cos \mu - \alpha(s) \sin \mu \end{pmatrix}. \quad (3.25)$$

Darin ist $\mu = 2\pi Q$ nach Gleichung 3.20.

4. Elemente der Strahlführung

Um die Elektronen auf den Designorbit zu zwingen, werden Magnete mit verschiedenen Multipolfeldern eingesetzt, die im Folgenden beschrieben werden. Die Gesamtheit der strahlführenden Felder wird dabei als Optik bezeichnet.

Bei Kenntnis der magnetischen Feldstärken können für jeden Magnettypen spezielle Transformationsmatrizen aufgestellt werden [78], die aneinander multipliziert die Transformation des Bahnvektors durch den entsprechenden Abschnitt ermöglichen (siehe Kapitel 3.3). Im Weiteren werden vierdimensionale Transformationsmatrizen angegeben, die zugleich beide transversalen Raumrichtungen x und z enthalten.

Zur vollständigen Beschreibung der Strahlbewegung, einschließlich der durch Impulsabweichungen und Bahnlängenabweichungen bedingten Orbitänderungen, müssen sechsdimensionale Transformationsmatrizen betrachtet werden (siehe auch Kapitel 7.2). Für eine weitergehende Betrachtung sei auf [22], [28] und [38] verwiesen.

4.1. Reale Magnete

4.1.1. Effektive Magnetlänge

Bei der folgenden Betrachtung realer Magnete ist zu beachten, dass die magnetischen Felder nicht dem Modell eines kastenförmigen Potentials entsprechen, da die Feldstärke im Randbereich nicht abrupt abfällt. Diese Randfelder werden zur einfacheren Berechnung in einem Rechteckmodell mit der effektiven Magnetlänge l_{eff} berücksichtigt. Innerhalb dieser Strecke wird die Feldverteilung als konstantes Feld B_{eff} und außerhalb als Null angenommen, so dass

$$\int B(s) ds = B_{\text{eff}} \cdot l_{\text{eff}} \quad (4.1)$$

gewährt bleibt.

Die Definition der effektiven Länge kann auf unterschiedliche Weise erfolgen, je nachdem wie die beiden freien Parameter bestimmt werden. Bei DELTA ergibt sich $\int B(s) ds$ aus einer Messung des magnetischen Feldes über die Länge des Magneten und der Randfelder

4. Elemente der Strahlführung

innerhalb eines Bereiches, in dem das Magnetfeld bis auf einen bestimmten Wert abfällt¹. B_{eff} wird dann als Mittelwert \bar{B} des Feldes in diesem Bereich berechnet. Die effektiven Längen der kurzen und der langen Quadrupole ergeben sich damit zu 0.234 m und 0.434 m [17].

4.1.2. Integrale Multipolstärken

Da oft der integrale Effekt eines ausgedehnten Magneten auf den Teilchenstrahl von Interesse ist, werden die jeweiligen integralen Multipolstärken aus Gleichungen 3.4 und 3.5 durch Multiplikation mit der effektiven Magnetlänge berechnet. Es ergibt sich dann der durch die entsprechenden Felder über die effektive Länge des Magneten verursachte Ablenkwinkel:

$$\frac{e}{p} B_z(x, z) l_{\text{eff}} = \theta_x = \frac{1}{R} l_{\text{eff}} + k \cdot x \cdot l_{\text{eff}} + \frac{1}{2!} m (x^2 - z^2) l_{\text{eff}} + \dots \quad (4.2)$$

und

$$\frac{e}{p} B_x(x, z) l_{\text{eff}} = \theta_z = 0 + k \cdot z \cdot l_{\text{eff}} + m \cdot x \cdot z \cdot l_{\text{eff}} + \dots \quad (4.3)$$

4.1.3. Hysterese

Die Eisenjoche der bei DELTA eingesetzten Elektromagnete unterliegen Hystereseeffekten² (Abbildung 4.1). Im Speicherring Delta sind davon vor allem die Dipole und Quadrupole betroffen, da diese die größten Eisenmassen besitzen. Um möglichst reproduzierbare Feldstärken zu erhalten, wird beim Einschalten der Magnete in einem als Massage bezeichneten Vorgang der Strom an allen Magneten so weit wie möglich erhöht und anschließend wieder zu Null gesetzt. Durch das mehrfache Wiederholen dieses Vorgangs nähert sich die Remanenz dem mit den jeweiligen Netzgeräten maximal erreichbaren Wert an. Bei den Dipolen kann dadurch von reproduzierbaren Feldstärken ausgegangen werden. Bei den Quadrupolen ist die Reproduzierbarkeit nur direkt nach einer Massage gegeben, da die Quadrupole anschließend zur teilweise automatischen Anpassung des Arbeitspunktes ständig variiert werden.

¹Die Randbedingungen für die Definition der aktuell bei DELTA verwendeten effektiven Längen sind nicht bekannt. Bei den in [7] dokumentierten Magnetvermessungen sind noch abweichende Werte für l_{eff} angegeben, die aus einer üblichen Näherung ($l_{\text{eff}} = \text{Magnetjochlänge} + \text{Aperturradius}$) resultieren. In [17] werden bereits die aktuellen Werte verwendet, jedoch ohne Quellenangabe.

²Eine ausführliche Beschreibung des Hysteresephänomens findet sich in [34].

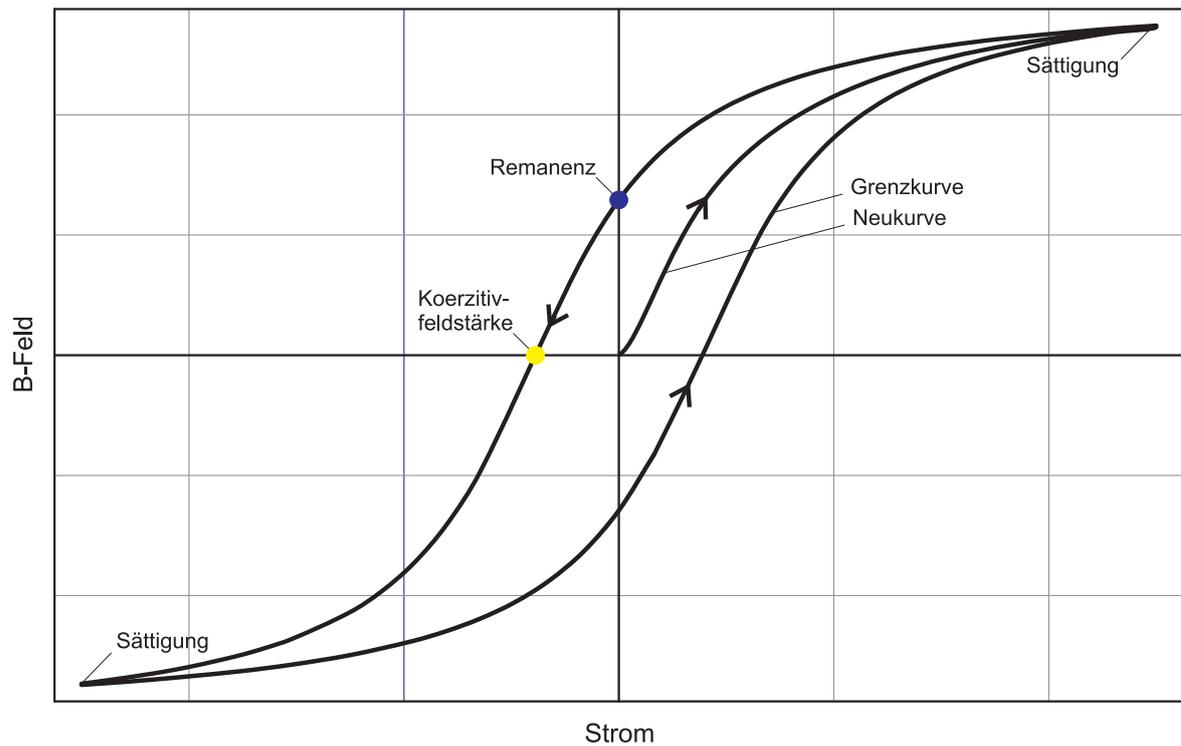


Abbildung 4.1: Hysteresekurve für Eisen. Die vom Nullpunkt ausgehende Neukurve entsteht bei nicht magnetisiertem Material. Nach dem Abschalten des Stroms bleibt ein remanentes B-Feld zurück (blauer Punkt). Um dieses zu kompensieren, ist ein Strom erforderlich, der die notwendige Koerzitivfeldstärke erzeugt (gelber Punkt) [13].

4.1.4. Umrechnung von Magnetströmen in Magnetstärken

Die Berechnung von integralen Magnetstärken und Ablenkwinkeln (in Abhängigkeit von der Energie) aus den Erregungsströmen der Magnetspulen erfolgt mit Hilfe der Software-Bibliothek `i2k` [16]. Diese berechnet die Feldstärken aller strahlführenden Elemente des Speicherrings mit Hilfe von Polynomen auf Basis exemplarisch gemessener Multipolfelder. Die Berechnung ist auch in umgekehrter Richtung möglich.

4.2. Driftstrecken

Driftstrecken sind feldfreie Abschnitte, in denen sich die Elektronen linear fortbewegen. Die Transformationsmatrix für eine Driftstrecke lautet dementsprechend

$$\mathbf{M}_{\text{Drift}}(s) = \begin{pmatrix} 1 & s - s_0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & s - s_0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (4.4)$$

4.3. Dipol-Magnete

Um innerhalb eines Kreisbeschleunigers eine geschlossene Umlaufbahn zu erhalten, werden die Elektronen mit Hilfe von räumlich konstanten Dipol-Feldern der Stärke $1/R$ kreisförmig abgelenkt (Abbildung 4.2).

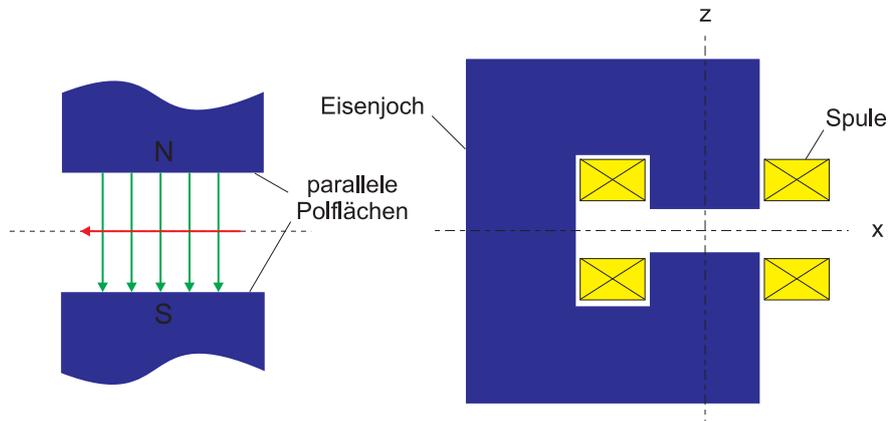


Abbildung 4.2: Polflächen (links) eines Dipols mit Feldlinien (grün) und resultierender Ablenkung (rot) sowie Aufbau eines Dipol-Magneten (rechts) am Beispiel des DELTA-C-Magneten [78].

Für einen Dipol ergibt sich die somit die Transformationsmatrix

$$\mathbf{M}_{\text{Dipol}}(s) = \begin{pmatrix} \cos \frac{s-s_0}{R} & R \sin \frac{s-s_0}{R} & 0 & 0 \\ -\frac{1}{R} \sin \frac{s-s_0}{R} & \cos \frac{s-s_0}{R} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & s-s_0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (4.5)$$

4.3.1. Schwache Fokussierung

Beim Vergleich von Gleichung 4.5 mit der Transformationsmatrix eines fokussierenden Quadrupols (Gleichung 4.9) wird erkennbar, dass auch Dipole eine fokussierende Wirkung auf den Strahl haben. Diese ist jedoch relativ schwach und wird daher als schwache Fokussierung bezeichnet. Das Prinzip ist in Abbildung 4.3 ersichtlich. Die schwache Fokussierung tritt nur in der horizontalen Ebene auf, da in der vertikalen Ebene keine Ablenkung des Teilchenstrahls erfolgt.

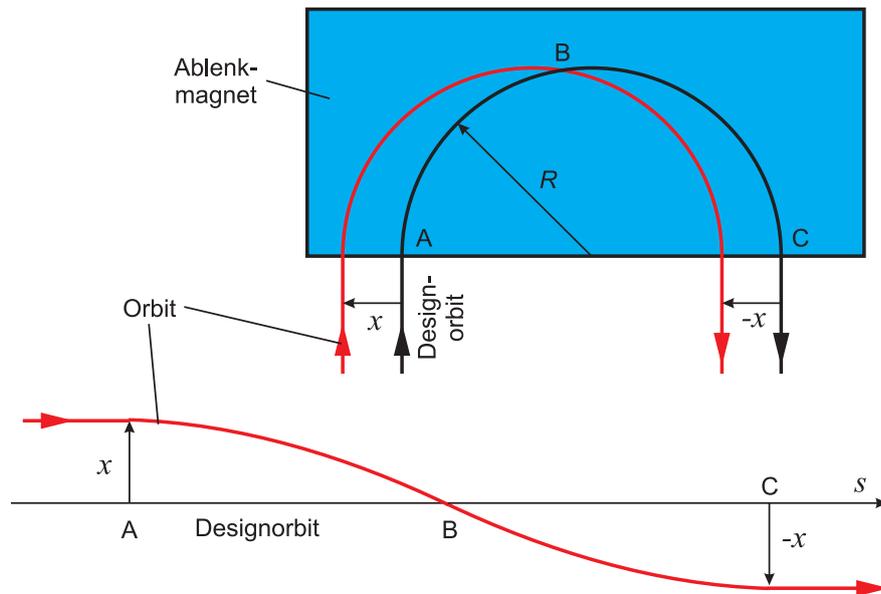


Abbildung 4.3: Prinzip der schwachen Fokussierung: Das Teilchen tritt bei A in das Magnetfeld ein, kreuzt bei B den Designorbit und tritt bei C wieder aus dem Magnetfeld aus [78].

4.3.2. Kantenfokussierung

Aufgrund der kostengünstigeren Fertigungsmöglichkeit werden normalerweise keine Sektormagnete verwendet, deren Stirnflächen senkrecht zum Designorbit stehen, sondern Rechteckmagnete mit parallelen Stirnflächen. Dadurch treten die Teilchen unter einem Winkel Φ in das Dipol-Feld ein und aus diesem aus (Abbildung 4.4). Dies hat zur Folge, dass die Teilchen im Rechteckmagneten eine um Δl kürzere Strecke zurücklegen als im Sektormagneten und daher um den Winkel $\Delta\theta$ weniger abgelenkt werden, was einer horizontalen Defokussierung entspricht.

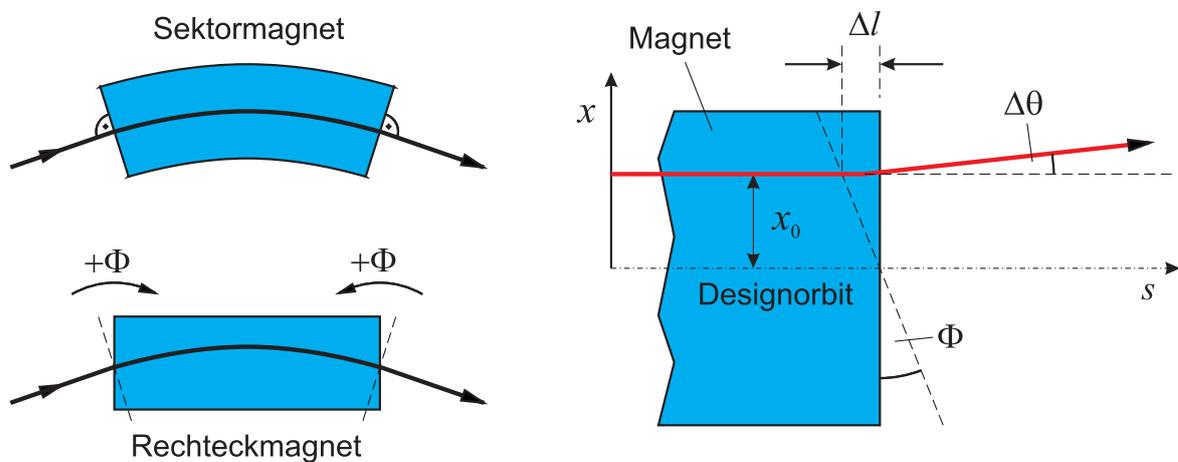


Abbildung 4.4: Prinzip der Kantenfokussierung: Teilchenbahn im Sektor- und im Rechteckmagneten (siehe Text) [78].

4. Elemente der Strahlführung

In den Dipol-Randfeldern sind außerdem fokussierende Feldkomponenten vorhanden, die auf einen senkrecht eintretenden Strahl keine Wirkung haben. Beim Rechteckmagneten führen sie jedoch aufgrund des Winkels Φ zu einer vertikalen Fokussierung des Teilchenstrahls³.

Insgesamt ergibt sich die Transformationsmatrix für die Kantenfokussierung also zu

$$\mathbf{M}_{\text{Kante}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ \frac{\tan \Phi}{R} & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -\frac{\tan \Phi}{R} & 1 \end{pmatrix}. \quad (4.6)$$

Durch folgerichtige Multiplikation der Transformationsmatrizen für den Dipol und seine Kantenfokussierungen erhält man somit die Transformationsmatrix eines Rechteckmagneten. Hierbei wird ersichtlich, dass sich in erster Näherung bei einem Rechteckmagneten aufgrund der Kantenfokussierung die schwache Fokussierung von der horizontalen in die vertikale Ebene verlagert.

4.3.3. Sextupol-Komponenten der Dipol-Randfelder

In den Randfeldern der Dipole entstehen auch höhere Multipolfeldkomponenten, beispielsweise durch Sättigungseffekte. In erster Linie sind dies Sextupol-Felder [7], die mit Gleichung 4.21 beschrieben werden können und ebenfalls durch eingangs- und ausgangsseitige Transformationsmatrizen berücksichtigt werden.

4.3.4. Dipol-Störungen

In den Dipolen wird das Koordinatensystem gedreht, so dass die s -Achse immer in Richtung des Designorbits weist. Sobald an anderen Stellen ein Dipol-Feld auftritt, entweder gewollt, wie in Kapitel 5 beschrieben, oder als Feldfehler, wird die resultierende Ablenkung des Teilchenstrahls eine Ablage vom Designorbit zur Folge haben. Es stellt sich dann ein neuer Gleichgewichtsort ein, der einer ortsfesten Betatronschwingung um den ungestörten Orbit mit einem Winkel- und Phasensprung an der Stelle des zusätzlichen Dipol-Feldes entspricht (Abbildung 4.5).

³Für eine weitere Erläuterung siehe [78].

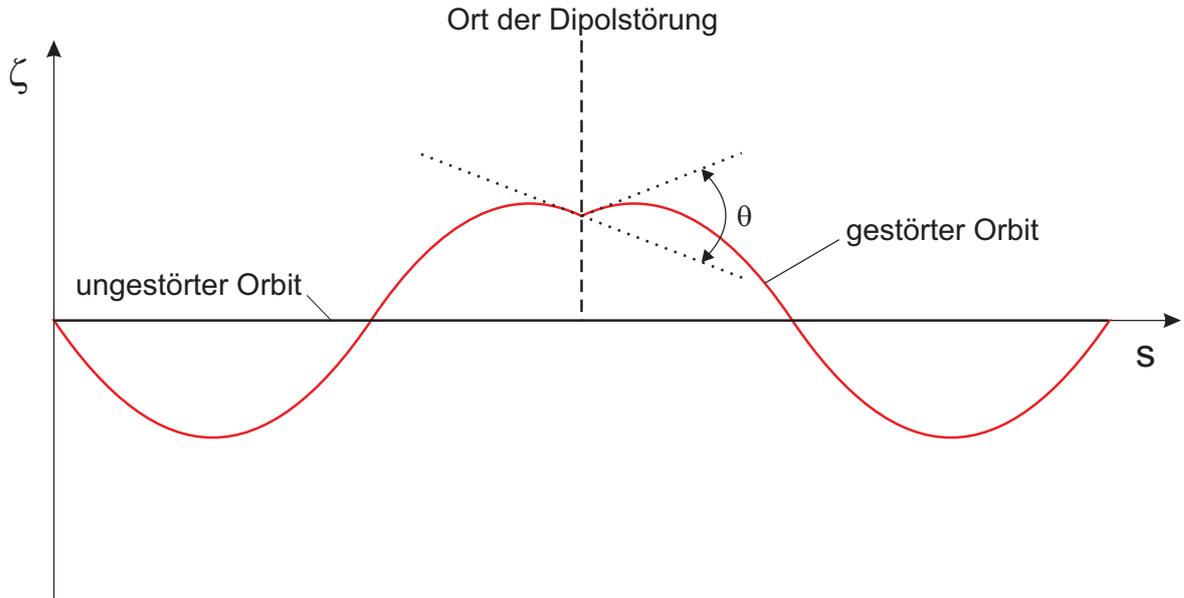


Abbildung 4.5: Ablenkung der Teilchenbahn um den Winkel θ durch ein zusätzliches Dipol-Feld [78].

Bei einer Ablenkung des Teilchenstrahls um einen Winkel $\theta_{\zeta,j}$ am Ort s_j stellen sich über den gesamten Speicherring die Strahlblagen $\zeta_i(s_i)$ vom Designorbit ein [52]:

$$\zeta_i(s_i) = \theta_{\zeta,j} \frac{\sqrt{\beta_{\zeta,i} \beta_{\zeta,j}}}{2 \sin(\pi Q_\zeta)} \cos(|\Psi_{\zeta,i} - \Psi_{\zeta,j}| - \pi Q_\zeta). \quad (4.7)$$

Darin sind $\beta_{\zeta,i,j}$ und $\Psi_{\zeta,i,j}$ die Betafunktionen und die Betatronphasen an den entsprechenden Orten, Q_ζ ist der Arbeitspunkt der jeweiligen Ebene.

4.3.5. Berechnung der Strahlenergie

Die Berechnung der mittleren kinetischen Energie E des Teilchenstrahls in Delta erfolgt aus dem Erregungsstrom I_{20} der 20°-Dipole auf Basis eines Polynoms vierten Grades, dass an eine Messkurve der Dipol-Feldstärke gegen den Spulenstrom angepasst wurde⁴:

$$E/\text{MeV} = a + I_{20} (b + I_{20} (c + I_{20} (d + I_{20} e))). \quad (4.8)$$

Die Werte der Konstanten a bis e können Tabelle 4.1 entnommen werden. Die dort aufgeführten Daten entstammen zum einen dem DELTA-Kontrollsystem (siehe Kapitel 6.6) und zum anderen dem Quelltext der Software-Bibliothek `i2k` [16].

⁴Die Messdaten stammen aus [7], das Polynom wurde in [15] neu bestimmt.

4. Elemente der Strahlführung

	Kontrollsystem	i2k
<i>a</i>	0.2132	0.2470
<i>b</i>	1.642	1.902
<i>c</i>	$-3.625 \cdot 10^{-4}$	$-4.199 \cdot 10^{-4}$
<i>d</i>	$8.814 \cdot 10^{-7}$	$1.021 \cdot 10^{-6}$
<i>e</i>	$-6.535 \cdot 10^{-10}$	$-7.571 \cdot 10^{-10}$

Tabelle 4.1: Empirisch ermittelte Konstanten zur Berechnung der Delta-Strahlenergie, dem DELTA-Kontrollsystem sowie dem i2k-Quelltext [16] entnommen.

Die meisten Software-Programme des Kontrollsystems verwenden die mit Hilfe des ersten Parametersatzes berechnete Energie⁵. Im Rahmen dieser Arbeit wird aus Gründen der Kompatibilität zu i2k der zweite Parametersatz verwendet, da die Energie für die durchgeführten Messungen nicht explizit benötigt wird, jedoch die energieabhängigen Magnetstärken, die mit Hilfe von i2k berechnet werden (siehe Kapitel 7.2).

4.3.6. Dipole in Delta

In Delta kommen Dipole mit zwei unterschiedlichen Längen zum Einsatz. Die sechzehn 20°-Dipole zwischen den Quadrupol-Triplets (siehe Kapitel 4.4) in den Bögen des Speicherrings haben eine Jochlänge von 115.0 cm und besitzen jeweils 64 Windungen [17]. Vor und nach den Insertion Devices kommen insgesamt acht Dipole mit einer Jochlänge von 52.5 cm und ebenfalls 64 Windungen zum Einsatz, die eine maximale Ablenkung des Strahls von 10° ermöglichen. Durch unterschiedliche Bestromung werden sie als 7°- beziehungsweise 3°-Dipole betrieben, von denen jeweils vier Stück eingebaut sind.

Stromversorgung

Die Versorgung der 20°-Dipole erfolgt über ein gemeinsames Netzgerät mit Strömen bis maximal 995 A. Von diesem Stromkreis werden außerdem die Hälfte der Windungen der 7°-Dipole gespeist, womit eine Strahlablenkung von etwa 5° erzeugt wird. Ein unabhängiges Netzgerät versorgt die restlichen Windungen mit maximal 500 A, um die Gesamtablenkung zu erreichen [17]. Die 3°-Dipole werden über ein dediziertes Netzgerät mit maximal 500 A gespeist.

⁵Für die Orbitkorrektur (siehe Kapitel 5.3) wird die Energie nach einer anderen Methode iterativ aus den Strömen aller Dipol-Familien (20°, 7°, 3°) unter Berücksichtigung der gekrümmten Teilchenbahn im Dipol und des Einflusses der Hochfrequenz berechnet [17].

4.4. Quadrupol-Magnete

Alleine mit den Dipolen kann aufgrund stets vorhandener kleiner Feldfehler im Allgemeinen nur für wenige Teilchen eine geschlossene Bahn erreicht werden; aufgrund der stets vorhandenen Winkeldivergenz der meisten Einzelteilchen gegenüber der Strahlachse ist der gesamte Elektronenstrahl divergent. Damit eine geschlossene Umlaufbahn, der Gleichgewichtsort, erreicht werden kann, werden die Teilchen mit Quadrupol-Feldern der Stärke k fokussiert (Abbildung 4.6). Dabei ist die rücktreibende Kraft betragsmäßig proportional zur Ablage von den magnetischen Mitten der Quadrupole. Die von den magnetischen Mitten der realen Quadrupole festgelegte Bahn definiert im Folgenden den Designorbit.

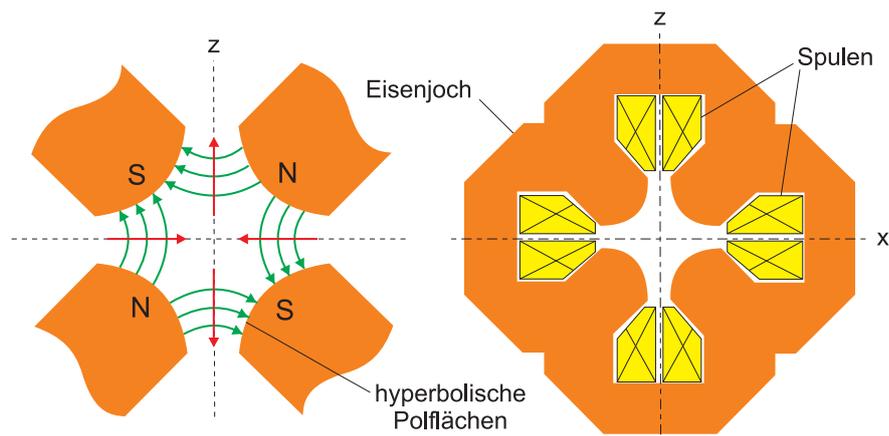


Abbildung 4.6: Polflächen (links) eines horizontal fokussierenden Quadrupols mit Feldlinien (grün) und resultierender Ablenkung (rot) sowie Aufbau eines Quadrupol-Magneten (rechts) (Blick in Strahlrichtung) [78].

Quadrupole fokussieren den Strahl nur in einer Ebene, in der anderen wirken sie defokussierend. Dies ist an den Feldlinien in Abbildung 4.6 zu erkennen (siehe auch Gleichungen 3.8 und 3.9). Um eine Fokussierung des Strahls in beiden Ebenen zu erreichen, ist in jeder Ebene eine alternierende Anordnung von fokussierenden und defokussierenden Quadrupol-Feldern notwendig, wobei sich der größere Strahlquerschnitt und damit die größere Betafunktion jeweils in der fokussierenden Ebene eines Quadrupols befinden sollte (Abbildung 4.7).

4. Elemente der Strahlführung

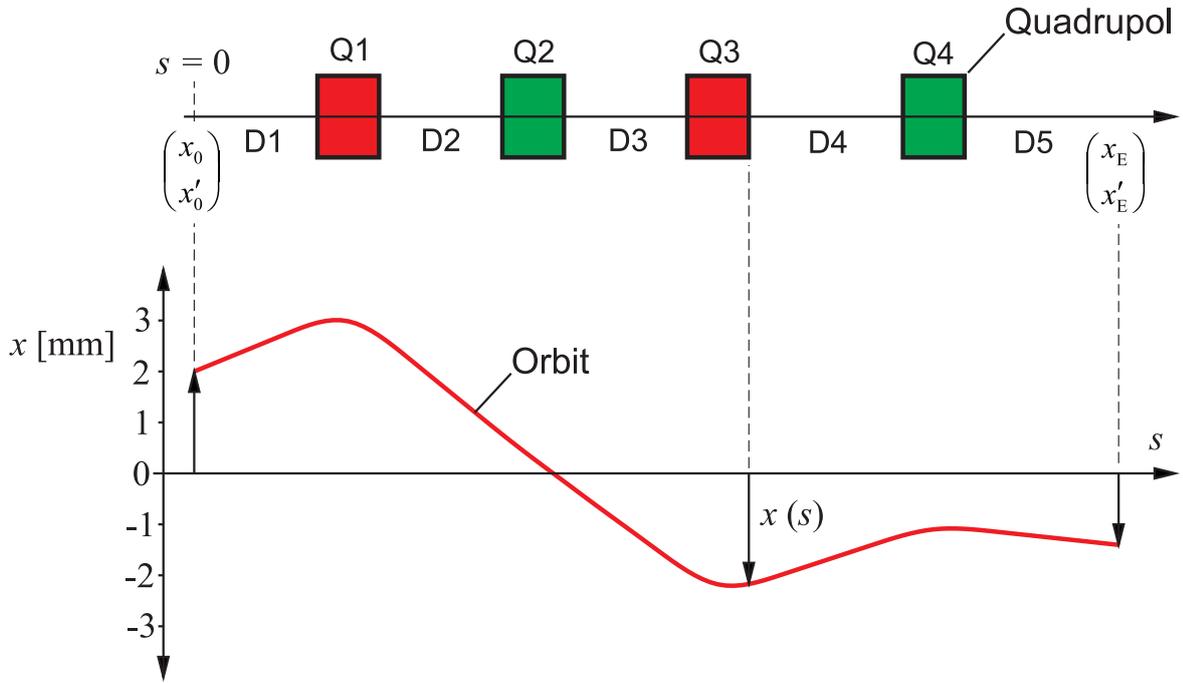


Abbildung 4.7: Teilchenbahn durch eine Struktur aus Driftstrecken D und horizontal fokussierenden (rot) sowie defokussierenden (grün) Quadrupolen Q [78].

Mit $\Omega = \sqrt{|k|}(s - s_0)$ ergibt sich die Transformationsmatrix für einen horizontal fokussierenden Quadrupol-Magneten zu

$$\mathbf{M}_{\text{QF}}(s) = \begin{pmatrix} \cos \Omega & \frac{1}{\sqrt{|k|}} \sin \Omega & 0 & 0 \\ -\sqrt{|k|} \sin \Omega & \cos \Omega & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cosh \Omega & \frac{1}{\sqrt{|k|}} \sinh \Omega \\ 0 & 0 & \sqrt{|k|} \sinh \Omega & \cosh \Omega \end{pmatrix}, \quad (4.9)$$

mit $\Omega = \sqrt{k}(s - s_0)$ ergibt sich entsprechend für einen vertikal fokussierenden Quadrupol

$$\mathbf{M}_{\text{QD}}(s) = \begin{pmatrix} \cosh \Omega & \frac{1}{\sqrt{k}} \sinh \Omega & 0 & 0 \\ \sqrt{k} \sinh \Omega & \cosh \Omega & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos \Omega & \frac{1}{\sqrt{k}} \sin \Omega \\ 0 & 0 & -\sqrt{k} \sin \Omega & \cos \Omega \end{pmatrix}. \quad (4.10)$$

Dabei entspricht $s - s_0$ der in Kapitel 4.1 eingeführten effektiven Magnetlänge l_{eff} .

Wenn die Länge l eines Quadrupols viel kleiner als seine Brennweite f ist, dann kann er näherungsweise als dünne Linse aufgefasst werden [74], so dass für $l_{\text{eff}} \rightarrow 0$ und $|k| \cdot l_{\text{eff}} = \text{const.}$ der Zusammenhang zwischen Quadrupol-Stärke und Brennweite durch

$$\frac{1}{f} = |k| \cdot l_{\text{eff}} \quad (4.11)$$

gegeben ist. Die Transformationsmatrix für einen horizontal fokussierenden Quadrupol wird dann nach Gleichung 4.9 zu

$$\mathbf{M}'_{\text{QF}}(s) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{f} & 1 \end{pmatrix} \quad (4.12)$$

wird. Entsprechend ergibt sich für einen vertikal fokussierenden Quadrupol

$$\mathbf{M}'_{\text{QD}}(s) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ \frac{1}{f} & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -\frac{1}{f} & 1 \end{pmatrix}. \quad (4.13)$$

4.4.1. Quadrupol-Störungen und Beta-Beating

Quadrupol-Feldfehler stören die Symmetrie der Magnetstruktur und ändern die Strahlfokussierung. Daraus resultieren Überlagerungen der vorhandenen quasi sinusförmigen Betatronschwingungen mit weiteren harmonischen Schwingungen. Diese Überlagerungen werden als Beta-Beating bezeichnet. Das durch ein zusätzliches Quadrupol-Feld der Stärke Δk an einem Magneten mit der effektiven Länge l_{eff} am Ort s_0 verursachte Beta-Beating ergibt sich an allen Orten s in erster Näherung zu [74, 39]

$$\frac{\Delta\beta(s)}{\beta_0(s)} = \frac{\beta(s) - \beta_0(s)}{\beta_0(s)} = \Delta k \cdot l_{\text{eff}} \cdot \frac{\beta_0(s_0)}{2 \sin(2\pi Q_0)} \cdot \cos(2|\Psi_0(s) - \Psi_0(s_0)| - 2\pi Q_0). \quad (4.14)$$

Dabei sind Q_0 der ungestörte Arbeitspunkt, β_0 die ungestörten Betafunktionen und Ψ_0 die ungestörten Betatronphasen.

Zusammen mit der Änderung der Betafunktion ergibt sich auch eine entsprechende Variation der Betatronphase (Phase-Beating) [74, 2]:

$$\Delta\Psi(s) = \begin{cases} \Delta k \cdot l_{\text{eff}} \left(\frac{\beta_0(s_0)}{2 \sin(2\pi Q)} \cos(\Psi_0(s) - 2\Psi_0(s_0) + 2\pi Q) \sin \Psi_0(s) \right) \\ \quad \text{für } \Psi_0(s) < \Psi_0(s_0) \\ \Delta k \cdot l_{\text{eff}} \left(\frac{\beta_0(s_0)}{2} - \frac{\beta_0(s_0)}{2 \sin(2\pi Q)} \cos(\Psi_0(s) - 2\Psi_0(s_0)) \sin(\Psi_0(s) - 2\pi Q) \right) \\ \quad \text{für } \Psi_0(s) > \Psi_0(s_0) \end{cases} \quad (4.15)$$

4. Elemente der Strahlführung

Diese Änderung des Phasenvorschubs um $\Delta\Psi$ führt wiederum zu einer Änderung des Arbeitspunktes um [8, 52]

$$\Delta Q = \frac{\Delta\Psi}{2\pi}. \quad (4.16)$$

Die Quadrupol-Stärke k führt nach Gleichungen 4.2 und 4.3 zu einem Kickwinkel

$$\theta_\zeta(s) = k \cdot l_{\text{eff}} \cdot \zeta(s) \quad (4.17)$$

des Strahls in der Ebene ζ am Ort s des Quadrupols.

Eine Änderung der Quadrupol-Stärke k um Δk erzeugt aufgrund des Beta-Beatings einen neuen Gleichgewichtsort. Unter Berücksichtigung des Beat-Faktors $1 + \frac{\Delta\beta(s)}{\beta_0(s)}$ [74] führt dies zu einer Änderung des Kickwinkels $\theta_\zeta(s)$ um $\Delta\theta_\zeta(s)$:

$$\theta_\zeta(s) + \Delta\theta_\zeta(s) = (k + \Delta k) l_{\text{eff}} \zeta(s) \left(1 + \frac{\Delta\beta_\zeta(s)}{\beta_{\zeta,0}(s)} \right) \quad (4.18)$$

$$= (k + \Delta k) l_{\text{eff}} \left(\zeta(s) + \zeta(s) \frac{\Delta\beta_\zeta(s)}{\beta_{\zeta,0}(s)} \right). \quad (4.19)$$

Der Term $\zeta(s) \frac{\Delta\beta_\zeta(s)}{\beta_{\zeta,0}(s)}$ beschreibt die durch den neuen Gleichgewichtsort hervorgerufene Änderung der Strahlblage und wird daher im Folgenden mit $\Delta\zeta(s)$ bezeichnet. Damit wird Gleichung 4.19 zu

$$\theta_\zeta(s) + \Delta\theta_\zeta(s) = (k + \Delta k) l_{\text{eff}} (\zeta(s) + \Delta\zeta(s)). \quad (4.20)$$

4.4.2. Quadrupole in Delta

Im Speicherring Delta werden 58 kurze und 18 lange Quadrupole mit Jochlängen von 0.20 m und 0.40 m eingesetzt. Jede der vier Spulen eines Quadrupols hat 188 Windungen.

Die Positionen der Quadrupole im Speicherring lassen sich Abbildung 4.8 entnehmen.

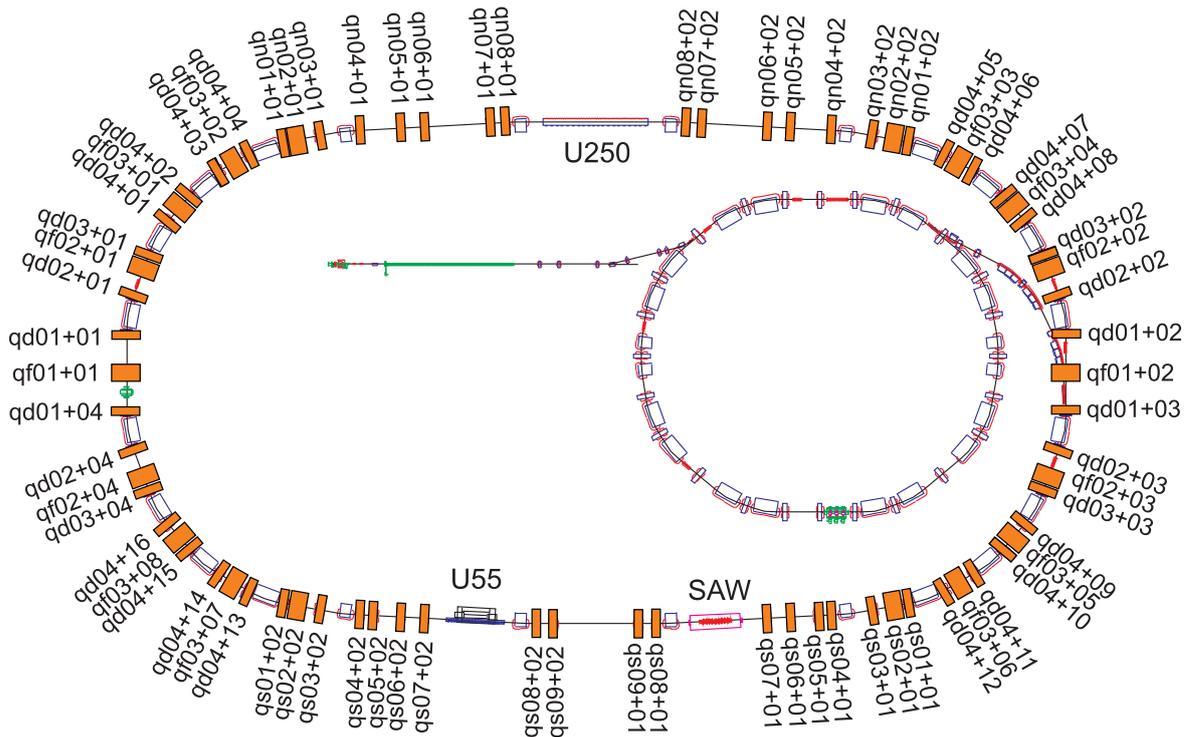


Abbildung 4.8: Positionen und Nomenklatur der Quadrupole (orange) im Speicherring Delta.

4.4.2.1. Tripletts-Struktur

Die in Delta eingebauten Quadrupole sind in den Bögen in Tripletts-Strukturen angeordnet (Abbildung 4.9). Diese bestehen aus jeweils drei Quadrupolen, die sich zwischen den 20° -Dipolen befinden [53]. Die mittleren Quadrupole der Tripletts sind vom langen Typ, die beiden äußeren sowie alle weiteren Quadrupole in Delta sind kurze Typen. Insgesamt befinden sich 18 solcher Tripletts in Delta.

4. Elemente der Strahlführung



Abbildung 4.9: Ein Delta-Triplett mit drei Quadrupol-Magneten.

Die Strahlfokussierung in beiden Ebenen lässt sich sowohl mit einer Dublett-Struktur als auch mit einer Triplett-Struktur erreichen. In beiden Fällen ergibt sich eine Punkt-zu-Parallelstrahlenbündel-Abbildung. Bei der Triplett-Struktur ist es zusätzlich möglich, einen runden achsenparallelen Strahl zu erzeugen, bei dem die Breite der resultierenden Strahlenbündel nach dem Triplett in beiden Ebenen gleich groß ist [5] (Abbildung 4.10).

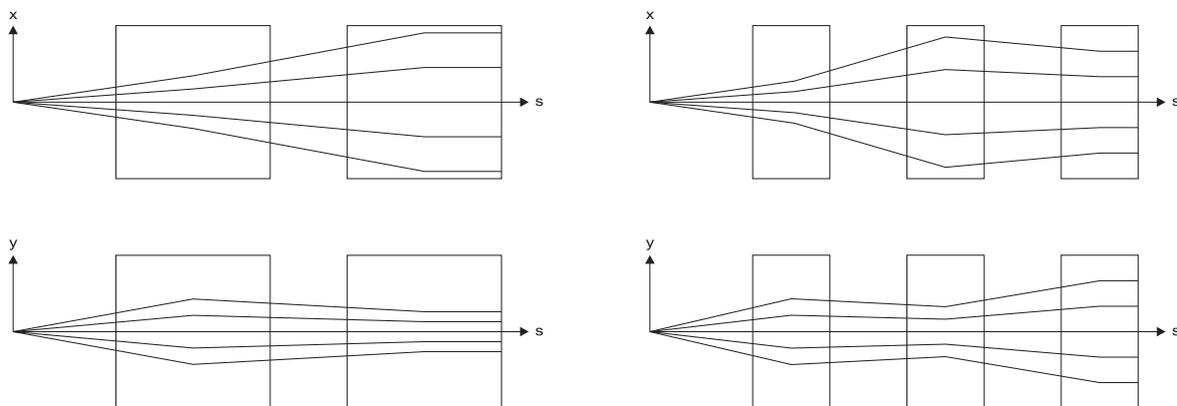


Abbildung 4.10: Abbildung eines Achsenpunktes ins Unendliche mit einem Quadrupol-Dublett (links) und mit einem Quadrupol-Triplett (rechts) [5].

4.4.2.2. Mechanischer Aufbau

Die Quadrupole sind punktuell mit drei Gewindestangen auf Stahlträgern gelagert und können über diese in der Höhe justiert werden (Abbildung 4.11). Eine Justage in radialer Richtung ist über zwei Querlenker möglich, die ebenfalls als Gewindestangen ausgeführt sind und eine strahleingangsseitige sowie eine strahlausgangsseitige Verschiebung des Magneten ermöglichen (Abbildung 4.12). Die Justagegenauigkeit in dieser Richtung beträgt etwa 10 μm .

Eine Justage in Längsrichtung ist nicht vorgesehen. Abbildung 4.13 zeigt eine Zeichnung eines montierten Quadrupols.

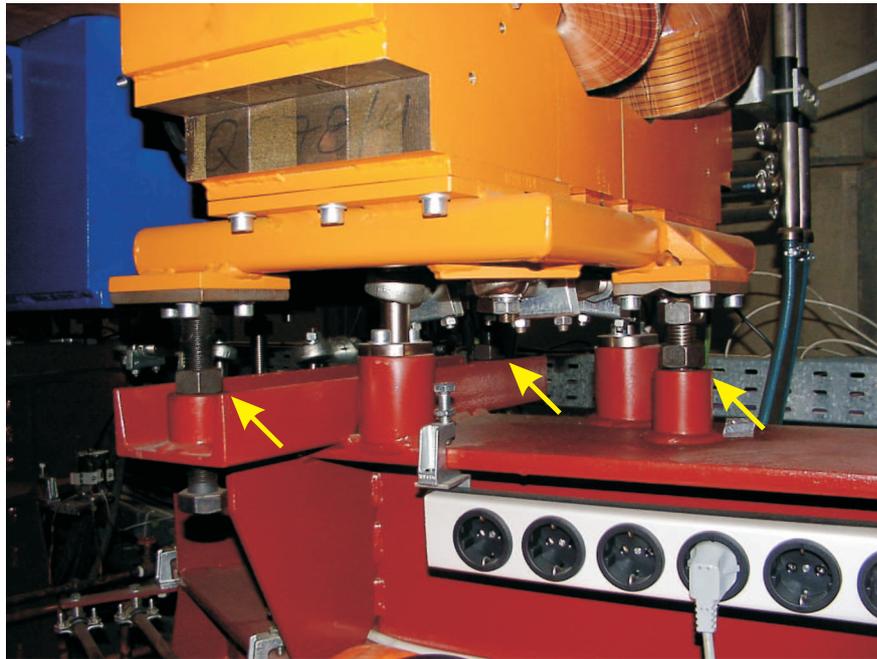


Abbildung 4.11: Höhenjustage der Quadrupol-Magnete durch Dreipunktlagerung auf Gewindestangen (gelbe Pfeile).



Abbildung 4.12: Radiale Justage der Quadrupol-Magnete mit Gewindestangen (gelber Pfeil).

4. Elemente der Strahlführung

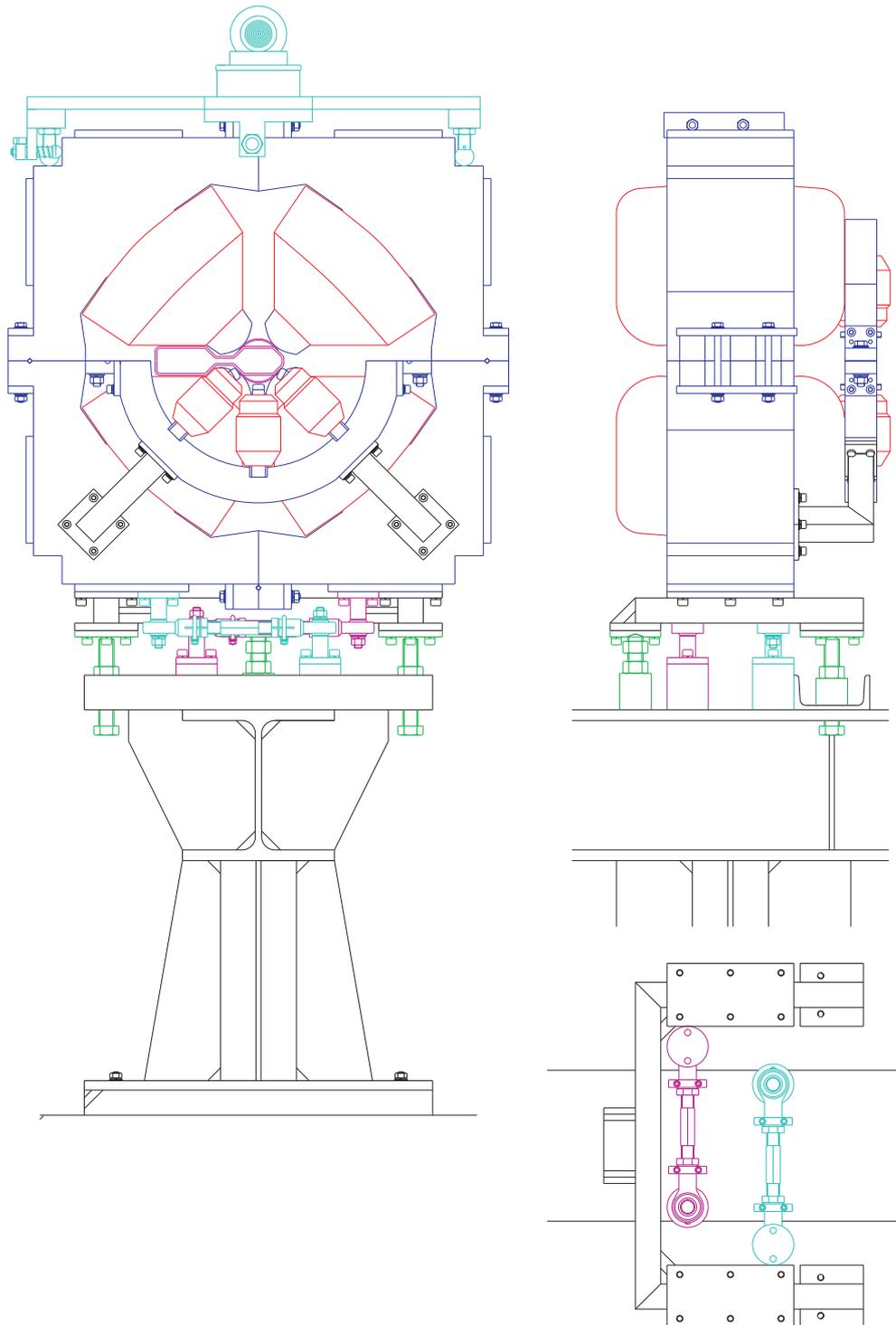


Abbildung 4.13: Aufbau eines Delta-Quadrupols auf Strahlträger (schwarz) inklusive Messplatte und Taylor-Hobson-Kugel (hellblau, siehe Kapitel 6.5), frontal (links) und von der Seite (rechts oben). Eingezeichnet ist auch ein am Quadrupol montierter externer Sextupol (in der Frontalansicht halbiert). Das Magneteisen ist dunkelblau, die Spulen sind rot und die Vakuumkammer magenta eingefärbt. Unter dem Quadrupol sind die mit dem Stahlträger verbundenen Querlenker (hellblau und magenta) sowie die Lagerstangen (grün) zu erkennen. Das Querlenkersystem ist außerdem von oben dargestellt (rechts unten) [4].

4.4.2.3. Stromversorgung

Für die Delta-Standardoptik müssen jeweils mehrere Quadrupole identisch bestromt werden. Daher sind die Quadrupole zu 24 Familien zusammengefasst, wobei jeweils zwei oder vier Quadrupole von einem von insgesamt 30 Netzgeräten gespeist werden. Der Maximalstrom liegt bei ± 60 A, wobei die Netzgeräte unipolar ausgelegt sind. Die Quadrupole der qf- und qd-Familien sind dabei fest verkabelt, so dass sie fokussierend beziehungsweise defokussierend auf die horizontale Strahlebene wirken. Die Quadrupol-Netzgeräte der qn- und qs-Familien können jeweils mit einem Schlüsselschalter umgepolt werden, um die Fokussierung an verschiedene Optiken anpassen zu können.

Die Quadrupol-Stärke ist bei Stromstärken über etwa ± 40 A sättigungsbedingten Korrekturen unterworfen [17]. Weiterhin sind an einigen Quadrupolen mit einem Abstand von 5.5 cm Sextupoljoche montiert, welche die effektive Länge und damit auch die integrale Quadrupol-Stärke reduzieren [15].

Zusatzstromversorgung

Für verschiedene Messungen ist es notwendig, jeden Quadrupol einzeln in der Stärke variieren zu können. Zu diesem Zweck kann ein Vier-Quadranten-Netzgerät⁶ über eine Relaiskaskade mit jedem einzelnen Quadrupol verbunden werden. Der hiermit erreichbare Zusatzstrom liegt zwischen ± 3 A bei einer Genauigkeit von etwa ± 0.01 A. Für weitere Details siehe [34].

Kalibration der Quadrupol-Netzgeräte

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Kalibrationsfaktoren für die Quadrupol-Netzgeräte gemessen, um die Abweichung der von den Netzgeräten ausgegebenen Ströme von den angeforderten Sollwerten zu bestimmen. Dazu wurde jeweils ein Sollstromwert eingestellt und anschließend der Spannungsabfall mit einem Multimeter der Firma Fluke [14] mit einer relativen Genauigkeit von ± 0.05 % an einem mittels Wasserkühlung temperaturstabilisierten Präzisionswiderstand der Firma Otto Wolff [80] mit einem Nennwert von 0.0025Ω und einer relativen Genauigkeit von ± 0.03 % gemessen, der in Reihe mit den Magnetspulen am jeweiligen Netzgerät angeschlossen war. Daraus lassen sich der reale Stromwert sowie die prozentuale Abweichung zum Sollwert errechnen (Tabelle 4.2).

⁶Vier-Quadranten-Netzgeräte können in allen vier Quadranten des Spannung-Strom-Diagramms arbeiten, das heißt den Strom unabhängig vom Vorzeichen der Spannung erhöhen oder senken.

4. Elemente der Strahlführung

Netzgerät	Setzwert / A	Messwert / mV	Messwert / A	Abweichung / %
qd01+i	23.3884	58.651 ± 0.029	23.4604 ± 0.0137	0.31 ± 0.06
qd02+i	18.0495	45.255 ± 0.023	18.1020 ± 0.0106	0.29 ± 0.06
qd03+i	29.1300	73.040 ± 0.037	29.2160 ± 0.0107	0.29 ± 0.06
qd04+i	30.5011	76.515 ± 0.038	30.6060 ± 0.0178	0.34 ± 0.06
qd04+ii	30.5011	76.472 ± 0.038	30.5888 ± 0.0178	0.29 ± 0.06
qd04+iii	30.5011	76.498 ± 0.038	30.5992 ± 0.0178	0.32 ± 0.06
qd04+iv	30.4981	76.481 ± 0.038	30.5924 ± 0.0178	0.31 ± 0.06
qf01+i	23.8290	59.805 ± 0.030	23.9220 ± 0.0139	0.39 ± 0.06
qf02+i	36.0811	90.482 ± 0.045	36.1928 ± 0.0211	0.31 ± 0.06
qf02+ii	36.0780	90.477 ± 0.045	36.1908 ± 0.0211	0.31 ± 0.06
qf03+i	50.3425	126.305 ± 0.063	50.5220 ± 0.0295	0.36 ± 0.06
qf03+ii	50.3476	126.293 ± 0.063	50.5172 ± 0.0295	0.34 ± 0.06
qf03+iii	50.3425	126.338 ± 0.063	50.5352 ± 0.0295	0.38 ± 0.06
qf03+iv	50.3425	126.203 ± 0.063	50.4812 ± 0.0294	0.27 ± 0.06
qn01+i	32.8120	85.198 ± 0.043	34.0792 ± 0.0199	3.72 ± 0.06
qn02+i	36.1460	90.651 ± 0.045	36.2604 ± 0.0211	0.32 ± 0.06
qn03+i	2.5960	6.718 ± 0.003	2.6872 ± 0.0016	3.39 ± 0.06
qn04+i	6.1100	15.821 ± 0.008	6.3284 ± 0.0037	3.45 ± 0.06
qn05+i	33.4460	86.674 ± 0.043	34.6696 ± 0.0202	3.53 ± 0.06
qn06+i	34.2820	88.934 ± 0.044	35.5736 ± 0.0207	3.63 ± 0.06
qn07+i	34.5749	86.751 ± 0.043	34.7004 ± 0.0202	0.36 ± 0.06
qn08+i	31.7247	79.662 ± 0.040	31.8648 ± 0.0186	0.44 ± 0.06
qs01+i	18.3310	45.960 ± 0.023	18.3840 ± 0.0107	0.29 ± 0.06
qs02+i	38.5770	96.772 ± 0.048	38.7088 ± 0.0226	0.34 ± 0.06
qs03+i	22.2590	55.811 ± 0.028	22.3244 ± 0.0130	0.29 ± 0.06
qs04+i	31.9380	80.092 ± 0.040	32.0368 ± 0.0187	0.31 ± 0.06
qs05+i	24.5390	61.435 ± 0.031	24.5740 ± 0.0143	0.14 ± 0.06
qs06+i	25.0050	62.672 ± 0.031	25.0688 ± 0.0146	0.25 ± 0.06
qs07+i	15.4830	38.827 ± 0.019	15.5308 ± 0.0091	0.31 ± 0.06
qs08+i	38.9710	97.729 ± 0.049	39.0916 ± 0.0228	0.31 ± 0.06
qs09+i	31.2610	78.189 ± 0.039	31.2756 ± 0.0182	0.05 ± 0.06

Tabelle 4.2: Messdaten der Quadrupol-Netzgeräte-Kalibration.

4.5. Sextupol-Magnete

Die Stärke der Quadrupol-Fokussierung ist von der Teilchenenergie abhängig; Teilchen mit höherem Impuls werden schwächer fokussiert. Dies führt zu einem als Chromatizität bezeichneten Effekt, der mit Sextupol-Feldern der Stärke m kompensiert werden kann. Abbildung 4.14) zeigt den Aufbau eines Sextupol-Magneten zur Erzeugung dieser Felder.

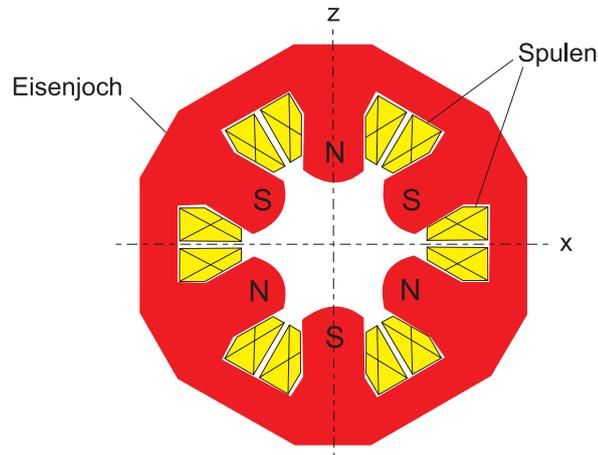


Abbildung 4.14: Aufbau eines Sextupol-Magneten [78].

Die Transformationsmatrix für einen Sextupol lautet [75]:

$$\mathbf{M}_{\text{Sextupol}}(x_0, z_0, s) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ -\frac{1}{2}m(s-s_0)x_0 & 1 & \frac{1}{2}m(s-s_0)z_0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & m(s-s_0)x_0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (4.21)$$

Es ist zu beachten, dass die Sextupol-Stärke bei Delta nach Gleichung 3.4 als

$$m = \frac{e}{p} \frac{\partial^2 B_z}{\partial x^2} \quad (4.22)$$

definiert wird. Eine weitere gebräuchliche Definition umfasst auch den Faktor $1/2$:

$$m = \frac{1}{2!} \frac{e}{p} \frac{\partial^2 B_z}{\partial x^2}. \quad (4.23)$$

Dies ist in den verschiedenen Simulationsprogrammen (MAD, AT, etc.; siehe Kapitel 7) zu berücksichtigen.

4. Elemente der Strahlführung

4.5.1. Chromatizität

Die Chromatizität ξ ist definiert als Arbeitspunktverschiebung (siehe Kapitel 3.2) je relativer Impulsabweichung, die sich aus der Integration über alle Quadrupole des Rings ergibt:

$$\xi = \frac{\Delta Q}{\Delta p/p} = -\frac{1}{4\pi} \oint k(s) \beta(s) ds. \quad (4.24)$$

Wenn Elektronen mit Impulsabweichung einen Sextupol-Magneten nicht zentrisch durchlaufen, erfahren sie darin ein ortsabhängiges Feld. Dieses bewirkt eine zusätzliche Fokussierung, mit der die Fehlfokussierung der Quadrupole ausgeglichen werden kann (Abbildung 4.15):

$$k_{\text{sext}} = m \cdot D \cdot \frac{\Delta p}{p}. \quad (4.25)$$

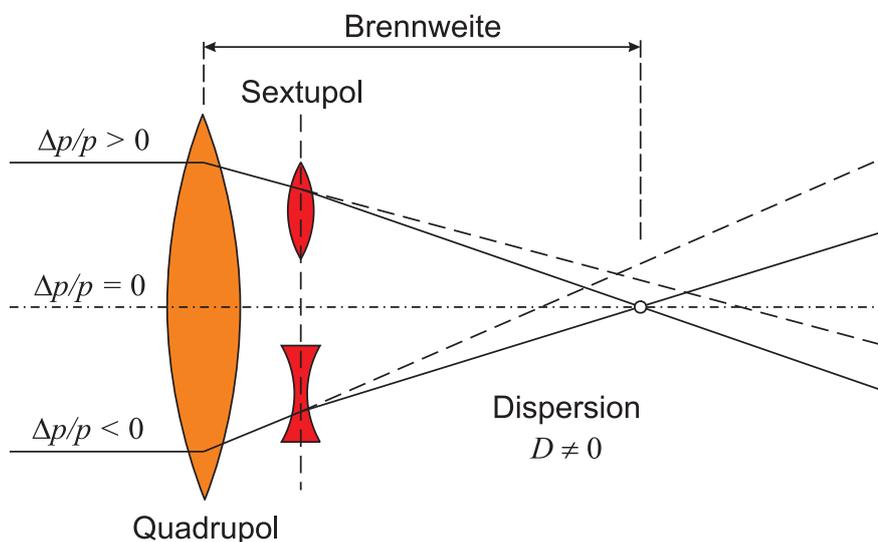


Abbildung 4.15: Korrektur der Chromatizität mit Hilfe von Sextupolen [78].

Wie in Abbildung 4.15 zu erkennen ist, können Sextupole die Chromatizität nur dann kompensieren, wenn sich die Teilchen auf Dispersionsbahnen befinden. Sextupole sollten daher möglichst an Orten großer Dispersion $D(s)$ eingebaut werden. Mit den im Ring verteilten Sextupolen ergibt sich die effektive Gesamtchromatizität aus der Summe der Fehlfokussierungen nach Gleichung 4.24 und der fokussierenden Wirkung der Sextupole nach Gleichung 4.25, wiederum über den Gesamtumlauf integriert [78]:

$$\xi_{\text{ges}} = \frac{1}{4\pi} \oint (m(s)D(s) - k(s)) \beta(s) ds. \quad (4.26)$$

Außerdem ist die Chromatizität in beiden Ebenen unterschiedlich, so dass, ähnlich wie bei Quadrupolen, sowohl horizontal als auch vertikal kompensierende Sextupole benötigt werden. Ebenso sollte auch bei den Sextupolen die Betafunktion in der Ebene der zu kompensierenden Chromatizität möglichst groß sein, da ihre Wirkung nach Gleichung 4.26 proportional zur Größe der Betafunktion am Ort des Sextupols ist.

4.5.2. Probleme beim Einsatz von Sextupolen

Der Einsatz von Sextupolen hat mehrere Nachteile. Zum einen erzeugen Sextupole aufgrund ihrer nichtlinearen Eigenschaften nach Gleichung 3.4 anharmonische Oszillationen, was über viele Umläufe zu instabilen Teilchenbahnen führen kann. Dadurch kann der Phasenraum, in dem sich Teilchen stabil bewegen können, stark eingeschränkt werden. Dieser stabile Bereich wird als dynamische Apertur bezeichnet im Gegensatz zur mechanischen Apertur, welche durch die mechanische Ausdehnung der Strahlkammer vorgegeben ist (siehe auch Kapitel 6.3). Um die dynamische Apertur nicht zu sehr einzuschränken, sollten möglichst viele verteilte Sextupole zum Einsatz kommen, auch wenn die Chromatizität mit wenigen Sextupolen kompensiert werden könnte [78].

Außerdem bewirken Sextupole nach Gleichungen 3.4 und 3.5 eine Kopplung der Bewegungsbahnen, wenn Teilchen den Magneten mit einer Ablage vom magnetischen Mittelpunkt durchlaufen. Letzteres spiegelt sich auch in der Transformationsmatrix 4.21 wider.

4.5.3. Sextupole in Delta

Im Speicherring Delta sind zwei Typen von Sextupolen integriert. Die 54 externen Sextupole besitzen sechs Polschuhe von 6.5 cm Länge mit jeweils 189 Windungen auf einem 5 cm dicken Joch [7]. Sie sind über Aluminiumträger in einem Abstand von 5.5 cm zentrisch an den Quadrupol-Jochen montiert (Abbildung 4.16).

Zusätzlich werden bei Delta 28 interne Sextupole eingesetzt, welche in einige Quadrupol-Joche integriert wurden. Die internen Sextupole setzen sich aus je einem Paar Jochwindungen um das innere und das äußere Bein des Quadrupol-Joches zusammen (Abbildung 4.16) und erzeugen ein gleichgerichtetes Dipol- und Sextupol-Feld am Strahl [7, 17]. Bei den kurzen Quadrupolen kommen zwei mal 19 Windungen zum Einsatz, bei den langen sind es zwei mal 32 Windungen. Diese werden ergänzt durch je ein zweites Paar Polspulen mit zwei mal 50 Windungen an kurzen und zwei mal 48 Windungen an langen Quadrupolen, die auf einem nichtmagnetischen Träger ober- und unterhalb der Strahlkammer zwischen den Polflächen des Quadrupols eingesetzt worden sind (Abbildung 4.17). Sie generieren ein zu den Jochspulen gleichgerichtetes Sextupol-Feld und ein entgegengesetztes Dipol-Feld. Die Dipol-Komponenten der Pol- und der Jochspulen kompensieren sich gerade, während sich die Sextupol-Komponenten konstruktiv überlagern. 18 der internen Sextupole sind in langen Quadrupolen installiert. Je vier interne Sextupole im Norden und Süden sind nicht angeschlossen und werden derzeit nicht verwendet.

4. Elemente der Strahlführung

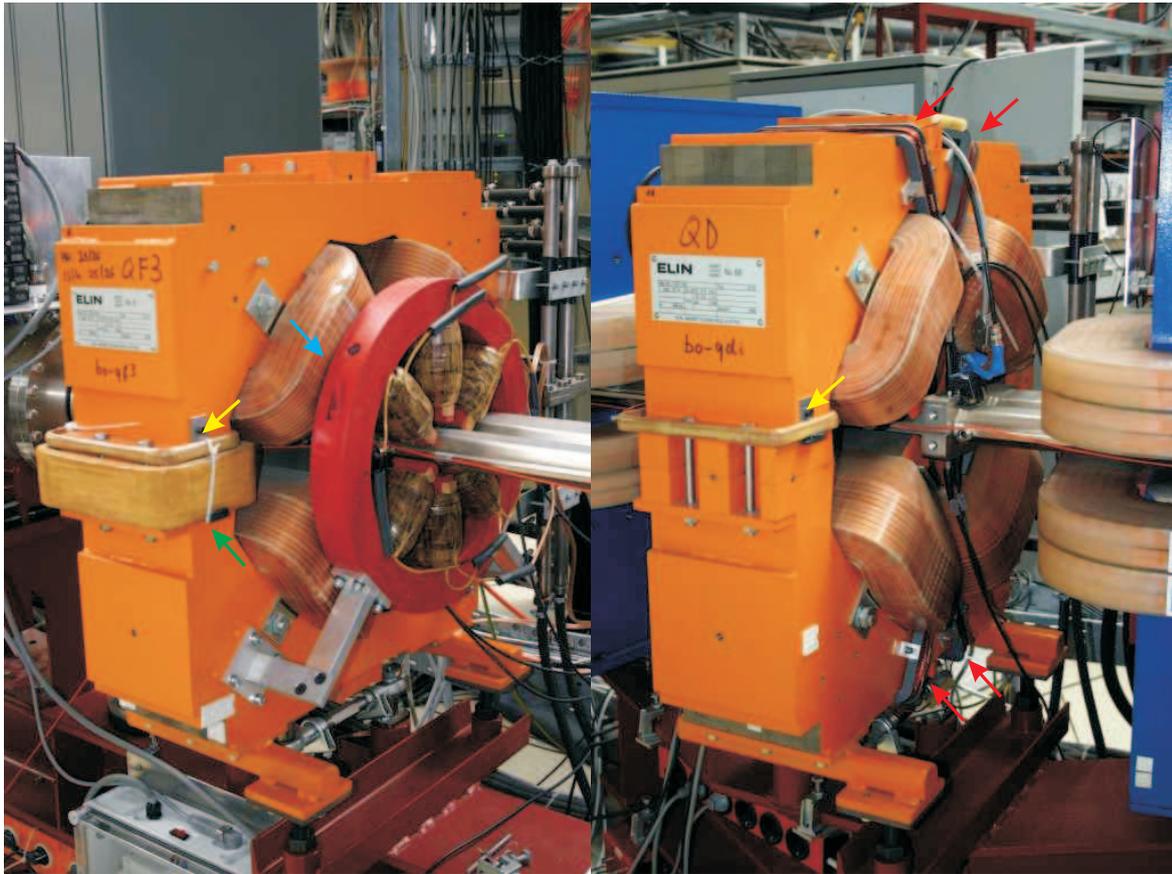


Abbildung 4.16: Externer Sextupol (blauer Pfeil), Jochspulen der internen Sextupole (gelbe Pfeile) sowie horizontale (grüner Pfeil) und vertikale (rote Pfeile) Dipol-Korrektorspulen.

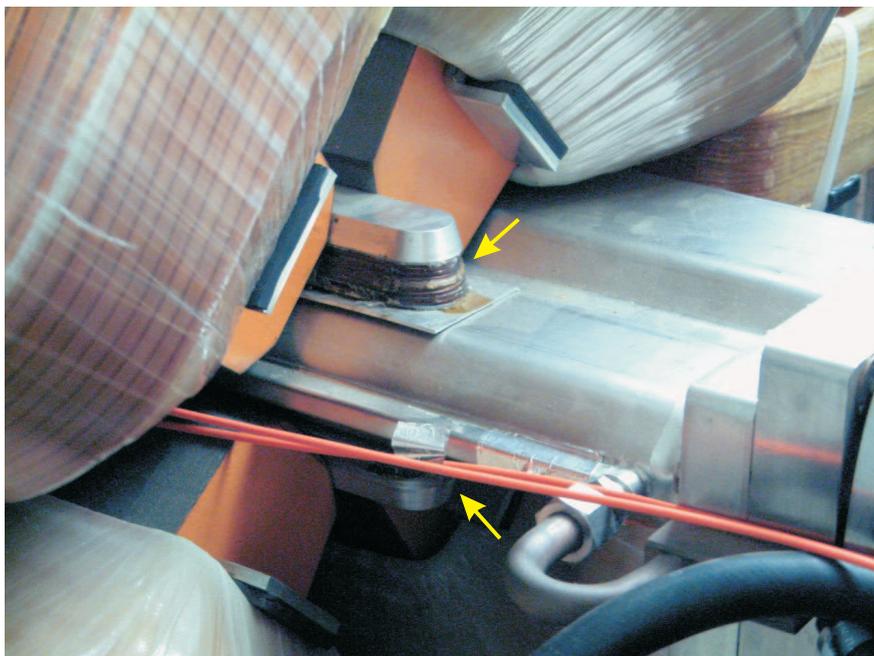


Abbildung 4.17: Polspulen der internen Sextupole (gelbe Pfeile).

4.6. Vorzeichenkonventionen

Bei DELTA werden folgende Vorzeichenkonventionen verwendet [78, 17]:

- Die Ablenkungen R der Dipole und die Ablenkwinkel θ_x der horizontalen Korrektoren sind negativ, wenn der Strahl in $-x$ -Richtung, also nach innen, abgelenkt wird.
- Die Ablenkwinkel θ_z der vertikalen Korrektoren sind positiv, wenn der Strahl in $+z$ -Richtung, also nach oben, abgelenkt wird.
- Die Quadrupol-Stärken k horizontal fokussierender Quadrupole sind negativ, die horizontal defokussierender Quadrupole sind positiv.
- Die Sextupol-Stärken m zur horizontalen Korrektur der Fokussierung sind negativ, die zur vertikalen Korrektur der Fokussierung sind positiv, jeweils in Bereichen positiver Dispersion.

5. Messung und Korrektur der Strahllage

5.1. Strahllagemonitore

Die Messung der transversalen Strahllage im Speicherring Delta erfolgt mit Hilfe von 54 Strahllagemonitoren (Beam Position Monitor, BPM). Die Monitorköpfe sind in den strahlführenden Teil der Vakuumkammer (siehe Kapitel 6.3) integriert und enthalten vier kapazitive Pickup-Elektroden, jeweils zwei in der oberen und in der unteren Kammerwand (Abbildung 5.1).

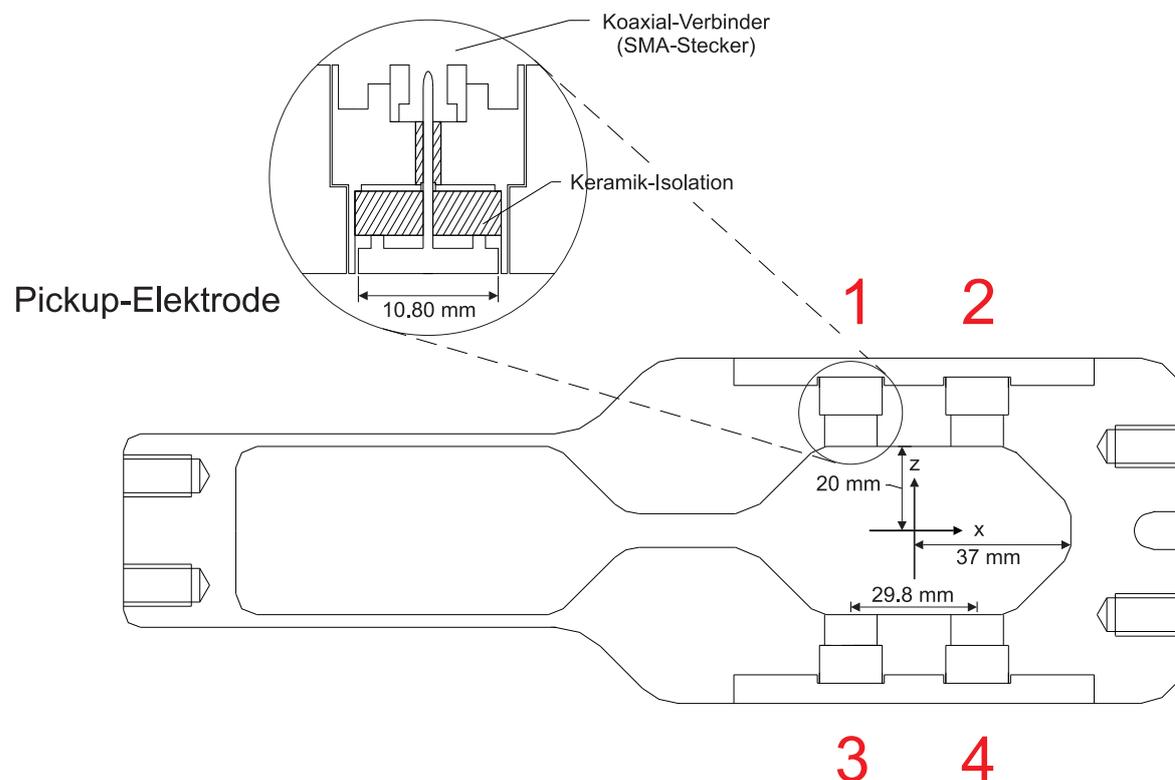


Abbildung 5.1: Querschnitt durch einen Strahllagemonitorkopf mit Vergrößerung einer Pickup-Elektrode [21, 29].

Der Ladungsschwerpunkt der umlaufenden Elektronen erzeugt ein vom Strahlstrom und von der transversalen Ladungsverteilung des Strahlprofils abhängiges elektrisches Feld, das in der Kammerwand und damit auch in den Pickup-Elektroden eine von der Strahlposition abhängige Verschiebeladung induziert [21]. Diese Verschiebeladung wird von einer Auswerteelektronik erfasst und durch Summen- und Differenzbildung der abgegriffenen Einzelspannungen in

5. Messung und Korrektur der Strahllage

eine Strahlposition umgerechnet, welche sich aus den $i = 1 \dots 4$ Signalen S_i der Elektroden ergibt [29]:

$$x = a^b \frac{(S_2 + S_4) - (S_1 + S_3)}{S_1 + S_2 + S_3 + S_4} \quad (5.1)$$

und

$$z = a^b \frac{(S_1 + S_2) - (S_3 + S_4)}{S_1 + S_2 + S_3 + S_4}. \quad (5.2)$$

Darin ist a^b ein monitorabhängiger Kalibrationsfaktor.

Die BPM-Köpfe werden über SMA¹-Anschlüsse mit den Auswerteelektroniken verbunden. Die eingesetzten Elektroniken sind hauptsächlich vom Typ MX-BPM der Firma *Bergoz Instrumentation* [6], deren Frequenzfilter und Kalibrationsfaktoren für DELTA angepasst wurden und zum Entfernen von Störsignalen die einzelnen Signale mit Tiefpässen filtern [29]. Zusätzlich werden die Daten zur Verkleinerung der statistischen Fehler über mehrere Messwerte gemittelt. Dies setzt die Geschwindigkeit der Messung herab, so dass Lageänderungen des Elektronenstrahls nur mit einer maximalen Frequenz von 2.5 kHz messbar sind [30]. Aufgrund der Kontrollsystemanbindung (siehe Kapitel 6.6) ist die Auslesegeschwindigkeit zur Zeit jedoch auf 10 Hz begrenzt.

Zusätzlich kommen *Libera*-Elektroniken der Firma *Instrumentation Technologies* [26] zum Einsatz, um Turn-by-Turn-Messungen der Strahlposition bei der Umlauffrequenz der Elektronen in Delta von 2.6 MHz zu ermöglichen [18]. Die *Libera*-Elektroniken können nach Bedarf anstelle der *Bergoz*-Elektroniken an einzelnen BPMs eingesetzt werden.

5.1.1. Genauigkeit und Kalibrierung

Die Genauigkeit der Strahllagemessung wird durch zwei Parameter festgelegt. Dies sind der Kalibrationsfaktor a^b (Steigung) sowie ein konstanter Offset zum Nullpunkt [30].

Der Kalibrationsfaktor ist eine Funktion der Monitorgeometrie und innerhalb der baulich bedingten Streuung der Monitorköpfe als für alle Monitore identisch anzusehen. Er ist auf den *Bergoz*-Elektroniken fest eingestellt. In der Nähe des Symmetriepunktes des Monitorkopfes sind die Kalibrationsfaktoren a^b in linearer Näherung konstant. Damit können die absoluten Strahlblagen im Bereich $x = \pm 5$ mm und $z = \pm 4$ mm auf 200 μ m genau bestimmt werden [30]. Nach neueren Messungen ist jedoch anzunehmen, dass die zur Zeit eingestellten Kalibrationsfaktoren nicht korrekt sind, woraus sich ein zusätzlicher Messfehler im einstelligen Prozentbereich ergibt [19]. Die relative Genauigkeit wird durch die Auflösung der Analog-Digital-Wandler begrenzt und beträgt für die *Bergoz*-Elektroniken etwa ± 5 μ m und für die *Libera*-Elektroniken weniger als ± 1 μ m [19].

¹Sub-Miniature-A.

Nullpunktkalibrierung

Der Offset entspricht der mechanischen Einbaugenauigkeit des Monitorkopfes in Relation zum angrenzenden Quadrupol. Nach Kapitel 4.4 definiert die magnetische Mitte eines Quadrupols den Designorbit und damit den Nullpunkt eines angrenzenden BPMs. Der Offset kann daher mit Hilfe der im Folgenden beschriebenen Methode der strahlbasierten Kalibration (Beam Based Calibration, BBC) bestimmt werden.

Nach Gleichungen 3.8 und 3.9 ist die durch einen Quadrupol verursachte Orbitstörung abhängig von dessen Stärke k und von der transversalen Strahlablage im Quadrupol. Die Strahlablage in einem BPM ist nach Gleichung 4.7 proportional zur Änderung des Strahlwinkels am unmittelbar angrenzenden Quadrupol, der sich aus Gleichung 4.17 ergibt. Nun wird die Strahlablage im BPM mit Hilfe der Orbitkorrektur-Software (siehe Kapitel 5.3) geändert und jeweils die Orbitstörung aufgezeichnet, die sich durch eine definierte Änderung der Quadrupol-Stärke k ergibt. Wird die Summe der quadrierten Ablagedifferenzen aller Monitore gegen die Strahllage am zu kalibrierenden BPM aufgetragen, ist eine Parabel zu erwarten, deren Minimum mit jener Strahllage am BPM korrespondiert, bei welcher der Quadrupol etwa entlang seiner magnetischen Mitte durchlaufen wird (Abbildung 8.6). Unter der Annahme, dass die Strahllagen an BPM und Quadrupol identisch sind, beide Elemente also nicht winklig durchlaufen werden, entspricht die Strahllage am Parabelminimum der gesuchten Nullpunktkalibration [17].

Um während der Messung die nichtlinearen Einflüsse auf den Strahl sowie die Kopplung der Teilchenbahnen in beiden Ebenen zu minimieren, sollte ein möglichst linearer Orbit eingestellt werden. Durch Annäherung an den Designorbit werden Winkeländerungen durch Quadrupole minimiert und die Sextupole nicht mehr mit einer großen Ablage durchlaufen. Insbesondere ist hierfür die mit den DC-Spulen aufgespannte Injektionsbeule abzuschalten (siehe Kapitel 5.2). Aufgrund der Magnetfehlaufstellungen kann der Designorbit nicht komplett erreicht werden. Die Positionierung des Strahls in den Quadrupol-Zentren ist nur durch massiven Einsatz der Dipol-Korrektoren möglich (siehe Kapitel 5.3).

Mit dieser Methode ist eine maximale Kalibrationsgenauigkeit von ± 20 bis $\pm 100 \mu\text{m}$ zu erreichen [30].

5.1.2. BPM-Positionen

Jeweils zwei BPMs befinden sich dipolseitig an den äußeren Quadrupolen der Triplets. Nur die beiden Triplets in den Symmetriepunkten der Bögen (an der Beschleunigungsstrecke und im Injektionsbereich) besitzen einen weiteren BPM am mittleren Quadrupol (bpm01 und

5.2. Dipol-Korrektormagnete

Zur gezielten Beeinflussung der Strahlage befinden sich im Speicherring 30 horizontale und 26 vertikale Korrektorspulen, die jeweils ein vertikales beziehungsweise horizontales Dipol-Feld erzeugen und somit den Strahl um einen einstellbaren Winkel

$$\theta^c = \frac{e}{p} \int B(s) ds \quad (5.3)$$

ablenken können [82].

Die 56 Korrektorspulen sind aufgrund der geringen Freiräume im Speicherring als Zusatzwindungen auf den vorhandenen Quadrupol-Jochen montiert worden (Abbildung 5.3, siehe auch Abbildung 4.16). Die horizontalen Korrektoren bestehen aus je 2 · 240 Windungen auf den kurzen und je 2 · 150 Windungen auf den langen Quadrupol-Jochen. Vertikale Korrektoren sind ausschließlich auf kurzen Quadrupol-Jochen montiert worden und besitzen je 4 · 50 Windungen.

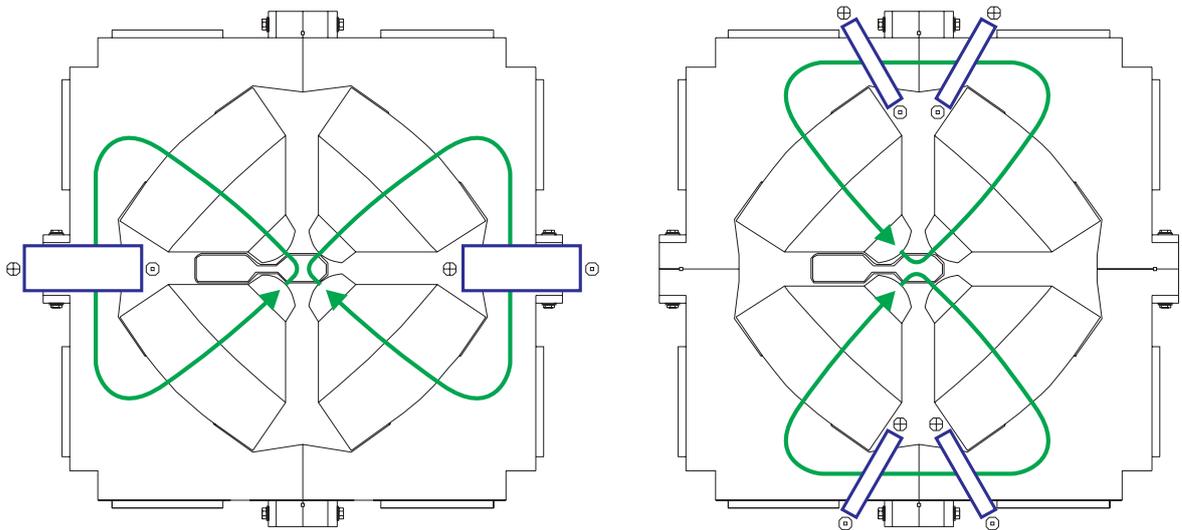


Abbildung 5.3: Spulen (blau) eines horizontalen (links) und eines vertikalen (rechts) Dipol-Korrektors an den Quadrupol-Jochen mit resultierenden magnetischen Feldlinien (grün) [17].

5.2.1. Genauigkeit

Die Bestromung der Korrektorspulen erfolgt über unipolare, stromgeregelte Netzgeräte mit Polwendern, die einen Maximalstrom von 10 A zur Verfügung stellen können. Die Differenz zwischen Setzwert und tatsächlichem Stromwert ist kleiner als 0.25 %, dabei kann der Ausgangsstrom bis auf ± 0.5 % konstant gehalten werden [47].

Die Genauigkeit der Dipol-Felder und damit auch die der einstellbaren Kickwinkel beträgt, abhängig von der Länge des Quadrupol-Jochs, dem Vorhandensein eines integrierten Sextu-

5. Messung und Korrektur der Strahllage

pols sowie der Bestromung des Quadrupols, zwischen 1.5 und 8 % [17]. Dieser Fehler ist daher dominierend, so dass der Netzgerätefehler vernachlässigt werden kann.

5.2.2. Sextupol-Komponenten der Korrektoren

Wegen der Abweichung der hyperbolischen Polform der Quadrupol-Joche von der ebenen Form idealer Dipol-Joche erzeugen die Korrektorspulen neben den Dipol-Feldern auch höhere Multipolkomponenten bis hin zur Tetradekapol-Komponente [15, 17].

Darunter sind insbesondere die Sextupol-Komponenten stark ausgeprägt. Die als Funktion des Korrektorstroms erzeugten Sextupol-Felder sind mit den Stärken der internen Sextupole vergleichbar. Es ist daher zu erwarten, dass die Einstellung der Korrektoren einen nicht vernachlässigbaren Anteil an der Chromatizitätskompensation und der dynamischen Apertur hat [17]. Im Rahmen dieser Arbeit wurden die Sextupol-Komponenten der Korrektoren erstmals in einem Modell des Speicherrings berücksichtigt (siehe Kapitel 7.2).

Es ist weiterhin zu beachten, dass ein vertikaler Korrektor ein um $\pm 90^\circ$ gedrehtes Sextupol-Feld erzeugt. Damit ändert sich die Wirkungsebene der Sextupol-Komponente nach Gleichungen 3.6 und 3.7, wobei das Vorzeichen von der Bestromung des Korrektors abhängt.

5.2.3. DC-Spulen

Um den Teilchenstrahl im Speicherring an den zu injizierenden Strahl aus dem Transferkanal heranzuführen, befinden sich in Delta fünf DC-Spulen, die eine statische Injektionsbeule mit einer horizontalen Strahlablage von bis zu 11 mm erzeugen können (siehe auch Kapitel 5.3). Die Spulen der dc1 und dc5 sind auf einem eigenen Magnetjoch angebracht. Die Spulen der dc2 und der dc4 sind als zwei mal 30 Zusatzwicklungen in je einen 20° -Dipol integriert. Die Spulen der dc3 befinden sich auf einem separaten Joch mit vier mal 300 Windungen.

Die Stromversorgung der dc4-Spulen erfolgt durch ein bipolares Netzgerät mit maximal ± 20 A. Die übrigen DC-Spulen verfügen über jeweils ein unipolares Netzgerät mit einem Maximalstrom von ± 45 A.

5.2.4. Korrektorpositionen

Die horizontalen Korrektoren sind in Delta hauptsächlich auf den langen Quadrupolen in den Mitten der 18 Triplets installiert. Zusätzlich sind 12 horizontale Korrektoren auf die kurzen Quadrupole außerhalb der Triplets verteilt.

18 der vertikalen Korrektoren befinden sich auf den äußeren, kurzen Quadrupolen der Triplets, jedoch nicht auf allen. Die restlichen 9 Korrektoren befinden sich auf den kurzen Quadrupolen außerhalb der Triplets.

In Abbildung 5.4 sind die Positionen der Korrektoren und der DC-Spulen im Speicherring verzeichnet.

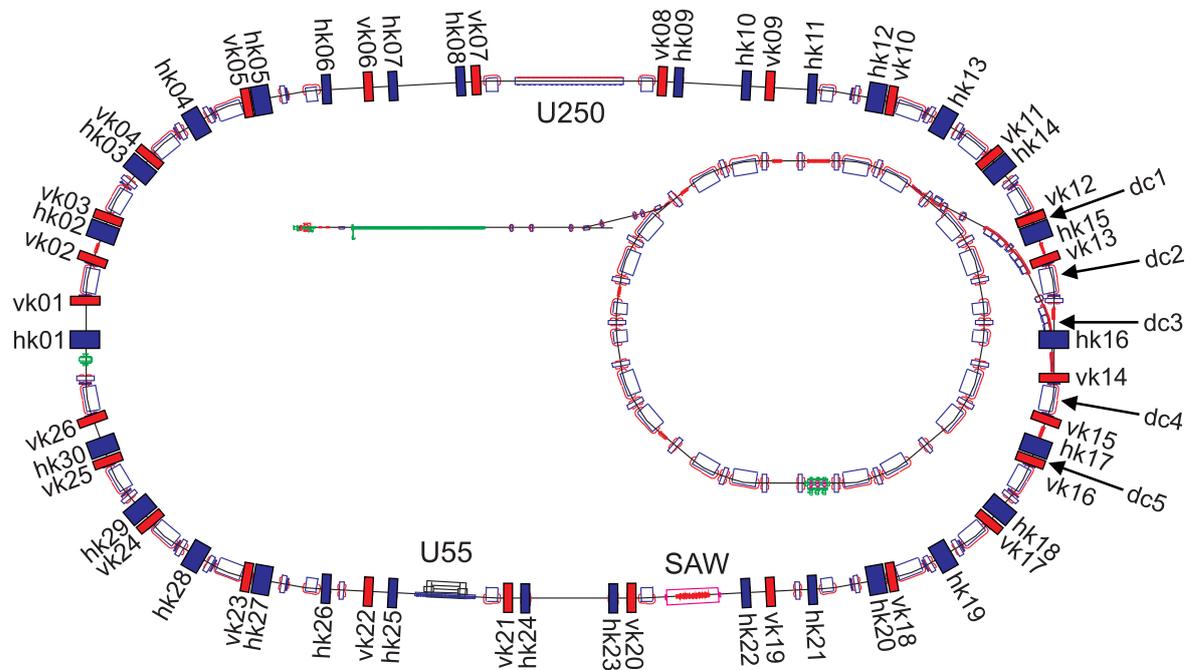


Abbildung 5.4: Positionen der horizontalen (hk, blau) und vertikalen (vk, rot) Korrektoren sowie der DC-Spulen (dc) im Speicherring Delta.

Die Anzahl und Verteilung der Korrektoren sind für die Konstanzhaltung des Sollorbits während des DELTA-Standardbetriebes optimiert (siehe Kapitel 5.3). Für die Erzeugung lokaler Strahlablagen und Winkel an beliebigen Stellen des Orbits (siehe Kapitel 5.3), wie es sowohl für die BPM-Kalibrierung (siehe Kapitel 5.1) als auch für die Messungen im Rahmen der in dieser Arbeit vorgestellten Methode (siehe Kapitel 8) erforderlich ist, ist die Anzahl der Korrektoren nicht ausreichend. So sind beispielsweise während einer BBC an der Position des Korrektors vk19, der dabei für die Korrektur nicht zur Verfügung steht, mindestens vier Korrektoren zur Festlegung von Ablage und Winkel an dieser Position notwendig. Die benachbarten Korrektoren in dieser Ebene (eine beliebige Kombination aus vk16 bis vk22) sind bereits über ein Viertel des Speicherrings verteilt. Somit ist eine Messung an dieser Stelle nur zu Lasten der Orbitablagen in einem Großteil des Rings möglich, was wiederum an Stellen mit großen Betafunktionen zum Verlust des Strahls aufgrund der Aperturgrenzen führen kann. Für die in Kapitel 8 vorgestellte Methode bedeutet dies, dass die Messungen eventuell nicht an allen Quadrupolen durchgeführt werden können, wenn es nicht möglich ist, den Strahl dort den Anforderungen entsprechend auf den Designorbit zu korrigieren.

5.3. Orbitkorrektur

Der gewünschte Sollorbit im Speicherring kann unter Umständen vom Designorbit abweichen, um beispielsweise eine Injektionsbeule aufzuspannen. Der Sollorbit wird für den Delta-Standardbetrieb durch den Nutzerbetriebsorbit vorgegeben, der durch gezielte Orbitablagen und Winkel an den Quellpunkten der Synchrotronstrahlung die Richtung der Synchrotronstrahlungsfächer in den Strahllinien festlegt.

Um den Sollorbit ändern und stabilisieren zu können, wird für Delta eine Orbitkorrektur-Software eingesetzt. Diese verwendet pseudoinverse² Response-Matrizen, um den Einfluss eines Korrektors auf den Orbit vorherzusagen und so die notwendigen Korrektoreinstellungen für den Sollorbit zu berechnen [17]. Aufgrund der in den Kapiteln 5.2 und 7.3 genannten Gründe werden hierzu gemessene Response-Matrizen verwendet, da die Genauigkeit der nachfolgend erläuterten modellbasierten Viererbeulen aufgrund der schlechten Übereinstimmung des Modells mit der Realität nicht ausreichend ist.

Die Orbitkorrektur-Software kann die Strahlage auch mit Hilfe von lokalen oder globalen Response-Beulen gezielt beeinflussen, die im Anschluss erläutert werden. Die für die Strahlagekorrektur verwendeten Dipol-Korrektoren können dazu frei gewählt werden; standardmäßig sind alle Korrektoren ausgewählt. Die Orbitkorrektur-Software ist mit einer Schnittstelle ausgestattet, die eine Fernsteuerung durch andere Software-Programme, beispielsweise durch die BBC-Mess-Software, ermöglicht.

5.3.1. Response-Matrizen

Bei der Ablenkung des Strahls mit einem Korrektormagneten um einen Winkel θ_j^c ergibt sich nach Gleichung 4.7 ein neuer Orbit mit den Strahlablagen ζ_i^b an den $m = 54$ BPMs. Die mit Korrektor j am Ort s_j auf dem Orbit induzierte Strahlablage beträgt demnach an den $i = 1 \dots m$ BPMs an den Orten s_i

$$\zeta_i^b(s_i) = \theta_j^c \frac{\sqrt{\beta_{\zeta,i}^b \cdot \beta_{\zeta,j}^c}}{2 \sin(\pi Q_\zeta)} \cos(|\Psi_{\zeta,i}^b - \Psi_{\zeta,j}^c| - \pi Q_\zeta). \quad (5.4)$$

Darin sind $\beta_{\zeta,i}^b$ und $\Psi_{\zeta,i}^b$ die Betafunktionen und die Betatronphasen an den BPMs und $\beta_{\zeta,j}^c$ und $\Psi_{\zeta,j}^c$ die entsprechenden Funktionen am Korrektor, Q_ζ ist der Arbeitspunkt der jeweiligen Ebene.

Die gemessenen und auf den Ablenkwinkel normierten Orbitänderungen ζ_i^b/θ_j^c können zu einem Spaltenvektor \vec{r}_j , dem Orbit-Response-Vektor, zusammengefasst werden. Wird dieses

²Zur Pseudoinversion mittels SVD-Verfahren siehe [17].

Verfahren für beide Ebenen mit jedem der $j = 1 \dots n$ Korrektoren wiederholt, so ergibt sich aus der Aneinanderreihung der n Spaltenvektoren die Orbit-Response-Matrix (ORM) [17]

$$\mathbf{R} = (\vec{r}_1 \vec{r}_2 \dots \vec{r}_n). \quad (5.5)$$

Die einzelnen Elemente R_{ij} der ORM ergeben sich dann nach Gleichung 4.7 zu

$$R_{ij} = \frac{\zeta_i^b}{\theta_j^c} = \frac{\sqrt{\beta_{\zeta,i}^b \cdot \beta_{\zeta,j}^c}}{2 \sin(\pi Q_\zeta)} \cos\left(|\Psi_{\zeta,i}^b - \Psi_{\zeta,j}^c| - \pi Q_\zeta\right). \quad (5.6)$$

Response-Matrix-Messung

Die Messung einer ORM erfolgt bei Delta mit Hilfe einer automatischen Mess-Software [82, 17]. Dazu werden nacheinander die Bestromungen aller Dipol-Korrektoren geändert, um eine Änderung des Ablenkungswinkels zu erzeugen. Die resultierenden Strahllageänderungen werden jeweils an allen BPMs gemessen, auf den Ablenkungswinkel normiert und aufgezeichnet. Auf diese Weise erfolgen mehrere Messungen mit verschiedenen großen positiven und negativen Ablenkungswinkeln. Anschließend wird das arithmetische Mittel der Messwerte gebildet.

5.3.2. Lokale Orbitbeulen

Für die Injektionsbeule und für die Orbitkorrektur ist es notwendig, definierte Orbitablagen an vorgegebenen Positionen s zu erzeugen [78]. Dafür können lokale Orbitbeulen eingesetzt werden, in denen der Strahl mit Dipol-Korrektoren horizontal oder vertikal abgelenkt wird. Der Strahl wird dabei im einfachsten Fall zunächst mit einem Korrektor vom ungestörten Orbit abgelenkt und anschließend mit einem weiteren Korrektor zurück gelenkt. Um so eine abgeschlossene³ Beule zu erhalten, muss sich der zweite Korrektor genau im Phasenabstand $\Delta\Psi = n\pi$ zum ersten Korrektor auf dem Orbit befinden.

Dreierbeulen

Aufgrund der Montage der Korrektorspulen auf den Quadrupol-Jochen, deren Abstände die oben genannte Phasenabstandsbedingung normalerweise nicht erfüllen, muss ein dritter Korrektor hinzugenommen werden. Die so erzeugten Orbitbeulen werden als Dreierbeulen bezeichnet.

³Eine Orbitbeule ist abgeschlossen, wenn die Strahllage außerhalb der Beule nicht beeinflusst wird.

5. Messung und Korrektur der Strahllage

Nach der Ablenkung des Strahls durch den ersten Korrektor erzeugt der zweite eine weitere Winkeländerung, durch die der Strahl am Ort des dritten Korrektors wieder auf den ungestörten Orbit gelenkt wird. Der dritte Korrektor lenkt den Strahl dann wieder in Richtung des ursprünglichen Orbits ab (Abbildung 5.5).

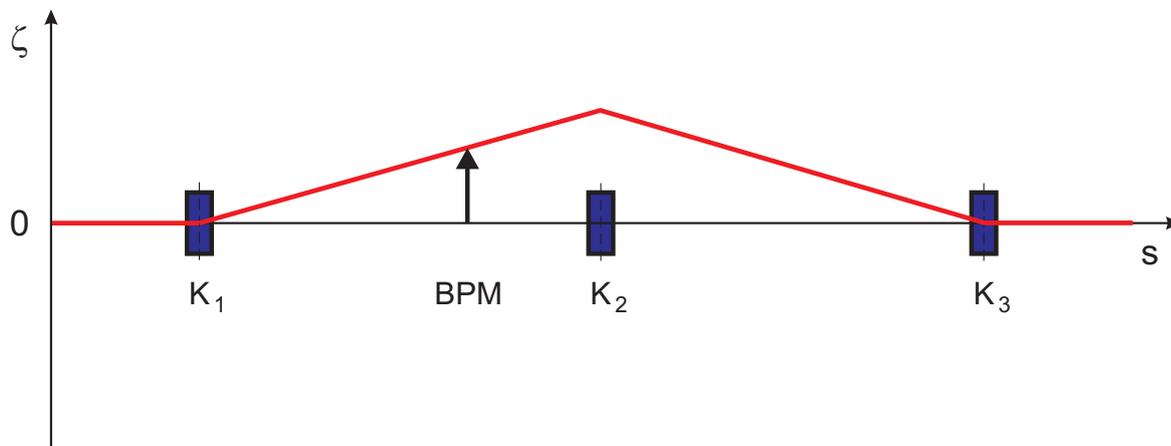


Abbildung 5.5: Prinzip einer Orbitbeule am BPM mit drei Korrektorspulen K_j [78].

Bei Dreierbeulen kann entweder die Ablage ζ oder der Winkel θ an einem Ort s_0 zwischen den Korrektoren $j = 1 \dots 3$ vorgegeben werden. Wenn sich der Referenzpunkt s_0 beispielsweise zwischen dem ersten und dem zweiten Korrektor befindet, dann berechnen sich die Ablenkwinkel θ_j^c , die zur Erzeugung einer abgeschlossenen Beule mit der vorgegebenen Ablage ζ am Ort s_0 erforderlich sind, nach Gleichung 3.24 zu [81]

$$\theta_1^c = \frac{\zeta}{\sqrt{\beta_{\zeta,0} \cdot \beta_{\zeta,1}^c}} \cdot \frac{1}{\sin(\Psi_{\zeta,0} - \Psi_{\zeta,1}^c)}, \quad (5.7)$$

$$\theta_2^c = \frac{\zeta}{\sqrt{\beta_{\zeta,0} \cdot \beta_{\zeta,2}^c}} \cdot \frac{\sin(\Psi_{\zeta,1}^c - \Psi_{\zeta,3}^c)}{\sin(\Psi_{\zeta,0} - \Psi_{\zeta,1}^c) \cdot \sin(\Psi_{\zeta,3}^c - \Psi_{\zeta,2}^c)}, \quad (5.8)$$

$$\theta_3^c = \frac{\zeta}{\sqrt{\beta_{\zeta,0} \cdot \beta_{\zeta,3}^c}} \cdot \frac{\sin(\Psi_{\zeta,2}^c - \Psi_{\zeta,1}^c)}{\sin(\Psi_{\zeta,0} - \Psi_{\zeta,1}^c) \cdot \sin(\Psi_{\zeta,3}^c - \Psi_{\zeta,2}^c)}, \quad (5.9)$$

wobei $\beta_{\zeta,0}$ und $\Psi_{\zeta,0}$ die Betafunktion und die Betatronphase der Ebene ζ am Ort s_0 bezeichnen sowie $\beta_{\zeta,j}^c$ und $\Psi_{\zeta,j}^c$ die entsprechenden Funktionen an den Korrektoren.

Die notwendigen Dipol-Korrektorstärken errechnen sich aus den Ablenk winkeln und den jeweiligen Korrektorenlängen $l_{\text{eff},j}$ mit

$$\frac{1}{R_j} = \frac{\theta_j^c}{l_{\text{eff},j}}. \quad (5.10)$$

Viererbeulen

Normalerweise soll jedoch sowohl die Ablage ζ als auch der Winkel θ an einem Ort s_0 vorgegeben werden. Dazu kann das Verfahren mit einem weiteren Korrektor ergänzt werden.

Die Ablenkwinkel berechnen sich dann zu [81]

$$\theta_1^c = \frac{\zeta}{\sqrt{\beta_{\zeta,0} \cdot \beta_{\zeta,1}^c}} \cdot \frac{\cos(\Psi_{\zeta,0} - \Psi_{\zeta,2}^c) - \alpha_{\zeta,0} \cdot \sin(\Psi_{\zeta,0} - \Psi_{\zeta,2}^c)}{\sin(\Psi_{\zeta,2}^c - \Psi_{\zeta,1}^c)} - \theta \cdot \sqrt{\frac{\beta_{\zeta,0}}{\beta_{\zeta,1}^c}} \cdot \frac{\sin(\Psi_{\zeta,0} - \Psi_{\zeta,2}^c)}{\sin(\Psi_{\zeta,2}^c - \Psi_{\zeta,1}^c)}, \quad (5.11)$$

$$\theta_2^c = \frac{\zeta}{\sqrt{\beta_{\zeta,0} \cdot \beta_{\zeta,2}^c}} \cdot \frac{\cos(\Psi_{\zeta,0} - \Psi_{\zeta,1}^c) - \alpha_{\zeta,0} \cdot \sin(\Psi_{\zeta,0} - \Psi_{\zeta,1}^c)}{\sin(\Psi_{\zeta,1}^c - \Psi_{\zeta,2}^c)} - \theta \cdot \sqrt{\frac{\beta_{\zeta,0}}{\beta_{\zeta,2}^c}} \cdot \frac{\sin(\Psi_{\zeta,0} - \Psi_{\zeta,1}^c)}{\sin(\Psi_{\zeta,1}^c - \Psi_{\zeta,2}^c)}, \quad (5.12)$$

$$\theta_3^c = \frac{\zeta}{\sqrt{\beta_{\zeta,0} \cdot \beta_{\zeta,3}^c}} \cdot \frac{\cos(\Psi_{\zeta,0} - \Psi_{\zeta,4}^c) - \alpha_{\zeta,0} \cdot \sin(\Psi_{\zeta,0} - \Psi_{\zeta,4}^c)}{\sin(\Psi_{\zeta,3}^c - \Psi_{\zeta,4}^c)} - \theta \cdot \sqrt{\frac{\beta_{\zeta,0}}{\beta_{\zeta,3}^c}} \cdot \frac{\sin(\Psi_{\zeta,0} - \Psi_{\zeta,4}^c)}{\sin(\Psi_{\zeta,3}^c - \Psi_{\zeta,4}^c)}, \quad (5.13)$$

$$\theta_4^c = \frac{\zeta}{\sqrt{\beta_{\zeta,0} \cdot \beta_{\zeta,4}^c}} \cdot \frac{\cos(\Psi_{\zeta,0} - \Psi_{\zeta,3}^c) - \alpha_{\zeta,0} \cdot \sin(\Psi_{\zeta,0} - \Psi_{\zeta,3}^c)}{\sin(\Psi_{\zeta,4}^c - \Psi_{\zeta,3}^c)} - \theta \cdot \sqrt{\frac{\beta_{\zeta,0}}{\beta_{\zeta,4}^c}} \cdot \frac{\sin(\Psi_{\zeta,0} - \Psi_{\zeta,3}^c)}{\sin(\Psi_{\zeta,4}^c - \Psi_{\zeta,3}^c)}. \quad (5.14)$$

Darin bezeichnet $\alpha_{\zeta,0}$ die Steigung der Betafunktion am Ort s_0 nach Gleichung 3.18. Mit diesen Viererbeulen können alternativ auch zwei Ablagen an zwei verschiedenen Orten vorgegeben werden. Auch eine Erweiterung auf mehr Korrektoren ist möglich, wodurch sich auch entsprechend mehr frei bestimmbare Parameter (Ablagen oder Winkel) ergeben [78].

Response-Beulen

Die Ablenkwinkel θ_j^c zur Erzeugung von Dreierbeulen lassen sich auch aus den Response-Vektoren der Korrektoren $j = 1 \dots 3$ berechnen. Die Bedingung für eine abgeschlossene Beule ist, dass die Superposition der Response-Vektoren außerhalb der lokalen Beule Null ergibt. Dazu werden die Vektoren \vec{p}_j definiert, die den Response-Vektoren \vec{r}_j entsprechen, in denen die Komponenten R_{ij} zu Null gesetzt werden, die zu dem BPM i gehören, der sich zwischen den äußeren Korrektoren befindet. Dann gilt [82]

$$\theta_1^c = \frac{\zeta}{R_{i1} + F_{12}R_{i2} + F_{13}R_{i3}}, \quad (5.15)$$

$$\theta_2^c = F_{12}\theta_1^c, \quad (5.16)$$

$$\theta_3^c = F_{13}\theta_1^c, \quad (5.17)$$

mit

$$F_{12} = \frac{(\vec{p}_1 \cdot \vec{p}_2) \vec{p}_3^2 - (\vec{p}_1 \cdot \vec{p}_3) (\vec{p}_2 \cdot \vec{p}_3)}{(\vec{p}_2 \cdot \vec{p}_3)^2 - \vec{p}_2^2 \vec{p}_3^2} \quad (5.18)$$

und

$$F_{13} = \frac{(\vec{p}_1 \cdot \vec{p}_3) \vec{p}_2^2 - (\vec{p}_1 \cdot \vec{p}_2) (\vec{p}_2 \cdot \vec{p}_3)}{(\vec{p}_2 \cdot \vec{p}_3)^2 - \vec{p}_2^2 \vec{p}_3^2}. \quad (5.19)$$

5. Messung und Korrektur der Strahlage

Auch dieses Verfahren kann auf eine höhere Zahl an Korrektoren erweitert werden, um beispielsweise Viererbeulen zu erzeugen. Die Orbitkorrektur verwendet für die Strahlagekorrektur normalerweise nicht abgeschlossene globale Orbitbeulen, für die eine Superposition aller Dipol-Korrektoren im Speicherring verwendet wird⁴.

⁴Für eine ausführliche Beschreibung des aktuell implementierten Orbitkorrekturverfahrens siehe [17].

6. Weitere Komponenten des Speicherrings

6.1. Beschleunigungsstrecken

Um den Energieverlust durch die Abstrahlung der Synchrotronstrahlung auszugleichen, werden Beschleunigungsstrecken in Form von Hohlraumresonatoren eingesetzt. In diesen wird durch Einspeisung eines hochfrequenten elektromagnetischen Wechselfeldes eine stehende Welle mit der Frequenz f_{HF} erzeugt, dessen elektrische Feldkomponente parallel zum Designorbit verläuft.

In Delta wird ein Hohlraumresonator mit $f_{\text{HF}} \cong 499.820$ MHz und einer Auflösung von 0.1 Hz eingesetzt. Der Hohlraumresonator ist mit einem elektromechanischen Abstimmstempel ausgestattet, welcher den Resonator über eine elektronische Regelung auf Resonanz hält, wenn sich das Volumen durch Temperaturänderungen des Materials ändert [20].

6.2. Insertion Devices

Wiggler und Undulatoren bestehen aus einer periodischen Anordnung von alternierenden Dipol-Magnetfeldern. Diese führen eine sinusartige Transversalbewegung des Elektronenstrahls herbei, in deren Scheitelpunkten Synchrotronstrahlungskeulen parallel zur Strahlrichtung ausgesandt werden.

Beim Undulator kommt es aufgrund kleiner Amplituden der Transversalbewegung zur Interferenz der Strahlungskeulen. Dadurch wird kohärente Synchrotronstrahlung mit einem scharfen Spektrum und hoher Brillanz abgestrahlt, dies jedoch aufgrund schwächer ablenkender Magnetfelder mit relativ geringer Photonenenergie.

Im Wiggler werden die Teilchen mit Hilfe starker Magnetfelder weit ausgelenkt, um eine hohe Photonenenergie zu erreichen. Die erzeugten Synchrotronstrahlungskeulen überlagern sich dadurch nicht, wodurch das Spektrum der erzeugten Strahlung relativ breit ist.

6. Weitere Komponenten des Speicherrings

Der Übergang zwischen Undulator und Wiggler ist fließend und wird durch die dimensionslose Undulator-Stärke K beschrieben [41, 76]:

$$K = \frac{e \cdot B_U \cdot \lambda_U}{2 \cdot \pi \cdot m_0 \cdot c}. \quad (6.1)$$

Darin sind e die Elementarladung, B_U die Magnetfeldstärke, λ_U die Periodenlänge der Magnetstruktur des Undulators oder Wigglers, m_0 die Ruhemasse des Elektrons und c die Lichtgeschwindigkeit. Einer gebräuchlichen Definition zufolge handelt es sich bei einer Undulatorstärke $K \leq 1$ um einen Undulator, anderenfalls um einen Wiggler.

Die Dipole in den Insertion Devices erzeugen jeweils eine Kantenfokussierung. Dies führt zu einer Änderung $\Delta\Psi_z$ der vertikalen Betatronphase und damit zu einer Verschiebung des vertikalen Arbeitspunktes um [41]

$$\Delta Q_z = \frac{\pi \cdot l \cdot \langle \beta_z \rangle \cdot K^2}{2 \cdot \lambda_U^2 \cdot \gamma_E^2}. \quad (6.2)$$

Darin bezeichnet l die Länge des Undulators, $\langle \beta_z \rangle$ die mittlere vertikale Betafunktion im Bereich des Undulators, K die Undulator-Stärke, λ_U die Periodenlänge und

$$\gamma_E = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = \frac{E}{m_0 \cdot c^2} \quad (6.3)$$

den relativistischen Geschwindigkeitsfaktor (Lorentz-Faktor) der Elektronen mit der Energie E . Durch Einsetzen von Gleichungen 6.1 und 6.3 in Gleichung 6.2 ergibt sich die durch ein Insertion Device hervorgerufene Verschiebung des vertikalen Arbeitspunktes zu [50]

$$\Delta Q_z = 3.58 \cdot 10^{-3} \cdot \left(\frac{B_U}{E} \right)^2 \cdot l \cdot \langle \beta_z \rangle. \quad (6.4)$$

Dabei werden B_U in Tesla, l und $\langle \beta_z \rangle$ in Meter sowie E in GeV eingesetzt.

Horizontal beträgt die Arbeitspunktdifferenz für Standardundulatoren mit vertikalem Feld immer $\Delta Q_x = 0$.

Insertion Devices in Delta

Für eine Energie von $E = 1485$ MeV ergibt sich $\Delta Q_z = 0.0088$ für den U55 und $\Delta Q_z = 0.0009$ für den U250. Der Einfluss der Undulatoren auf den Gesamtstrahl ist somit vernachlässigbar.

Bei einer maximalen Spulenerregung des SAW von $B_U = 5.3$ T im asymmetrischen Wiggler-Modus ergibt sich für eine Energie von $E = 1485$ MeV $\Delta Q_z = 0.20$. Aufgrund der deutlichen Verschiebung des vertikalen Arbeitspunktes muss dieser in der Standardoptik jeweils für den Betrieb mit und ohne SAW angepasst werden. Dazu wird die Fokussierung der Quadrupol-Familien qf und qd in den Bögen des Speicherrings (Abbildung 4.8) entsprechend variiert.

6.3. Vakuumkammer

Die DELTA-Vakuumkammern bestehen aus 3 mm starkem nichtmagnetischem Edelstahl und haben an den meisten Stellen einen schlüsellochförmigen Querschnitt (Abbildung 6.1). Die eigentliche Strahlkammer, in der die Elektronen geführt werden, ist der äußere achteckige Teil. Dieser hat eine mechanische Apertur von maximal ± 37 mm horizontal und ± 20 mm vertikal und ist über einen 8 mm hohen und 35 mm breiten Pumpkanal mit dem inneren Teil, der Pumpkammer, verbunden. In der Pumpkammer sind Vakuumpumpen¹ integriert, die bei 100 mA Strahlstrom einen Vakuumdruck von etwa $2 \cdot 10^{-7}$ Pa erzeugen können [17].

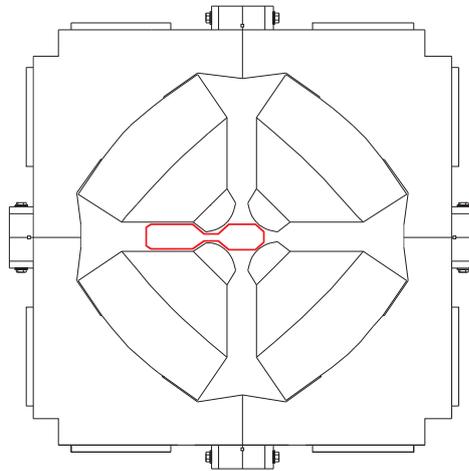


Abbildung 6.1: Lage und Form der Vakuumkammer (rot) im Quadrupol (Blick entgegen der Strahlrichtung).

Um die thermische Ausdehnung der Vakuumkammer zu minimieren, die insbesondere während des Speicherbetriebes durch die Bestrahlung der äußeren Kammerwand mit Synchrotronstrahlung verursacht wird, wird die Kammer mit Wasser gekühlt, das durch einen an der Außenseite der Kammer angebrachten Kühlkanal geführt wird. Außerdem ist die Strahlkammer longitudinal in Teilstücke aufgeteilt, die durch Faltenbälge miteinander verbunden sind. Diese ermöglichen der Kammer einen begrenzten longitudinalen Spielraum, um die thermische Ausdehnung kompensieren zu können.

¹Hierfür werden Ionengetterpumpen eingesetzt, welche die Restgasmoleküle durch Elektronenstoß ionisieren und durch ein elektrisches Feld auf eine Oberfläche beschleunigen, an welcher sie chemisch gebunden werden [76].

6. Weitere Komponenten des Speicherrings

6.3.1. Fixierung der Vakuumkammer

Die Strahlkammer liegt in den Dipolen und Quadrupolen auf den unteren Polschuhen auf. Um die Kammer in den Quadrupolen zu zentrieren, besitzen die Monitorköpfe der BPMs eine Wulst², welche einen äquidistanten Abstand der Kammer zu den vier Polschuhen des unmittelbar angrenzenden Quadrupols gewährleisten soll (siehe auch Abbildung 6.1).

Dabei kommen zwei Typen von Monitorköpfen zum Einsatz. Bei BPMs des fixierten Typs hat der Monitorkopf ± 0.07 mm Spielraum im Quadrupol (Abbildung 6.2). Zusätzlich sind verteilt über den Speicherring auch BPMs des variablen Typs mit einem Spielraum von ± 1.8 mm eingebaut worden, um der Kammer mehr Freiraum zum Ausgleich thermischer Spannungen zu geben. Da sich dies als nicht ausreichend herausgestellt hat, wurden die Wülste an einigen Monitorköpfen abgefräst, um den Spielraum auf mehr als ± 2 mm zu erhöhen [60].



Abbildung 6.2: Standard-Monitorkopf in Delta. Die im Bild erkennbare Wulst soll die zentrische Lage der Vakuumkammer im angrenzenden Quadrupol gewährleisten. Die Wulst des Monitorkopfes unterscheidet diesen fixierten BPM von einem variablen. An den roten Pfeilen liegt die Wulst am Magneteisen des Quadrupols an [17].

²Abweichend davon sind die Elektroden der BPMs 40 und 41 in die Strahleinlass- und Strahlauslasskammer des SAW eingelassen worden.

6.3.2. Verschiebung der Vakuummkammer

Der Spielraum kann durch weitere Faktoren eingeschränkt sein. An manchen Stellen wird die Vakuummkammer durch die internen Sextupol-Spulen vertikal fixiert. An vielen Stellen ist die Kammer durch mechanische Spannungen zwischen zwei Polen einer Quadrupols festgeklemmt.

Diese Spannungen werden auch durch longitudinale Verschiebungen verursacht, die durch das Zusammenziehen der Kammerstücke beim Evakuieren entstehen können [59], da die Vakuummkammer in den Dipolen dem Strahlverlauf entsprechend gekrümmt ist (Abbildung 6.3).

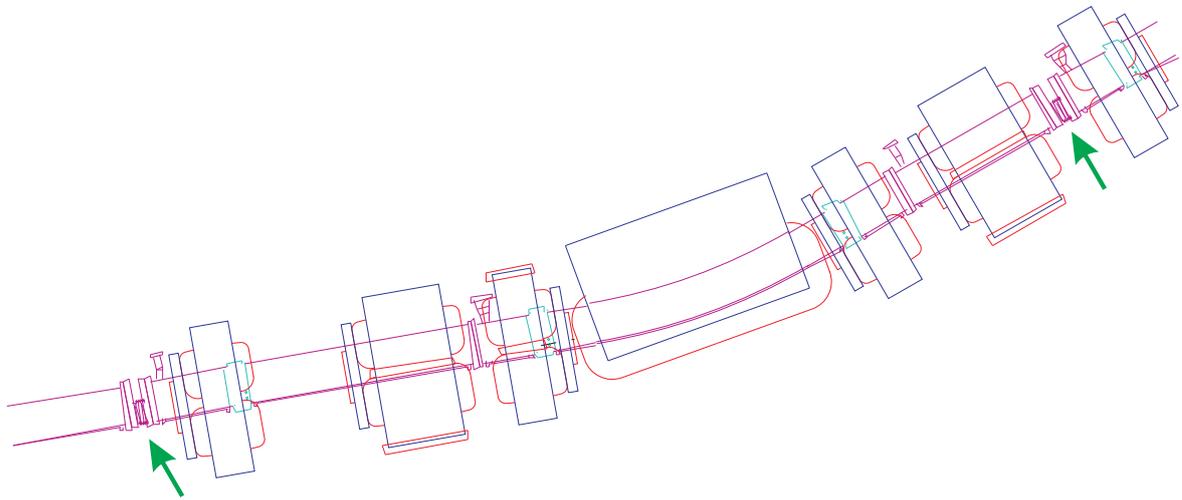


Abbildung 6.3: Verlauf der Vakuummkammer (magenta) durch die Magnetstruktur (Ausschnitt aus dem dritten Delta-Quadranten). Die Magnetjoch sind in dunkelblau und die Spulen in rot eingezeichnet. An den äußeren Quadrupolen der Triplets sind die BPMs (hellblau) zu erkennen. Die grünen Pfeile kennzeichnen die Faltenbälge, welche die Verbindungen zu den nächsten Kammerstücken herstellen.

Es ist in der Tat zu beobachten, dass manche Faltenbälge komplett zusammen gestaucht sind, während andere weiter auseinander gezogen sind. Durch die longitudinale Verschiebung entsteht so eine Hebelwirkung, welche die Kammer entweder gegen die inneren oder die äußeren Polschuhe der Quadrupole drückt. Dies kann wiederum zu einer Verschiebung der Quadrupole führen. Wie der Tabelle in Anhang A.2 zu entnehmen ist, haben sich die Quadrupol-Triplets tatsächlich um den Speicherring nach innen und außen verschoben (Abbildung 6.4).

6. Weitere Komponenten des Speicherrings

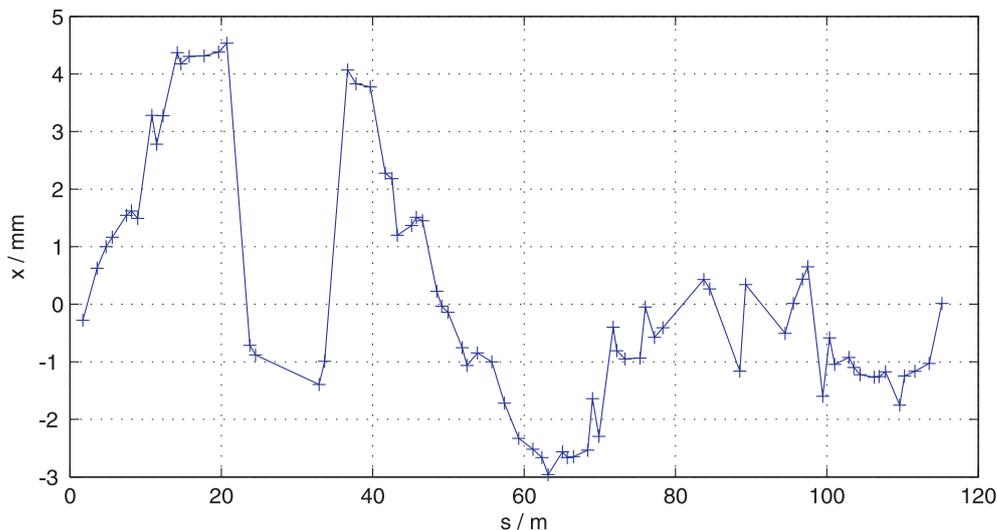


Abbildung 6.4: *Transversale Positionsabweichungen der Quadrupole.*

6.4. Induktive Wegaufnehmer

Um Bewegungen der Vakuumkammer oder der Magnete detektieren und über längere Zeiträume hinweg aufzeichnen zu können, werden Wegaufnehmer vom Typ IW 15A/5-0, 25-S-T der Firma TWK-ELEKTRONIK [69] eingesetzt, die mittels eines Tastkopfes Bewegungen desselben induktiv erfassen. Der abgerundete Tastkopf ist dazu auf eine nicht magnetische Messstange aufgeschraubt, die an ihrem Ende im Innern des Gehäuses einen magnetischen Kern besitzt. Der Kern taucht in zwei Spulen ein, die in Form einer Differentialdrossel gegenphasig in Reihe geschaltet sind, so dass sich die Messspannungen subtrahieren und sich in der Mittelstellung des Kerns zwischen den Spulen gerade aufheben [71]. Die Spannungen werden von einer integrierten Elektronik ausgewertet, welche wiederum ein Signal von 0 bis 10 V ausgibt, das einer Bewegung des Tastkopfes von 0 bis 5 mm entspricht.

Die Genauigkeit des eingesetzten Typs beträgt laut technischem Datenblatt 0.25 %, die Restwelligkeit des Signals ist mit ± 5 mV angegeben. Bei maximalem Messhub entspricht dies jeweils einer absoluten Genauigkeit von ± 12.5 μm . Die maximale Messfrequenz beträgt 100 Hz. Die Temperaturdrift ist mit ≤ 0.008 %/°C angegeben [70].

Abbildung 6.5 zeigt einen Wegaufnehmer, der auf einer Messsäule montiert ist, um die Bewegung eines Quadrupols relativ zum Hallenboden zu beobachten.

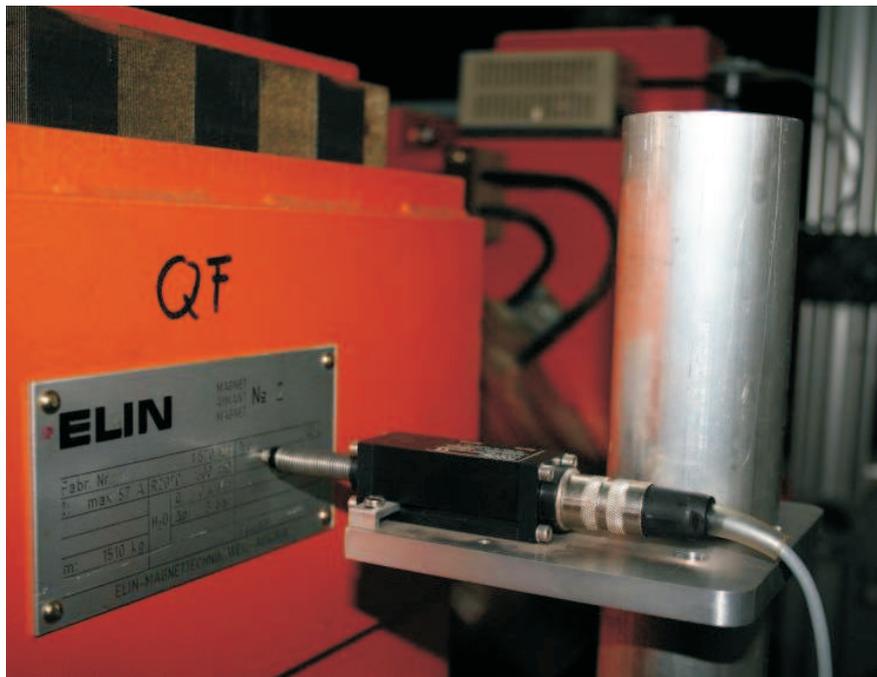


Abbildung 6.5: Mobiler Wegaufnehmer auf Aluminiumsäule am Quadrupol.

6.5. Geodätische Vermessung

Die Vermessung der Magnetpositionen erfolgt bei den meisten Beschleunigeranlagen mit Hilfe geodätischer Methoden. Die Entfernungsmessung erfolgt hierbei mittels Triangulation³. Für diesen Zweck werden Winkelmessinstrumente, so genannte Theodolite, eingesetzt. Theodolite bestehen im Wesentlichen aus einem drehbaren Zielfernrohr sowie einem feststehenden Winkelkreis, der bei neueren Modellen digital ausgelesen wird. Mit Hilfe des Zielfernrohres werden nacheinander alle Messpunkte angepeilt und anhand der Peilwinkel die Richtungen zu den Messpunkten bestimmt. Mit dieser Methode ist prinzipiell auch eine dreidimensionale Positionsbestimmung möglich.

Die Winkelgenauigkeit eines Theodoliten beträgt normalerweise etwa $\pm 10''$ [76]. Für genauere Messungen, die im Rahmen der auch bei DELTA angewandten Ingenieurgeodäsie erforderlich sind, kommen Präzisionstheodoliten mit einer Auflösung von bis zu $\pm 1''$ zum Einsatz (siehe auch Abbildung 6.7).

Eine systemimmanente Begrenzung der Messgenauigkeit optischer Triangulationsverfahren ist durch die Refraktion⁴ gegeben. Bei den relativ kurzen Abständen von wenigen Metern im Speicherring Delta ist diese jedoch zu vernachlässigen, da die Messgenauigkeit dann

³Triangulation bezeichnet die Berechnung der Seitenlängen eines Dreiecks bei Kenntnis der Dreieckswinkel.

⁴Die Refraktion beschreibt die Krümmung des Lichtstrahls durch unterschiedlich warme Luftschichten.

6. Weitere Komponenten des Speicherrings

bei Normaldruck mit unter $\pm 10 \mu\text{m}$ immer noch besser als die geforderte Genauigkeit der Magnetaufstellung von $\pm 100 \mu\text{m}$ ist [46, 4, 59].

Anwendung und Genauigkeit der geodätischen Vermessungen bei DELTA

Die horizontalen Magnetpositionen werden bei DELTA relativ zu den angrenzenden Magneten bestimmt, indem Präzisionstheodolite und Zielpunkte jeweils auf die zu vermessenden Magnete aufgesetzt werden. Um die Messgeräte und die Zielpunkte an definierten Punkten auf den Magneten platzieren zu können, kommt ein Zentriersystem der Firma Taylor Hobson [65, 36] zum Einsatz. Dies besteht aus kegelförmigen Vertiefungen zur Aufnahme der Messgeräte, die auf Aluminiumplatten angebracht worden sind. Diese Messplatten können mit Hilfe von speziell auf die DELTA-Magnete angepassten Führungen definiert auf den Eisenjochen befestigt werden (siehe auch Abbildung 6.7).

Die Messplatten können mit einer Genauigkeit von etwa $\pm 20 \mu\text{m}$ produziert werden. Die Genauigkeit und Reproduzierbarkeit bei der Auflage und Justage der Messplatten auf das Magneteisen führt jedoch zu einem Gesamtfehler von bis zu 100 oder 200 μm [4, 59]. Daher ist dies der begrenzende Faktor in der Genauigkeit der geodätischen Vermessung. Der Fehler entsteht dadurch, dass die Magnete aus laminierten Blechen bestehen und somit keine planen Auflageflächen für die Messplatten bieten. Zudem sind nicht für jeden einzelnen Magneten individuelle Messplatten vorhanden, so dass die Genauigkeit der Auflage auch von der jeweiligen Kombination aus Magnet und Messplatte abhängig ist.

Die Zielpunkte sind ebenfalls selbst zentrierend ausgeführt. Die Taylor-Hobson-Kugeln müssen lediglich in die Aufnahmen gelegt werden, eine präzise Ausrichtung ist nicht erforderlich. Für die Richtungsmessungen sind die Taylor-Hobson-Kugeln mit einem beleuchteten Zielzeichen mit kreisförmigen Markierungen ausgestattet (Abbildung 6.6) [62, 36]. Für Streckenmessungen können die Kugeln auch mit Retroreflektoren (beispielsweise Tripelprismen oder Tripelspiegeln ausgestattet werden [25, 62, 76]). Bei DELTA sind zur Zeit nur Zielzeichen für Richtungsmessungen vorhanden.

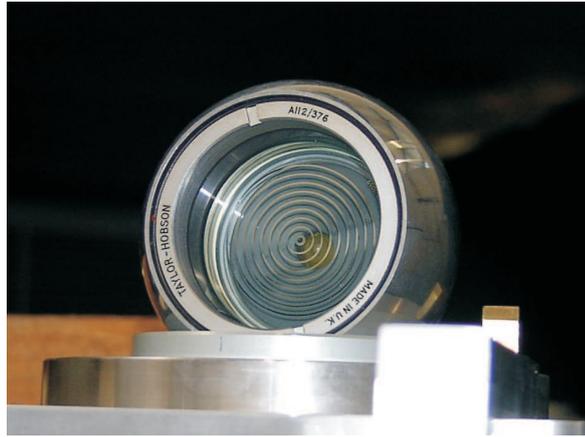


Abbildung 6.6: Taylor-Hobson-Kugel für die geodätische Peilung.

Ein kompletter Aufbau für die horizontale Vermessung eines Quadrupol-Triplets ist in Abbildung 6.7 zu sehen.



Abbildung 6.7: Aufbau für die geodätische Vermessung an Delta. Auf den Magneten befinden sich Messplatten, im Vordergrund ist ein Theodolit montiert.

Für die Höhenmessung werden separate Nivelliergeräte [25] eingesetzt, die eine Nivellierlatte mit Referenz zum Hallenboden anpeilen.

Da bei Delta aufgrund der baulichen Bedingungen nicht alle Magnete von einem zentralen Messpunkt aus angepeilt werden können, werden normalerweise nur die relativen Abstände zwischen benachbarten Magneten gemessen. Eine absolute Aufnahme der gesamten Anlage ist nur durch Peilungen von mehreren verteilten Punkten aus möglich. Aus den so gewonnenen Daten muss anschließend durch Ausgleichsrechnungen ein konsistentes Netz von Messpunkten bestimmt werden. Eine komplette Vermessung des Speicherrings Delta wurde zuletzt im Oktober 2005 durchgeführt [59], die Ergebnisse finden sich in Anhang A.2.

6.6. Kontrollsystem

Das Kontrollsystem von DELTA besteht aus drei Hardware-Ebenen (Abbildung 6.8) und drei entsprechenden Software-Schichten [83]. Die Darstellungsrechner der ersten Ebene ermöglichen den Operateuren die Steuerung der Anlage. Hierfür kommt ein Client-Server-System bestehend aus Intel-basierten [27] Industriestandard-Servern und Personal Computern mit dem Betriebssystem Linux zum Einsatz. Diese sind über ein Ethernet⁵ mit den Kontrollrechnern in der zweiten Ebene verbunden, welche die Umsetzung der Daten zwischen den Darstellungsrechnern und den Endgeräten übernehmen. Auf dieser Ebene werden Industrieprozessrechner vom Typ MVME 230x der Firma Motorola⁶ [40] mit VME-Bus⁷ unter dem Echtzeitbetriebssystem VxWorks der Firma Wind River [79] eingesetzt. Diese werden als IOCs⁸ bezeichnet. Die Endgeräte der dritten Ebene sind über verschiedene Feldbussysteme angeschlossen, wobei CAN-Bus⁹, hauptsächlich mit Modulen der Firma esd [12], sowie GPIB¹⁰ am häufigsten verwendet werden.

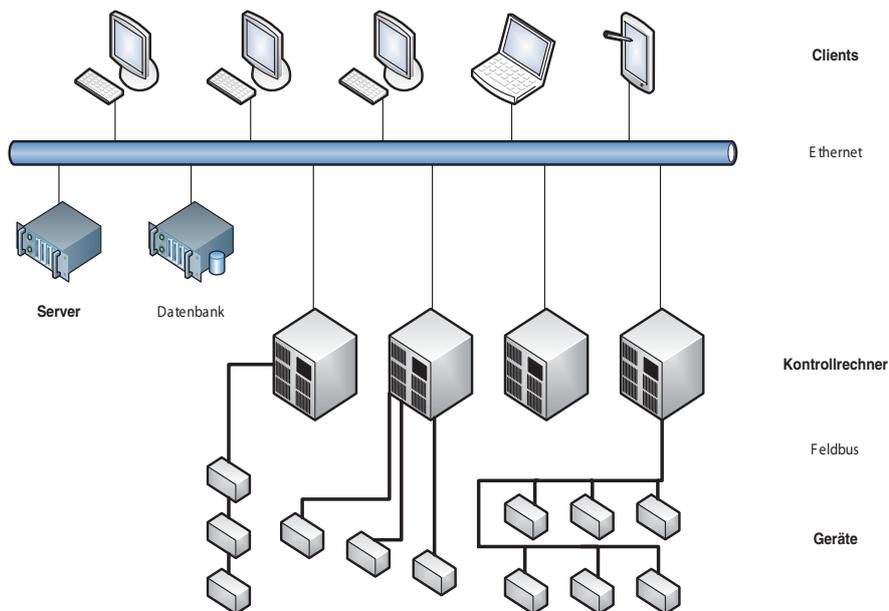


Abbildung 6.8: Hardware-Ebenen des DELTA-Kontrollsystems.

Softwareseitig kommt auf den ersten beiden Ebenen des Kontrollsystems EPICS¹¹ [1] zum Einsatz, eine Standard-Anwendung für Beschleunigerkontrollsysteme [35]. Das Konzept

⁵Industriestandard IEEE 802.3.

⁶Heute Emerson Network Power [11].

⁷Versatile Module Europe, Industriestandard IEEE 1014.

⁸Input-Output-Controller.

⁹Controller Area Network, Industriestandard ISO 11898.

¹⁰General Purpose Interface Bus, Industriestandard IEEE 488.

¹¹Experimental Physics and Industrial Control System.

von EPICS beruht auf Records, die alle Prozessvariablen¹² darstellen. Zur permanenten Speicherung von Daten steht eine MySQL-Datenbank [42] zur Verfügung. Die grafischen Benutzeroberflächen werden hauptsächlich basierend auf der Skriptsprache Tcl¹³ [66] mit Hilfe des zugehörigen Toolkits tk erstellt.

¹²Prozessvariablen sind Messwerte, Setzwerte und davon abgeleitete Größen. Die Geschwindigkeit der Datenübertragung im Kontrollsystem ist aufgrund der maximalen Auslesegeschwindigkeit der EPICS-Records auf maximal 10 Hz limitiert.

¹³Tool Command Language.

7. Modellierung des Speicherrings

Sowohl für die in Kapitel 8 eingeführte strahlbasierte Messung von Quadrupol-Fehlaufstellungen als auch zum besseren Verständnis des Strahlverhaltens im Speicherring ist es notwendig, das Modell des Speicherrings soweit anzupassen, dass es die Realität möglichst genau widerspiegelt. Für die Messungen im Rahmen dieser Arbeit ist insbesondere die Berechnung von relativen Orbitablagen erforderlich. Im Allgemeinen sind auch die absoluten Strahlablagen von Interesse sowie die Berechnung der Arbeitspunkte und Chromatizitäten.

In Kapitel 7.1 wird kurz auf das bisher standardmäßig verwendete Modell eingegangen, bevor in Kapitel 7.2 die im Rahmen dieser Arbeit eingeführten Änderungen besprochen werden. Dazu werden zunächst die Einflüsse dieser Änderungen auf das Designmodell präsentiert, in dem alle Dipol-Korrektoren und DC-Spulen feldfrei sind. Im Anschluss werden die Simulationen in Kapitel 7.3 basierend auf gespeicherten Magnet-Setups inklusive der Dipol-Korrektoren und DC-Spulen durchgeführt und die Ergebnisse mit gemessenen Strahlparametern verglichen.

7.1. MAD-Modell

Bisher wurde für die Modellierung des Speicherrings Delta unter anderem das Software-Paket MAD¹ eingesetzt. Dieses wird über textbasierte Eingabedateien gesteuert, welche die Magnetstruktur (Positionen, effektive Längen, etc.) und die Magnetstärken enthalten. Die Erstellung der Eingabedateien kann manuell oder mit Hilfe von externen Skriptprogrammen erfolgen. MAD sucht anschließend die Lösung für den Gleichgewichtsort und berechnet die gesuchten Strahlparameter (Orbitablagen, Betafunktionen, Dispersion, Arbeitspunkte, etc.) mit Hilfe der Matrizenoptik. Das Software-Paket enthält noch weitere Möglichkeiten zur Simulation des Strahlverhaltens, wie das Teilchentracking, die jedoch nicht verwendet worden sind und an dieser Stelle nicht weiter betrachtet werden. Um die genutzten und weitergehende Funktionalitäten einfacher implementieren und steuern zu können, wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Wechsel zum Industriestandard-Software-Paket MATLAB der Firma The MathWorks [37] vollzogen, welcher im Folgenden näher beschrieben wird.

¹Methodical Accelerator Design, Version 8.13 [28].

7.2. Implementation in MATLAB

Das bestehende MAD-Modell wurde auf eine aktuelle Version der AT² migriert, die eine Erweiterung des Software-Paketes MATLAB darstellt. Dies geschah auf Basis eines bestehenden vereinfachten MATLAB-Modells [55]. Zunächst wurde die Übereinstimmung der Simulationsergebnisse beider Software-Programme verifiziert. Beide berücksichtigen dabei eine eventuelle Kopplung der transversalen Strahlbewegungen. Die berechneten Betafunktionen, Orbitablagen und Dispersionen für den Designorbit sind in Abbildung 7.1 dargestellt. Die Unterschiede bei den Betafunktionen und den Dispersionen liegen in der Größenordnung von 10^{-4} m. Es wurde daher auf eine Einzeldarstellung der Ergebnisse beider Software-Programme verzichtet.

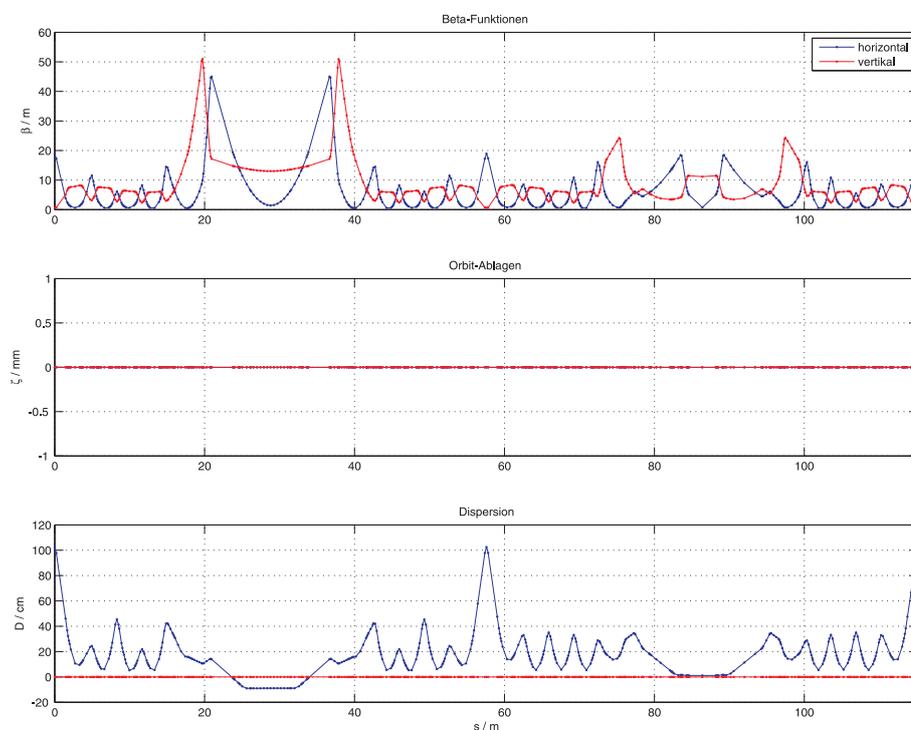


Abbildung 7.1: Mit MAD 8 simulierte Strahlparameter, Designmagnetstruktur (1.5 GeV, SAW ausgeschaltet, Korrektoren und DC-Spulen feldfrei). Graphen identisch mit denen der AT-Simulation.

Ein Vergleich der Arbeitspunkte zeigt erst in der vierten Nachkommastelle eine marginale Abweichung. Bei den Chromatizitäten sind jedoch größere Unterschiede erkennbar, die sich vor allem vertikal bemerkbar machen (siehe Tabelle 7.1).

²Accelerator Toolbox, die aktuelle Version ist Teil des Matlab Middle Layer Paketes (MML) [45] und wird, basierend auf Version 1.3 [67], laufend aktualisiert.

	MAD	AT
Q_x	9.1906	9.1907
Q_z	3.2785	3.2780
ξ_x	1.5311	1.3552
ξ_z	-0.9619	0.1329

Tabelle 7.1: Vergleich der simulierten Strahlparameter von MAD und AT, Designmagnetstruktur (1.5 GeV, SAW ausgeschaltet).

Im Rahmen dieser Arbeit konnte nicht abschließend geklärt werden, wie dieser Unterschied entsteht. Beide Software-Programme berechnen die Chromatizitäten nach Gleichung 4.24, indem eine Dispersionsbahn mit bekannter Impulsabweichung simuliert und die Arbeitspunktdifferenz zur Bahn ohne Impulsabweichung berechnet wird. Die Dispersionen beider Programme stimmen jedoch, wie erwähnt, sehr gut überein. Der Ursprung der Abweichungen bleibt daher unklar und eine weitere Untersuchung wäre wünschenswert.

7.2.1. Teilchentracking

Als Teilchentracking wird die abschnittsweise Transformation des Phasenraumvektors durch die einzelnen Elemente der Magnetstruktur bezeichnet. Die AT trackt den sechsdimensionalen Phasenraumvektor

$$\vec{r} = \begin{pmatrix} x \\ x' \\ z \\ z' \\ \frac{p-p_0}{p} \\ p \\ \Delta l \end{pmatrix} \quad (7.1)$$

eines Teilchens durch die Optik. Der Term $\frac{p-p_0}{p}$ beschreibt die Impulsabweichung des Teilchens, Δl bezeichnet die Strecke, die das Teilchen zurücklegt; Δl entspricht im Idealfall der Strecke $s - s_0$ auf dem Designorbit. Für den Phasenraumvektor können Startwerte vorgegeben werden, mit denen dieser dann über eine beliebige Anzahl von Umläufen durch den Ring getrackt wird.

Zusätzlich kann die AT auch nach der Lösung für den Gleichgewichtsort suchen, was auch für die Simulationen im Rahmen dieser Arbeit genutzt wurde. Dazu wird zunächst durch Multiplikation der Transformationsmatrizen aller Elemente im Speicherring eine Umlaufmatrix M_{Umlauf} aufgestellt. Ausgehend von einem beliebigen Startvektor (normalerweise $(0\ 0\ 0\ 0\ 0\ 0)'$) wird mit Hilfe des numerischen Verfahrens der Fixpunktiteration³ der Pha-

³Siehe beispielsweise [76].

7. Modellierung des Speicherrings

senraumvektor bestimmt, der durch Transformation mit der Umlaufmatrix identisch bleibt (Periodizitätsbedingung). Dieses Verfahren kann auf zwei verschiedene Arten durchgeführt werden: Entweder unter der Randbedingung, dass $\frac{p-p_0}{p}$ konstant bleibt (und die Randbedingung einer konstanten Umlauflänge l_{Orbit} vernachlässigt wird) oder unter der Randbedingung, dass die Längendifferenz Δl_{Orbit} , die sich nach der Transformation mit der Umlaufmatrix ergibt, der Differenz zwischen realer Bahnlänge $c \cdot \tau$ und Designlänge L entspricht. Die reale Bahnlänge ergibt sich dabei aus dem Produkt der Lichtgeschwindigkeit mit der Umlaufzeit τ , die wiederum der inversen Umlauffrequenz $1/f_{\text{Umlauf}}$ entspricht. Diese kann mit der Beziehung

$$\frac{1}{f_{\text{Umlauf}}} = \frac{H}{f_{\text{HF}}} \quad (7.2)$$

aus der Cavityfrequenz f_{HF} und der Harmonischenzahl H berechnet werden⁴.

Der zweite Fall ist realitätsnäher, da sich der Teilchenimpuls und damit die Bahnlänge der Hochfrequenz im Cavity anpasst⁵. Hierfür ist jedoch eine Berücksichtigung des Cavities und der Synchrotronstrahlungsverluste im Modell notwendig. Aufgrund der in den nächsten Kapiteln beschriebenen großen Abweichungen zwischen simuliertem und realem Orbit war dies jedoch nicht möglich, da bei Berücksichtigung dieser Faktoren kein Gleichgewichtsortbit gefunden werden konnte. Daher konnte im Rahmen dieser Arbeit nur die erste Möglichkeit genutzt werden. In diesem Fall darf jedoch kein Cavity oder ein anderes den Teilchenimpuls beeinflussendes Element im Modell definiert sein.

Für das Tracking berechnet die AT numerisch⁶ den integralen Einfluss des Magnetfeldes auf den Stahl, indem sie für jeden Magneten dessen effektive Länge in eine einstellbare Anzahl (üblicherweise zehn) von nichtausgedehnten Kicks zerlegt, die durch äquidistante Driftstecken getrennt sind. Auf diese Weise können auch nichtlineare Einflüsse der Optik auf den Strahl berechnet werden, die erst nach vielen Umläufen sichtbar werden, wie die Einschränkung der dynamischen Apertur durch Sextupole (siehe Kapitel 4.5). Diese Einflüsse können dazu führen, dass Teilchen, die sich über wenige Umläufe auf scheinbar stabilen Bahnen bewegen, nach einiger Zeit auf chaotische Bahnen geraten und verloren gehen [72].

Beim Tracking können beliebig viele Multipolfelder angegeben werden, die bei der Berechnung überlagert werden. Alle Magnete, mit Ausnahme der externen Sextupole, wurden auf diese Weise in das Modell eingefügt. Die externen Sextupole werden aufgrund ihrer geringen effektiven Länge von 8.35 cm [7] weiterhin als dünne Linsen behandelt.

⁴Die Harmonischenzahl ergibt sich aus der Bedingung, dass die Hochfrequenz im Cavity ein Vielfaches der Umlauffrequenz sein muss, damit ein Teilchen immer in der gleichen Phase der Cavityfrequenz beschleunigt wird [78].

⁵Siehe Dispersionsbahnen in Kapitel 3.2 und Phasenfokussierung in [78].

⁶Die AT rechnet zu diesem Zweck mit symplektischen Integratoren. Siehe hierzu beispielsweise [77].

Bei gedrehten Magneten wird der Phasenraumvektor mit Hilfe einer Rotationsmatrix transformiert, durch die aufrechte Feldkonfiguration getrackt und anschließend mit der inversen Rotationsmatrix wieder zurück transformiert. Auf diese Weise wird auch bei transversal verschobenen Magneten mit Hilfe von Translationsmatrizen verfahren.

Die AT arbeitet im Gegensatz zu MAD ausschließlich mit der Teilchen-Tracking-Methode. Dabei werden die Betafunktionen und Phasenvorschübe nicht durch Tracken der allgemeinen Transformationsmatrix nach Gleichung 3.24 berechnet, sondern mit Hilfe des Phasenraumvektors am jeweiligen Element bestimmt, nachdem zunächst ein Gleichgewichtsortbit gefunden wurde. Bei der Suche nach dem Gleichgewichtsortbit wird zur Bestimmung der Umlaufmatrix dementsprechend ein einmaliges Tracking durch die gesamte Magnetstruktur durchgeführt. Daher kann es vorkommen, dass eine Lösung für den Gleichgewichtsortbit berechnet werden kann, diese jedoch außerhalb der Akzeptanz der Magnetstruktur liegt und damit keine Lösung für die Betafunktionen etc. gefunden werden kann.

7.2.2. Funktionale Erweiterungen

7.2.2.1. Schnittstellen

Durch die Integration in MATLAB entfällt die bei MAD notwendige Datenübergabe mit Hilfe von Textdateien, da viele Programmier- und Rechenfunktionen direkt innerhalb der MATLAB-Umgebung zur Verfügung stehen. Insbesondere ist über die EPICS-Schnittstelle labCA [64] ein direkter Zugriff auf die vom Kontrollsystem bereitgestellten Prozessvariablen möglich. Somit können beispielsweise Magnetströme direkt ausgelesen werden, um als Datenbasis für das Modell zu fungieren. Zur Erstellung von automatisierten Messprozeduren können unter anderem Magnetströme gesetzt und Strahlablagen ausgelesen werden.

Es wurden weiterhin Importfunktionen geschaffen, um gespeicherte Magnet-Setups in verschiedenen Formaten einlesen und als Grundlage von Simulationen verwenden zu können. Dazu werden die Magnetstärken aus den Stromsetzwerten der jeweiligen Netzgeräte berechnet.

Magnetstärkenberechnung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Software-Bibliothek `i2k` auf MATLAB migriert, um die Magnetströme direkt in energieabhängige Magnetstärken umrechnen zu können und umgekehrt. Dabei wurden erstmals auch die in Tabelle 4.2 dokumentierten Kalibrationsfaktoren für die Quadrupol-Netzgeräte berücksichtigt, indem die Ströme vor der Umrechnung mit `i2k` um die entsprechenden Kalibrationsfaktoren korrigiert werden. Bei Simulationen, die

7. Modellierung des Speicherrings

von gespeicherten Magnet-Setups ausgehen, zeigte sich, dass die simulierte Optik ohne die Berücksichtigung der Kalibrationsfaktoren so stark von der Realität abweicht, dass kein Gleichgewichtorbit gefunden werden kann. Daher werden die Kalibrationsfaktoren bei allen Simulationen in Kapitel 7.3 berücksichtigt.

7.2.2.2. Vermessungsdaten

Die Designpositionen der Elemente der Magnetstruktur wurden im Modell um die in Anhang A.2 aufgelisteten longitudinalen und transversalen Abweichungen korrigiert. Die korrigierten transversalen Positionen der Dipol- und Quadrupol-Magnete wurden aus den tabellierten Werten berechnet, indem jeweils das arithmetische Mittel von strahleingangs- und strahlausgangsseitiger Abweichung eines Magneten zur Designposition addiert wurde. Die Positionen der Sextupol-Magnete wurden anschließend jeweils um den Wert des zugehörigen Quadrupols korrigiert. Die longitudinalen BPM-Positionen wurden ebenfalls im Modell korrigiert, da sie unter anderem durch die Kammerbewegungen teilweise mehrere Zentimeter von den Designpositionen abweichen.

Die longitudinalen Positionskorrekturen aller Elemente wurden dabei fest in das Modell integriert (und somit in allen Simulationen berücksichtigt), indem die dazwischenliegenden Driftstrecken entsprechend der Vermessungsdaten angepasst wurden. Das Zentrum des qf01+01 wurde dabei als Startposition definiert. Die transversalen Abweichungen wurden so in das Modell integriert, dass sie ein- und ausgeschaltet werden können. Dies ermöglicht eine Simulation sowohl unter Berücksichtigung der transversalen Fehlaufstellungen als auch mit transversalen Designpositionen. Die resultierenden Arbeitspunkte und Chromatizitäten bei Berücksichtigung nur der longitudinalen Fehlaufstellungen einerseits und bei Berücksichtigung sowohl der longitudinalen als auch der transversalen Fehlaufstellungen andererseits finden sich in Tabelle 7.2.

	O	L	L, T
Q_x	9.1907	9.1904	9.1592
Q_z	3.2780	3.2776	3.3323
ξ_x	1.3270	0.5205	-3.1641
ξ_z	0.5036	-0.3486	-2.0386

Tabelle 7.2: Vergleich der mit der AT simulierten Strahlparameter ohne (O) und mit Berücksichtigung der longitudinalen (L) sowie der longitudinalen und transversalen (L, T) Positionskorrekturen (1.5 GeV, SAW ausgeschaltet).

Die entsprechenden Betafunktionen, Orbit-Ablagen und Chromatizitäten für beide Simulationen sind in den Abbildungen 7.2 und 7.3 dargestellt.

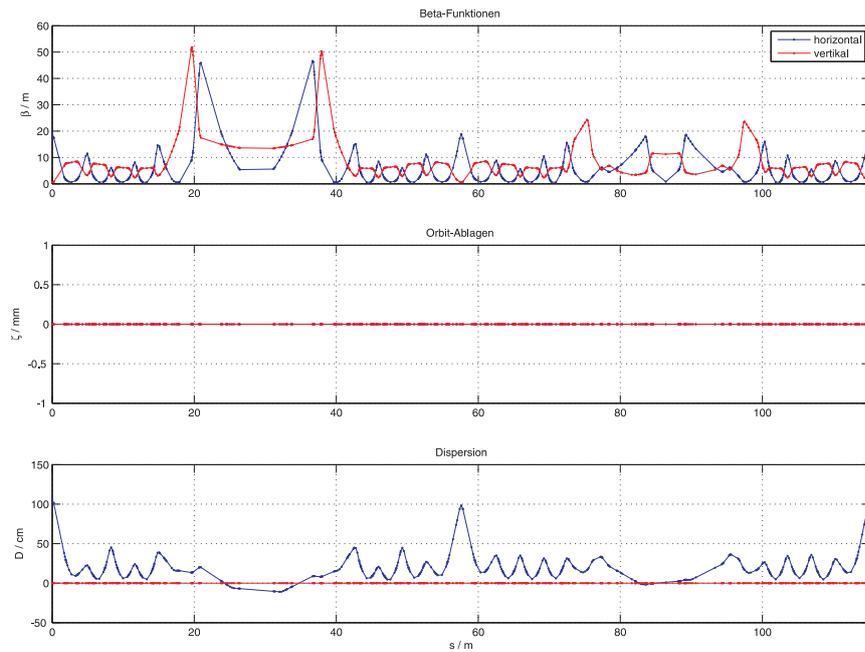


Abbildung 7.2: Mit der AT simulierte Strahlparameter, Designmagnetstruktur mit Berücksichtigung der **longitudinalen** Positionskorrekturen aus den Vermessungsdaten (1.5 GeV, SAW ausgeschaltet, Korrektoren und DC-Spulen feldfrei, keine transversalen Positionskorrekturen).

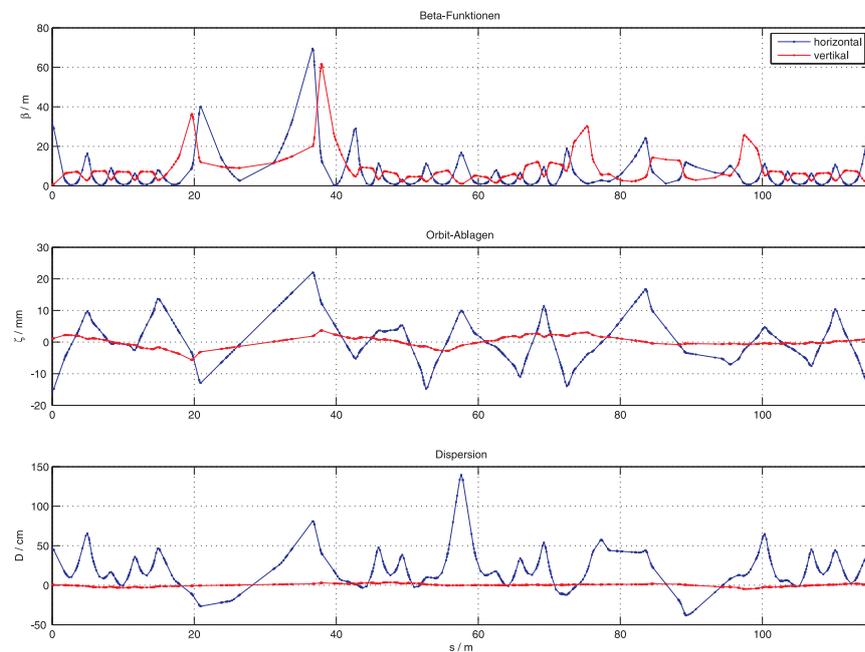


Abbildung 7.3: Mit der AT simulierte Strahlparameter, Designmagnetstruktur mit Berücksichtigung der **longitudinalen und transversalen** Positionskorrekturen aus den Vermessungsdaten (1.5 GeV, SAW ausgeschaltet, Korrektoren und DC-Spulen feldfrei).

7. Modellierung des Speicherrings

Die longitudinalen Positionskorrekturen haben nur eine geringe Auswirkung auf die Arbeitspunkte, da die Positionen der Quadrupole nur wenig verändert wurden. Die Chromatizitäten unterscheiden sich, da die internen Sextupole hier nicht mehr als dünne Linsen sondern als über die Länge der Quadrupole ausgedehnte Magnete betrachtet werden⁷.

Die transversalen Positionskorrekturen sorgen für große Strahlablagen in den Quadrupolen und Sextupolen, was erwartungsgemäß einen deutlichen Einfluss auf die Arbeitspunkte und Chromatizitäten hat. Es ist zu erkennen, dass die Betafunktionen vor und hinter dem FEL aufgrund der Quadrupol-Kickwinkel eine starke Asymmetrie aufweisen⁸.

7.2.2.3. Multipolkomponenten

Die magnetischen Multipolkomponenten der Dipole, Quadrupole und Sextupole wurden [15] entnommen. Darin wurde von jedem Magnettypen ein Magnet exemplarisch vermessen. Für die einzelnen in Delta eingebauten Magnete liegen keine Messwerte für die konstruktionsbedingten Abweichungen der Magnetfelder von den Designwerten vor. Die exemplarischen Messdaten werden daher näherungsweise jeweils für alle Magnete eines Typs angesetzt.

Die Dipol-Korrektoren waren zwar im MAD-Modell definiert, wurden jedoch bisher nicht in die Simulationen mit einbezogen. Im Rahmen dieser Arbeit wurde versucht, die damit erzeugten realen Orbitablagen zu reproduzieren. Die Ergebnisse werden in Kapitel 7.3 präsentiert.

Höhere Multipolkomponenten der Korrektoren

Da die Feldvermessungen der Dipol-Korrektoren gezeigt haben, dass diese nicht vernachlässigbare Sextupol-Anteile aufweisen (siehe Kapitel 5.2), wurden diese erstmals in das Modell eingefügt.

Die sättigungsabhängigen integralen Sextupol-Stärken m_{Korr} können mit Hilfe der integralen Korrektorstärken $\theta_{\text{Korr},0}$ für $I_{\text{Quad}} = 0$ und der integralen Sextupol-Stärken $m_{\text{Korr},0}$ für $I_{\text{Quad}} = 0$ aus den sättigungsabhängigen integralen Korrektorstärken θ_{Korr} berechnet werden:

$$m_{\text{Korr}} = m_{\text{Korr},0} \frac{\theta_{\text{Korr}}}{\theta_{\text{Korr},0}}. \quad (7.3)$$

Die Werte für $\theta_{\text{Korr},0}$ und $m_{\text{Korr},0}$ sind [17] entnommen und in den Tabellen 7.3 und 7.4 aufgeführt.

⁷Zur Erklärung der unterschiedlichen Chromatizitäten in Spalte O und in Tabelle 7.1 siehe Bemerkung am Ende von Kapitel 7.2.

⁸Vergleiche hierzu auch die Untersuchungen in [34].

langer horizontaler Korrektor ohne Sextupol	0.472
kurzer horizontaler Korrektor ohne Sextupol	0.479
langer horizontaler Korrektor mit externem Sextupol	0.447
kurzer horizontaler Korrektor mit externem Sextupol	0.441
kurzer vertikaler Korrektor ohne Sextupol	0.192
kurzer vertikaler Korrektor mit externem Sextupol	0.175

Tabelle 7.3: *Integrale Korrektorstärken / ($10^{-3} \cdot \text{rad} \cdot \text{GeV} \cdot \text{A}^{-1}$) für $I_{Quad} = 0$.*

kurzer horizontaler Korrektor	0.416
langer horizontaler Korrektor	0.478
kurzer vertikaler Korrektor	0.169

Tabelle 7.4: *Integrale Sextupol-Stärken / ($\text{m}^{-2} \cdot \text{GeV} \cdot \text{A}^{-1}$) für $I_{Quad} = 0$.*

Eine testweise Berücksichtigung von weiteren Multipolkomponenten der Korrektoren bis zur siebten Ordnung (Tetradekapole) zeigte keine signifikanten Abweichungen der Strahlparameter, insbesondere der Orbitablagen, gegenüber dem Standardmodell, das nur Multipolkomponenten bis zur dritten Ordnung (Sextupole) enthält. In Abbildung 7.4 sind die Betafunktionen, Orbitablagen und Dispersionen für eine typische Kickstärke von von 0.1 mrad an hk01 unter Berücksichtigung der Multipolkomponenten bis einschließlich zur siebten Ordnung in der Designmagnetstruktur dargestellt. Tabelle 7.5 enthält einen Vergleich der entsprechenden Arbeitspunkte und Chromatizitäten.

	1.	3.	7.
Q_x	9.1932	9.1934	9.1934
Q_z	3.2774	3.2774	3.2774
ξ_x	1.3608	1.5331	1.5353
ξ_z	-0.0746	-0.0916	-0.0917

Tabelle 7.5: *Vergleich der mit der AT simulierten Strahlparameter für einen Kickwinkel von 0.1 mrad an hk01 unter Berücksichtigung aller Multipolkomponenten der Korrektorspulen jeweils bis einschließlich der ersten (Dipol), dritten (Sextupol) und siebten (Tetradekapol) Ordnung (1.5 GeV, SAW ausgeschaltet).*

Auf eine Darstellung der Betafunktionen, Orbitablagen und Dispersionen nur bis zur ersten und bis einschließlich zur dritten Ordnung wurde verzichtet, da diese sich qualitativ nicht von Abbildung 7.4 unterscheiden und die quantitativen Unterschiede so gering sind, dass sie in den Graphen nicht erkennbar sind.

7. Modellierung des Speicherrings

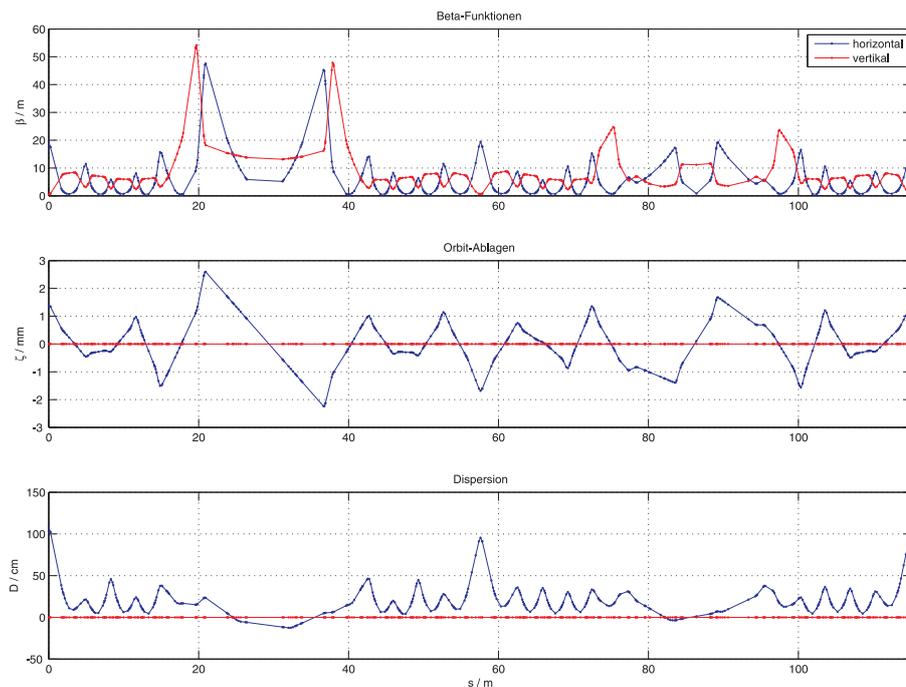


Abbildung 7.4: Mit der AT simulierte Strahlparameter für einen Kickwinkel von 0.1 mrad an hk01 unter Berücksichtigung aller Multipolkomponenten der Korrektorspulen bis einschließlich der siebten Ordnung (Tetradekapole) (1.5 GeV, SAW ausgeschaltet, restliche Korrektoren und DC-Spulen feldfrei).

Bei Berücksichtigung der Sextupol-Komponenten ist eine äußerst geringe Änderung des horizontalen Arbeitspunktes erkennbar, vertikal ist keine Änderung ersichtlich. Die Chromatizitäten ändern sich ebenfalls nur geringfügig. Bei Berücksichtigung aller Korrektoren mit ihren jeweiligen realen Kickwinkeln summieren sich diese Änderungen jedoch auf, so dass sie nicht vernachlässigt werden können. Eine weitergehende Untersuchung des Einflusses der realen Sextupol-Komponenten erfolgt in Kapitel 7.3.3.

Wenn zusätzlich die Tetradekapol-Komponenten berücksichtigt werden, ist nur noch eine Änderung der Chromatizitäten in der dritten beziehungsweise vierten Nachkommastelle zu erkennen. Aufgrund dieser Untersuchungen wurden in den weiteren Berechnungen nur Multipolkomponenten bis einschließlich zur dritten Ordnung (Sextupole) berücksichtigt.

Sextupol-Komponenten der Dipol-Randfelder

Im ursprünglichen MAD- sowie im ersten MATLAB-Modell sind theoretische Werte für die Sextupol-Stärken der Dipol-Randfelder verwendet worden. Um die Genauigkeit des Modells zu erhöhen, wurden für die Berechnung aller in dieser Arbeit aufgeführten Chromatizitäten

Messwerte für die Sextupol-Stärken verwendet, die [7] entnommen wurden⁹. Eine Gegenüberstellung der Sextupol-Stärken der Dipol-Randfelder des ursprünglichen MAD-Modells und des angepassten AT-Modells findet sich in Tabelle 7.6.

	MAD	AT
m_{20}	-0.15	-0.225
m_7	-0.04	-0.18
m_3	-0.02	-0.15

Tabelle 7.6: Vergleich der Sextupol-Komponenten m in den Randfeldern der Dipole (20° , 7° , 3°) im ursprünglichen MAD-Modell und im angepassten AT-Modell.

7.3. Ergebnisse der Simulation

Nach Gleichungen 4.14 ist die Auswirkung einer Quadrupol-Stärkenänderung auf die Betafunktionen und damit auf die Strahlbreiten im gesamten Speicherring abhängig von der Größe der Betafunktion am Ort des Quadrupols. Daher reagieren manche Quadrupol-Magnete empfindlicher auf kleine Änderungen des Erregungsstromes als andere. Einige Quadrupole können problemlos um mehrere Prozent verstellt werden, während bei anderen schon eine Änderung im Sub-Prozent-Bereich zu einem Strahlverlust führt, wenn die Arbeitspunktverschiebung nach Gleichung 4.16 zu groß wird.

Wenn die Quadrupol-Stärken mit unzureichender Genauigkeit im Modell abgebildet werden, führt dies zu einer erheblichen Beeinträchtigung in der Genauigkeit der Berechnung sowohl des Orbits als auch der Betafunktionen und damit auch der Arbeitspunkte und Chromatizitäten. Da die Quadrupol-Stärken aufgrund der nicht vorhandenen Multipolvermessungen für jeden einzelnen Magneten nur näherungsweise bekannt sind, liefern die Simulationen entsprechend große Abweichungen von den am Speicherring gemessenen Werten.

Nachfolgend werden die Ergebnisse von Simulationen, die auf gespeicherten Magnet-Setups basieren, mit den jeweiligen Messdaten verglichen. Dazu werden die Multipolstärken der Dipol-Korrektoren (einschließlich der Sextupol-Komponenten), Quadrupole und Sextupole aus den Stromwerten eines Magnet-Setups berechnet und im Modell berücksichtigt.

Zunächst wird gezeigt, dass die Berücksichtigung der aus der geodätischen Vermessung bekannten transversalen Positionsabweichungen der Magnete im Modell zu einer besseren Übereinstimmung zwischen Simulation und Messung führt, indem die Simulation zuerst ohne und dann mit den Positionskorrekturen durchgeführt wird und die Ergebnisse vergli-

⁹Eine Ausnahme bildet Tabelle 7.1. Hier wurden zur besseren Vergleichbarkeit in beiden Software-Programmen die selben, dem MAD-Modell entnommenen, theoretischen Werte verwendet.

chen werden. Danach wird unter Berücksichtigung der Positionskorrekturen zusätzlich ein weitgehend linearisierter Orbit untersucht.

7.3.1. Berücksichtigung der transversalen Positionsabweichungen

Abbildung 7.5 zeigt die Abweichungen eines simulierten Orbits von einem gemessenen für die Delta-Standardoptik in beiden Ebenen, wenn die transversalen Positionsabweichungen im Modell nicht berücksichtigt werden. Die entsprechenden simulierten Betafunktionen, Orbitablagen und Dispersionen sind in Abbildung 7.6 dargestellt. Die Abweichungen belaufen sich an vielen Stellen des Orbits auf mehrere Zentimeter, was deutlich außerhalb der Akzeptanz sowohl der dynamischen Apertur als auch der Vakuumkammer liegt.

Bei Berücksichtigung der transversalen Positionsabweichungen im Modell nähert sich die Simulation den realen Messwerten an. Die Abweichungen können dadurch horizontal fast halbiert werden, sind jedoch aufgrund der oben erwähnten unzureichenden Genauigkeit der einzelnen Quadrupol-Felder immer noch deutlich zu groß (Abbildungen 7.7 und 7.8). Ein Vergleich der Arbeitspunkte und Chromatizitäten erfolgt in Tabelle 7.7. Es fällt auf, dass der vertikale Arbeitspunkt in beiden Simulationen deutlich vom gemessenen abweicht. Diese Abweichung ist folglich nicht mit den Quadrupol-Positionsfehlern erklärbar.

7.3.2. Annäherung im linearen Grenzfall

Da zu erwarten ist, dass die Abweichungen um so geringer werden, je weiter sich der Orbit dem Designorbit nähert und die Quadrupol- und Sextupol-Felder dadurch eine immer geringere Wirkung auf den Strahl haben, wurde der reale Orbit so weit wie möglich linearisiert. Zu diesem Zweck wurden ausgehend von der Delta-Standardoptik sowohl die Injektionsbeule als auch die Sextupole vollständig ausgeschaltet. Da der Sollorbit im Standardbetrieb vom Designorbit abweicht, wurde zugleich versucht den Orbit mit Hilfe der Orbitkorrektur möglichst nahe dem Designorbit zu nähern.

In Abbildung 7.9 ist zu erkennen, dass die Abweichungen zwischen Simulation und Messung mit diesen Maßnahmen horizontal nochmals beinahe halbiert werden können. Damit liegen die horizontalen Abweichung zwar immer noch nicht in einem akzeptablen Bereich, jetzt dominieren jedoch die vertikalen Abweichungen, die durch diese Maßnahmen geringer beeinflusst wurden. Die entsprechenden simulierten Betafunktionen, Orbitablagen und Dispersionen sind in Abbildung 7.10 dargestellt, zum Vergleich der Arbeitspunkte und Chromatizitäten siehe Tabelle 7.7. Die Abweichungen im vertikalen Arbeitspunkt konnten auch durch die Linearisierung nicht beseitigt werden.

	M (S)	AT (S) (Abb. 7.6)	AT-T (S) (Abb. 7.8)	M (L)	AT-T (L) (Abb. 7.10)
Q_x	9.1609	9.1758	9.2544	9.1565	9.1580
Q_z	3.2992	3.4373	3.4266	3.3007	*
ξ_x	0.8	-10.5925	-7.9364	-15.5	-26.7770
ξ_z	-0.5	-5.5195	-7.1045	-9.5	*

Tabelle 7.7: Vergleich der mit der AT simulierten Strahlparameter ohne (AT) und mit (AT-T) Berücksichtigung transversaler Fehlauflstellungen mit gemessenen Werten (M) für die Delta-Standardoptik (S) sowie für einen linearisierten Orbit (L) (jeweils 1.5 GeV, SAW eingeschaltet). Mit * markierte Werte ergaben in der Simulation keine reellen Ergebnisse.

Um die Abweichungen der simulierten von den gemessenen Orbits quantifizieren zu können, wurde jeweils die Standardabweichung

$$\sigma_{\bar{\zeta}} = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (\zeta_i - \bar{\zeta})^2} \quad (7.4)$$

des Differenzorbits berechnet. Die Ergebnisse sind in Tabelle 7.8 zusammengefasst.

	AT - M (S) (Abb. 7.5)	AT-T - M (S) (Abb. 7.7)	AT-T - M (L) (Abb. 7.9)
$\sigma_{\bar{x}}$	9.7982 mm	5.4230 mm	3.2064 mm
$\sigma_{\bar{z}}$	6.1774 mm	6.6028 mm	4.1061 mm

Tabelle 7.8: Vergleich der Standardabweichungen $\sigma_{\bar{\zeta}}$ der Differenzen von simulierten (ohne (AT) und mit (AT-T) Berücksichtigung transversaler Fehlauflstellungen) und gemessenen (M) Orbits für die Delta-Standardoptik (S) sowie für einen linearisierten Orbit (L) (jeweils 1.5 GeV, SAW eingeschaltet).

Es ist zu erwarten, dass eine weitergehende Linearisierung, beispielsweise durch Einstellen des Designorbits mit Hilfe der Dipol-Korrektoren, zu einer noch besseren Übereinstimmung der simulierten und gemessenen Strahlparameter führt. Dies ist jedoch aufgrund der Magnetfehlauflstellungen derzeit nicht möglich, da die Anzahl und Stärke der Korrektoren nicht ausreichend ist, um die dadurch entstehenden Strahlstörungen zu kompensieren.

7. Modellierung des Speicherrings

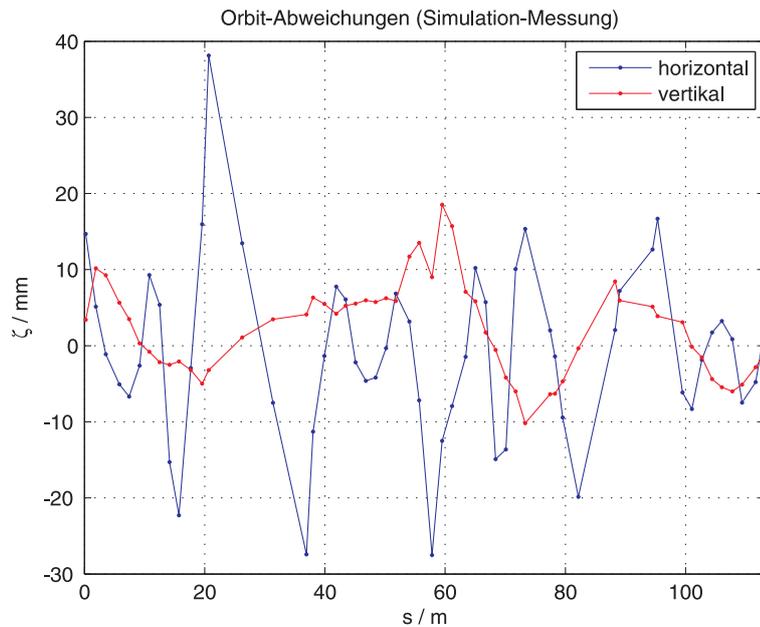


Abbildung 7.5: Abweichung des simulierten von einem gemessenen Orbit für die Delta-Standardoptik (1.5 GeV, SAW eingeschaltet) in beiden Ebenen (simulierter Orbit *ohne* Berücksichtigung transversaler Fehlauflastungen, $\zeta = \zeta_{\text{simuliert}} - \zeta_{\text{gemessen}}$).

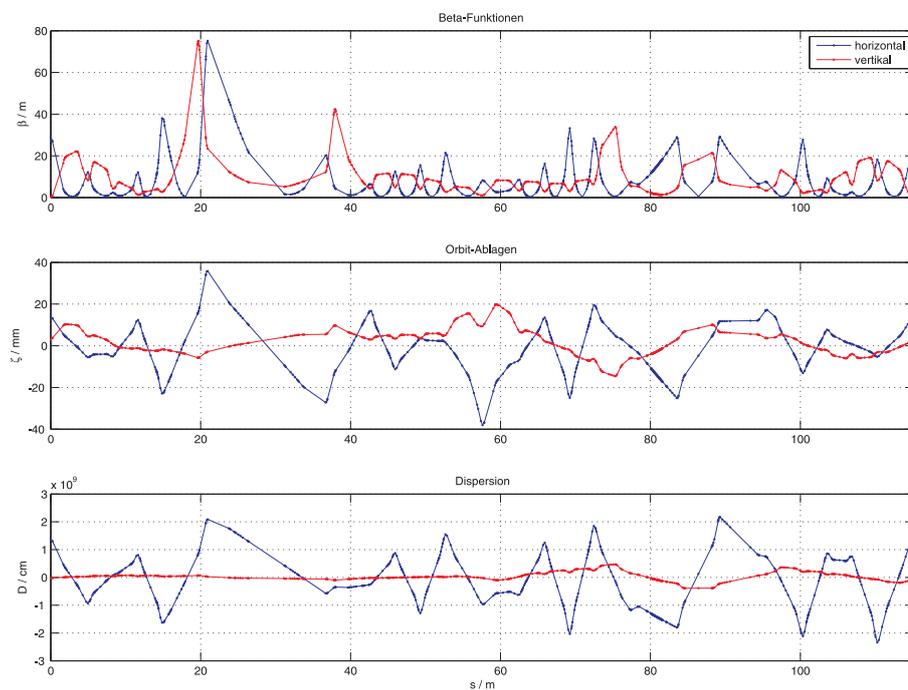


Abbildung 7.6: Mit der AT simulierte Strahlparameter *ohne* Berücksichtigung transversaler Fehlauflastungen für die Delta-Standardoptik (1.5 GeV, SAW eingeschaltet), basierend auf gemessenen Magnetströmen.

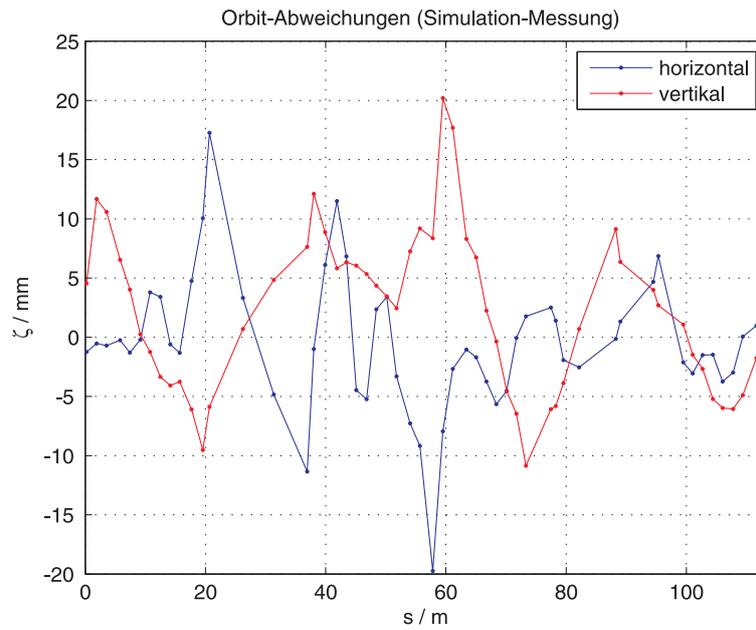


Abbildung 7.7: Abweichung des simulierten von einem gemessenen Orbit der Delta-Standardoptik (1.5 GeV, SAW eingeschaltet) in beiden Ebenen (simulierter Orbit *mit* Berücksichtigung transversaler Fehlauflastellungen, $\zeta = \zeta_{\text{simuliert}} - \zeta_{\text{gemessen}}$).

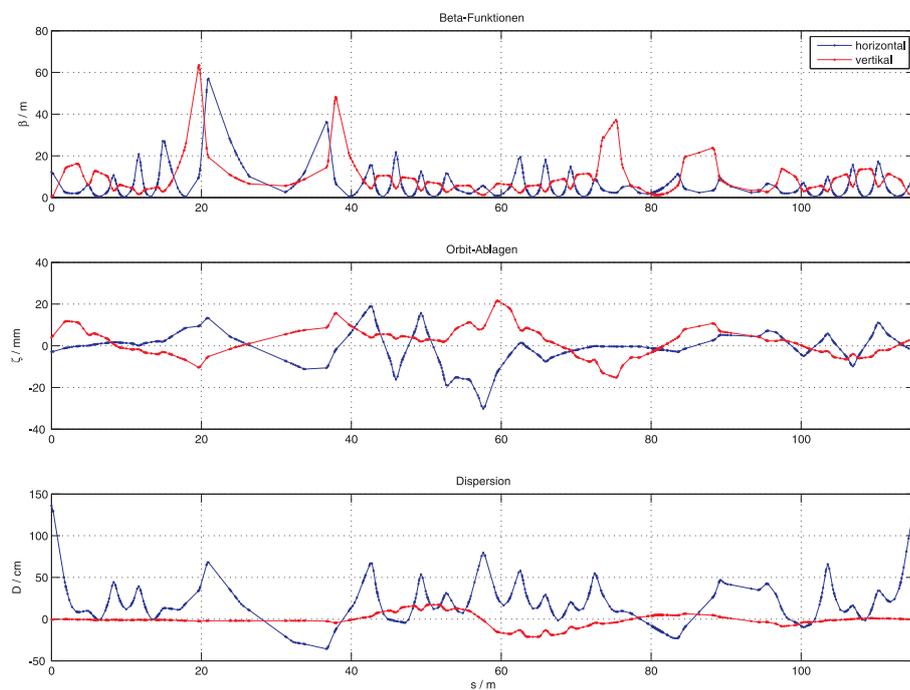


Abbildung 7.8: Mit der AT simulierte Strahlparameter *mit* Berücksichtigung transversaler Fehlauflastellungen für die Delta-Standardoptik (1.5 GeV, SAW eingeschaltet), basierend auf gemessenen Magnetströmen.

7. Modellierung des Speicherrings

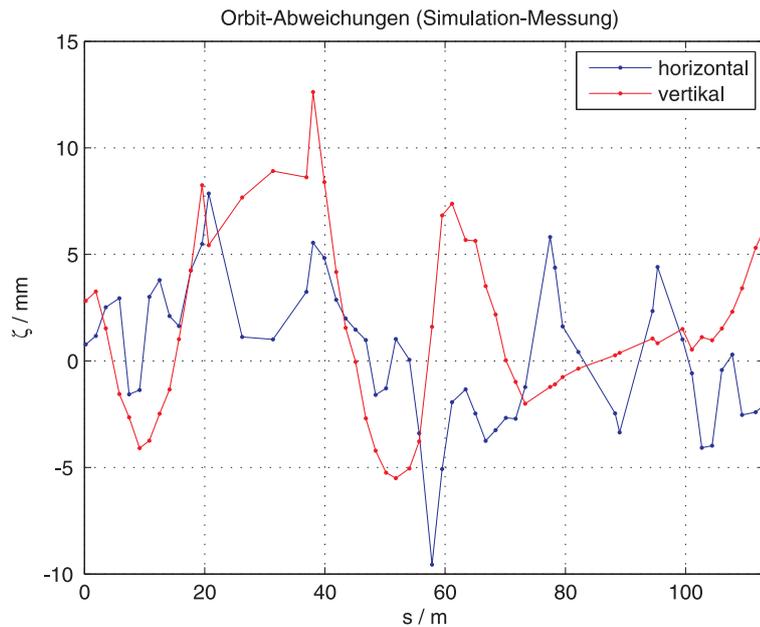


Abbildung 7.9: Abweichung des simulierten von einem gemessenen **linearisierten** Orbit (siehe Text, 1.5 GeV, SAW eingeschaltet, simulierter Orbit mit Berücksichtigung transversaler Fehlauflastungen, $\zeta = \zeta_{\text{simuliert}} - \zeta_{\text{gemessen}}$).

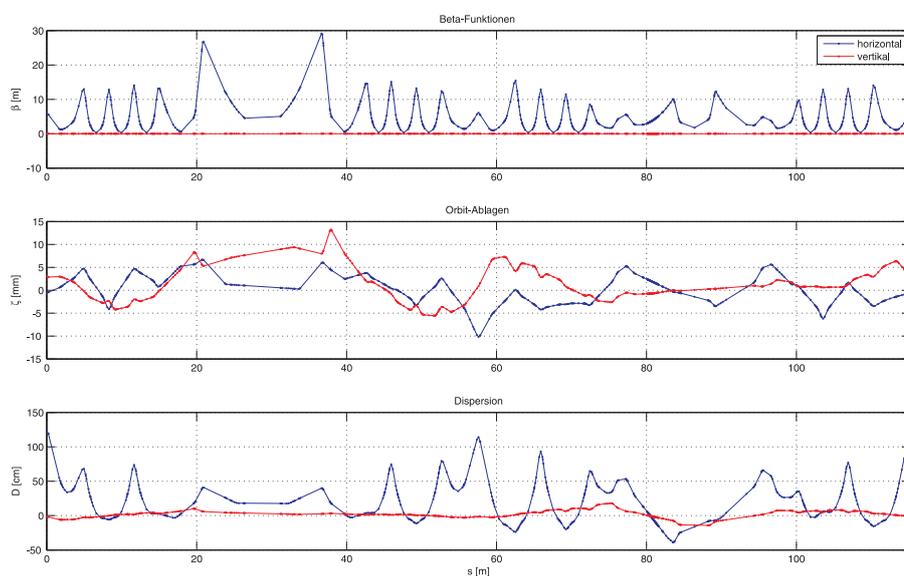


Abbildung 7.10: Mit der AT simulierte Strahlparameter mit Berücksichtigung transversaler Fehlauflastungen für einen **linearisierten** Orbit (1.5 GeV, SAW eingeschaltet), basierend auf gemessenen Magnetströmen.

7.3.3. Einfluss der Sextupol-Komponenten der Dipol-Korrektoren

Zur Untersuchung des Einflusses der Sextupol-Komponenten der Dipol-Korrektoren wurden die Sextupol-Komponenten im Modell ausgeschaltet und anschließend die Tabelle 7.7 zugrunde liegenden Simulationen auf Basis der Magnet-Setups erneut durchgeführt. Dabei konnte jedoch in keinem Fall ein Gleichgewichtsort gefunden werden, unabhängig davon, ob die Dipol-Kicks der Korrektoren im Modell berücksichtigt wurden oder nicht.

Um den Einfluss der Sextupol-Komponenten auf die Chromatizitäten abschätzen zu können, wurde daher eine lineare Simulation auf Basis der Designmagnetstärken der Quadrupole und Sextupole ohne transversale Positionskorrekturen durchgeführt, welche um die Sextupol-Komponenten der Korrektoren erweitert wurde. Dazu wurden die Stärken der Sextupol-Komponenten exemplarisch nach Gleichung 7.3 aus den Stärken der Dipol-Korrektoren eines Delta-Nutzerbetriebsorbits berechnet, welche der Tabelle 7.7, Spalte M (S) zugrunde liegenden Messung entnommen wurden. Dabei wurden die zugehörigen Dipol-Kickwinkel nicht im Modell berücksichtigt. Die Ergebnisse sind in Tabelle 7.9 aufgelistet. Die Werte der linearen Simulation ohne Sextupol-Komponenten entsprechen dabei denen in Tabelle 7.2.

	M	L	L, S
ξ_x	0.8	0.5205	-1.9439
ξ_z	-0.5	-0.3486	0.9312

Tabelle 7.9: Vergleich der gemessenen (M) Chromatizitäten mit den von der AT simulierten ohne (L) und mit (L, S) Berücksichtigung der Sextupol-Komponenten der Dipol-Korrektoren (Delta-Standardoptik, 1.5 GeV, SAW ausgeschaltet).

Demnach beträgt der Beitrag der Sextupol-Komponenten zur Gesamtchromatizität horizontal -2.4644 und vertikal 1.2798 , was nicht zu vernachlässigen ist. Die recht gute Übereinstimmung der gemessenen mit den ohne Berücksichtigung der Sextupol-Komponenten simulierten Chromatizitäten in den ersten beiden Spalten von Tabelle 7.9 ist hier zufällig, da die Stärken der Quadrupole und Sextupole nicht übereinstimmen und im Modell im Gegensatz zur realen Messung weder Dipol-Korrektoren noch Response-Beule berücksichtigt worden sind.

7.3.4. Response-Vektoren

Um festzustellen, ob eine fehlerhafte Korrektorspule eine lokale Orbitstörung erzeugt und damit für die großen Abweichungen zwischen Simulation und Messung verantwortlich ist, wurden Response-Vektoren für jeden einzelnen Korrektor real gemessen. Dazu wurde der Erregungsstrom des jeweiligen Korrektors um $+0.1$ A variiert, die resultierenden Response-Vektoren in beiden Ebenen gemessen und der der Stromvariation entsprechende Kickwinkel mit Hilfe der Software-Bibliothek `i2k` aus dem Strom berechnet. Zum Vergleich wurde jeweils der Response-Vektor mit Hilfe des Kickwinkels im Modell simuliert. Dabei wurden für die restlichen Magnetstärken im Modell Designwerte angenommen.

Dabei ergaben sich bei den meisten Korrektoren zunächst nur geringe durchschnittliche Orbitabweichungen in der Größenordnung von etwa 0.1 bis 0.2 mm horizontal und von etwa 0.05 mm vertikal (siehe beispielsweise Abbildungen 7.11 und 7.12). Bei neun der 56 horizontalen und vertikalen Korrektoren war die simulierte Orbitdifferenz jedoch etwa um einen Faktor zwei bis drei größer als die gemessene. Bei späteren Kontrollmessungen bei leicht unterschiedlichen Arbeitspunkten und verschiedenen Optiken wurden diese Abweichungen nur teilweise reproduziert. Es wurde zwar zumeist ein Faktor zwei bis drei festgestellt, jedoch bei einer variierenden Anzahl (bis zu elf) von oftmals unterschiedlichen Korrektoren. Ein Fehler in der Ansteuerung der Korrektoren (siehe Kapitel 6.6) konnte nicht gefunden werden.

Zur Überprüfung der Korrektorspulen wurden daher an allen Korrektoren Feldmessungen mit Hilfe einer Hall-Sonde durchgeführt und ausgewertet. Dabei wurde festgestellt, dass am Korrektor `hk18` die Kabel für die äußere Korrektorspule mit denen der äußeren Jochspule des internen Sextupols am selben Quadrupol vertauscht waren. Zudem war die äußere Korrektorspule falsch herum gepolt. Nach Behebung dieses Defektes wurden zwar an weniger Korrektoren Abweichungen zwischen Simulation und Messung festgestellt als zuvor, die Abweichungen konnten jedoch nicht gänzlich behoben werden.

Nach der Korrektur der betragsmäßig größten Fehlaufstellungen der Quadrupol-Magnete, vor allem im östlichen Bogen des Speicherrings, wie in den folgenden beiden Kapiteln beschrieben, wurden nur noch marginale Abweichungen zwischen den simulierten und den gemessenen Response-Vektoren festgestellt.

Die Ergebnisse der gemessenen und simulierten Response-Vektoren aller Korrektoren nach der Behebung dieser Fehlaufstellungen finden sich in [33]. Für einen horizontalen und einen vertikalen Korrektor sind diese Ergebnisse exemplarisch in Abbildungen 7.11 und 7.12 dargestellt.

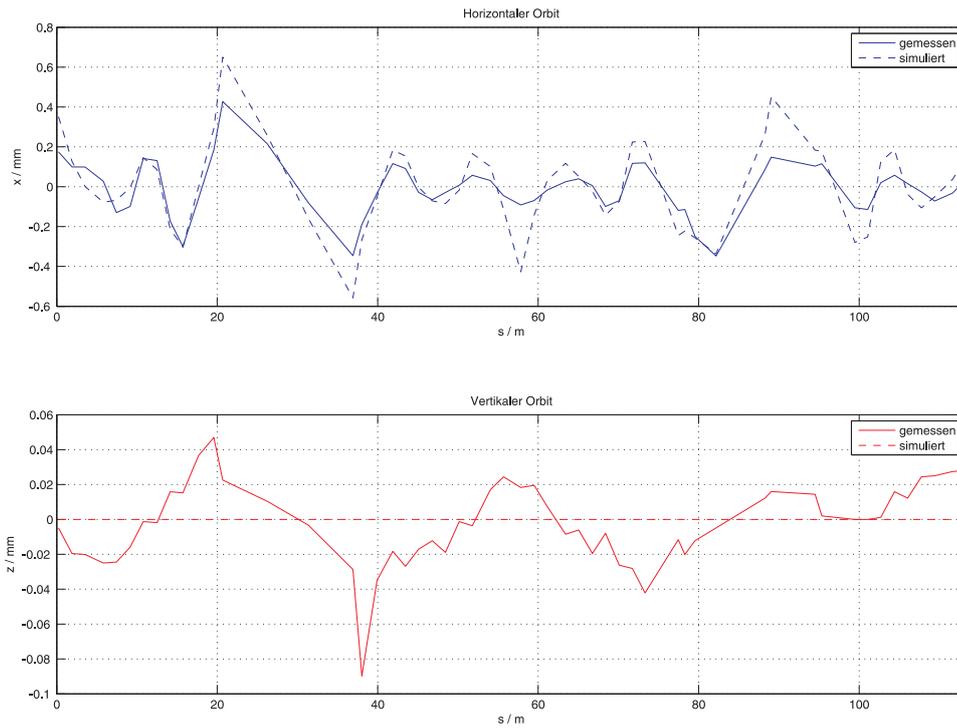


Abbildung 7.11: Vergleich der Response-Vektoren für $hk01$ [33].

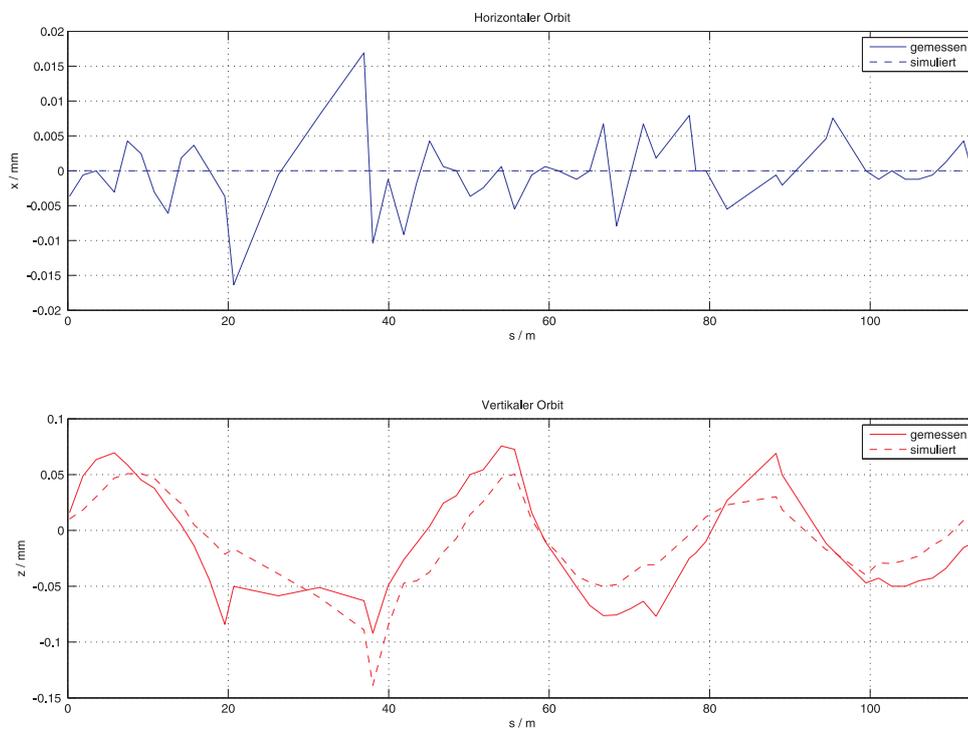


Abbildung 7.12: Vergleich der Response-Vektoren für $vk01$ [33].

7.3.5. Feld- und Positionsfehler

Im Rahmen der Modellierung konnte gezeigt werden, dass Fehler einzelner Magnete die Abweichungen der Strahlparameter zwischen Simulation und Messung nicht ausreichend erklären können. Im Folgenden wird gezeigt, dass zumindest die großen Abweichungen der Orbitablagen durch kumulative, über die Magnetstruktur verteilte Fehler erklärt werden können, die durch die Ungenauigkeiten in der Kenntnis der Multipolfelder sowie der Magnetpositionen gegeben sind.

Da die Dipol-Korrektoren nach den in Kapitel 5.2 zitierten Messungen Feldfehler von bis zu 8 % aufweisen können, was auch die Abweichungen der Response-Vektoren zwischen Simulation und Messung erklären könnte (Abbildungen 7.11 und 7.12), wurden die kumulierten Auswirkungen dieser Fehler im Folgenden untersucht. Dazu wurden die Korrektorstärken im Modell mit Hilfe normalverteilter Zufallszahlen jeweils zwischen $\pm 8 \%$ variiert. Dies wurde 10000 mal durchgeführt und jeweils der Orbit sowie die Arbeitspunkte und Chromatizitäten simuliert. Hierfür wurde wieder das der Tabelle 7.7, Spalte M (S) zugrunde liegenden Standard-Setup herangezogen. Die Einhüllenden aller simulierten Orbits sind in Abbildung 7.14 dargestellt. Die Bandbreiten der Arbeitspunkte und Chromatizitäten sind in Abbildung 7.15 zu erkennen.

Außerdem wurden mit Hilfe der selben Methode die Auswirkungen von Fehlern in der Positionsgenauigkeit der Quadrupole simuliert, da die im Modell berücksichtigten Magnetpositionen (siehe Anhang A.2) nicht während des Speicherbetriebes gemessen worden sind und sich somit aufgrund der Erwärmung der Vakuumkammer im Betrieb abweichende Magnetpositionen ergeben können (siehe Kapitel 6.3 und 8.1). Dazu wurde ein zufallsverteilter Positionsfehler von $\pm 300 \mu\text{m}$ angenommen und die Quadrupole im Modell jeweils in diesem Bereich verschoben. Die Einhüllenden der simulierten Orbits sind in Abbildung 7.16 dargestellt, die entsprechenden Bandbreiten der Arbeitspunkte und Chromatizitäten in Abbildung 7.17.

Die horizontalen Orbiteinhüllenden sowohl der Korrektorfeldfehler als auch der Quadrupol-Positionsfehler lassen genug Spielraum, um den realen Orbit (Abbildung 7.13) zu simulieren. Insbesondere bei der wahrscheinlich auftretenden Kombination beider Fehler ist die Abweichung zwischen Simulation und Messung somit durch kumulative Effekte erklärbar, die auf die unzureichende Kenntnis der einzelnen Magnetfelder und Magnetpositionen während des Betriebes zurückzuführen sind.

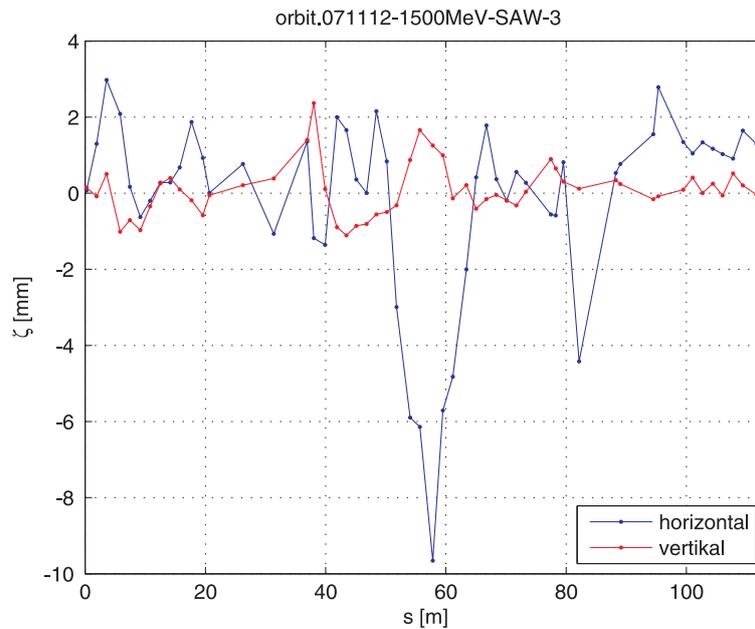


Abbildung 7.13: Gemessener Orbit für die Delta-Standardoptik (1.5 GeV, SAW eingeschaltet).

Die vertikale Orbiteinhüllende der Korrektorfeldfehler ist dagegen nicht ausreichend breit, um den realen Orbit aufzunehmen. Mit Quadrupol-Positionsfehlern könnte dies nach Abbildung 7.16 möglich sein, jedoch sind diese Positionsungenauigkeiten unwahrscheinlich, da die Quadrupole vertikal kaum durch eine thermische Kammerbewegung verschoben werden können. Die Abweichungen des vertikalen Arbeitspunktes und der Chromatizitäten können mit beiden Fehlern nicht erklärt werden. Insbesondere die große Differenz zwischen Simulation und Messung des vertikalen Arbeitspunktes von etwa 0.2 konnte im Rahmen dieser Arbeit nicht untersucht werden und sollte weiter untersucht werden.

Ein weiterer bekannter Fehler ist die unzureichende Kenntnis der genauen Feldstärke der DC-Korrektorspule dc3 [16]. Dies macht sich vor allem in der in Abbildung 7.8 erkennbaren fehlenden Abgeschlossenheit der Injektionsbeule bemerkbar (vor allem in den horizontalen Überschwingern zwischen $s = 40$ und 50 m). Durch Skalierung der Feldstärke dieser DC-Spule im Modell kann der Orbit horizontal recht gut an die Realität angenähert werden. Dadurch verbessert sich jedoch der vertikale Orbit nicht; der vertikale Arbeitspunkt entfernt sich sogar noch weiter vom gemessenen. Weitere Messungen und Simulationen zur Untersuchung dieses Problems stehen jedoch noch aus.

Eventuell ist eine Kalibrierung der Dipol-Korrektoren möglich, indem die simulierten Response-Vektoren einzeln durch Variation der jeweiligen Korrektorstärken an die gemessenen Response-Vektoren angepasst werden. Die zur Minimierung der Differenz notwendigen Abweichungen in den Korrektorfeldstärken könnten dann als Kalibrationsfaktoren dienen.

7. Modellierung des Speicherrings

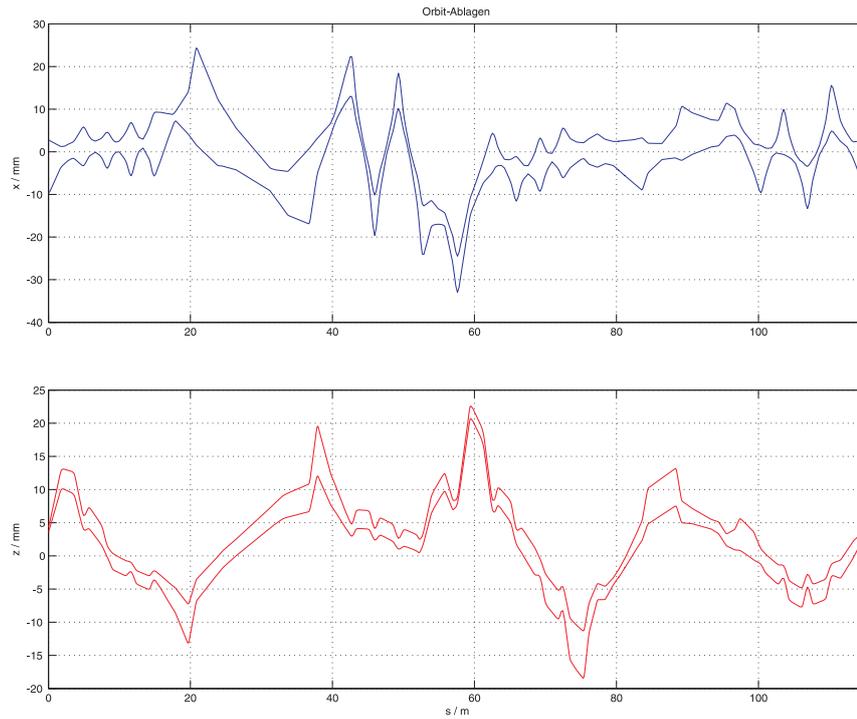


Abbildung 7.14: *Orbiteinhüllende für 10000 Simulationen mit zufallsverteilten Korrekturfeldfehlern.*

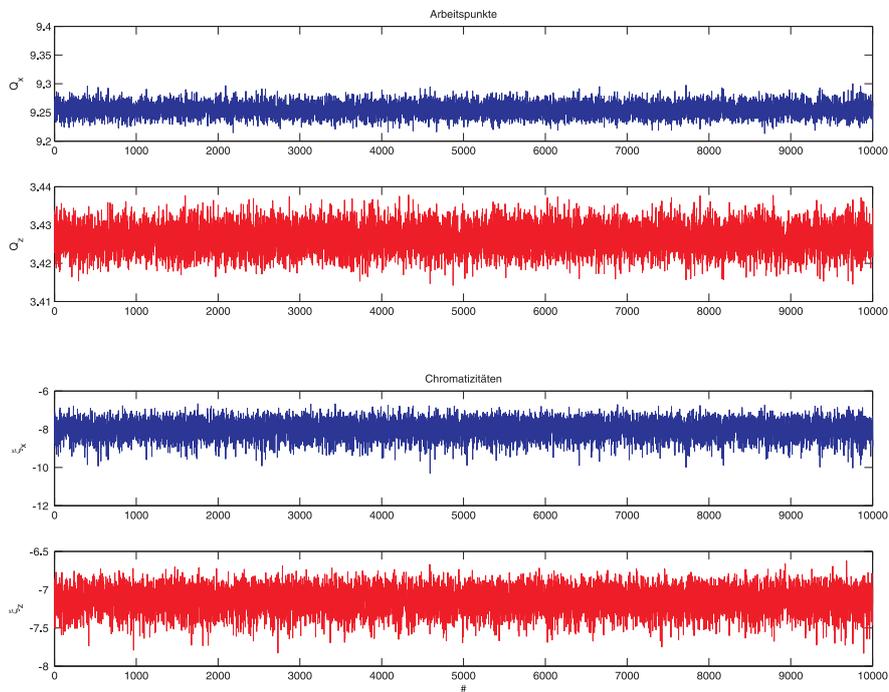


Abbildung 7.15: *Arbeitspunkte und Chromatizitäten für 10000 Simulationen mit zufallsverteilten Korrekturfeldfehlern.*

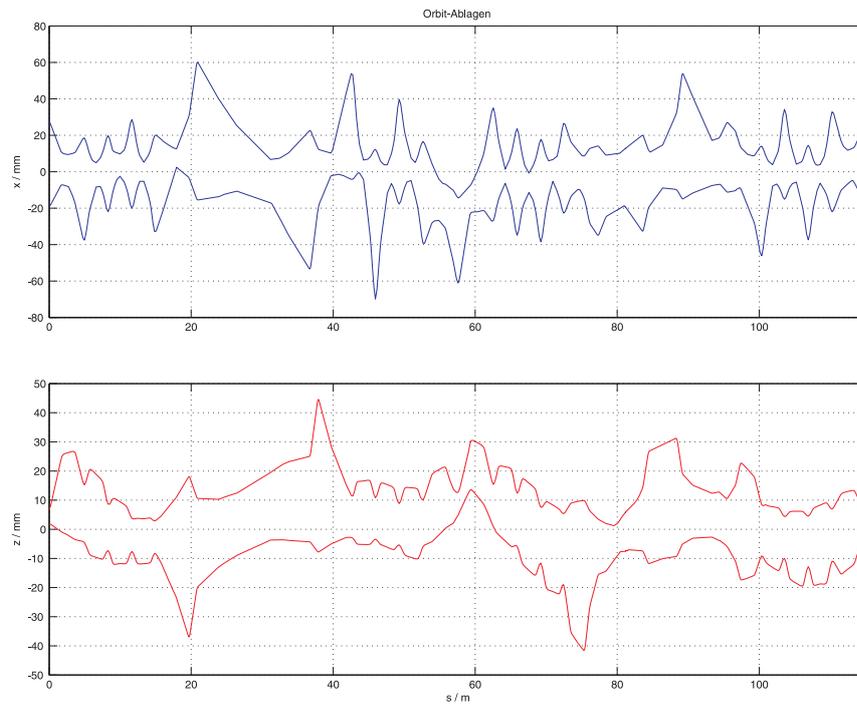


Abbildung 7.16: Orbiteneinhüllende für 10000 Simulationen mit zufallsverteilten Quadrupol-Positionsfehlern.

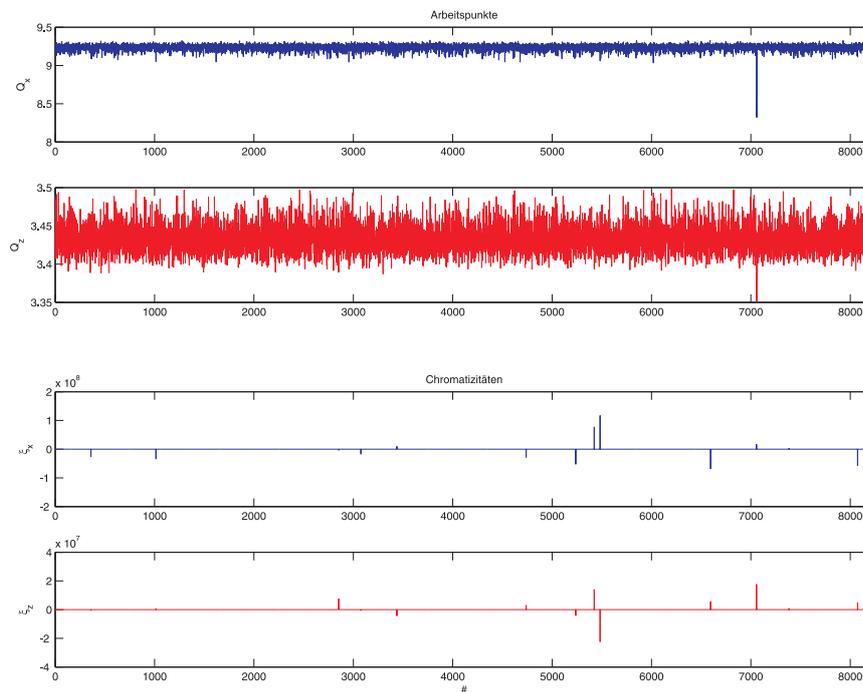


Abbildung 7.17: Arbeitspunkte und Chromatizitäten für 10000 Simulationen mit zufallsverteilten Quadrupol-Positionsfehlern. Es sind weniger als 10000 Datenpunkte dargestellt, da nicht bei allen Simulationen ein Gleichgewichtorbit gefunden werden konnte. Die Skalen bei den Chromatizitäten sind extremen Ausreißern geschuldet. Prinzipiell unterscheiden sich die Kurven jedoch nicht von denen in Abbildung 7.15.

8. Strahlbasierte Messung von Quadrupol-Fehlaufstellungen

Innerhalb eines Triplets sollten die Quadrupole möglichst auf einer Linie stehen, und der Teilchenstrahl sollte im Idealfall durch die Zentren der Quadrupole verlaufen. Ansonsten erzeugen die Quadrupole zusätzliche Ablenkungen, die eine Korrektur mit Dipol-Korrektormagneten erforderlich machen, um eine geschlossene Umlaufbahn zu gewährleisten. Aber auch zwischen zwei Triplets sollte es möglichst keinen transversalen Versatz geben, da das Koordinatensystem in den Dipolen zwischen den Triplets mit dem Strahl mitgedreht wird und sich somit alle Quadrupole für den Strahl auf einer geraden Linie befinden.

Aufgrund der in Kapitel 6.3 beschriebenen mechanischen Verschiebungen der Quadrupole durch die Bewegung der Vakuumkammer ergeben sich Versätze zwischen den einzelnen Magneten in Delta. Daher ist es erforderlich, die Positionen der Quadrupole relativ zueinander möglichst genau zu bestimmen, um sie an ihre Designpositionen zurück schieben und die Versätze beseitigen zu können.

Nach der prinzipiellen Vorstellung der Messmethode in Kapitel 8.2 wird zunächst im Rahmen der Fehlerbetrachtung in Kapitel 8.3 die Optimierung der absoluten Vorhersagen der Fehlaufstellungen diskutiert. Anschließend wird in Kapitel 8.4 eine Möglichkeit der iterativen Anwendung der Methode präsentiert, welche die Notwendigkeit für eine hohe Genauigkeit bei der Berechnung der absoluten Fehlaufstellungen relativiert.

8.1. Vorteile der strahlbasierten Messung

Mit Hilfe einer strahlbasierten Messung kann im Prinzip eine ähnliche Genauigkeit bei der Messung von relativen Magnetpositionen erreicht werden, wie mit der geodätischen Vermessung. Ein Vergleich der Methoden folgt in Kapitel 8.6.

Ein erheblicher Vorteil der strahlbasierten Methode besteht darin, dass die Positionen der magnetischen Mitten der Quadrupole vermessen werden. Bei der geodätischen Vermessung werden dagegen die Messplatten auf den Eisenjochen als Referenz herangezogen. Nach den Ausführungen in Kapitel 6.5 ist die absolute Genauigkeit der geodätischen Vermessung bei DELTA damit auf etwa ± 100 bis $200 \mu\text{m}$ begrenzt. Außerdem ist unklar, inwieweit

8. Strahlbasierte Messung von Quadrupol-Fehlaufstellungen

die Zentren der magnetischen Felder mit den mechanischen Mittelpunkten der Eisenjoche übereinstimmen.

Ein weiterer Vorteil besteht in der Einfachheit der Methode. Dadurch ist es prinzipiell möglich, alle Triplets nacheinander vom Kontrollraum aus zu vermessen, ohne jeweils das Messequipment (siehe Kapitel 6.5) vor Ort installieren zu müssen.

Das zieht zudem den Vorteil nach sich, dass die Vermessung während des Speicherbetriebes vorgenommen werden kann. Während einer geodätischen Vermessung ist ein Zugang zu den Magneten erforderlich und damit kein Strahlbetrieb möglich. Die Einflüsse der durch die Synchrotronstrahlung verursachten Erwärmungsausdehnung der Kammer auf die Quadrupol-Positionen können so nicht gemessen werden. Bei der strahlbasierten Messung werden sie dagegen inhärent berücksichtigt.

8.2. Messmethode

Die hier vorgestellte strahlbasierte Methode misst den Versatz ζ_2 der magnetischen Mitte des zweiten (mittleren) Quadrupols eines Triplets von der virtuellen Verbindungsachse der beiden äußeren Quadrupol-Zentren. Dabei werden beide Ebenen zugleich vermessen. Im Folgenden wird die Methode beispielhaft an der horizontalen x -Ebene erläutert, prinzipiell funktioniert sie in der vertikalen z -Ebene ebenso. Da die durch die Vakuumkammer bedingten mechanischen Verschiebungen sich hauptsächlich auf die horizontale Ebene auswirken, wird diese vorwiegend betrachtet. In dieser Ebene wirken die beiden äußeren Quadrupole in den Delta-Triplets defokussierend, der mittlere fokussierend.

Zu Beginn jeder Messung muss der Orbit möglichst genau durch die magnetischen Mitten der beiden äußeren Quadrupole eines Triplets geführt werden. Dies ist möglich, da diese Quadrupole in Delta nach Kapitel 5.1 jeweils mit BPMs ausgestattet sind. Der erste Schritt besteht folglich in der Kalibrierung dieser BPMs mittels BBC.

Während der BBC wurde bereits ein möglichst linearer Orbit eingestellt und die Korrektoren an den zu kalibrierenden BPMs wurden abgeschaltet. Für die weitere Messung muss auch ein eventuell auf dem mittleren Quadrupol montierter Korrektor abgeschaltet werden.

Ein Abschalten einzelner Sextupol-Familien führt zu einer Einschränkung der dynamischen Apertur; ein Abschalten aller Sextupole führt zu chromatizitätsbedingten Instabilitäten¹. Daher ist beides in der Praxis nicht möglich, da dann selten mehr als wenige mA Strahlstrom gespeichert werden können, die zudem eine Lebensdauer von nur wenigen Minuten haben.

¹Als Beispiel sei hier die Head-Tail-Instabilität genannt, siehe dazu [73].

Abbildung 8.1 zeigt den prinzipiellen Strahlverlauf im Triplet.

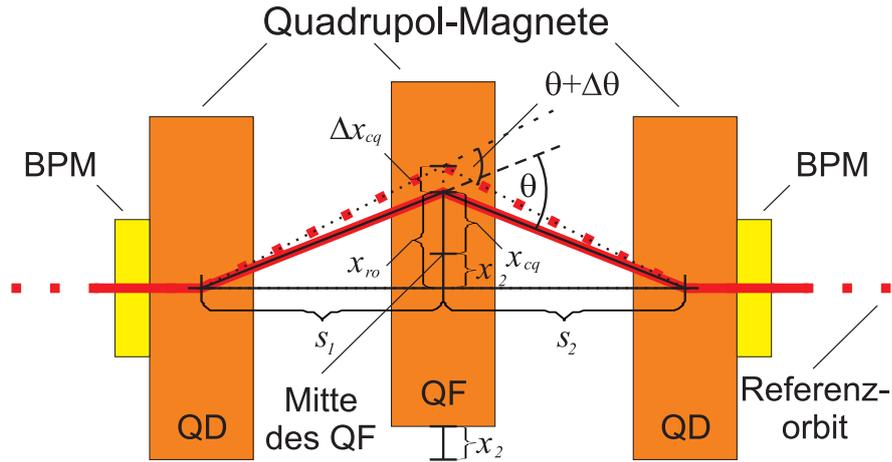


Abbildung 8.1: Schematische Darstellung der strahlbasierten Messung von Quadrupol-Fehlauflagen. Der Elektronenstrahl zu Beginn der Messung mit der Stärke k des mittleren Quadrupols ist als durchgezogene Linie (rot) eingezeichnet. Der Strahl während der Messung mit der Quadrupol-Stärke $k + \Delta k$ ist gepunktet (rot) eingezeichnet (nicht maßstabsgetreu, siehe Text).

Der Kickwinkel θ , mit dem ein Teilchenstrahl mit der horizontalen Ablage x_{cq} vom Zentrum des Quadrupol-Feldes k abgelenkt wird, ergibt sich nach Gleichung 4.17 zu

$$\theta = x_{cq} \cdot k \cdot l_{\text{eff}}. \quad (8.1)$$

Die Stärke k des mittleren Quadrupols im Triplet wird nun um einen definierten kleinen Wert Δk geändert. Dies geschieht mit Hilfe der in Kapitel 4.4 beschriebenen Zusatzstromversorgung. Dadurch ändert sich der Kickwinkel θ des Quadrupols um $\Delta\theta$ und es stellt sich ein neuer Gleichgewichtsorbit ein. Der Orbit x_{cq} am Ort des Quadrupols ändert sich damit um Δx_{cq} . Nach Gleichung 4.20 wird Gleichung 8.1 dann zu

$$\theta + \Delta\theta = (x_{cq} + \Delta x_{cq}) (k + \Delta k) \cdot l_{\text{eff}}. \quad (8.2)$$

Diese Gleichung lässt sich in eine Summe aus zwei Gleichungen für den Kickwinkel θ beziehungsweise die Änderung des Kickwinkels $\Delta\theta$ zerlegen:

$$\theta = (x_{cq} + \Delta x_{cq}) \cdot k \cdot l_{\text{eff}} \quad (8.3)$$

$$\Delta\theta = (x_{cq} + \Delta x_{cq}) \cdot \Delta k \cdot l_{\text{eff}} \quad (8.4)$$

Die resultierende Orbitabweichung $\vec{\Delta x} = \vec{x} - \vec{x}_0$, also die Differenz zum ungestörten Orbit \vec{x}_0 , wird an allen BPMs aufgezeichnet.

Im Modell des Speicherrings wurde in den Zentren der Quadrupole jeweils ein virtueller Dipol-Korrektor platziert. Nun wird in einer Simulation ein Dipol-Kick mit der Stärke $\Delta\theta$

8. Strahlbasierte Messung von Quadrupol-Fehlaufstellungen

am Ort des geänderten Quadrupols erzeugt. Durch Variation des Kickwinkels kann derjenige Winkel gefunden werden, der den Orbit $\vec{\Delta x}$ reproduziert. Dazu wird die Differenz $|\vec{\Delta x} - \vec{\Delta x}_{\text{sim}}|$ zwischen der gemessenen Orbitabweichung $\vec{\Delta x}$ und dem simulierten Orbit $\vec{\Delta x}_{\text{sim}}$ mit Hilfe eines numerischen Verfahrens minimiert (siehe Kapitel 8.3).

Neben dem Kickwinkel $\Delta\theta$ kann der Simulation nach Abschluss des Minimierungsverfahrens auch die Strahlablage Δx_{cq} am Ort des Kicks entnommen werden. Mit diesen Werten kann mit Hilfe von Gleichung 8.4 die absolute Ablage x_{cq} des ungestörten Orbits vom Zentrum des Quadrupols bestimmt werden:

$$x_{\text{cq}} = \frac{\Delta\theta}{\Delta k \cdot l_{\text{eff}}} - \Delta x_{\text{cq}}. \quad (8.5)$$

Durch Einsetzen von x_{cq} in die ungestörte Gleichung 8.1 kann der absolute Kickwinkel θ berechnet werden, der durch das gesamte Quadrupol-Feld k erzeugt wird. Aus dem Winkel θ lässt sich anschließend die Entfernung x_{ro} des ungestörten Orbits vom Referenzorbit errechnen, der durch die Verbindungslinie der Zentren der äußeren Quadrupole gegeben ist. In Abbildung 8.2 sind die geometrischen Verhältnisse dargestellt: Der Winkel θ sowie die Strecken s_1 und s_2 zwischen den Quadrupol-Zentren sind bekannt, gesucht ist die Strahlablage x_{ro} .

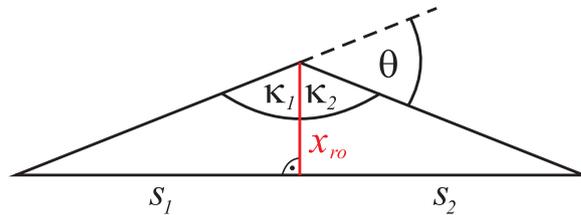


Abbildung 8.2: Winkelverhältnisse zur Berechnung der Dreieckshöhe.

Die Strecke x_{ro} lässt sich trigonometrisch mit den Teilwinkeln κ_i darstellen:

$$\tan \kappa_1 = \frac{s_1}{x_{\text{ro}}} \Leftrightarrow \kappa_1 = \arctan \frac{s_1}{x_{\text{ro}}}, \quad (8.6)$$

$$\tan \kappa_2 = \frac{s_2}{x_{\text{ro}}} \Leftrightarrow \kappa_2 = \arctan \frac{s_2}{x_{\text{ro}}}. \quad (8.7)$$

Mit $\kappa_1 + \kappa_2 = \kappa$ gilt dann

$$\arctan \frac{s_1}{x_{\text{ro}}} + \arctan \frac{s_2}{x_{\text{ro}}} = \kappa. \quad (8.8)$$

Unter Anwendung eines Additionstheorems für den Tangens folgt weiter

$$\begin{aligned}
 \arctan \frac{\frac{s_1 + s_2}{x_{ro}} + \frac{x_{ro}}{1 - \frac{s_1 s_2}{x_{ro}^2}}}{1 - \frac{s_1 s_2}{x_{ro}^2}} &= \kappa \\
 \Leftrightarrow \frac{\frac{s_1 + s_2}{x_{ro}} + \frac{x_{ro}}{1 - \frac{s_1 s_2}{x_{ro}^2}}}{1 - \frac{s_1 s_2}{x_{ro}^2}} &= \tan \kappa \\
 \Leftrightarrow \frac{s_1 + s_2}{x_{ro}} &= \left(1 - \frac{s_1 s_2}{x_{ro}^2}\right) \tan \kappa \quad (8.9) \\
 \Leftrightarrow \frac{s_1 + s_2}{\tan \kappa} &= x_{ro} - \frac{s_1 s_2}{x_{ro}} \\
 \Leftrightarrow \frac{s_1 + s_2}{\tan \kappa} x_{ro} &= x_{ro}^2 - s_1 s_2 \\
 \Leftrightarrow 0 &= x_{ro}^2 - \frac{s_1 + s_2}{\tan \kappa} x_{ro} - s_1 s_2.
 \end{aligned}$$

Diese quadratische Gleichung hat zwei Lösungen:

$$x_{ro} = \frac{s_1 + s_2}{2 \tan \kappa} \pm \sqrt{\frac{(s_1 + s_2)^2}{4 \tan^2 \kappa} + s_1 s_2} \quad (8.10)$$

Nach Abbildung 8.2 ist $\kappa = \pi - \theta$. Wegen der Nullpunktsymmetrie und der π -Periodizität der Tangensfunktion ist daher

$$\tan \kappa = \tan(\pi - \theta) = -\tan \theta \quad (8.11)$$

und somit

$$x_{ro} = -\frac{s_1 + s_2}{2 \tan \theta} \pm \sqrt{\frac{(s_1 + s_2)^2}{4 \tan^2 \theta} + s_1 s_2} \quad (8.12)$$

Eine geometrisch korrekte Lösung ergibt sich dabei nur, wenn der zweite Term in Gleichung 8.12 das entgegengesetzte Vorzeichen des ersten Terms hat. Da das Vorzeichen des ersten Terms durch den Winkel θ bestimmt wird, kann Gleichung 8.12 als

$$x_{ro} = -\frac{s_1 + s_2}{2 \tan \theta} + \operatorname{sgn} \theta \sqrt{\frac{(s_1 + s_2)^2}{4 \tan^2 \theta} + s_1 s_2}. \quad (8.13)$$

geschrieben werden.

Am Beispiel von Abbildung 8.1 soll nun noch die Vorzeichenkonvention von x_{ro} erläutert werden. Ein von links nach rechts in s -Richtung verlaufender Strahl wird am ersten Quadrupol nach oben beziehungsweise außen abgelenkt. Damit ist x_{ro} nach Kapitel 4.6 positiv. Am mittleren Quadrupol wird der Strahl dann mit einem negativen Kickwinkel θ wieder nach unten beziehungsweise innen gelenkt. Ein negativer Kickwinkel θ korrespondiert also zu einer positiven Ablage x_{ro} . Damit ergibt sich x_{ro} schließlich zu

$$x_{ro} = \frac{s_1 + s_2}{2 \tan \theta} - \operatorname{sgn} \theta \sqrt{\frac{(s_1 + s_2)^2}{4 \tan^2 \theta} + s_1 s_2}. \quad (8.14)$$

8. Strahlbasierte Messung von Quadrupol-Fehlauflagen

Zuletzt kann die Entfernung x_2 des Zentrums des mittleren Quadrupols von der Verbindungslinie der Zentren der beiden äußeren Quadrupole als Differenz von x_{ro} und x_{cq} berechnet werden:

$$x_2 = x_{ro} - x_{cq}. \quad (8.15)$$

In Übereinstimmung mit den Vorzeichenkonventionen in Kapitel 4.6 entspricht ein positiver Wert von x_2 einer Verschiebung des mittleren Quadrupols nach außen, ein negativer Wert bedeutet eine Verschiebung nach innen.

Messung in beiden Ebenen

Die Messung kann in beiden Ebenen zugleich erfolgen. In der vertikalen Ebene wirken die beiden äußeren Quadrupole in den Delta-Triplets fokussierend, der mittlere Quadrupol wirkt defokussierend. Mögliche Strahlverläufe innerhalb eines Triplets bei Verschiebung des mittleren Quadrupols sind in Abbildung 8.3 für die horizontale Ebene und in Abbildung 8.4 für die vertikale Ebene dargestellt.

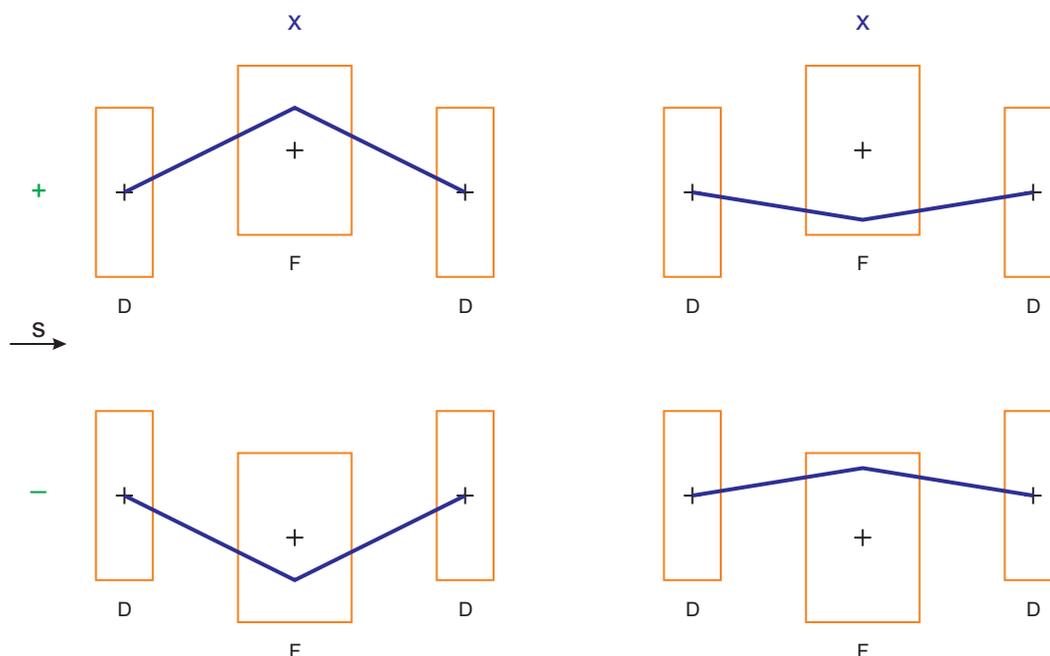


Abbildung 8.3: Strahlverläufe im fokussierenden Quadrupol. Bei einer Verschiebung des Quadrupols von der s -Achse nach außen oder nach innen kann der Orbit jeweils außerhalb oder innerhalb des Quadrupol-Zentrums verlaufen.

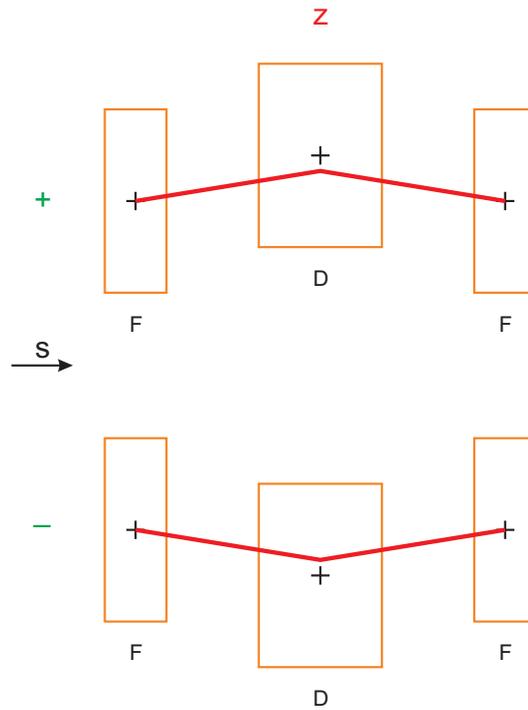


Abbildung 8.4: Strahlverläufe im defokussierenden Quadrupol. Bei einer Verschiebung des Quadrupols von der s -Achse nach oben kann der Orbit nur unterhalb des Quadrupol-Zentrums verlaufen. Bei einer Verschiebung nach unten ist ein Verlauf nur oberhalb des Zentrums möglich.

Berechnung der Fehlauflstellungen der äußeren Quadrupole

Mit der beschriebenen Messmethode ist es nicht möglich zu entscheiden, ob der mittlere Quadrupol im Triplet relativ zu den beiden äußeren verschoben ist, oder ob einer der beiden äußeren relativ zu den beiden anderen verschoben ist. Hierzu müssen die Daten einer globalen geodätischen Vermessung hinzugezogen werden.

Wenn die Abweichung eines äußeren Quadrupols bestimmt werden soll, kann die Messung wie in Kapitel 8.2 beschrieben durchgeführt werden. Anschließend kann die Position des ersten Quadrupols relativ zur Verbindungslinie der beiden anderen mit Hilfe des Strahlensatzes nach Abbildung 8.5 berechnet werden:

$$x_1 = -x_2 \frac{s_1 + s_2}{s_2}. \quad (8.16)$$

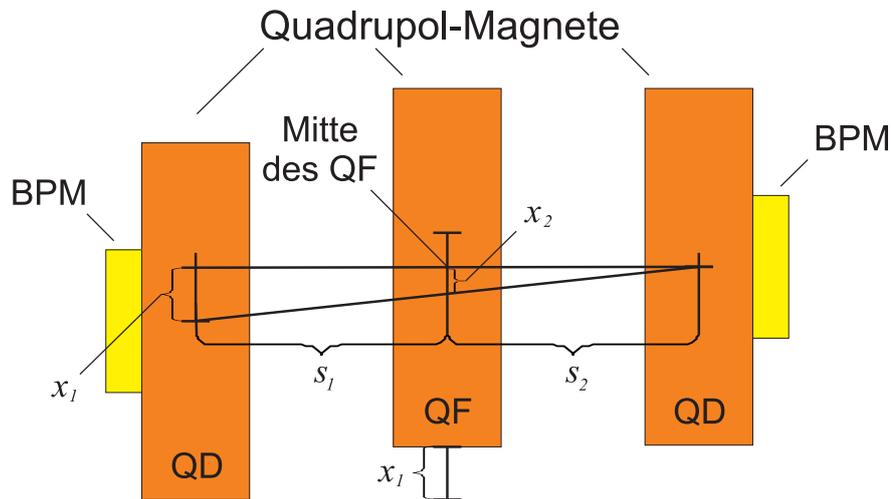


Abbildung 8.5: Berechnung der Fehlaufstellung des ersten Quadrupols im Triplet.

Das negative Vorzeichen resultiert daraus, dass eine Verschiebung des mittleren Quadrupols nach außen gleichbedeutend ist mit einer Verschiebung der anderen Quadrupole nach innen.

Genauso lässt sich auch die Position des dritten Quadrupols bestimmen:

$$x_3 = -x_2 \frac{s_1 + s_2}{s_1}. \quad (8.17)$$

8.3. Fehlerbetrachtung

Da der nach Gleichung 8.4 berechnete Kickwinkel $\Delta\theta$ des Quadrupols sowohl über x_{cq} als auch über x_{r0} in die Berechnung der Fehlaufstellung x_2 nach Gleichung 8.15 eingeht, ist x_2 direkt von der Genauigkeit der Übereinstimmung des simulierten und des gemessenen Response-Vektors abhängig, der auf der einen Seite nach Variation der Quadrupol-Stärke mit Hilfe der BPMs im Speicherring gemessen wird und auf der anderen Seite mit Hilfe des virtuellen Korrektors im Zentrum des Quadrupols im Modell simuliert wird.

8.3.1. Fehlerquellen bei der Messung

Die Genauigkeit des gemessenen Response-Vektors ist zum einen abhängig von der Wahl der Stromstärke zur Erzeugung von Δk . Die Stromstärke darf einerseits nicht zu groß gewählt werden, da damit die Gefahr eines Strahlverlustes durch einen zu großen Kickwinkel steigt und da nach Kapitel 5.1 die Messgenauigkeit der BPMs mit größeren Orbitablagen abnimmt. Andererseits darf die Stromstärke auch nicht zu klein gewählt werden, da die erzeugten Orbitänderungen ansonsten unterhalb der Messgenauigkeit der BPMs liegen.

In den durchgeführten Messungen führten Ströme über 1.5 A häufig zu Strahlverlusten, während Änderungen des k -Wertes mit Strömen unterhalb 0.1 A zumeist keine signifikant messbaren Orbitablagen oberhalb des Rauschens der BPM-Elektroniken erzeugten. Daher wurden alle Messreihen in 0.1-A-Schritten zwischen 0.1 und 1.5 A aufgenommen.

Zum anderen ist die Genauigkeit des gemessenen Response-Vektors von der Nullpunktkalibration der BPMs abhängig. Nach Kapitel 5.1 beträgt diese ± 20 bis $100 \mu\text{m}$.

Mit Hilfe der Orbitkorrektur-Software, in der die Korrektoren im Triplet ausgeschaltet wurden, kann der Orbit so geführt werden, dass er in den kalibrierten BPMs den Designorbit schneidet. Aufgrund der longitudinalen Ausdehnung der Quadrupole und der Anordnung der BPMs außerhalb der Magnetjoche liegt der Strahl dann jedoch nicht genau in den Zentren der äußeren Quadrupole. Bei einer Jochlänge von 0.2 m für die kurzen Quadrupole und einem Designabstand von 0.017 m zwischen Außenkante des Quadrupols und Mitte der Pickup-Elektroden des BPMs ergibt sich ein Abstand von $\Delta s = 0.117$ m zwischen BPM und Quadrupol-Mitte. Ein typischer Kickwinkel θ im mittleren Quadrupol zwischen 0.5 und 2.5 mrad entspricht unter der näherungsweise richtigen Annahme äquidistanter Abstände im Triplet ($s_1 = s_2$) einem Winkel des Strahls zum Designorbit von $\theta/2 = 0.25$ bis 1.25 mrad in den äußeren Quadrupolen. Dies führt zu einer Ablage des Strahls von 29 bis $146 \mu\text{m}$ in den äußeren Quadrupolen und damit zu einer Verschiebung des gemessenen Versatzes x_2 um diesen Betrag. Dies liegt noch im Rahmen der Kalibrationsgenauigkeit der BPMs und wird daher im Folgenden vernachlässigt.

Zusätzlich sind statistische Schwankungen der Strahllage beobachtbar. Daher werden mehrere Messungen durchgeführt und die Ergebnisse arithmetisch gemittelt (siehe Kapitel 8.6).

Einfluss der Korrektoren auf die Nullpunktkalibrierung

Bei den bisherigen Kalibrationsmessungen trat häufig das Problem auf, dass keine saubere Parabel an die Messpunkte angepasst werden konnte [17]. Bei verschiedenen BPMs zeigten sich nicht eindeutige Parabeln wie in Abbildung 8.6, die bei mehreren Messungen an verschiedenen Tagen in ihrer Form nicht reproduzierbar waren.

8. Strahlbasierte Messung von Quadrupol-Fehlaufstellungen

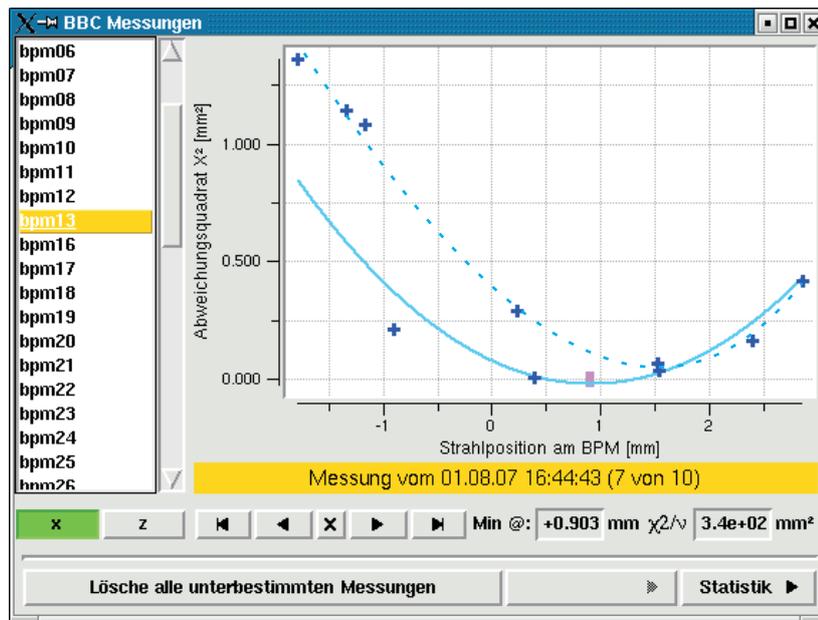


Abbildung 8.6: Nicht eindeutige Parabel als Ergebnis einer BBC für bpm13 (horizontal) mit eingeschaltetem Korrektor. Neben der von der BBC-Mess-Software berechneten Parabel (durchgezogene Linie) ist eine weitere mögliche Parabel nachträglich eingezeichnet worden (gestrichelte Linie).

Als Ursache des Problems konnten im Rahmen dieser Arbeit die in Kapitel 5.2 beschriebenen Dipol-Korrektoren identifiziert werden. Wenn der Korrektor, der sich auf dem Joch des jeweils an der Messung beteiligten Quadrupols befindet, in der Orbitkorrektur-Software zur Verwendung ausgewählt ist, was standardmäßig für alle Korrektoren der Fall ist (siehe Kapitel 5.3), wird dieser auch für die Strahländerungen im Rahmen der BBC verwendet. Dadurch wird das dem Quadrupol-Feld überlagerte Dipol-Feld während der Messung ständig in seiner Stärke variiert, wodurch die errechneten Kalibrationswerte der betroffenen BPMs unbrauchbar werden. Nach Abwählen des jeweiligen Korrektors in der Orbitkorrektur ergeben sich eindeutige Parabeln.

Es wurde gezeigt, dass die so bestimmten Kalibrationswerte bis auf etwa $130 \mu\text{m}$ mit denen übereinstimmen, die bei einem vollständigen Ausschalten des Korrektors gemessen werden [49]. Es ist davon auszugehen, dass die Messung ohne die durch den Dipol-Korrektor überlagerten Multipolfelder das genauere Ergebnis liefert. Daher ist ein Ausschalten des Korrektors dem alleinigen Abwählen in der Orbitkorrektur vorzuziehen. Zum Ausschalten des Korrektors ist es jedoch erforderlich, den jeweiligen Setzwert von bis zu $\pm 10 \text{ A}$ langsam auf 0 A zu stellen, wobei die mit diesem Korrektor unterstützten Response-Beulen von der Orbitkorrektur-Software sukzessive auf die restlichen Korrektoren verteilt werden müssen, um einem ansonsten sehr wahrscheinlichen Strahlverlust vorzubeugen. Da diese Umverteilung aufgrund der begrenzten Zahl der Korrektoren in Delta nicht in allen Fällen möglich ist, können manche Korrektoren während des Standardbetriebes nicht komplett ausgeschaltet werden.

8.3.2. Fehlerquellen bei der Berechnung

Die Genauigkeit des simulierten Response-Vektors ist im wesentlichen von zwei Faktoren abhängig: Von der Genauigkeit des Modells sowie von dem verwendeten numerischen Minimierungsalgorithmus.

8.3.2.1. Genauigkeit des Modells

Die Einschränkungen bei der Genauigkeit des Modells wurden bereits in Kapitel 7.3 aufgeführt. Die Simulation der Response-Vektoren erfolgt basierend auf einem Modell, in dem weder Dipol-Korrektoren noch Abweichungen der transversalen Magnetaufstellungen berücksichtigt wurden. Damit werden keine transversalen Strahlablagen berücksichtigt, die nicht durch den jeweils betrachteten virtuellen Korrektor hervorgerufen werden. Dies ist möglich, da nur relative Orbitänderungen gesucht werden. Durch das Verwenden des Designorbits als Ausgangspunkt wird sichergestellt, dass immer ein Gleichgewichtorbit gefunden werden kann.

Für die Stärken der Quadrupole und Sextupole werden in der Simulation Designwerte angenommen, da eine Berücksichtigung der realen Magnetströme aufgrund der in Kapitel 7.3 genannten Gründe nicht zwangsläufig zum Auffinden eines Gleichgewichtorbits führt. Aus diesem Grund war auch kein quantitativer Vergleich zwischen simulierten Response-Vektoren mit Designmagnetstärken einerseits und auf Magnet-Setups basierten Magnetstärken andererseits möglich.

Ein Abschalten der Sextupole im Triplett während der Messung ist nicht notwendig, da diese im Modell berücksichtigt sind. Daher wird ihr Einfluss auf den gesamten Response-Orbit bei der Simulation mit berechnet. Die Methode nach Kapitel 8.2 stellt hier nur insofern eine Näherung dar, als dass die Kickwinkel der Sextupole, die auf den Strahl wirken, wenn dieser nicht genau ihre Zentren verläuft, nicht in der Dreiecksgeometrie berücksichtigt werden. Nach Gleichungen 3.4 und 3.5 ist dieser Effekt jedoch in der Nähe des Designorbits äußerst gering.

Zur Genauigkeit der simulierten Response-Vektoren trägt auch die Berücksichtigung der korrekten BPM-Positionen bei. Daher wurden diese im Rahmen dieser Arbeit gemessen und zusammen mit den longitudinalen Abweichungen der Magnetpositionen im Modell korrigiert (siehe Kapitel A.2). Wie in Kapitel 7.3 erwähnt wurde, zeigt der Vergleich der simulierten und gemessenen Response-Vektoren keine signifikanten Abweichungen mehr, nachdem die größten Fehlaufstellungen korrigiert wurden. Daher kann davon ausgegangen werden, dass die im Modell erzeugten Response-Vektoren die Realität mit ausreichender Genauigkeit abbilden.

8. Strahlbasierte Messung von Quadrupol-Fehlaufstellungen

Es ist jedoch festzuhalten, dass die Korrekturen der größten Fehlaufstellungen im Rahmen der Messungen dieser Arbeit durchgeführt wurden (siehe Kapitel 8.6). Vor den Korrekturen waren Abweichungen um einen Faktor von bis zu zwei oder drei zwischen Simulation und Messung bei mehreren Response-Vektoren zu beobachten, die oft an verschiedenen Positionen verursacht wurden, die nicht immer reproduzierbar waren (siehe Kapitel 7.3). Daher ist anzunehmen, dass während einer Messung unter nicht bekannten Umständen eine solche Abweichung auftreten konnte. Dieser Abweichungsfaktor schlägt sich dann direkt in den berechneten Fehlaufstellungen der Quadrupole nieder.

8.3.2.2. Genauigkeit des Minimierungsalgorithmus

Für die numerische Minimierung der Differenz zwischen simuliertem und gemessenem Response-Vektor wurde für die ersten Messungen ein in MATLAB implementierter quadratischer Minimierungsalgorithmus für multivariate Funktionen verwendet. Dabei wurde versucht, jede einzelne Komponente des Differenzvektors zu minimieren. Es zeigte sich jedoch, dass dieses Verfahren keine verlässliche Minimierung des Differenzvektors ermöglichte. Es wurden oft nur lokale Minima gefunden, bei denen der simulierte Response-Vektor, abhängig vom Startwert des Minimierungsverfahrens, nur bis auf einen Faktor von bis zu zwei an den gemessenen Response-Vektor angepasst wurde [49].

Der durch das Minimierungsverfahren bedingte Faktor schlägt sich genauso im berechneten Kickwinkel und damit auch in der berechneten Fehlaufstellung nieder. Daher wurde für die weiteren Messungen eine einfache Minimierung der Betragssumme der Differenzvektorkomponenten vorgezogen, was zu einer erheblich besseren Übereinstimmung zwischen Simulation und Messung bei kürzerer Rechenzeit führte.

Da eine Wiederholung der ersten Messungen, die mit dem unzulänglichen Minimierungsalgorithmus durchgeführt wurden, aufgrund der Randbedingungen des DELTA-Anlagenbetriebes nicht möglich war, konnte nur der letzte Teil der in Kapitel 8.6 präsentierten Messungen mit dem verbesserten Algorithmus durchgeführt werden. Aufgrund der im Folgenden beschriebenen iterativen Vorgehensweise konnten jedoch auch die ersten Messergebnisse sinnvoll verwendet werden.

8.4. Iterative Anwendung der Methode

Die Fehler, die durch Ungenauigkeiten im Modell und durch den numerischen Minimierungsalgorithmus verursacht werden, wirken sich nur auf die absolute Genauigkeit der berechneten Fehlaufstellungen aus. Die Richtung der Magnetverschiebung wird korrekt berechnet, eben-

so die Größenordnung der Fehlaufstellung, da die absolute Position nur durch die zuvor diskutierten Faktoren verfälscht wird.

Durch eine iterative Anwendung der Messmethode kann somit eine präzise Korrektur der Fehlaufstellung erfolgen, die nur noch von der Kalibrationsgenauigkeit der BPMs abhängig ist. Dazu wird abwechselnd eine Positionsmessung nach Kapitel 8.2 durchgeführt und der Magnet anschließend um die berechnete Strecke in die durch die Messung bestimmte Richtung verschoben. Da die simulierten Response-Vektoren bisher immer größer waren als die gemessenen und daher die Kickwinkel und damit auch die Fehlaufstellungen zu klein berechnet wurden, sollte der Magnet dabei nicht über die Designposition hinaus geschoben werden. Dieses Verfahren wird wiederholt, bis die berechnete Fehlaufstellung nur noch im Bereich der Kalibrationsgenauigkeit der BPMs liegt.

Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Korrekturen von Quadrupol-Fehlaufstellungen wurden nach dieser iterativen Methode durchgeführt. Das Verschieben der Magnete erfolgte mit Hilfe der in Kapitel 4.4 beschriebenen Querlenker. Dabei wurde die aktuelle Position mit Hilfe von mechanischen Messuhren überwacht, die mit Hilfe magnetischer Haltearme an den Stahlträgern befestigt worden sind (Abbildung 8.7).



Abbildung 8.7: *Mechanische Messuhr mit Haltearm.*

Die Auswahl der zu verschiebenden Magnete erfolgte nach dem Kriterium, dass die größten Fehlaufstellung zuerst beseitigt werden sollten. Die zuvor beschriebenen Probleme beim Verschieben der Magnete durch Anliegen der Vakuummkammer schränkten die Auswahl weiter ein. Im Rahmen dieser Arbeit wurden die Fehlaufstellungen von vier Quadrupolen in drei Triplets korrigiert. Die Ergebnisse der Messungen werden in Kapitel 8.6 präsentiert.

8.5. Probleme beim Verschieben der Quadrupol-Magnete

Ein Verschieben der Quadrupol-Magnete ist an den meisten Stellen nicht problemlos möglich. Da die Vakuumkammer die Magnete, wie in Kapitel 6.3 beschrieben, verschoben hat, liegt sie an vielen Quadrupolen an den äußeren oder inneren Polschuhen an. Wenn der Magnet zurück auf die Designposition geschoben werden soll, muss dies an manchen Stellen gegen den Widerstand der anliegenden Kammer geschehen. Dadurch kann es zu einem Verkanten der Vakuumkammer kommen, so dass diese nicht mehr bewegt werden kann, ohne weitere Magnete in undefinierter Weise mitzuschieben. Um alle Quadrupol-Fehlaufstellungen korrigieren zu können, ist daher zunächst ein Abstützen der Vakuumkammer in einer Weise erforderlich, die es erlaubt, die Magnete unabhängig voneinander bewegen zu können. Dies wurde bereits erfolgreich an einer Kammersektion getestet [49].

8.6. Ergebnisse der strahlbasierten Messung

8.6.1. qd01+04 (äußerer Quadrupol)

Für den zuerst vermessenen und korrigierten Quadrupol qd01+04, dem ersten (äußeren) Quadrupol im mittleren Triplet des westlichen Bogens von Delta (Abbildung 8.8), werden die Messergebnisse nachfolgend exemplarisch ausgewertet. Nach Tabelle A.5 stand dieser Quadrupol im Mittel² 1.05 mm zu weit innen. Tabelle 8.1 präsentiert die schrittweise Berechnung der Abweichung des ersten Quadrupols im Triplet von der Verbindungsachse der Zentren der beiden anderen Triplet-Quadrupole unter Anwendung der in Kapitel 8.2 hergeleiteten Gleichungen. Die für die Berechnung benötigten Parameter sind in Tabelle 8.2 zusammengefasst.

²Die leichte Verdrehung des Quadrupols wurde nicht berücksichtigt, sondern das arithmetische Mittel von strahleingangs- und strahlausgangsseitiger Fehlaufstellung als Versatz des Quadrupol-Zentrums angenommen.

$\Delta I /$ A	Δk	$\Delta\theta /$ μrad	$\Delta x_{\text{cq}} /$ mm	$x_{\text{cq}} /$ mm	$\theta /$ mrad	$x_{\text{ro}} /$ mm	$x_2 /$ mm	$x_1 /$ mm
0.1	-0.0077	2.7477	0.0389	-0.8579	0.6944	-0.6090	0.2489	-0.4437
0.2	-0.0154	5.1113	0.0723	-0.8354	0.6762	-0.5931	0.2423	-0.4321
0.3	-0.0231	7.1540	0.1013	-0.8138	0.6587	-0.5777	0.2361	-0.4209
0.4	-0.0308	9.3271	0.1320	-0.8289	0.6709	-0.5885	0.2404	-0.4287
0.5	-0.0385	11.0343	0.1562	-0.8159	0.6604	-0.5792	0.2367	-0.4220
0.6	-0.0464	12.2052	0.1727	-0.7794	0.6308	-0.5533	0.2261	-0.4031
0.7	-0.0539	13.7265	0.1943	-0.7806	0.6318	-0.5542	0.2264	-0.4037
0.8	-0.0616	17.0190	0.2409	-0.8770	0.7099	-0.6226	0.2544	-0.4536
0.9	-0.0693	18.4568	0.2612	-0.8744	0.7078	-0.6208	0.2537	-0.4523
1.0	-0.0771	20.7598	0.2938	-0.9146	0.7403	-0.6493	0.2653	-0.4730
1.1	-0.0848	21.0155	0.2974	-0.8686	0.7031	-0.6167	0.2520	-0.4493
1.2	-0.0925	22.8524	0.3234	-0.8927	0.7226	-0.6338	0.2590	-0.4617
1.3	-0.1002	23.5205	0.3329	-0.8740	0.7074	-0.6205	0.2535	-0.4520
1.4	-0.1080	26.3468	0.3729	-0.9351	0.7569	-0.6639	0.2713	-0.4837
1.5	-0.1157	27.4245	0.3882	-0.9345	0.7564	-0.6634	0.2711	-0.4833

Tabelle 8.1: Messdaten und Berechnung der Fehlaufstellung des Quadrupols qd01+04 vor der Korrektur.

$l_{\text{eff}} =$	0.434 m
$k =$	-1.865
$s_1 =$	1.5638 m
$s_2 =$	1.9973 m

Tabelle 8.2: Parameter für die Berechnung der Fehlaufstellung des Quadrupols qd01+04.

Als arithmetisches Mittel der Daten aus Tabelle 8.1 ergibt sich für x_2 nach Gleichung 8.15 (0.249 ± 0.012) mm und für x_1 nach Gleichung 8.16 (-0.444 ± 0.021) mm. Unter der Voraussetzung, dass der mittlere Quadrupol horizontal auf Designposition steht, was nach Tabelle A.5 gegeben ist, ist der Quadrupol qd01+04 also im Mittel um 0.44 mm nach innen verschoben.

Der Quadrupol qd01+04 wurde anschließend parallel um 1 mm in zwei Schritten zu je 0.5 mm nach außen geschoben. Die Strecke wurde dabei mit einer mechanischen Messuhr überwacht. Nach jedem Schritt wurde sowohl eine strahlbasierte Messung als auch eine geodätische Vermessung durchgeführt. Die geodätische Vermessung ergab eine Verschiebung des Quadrupol-Zentrums von 0.66 mm nach dem ersten Schritt und 1.03 mm nach dem zweiten³ [4].

³Der Quadrupol wurde dabei strahleingangsseitig um 0.94 mm und strahlausgangsseitig um 1.12 mm nach außen bewegt.

8. Strahlbasierte Messung von Quadrupol-Fehlaufstellungen

Nach dem ersten Verschieben ergab sich als arithmetisches Mittel der strahlbasierten Messung eine Abweichung des qd01+04 von (-0.258 ± 0.007) mm von der Designposition und damit eine Verschiebung von 0.186 mm nach außen. Nach dem zweiten Verschieben ergab sich eine Abweichung von (-0.039 ± 0.009) mm und damit eine Gesamtverschiebung von 0.406 mm. Anhand dieser Daten lässt sich erkennen, dass die strahlbasierten Messungen jeweils einen um einen Faktor 2 bis 4 kleineren Wert ergeben als die real bewegte Strecke. Es ist jedoch auch erkennbar, dass die Richtung der Verschiebung korrekt ist und am Ende nur noch eine marginale Abweichung von der Designposition messbar ist.

8.6.2. qd04+06 (äußerer) und qf03+03 (mittlerer Quadrupol)

Nach dem selben Verfahren wurden die Positionen der Quadrupole qf03+03 und qd04+06 vermessen. Der Quadrupol qf03+03 ist dabei der zweite (mittlere) Quadrupol des Triplets und der qd04+06 der dritte (äußere) (Abbildung 8.8). Wie Tabelle A.5 zu entnehmen ist, stand der qf03+03 1.5 mm zu weit außen. Der qd04+06 war dagegen verdreht; strahleingangsseitig betrug die Abweichung von der Designposition 2.1 mm nach außen und strahlausgangsseitig 0.8 mm in die gleiche Richtung.

Daher wurde zunächst der qd04+06 mit Hilfe der Messuhr an einem Querlenker strahleingangsseitig in zwei Schritten um insgesamt 1.5 mm nach innen geschoben. Laut geodätischer Vermessung ist er dabei strahleingangsseitig um 1.49 mm und strahlausgangsseitig um 0.25 mm nach innen bewegt worden. Da dieser Quadrupol mit einem BPM ausgestattet ist (bpm17), kann zusätzlich die Differenz der BPM-Offsets zwischen einer BBC vor und einer nach der Korrektur berechnet werden. Danach hat sich der BPM in Relation zum Quadrupol-Zentrum durch die Verschiebung um -1.342 mm verändert, was gut mit den Messdaten übereinstimmt. Anschließend wurde der qf03+03 parallel um 0.5 mm nach innen geschoben. Die geodätische Vermessung ergab hierbei eine mittlere Bewegung von 0.36 mm.

Die strahlbasierte Messung ergab vor der Korrektur der beiden Quadrupole eine Abweichung des qf03+03 von (0.542 ± 0.029) mm von der Achse der beiden äußeren Triplett-Quadrupole. Nach der Drehung des qd04+06 und der Verschiebung des qf03+03 ergab sich für letzteren eine Abweichung von (0.675 ± 0.023) mm. Es wurde keine Messung zwischen den beiden Korrekturen vorgenommen. Die augenscheinliche Verschlechterung der Abweichung des mittleren Quadrupols von der Triplett-Achse ist durch die vorherige Drehung des dritten Quadrupols zu erklären. Dadurch wurde die der Triplett-Mitte zugewandte Seite des dritten Quadrupols nach innen verschoben, was wiederum zu einer Verschiebung der Achse zwischen den Zentren der äußeren Quadrupole nach innen führte. Damit vergrößerte sich der Abstand des mittleren Quadrupols von der Triplett-Achse. Durch die anschließende Verschiebung des mittleren Quadrupols nach innen wurde dieser Abstand dann zwar wieder verkleinert, am Ende ist er jedoch größer als zu Beginn der beiden Korrekturen.

Es erwies sich mit jedem durchgeführten Korrekturschritt als immer schwieriger, die Magnet-einstellungen des Speicherrings wieder so anzupassen, dass ein stabiler Injektions- und Speicherbetrieb möglich war. Daher wurde zunächst davon abgesehen, den Quadrupol qf03+03 noch weiter in Richtung Designposition zu verschieben.

8.6.3. qd04+11 (äußerer Quadrupol)

Die letzte Korrektur wurde bei dem Quadrupol qd04+11 vorgenommen, dem ersten (äußeren) innerhalb seines Triplets (Abbildung 8.8). Dieser Quadrupol war ebenfalls stark verdreht; strahleingangsseitig betrug die Abweichung von der Designposition -4.4 mm und strahlausgangsseitig -0.7 mm. Im Rahmen der Korrektur wurde der Quadrupol mit Hilfe der Messuhr strahleingangsseitig um 3 mm nach außen geschoben. Dies resultierte in einer Änderung der BPM-Offsets des bpm34 um -2.053 mm, die mit Hilfe von BBCs vor und nach der Verschiebung bestimmt wurde. Während der Verschiebung des Quadrupols war ein hoher Widerstand der Vakuumkammer zu überwinden, da diese an den Polschuhen des Quadrupols anlag und in den angrenzenden Quadrupolen verkantet war.

Rein rechnerisch beträgt die Abweichung x_2 nach Tabelle A.5 im Mittel⁴ 0.775 mm. Für die bisherigen Messungen wurde ausschließlich der Minimierungsalgorithmus für multivariate Funktionen verwendet, da eine Wiederholung der Messungen nach den Ausführungen in Kapitel 8.3 nicht möglich war. Für diese Messung wurde zusätzlich die Minimierung der Betragssumme angewandt. Mit dem ersten Algorithmus ergibt sich vor der Korrektur eine Abweichung von (0.479 ± 0.004) mm für den mittleren Quadrupol, mit dem zweiten Algorithmus ergibt sich dagegen (0.724 ± 0.007) mm. Der zweite Wert kommt der realen Fehlauflagestellung deutlich näher. Der Unterschied beträgt nur noch 50 μm und liegt schon im Bereich der Kalibrationsgenauigkeit der BPMs von 20 bis 100 μm . Daher wurde für die weiteren Messungen nur noch der zweite Algorithmus verwendet.

Nach der Drehung des qd04+11 ergab die strahlbasierte Messung eine Abweichung von (0.416 ± 0.008) mm. Dies stellt schon eine deutliche Verbesserung dar, eine weitere Korrektur dieses Quadrupols sowie auch des qd04+12, des dritten Quadrupols im Triplet, der ebenfalls stark verdreht ist, wäre wünschenswert. Aufgrund der Verkantung der Vakuumkammer ist dies jedoch ohne mechanische Arbeiten zum Freilegen der Quadrupole nicht möglich.

Die geodätische Vermessung zeigte deutlich, dass durch die Verkantung der Vakuumkammer mehrere Quadrupole mit bewegt wurden: Der qd04+11 wurde wie gewünscht strahleingangs-

⁴Dazu wird für jeden der drei Quadrupole jeweils das arithmetische Mittel der strahleingangs- und der strahlausgangsseitigen Positionen gebildet, dies entspricht den mittleren Quadrupol-Positionen. Anschließend wird das arithmetische Mittel der mittleren Positionen des ersten und des dritten Quadrupols berechnet. Zum Schluss wird dieser Wert von der mittleren Position des zweiten Quadrupols subtrahiert.

8. Strahlbasierte Messung von Quadrupol-Fehlaufstellungen

seitig um 2.92 mm bewegt. Gleichzeitig wurde er strahlausgangsseitig um -0.44 mm bewegt. Zusätzlich wurde der folgende Quadrupol qf03+06 unerwünscht um 0.33 mm strahleingangsseitig und 0.46 mm strahlausgangsseitig bewegt. Der nächste Quadrupol qd04+12 wurde ebenfalls unerwünscht strahleingangsseitig um 0.41 mm verschoben. Auch im nächsten Tripletts wurde der mittlere Quadrupol qs02+01 um 0.49 mm nach außen geschoben.

Insgesamt ergibt sich somit rechnerisch nach der Verschiebung eine geodätische Abweichung von 0.448 mm. Das Ergebnis der strahlbasierten Messung stimmt damit bis auf etwa $30\ \mu\text{m}$ überein.

Die Positionen aller verschobenen Quadrupole sind in Abbildung 8.8 markiert.

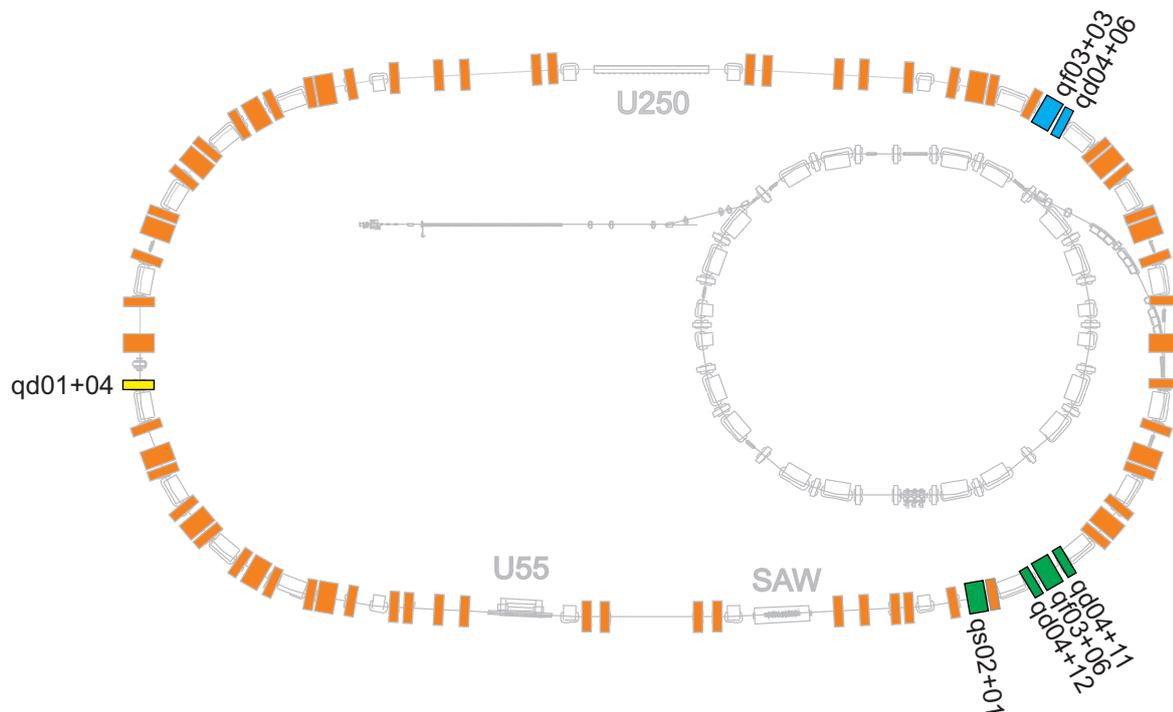


Abbildung 8.8: Positionen der verschobenen Quadrupole im Speicherring Delta: Kapitel 8.6.1 (gelb), Kapitel 8.6.2 (blau) und Kapitel 8.6.3 (grün).

8.6.4. Entlastung der Korrektoren

Ein wichtiges Ziel des Schiebens der Quadrupole auf die Designpositionen ist es, eine Verminderung der derzeit zur Strahlkorrektur benötigten Stromstärken für die Dipol-Korrektoren zu erreichen. Bedingt durch die Fehlaufstellungen erzeugen die Quadrupole Orbitkicks, die mit Korrektoren wieder ausgeglichen werden müssen. Als Maß für den notwendigen Einsatz der Korrektoren und damit der benötigten Spulenströme dient die integrale Korrektorstärke über den gesamten Speicherring. Diese errechnet sich aus den Magnetstärken der Korrektoren

für jede Ebene ζ als Betragssumme aller n Kickwinkel in dieser Ebene:

$$\theta_{\zeta}^{\text{int}} = \sum_{j=1}^n |\theta_{\zeta,j}^c|. \quad (8.18)$$

Die integrale Korrektorstärke muss durch eine lokale Korrektur einer Fehlaufstellung nicht zwangsläufig kleiner werden. Diese Fehlaufstellung könnte zufällig einen Kickwinkel erzeugt haben, der die Kickwinkel anderer Fehlaufstellungen teilweise kompensiert hat. Daher kann eine Beseitigung dieses Quadrupol-Kickwinkels dafür sorgen, dass dieser anschließend von den Korrektoren erzeugt werden muss, um den Strahl auf dem Sollorbit zu halten.

Die gemessenen integralen Korrektorstärken vor und nach den durchgeführten Korrekturen sind in Tabelle 8.3 aufgeführt. Dazu wurde jeweils der Nutzerbetriebsorbit eingestellt. Es ist zu erkennen, dass manche Positionskorrekturen zu einer Verringerung der integralen Korrektorstärke geführt haben, die meisten hatten jedoch eine Erhöhung der integralen Korrektorstärke zur Folge. Dies ist erklärbar, da der Nutzerbetriebsorbit empirisch gefunden worden ist und die Korrektorstärken somit unter Berücksichtigung der Quadrupol-Fehlaufstellungen optimiert worden sind. Nach der Korrektur einer Fehlaufstellung muss unter Umständen ein weggefallener Kickwinkel des Quadrupols zusätzlich von den Dipol-Korrektoren ausgeglichen werden.

Korrektur an Quadrupol	$\theta_x^{\text{int}} / \text{mrad}$	$\theta_z^{\text{int}} / \text{mrad}$
vor qd01+04	25.00	7.87
nach qd01+04	32.51	9.02
vor qd04+06	26.79	9.70
nach qd04+06	26.57	9.80
vor qf03+03	26.57	9.80
nach qf03+03	25.77	8.77
vor qd04+11	22.28	8.10
nach qd04+11	23.28	10.54

Tabelle 8.3: *Integrale Korrektorstärken vor und nach den Korrekturen der Quadrupol-Fehlaufstellungen, jeweils bei Nutzerbetriebsorbit gemessen.*

Vor den Korrekturen erreichte jedoch meistens mindestens ein Dipol-Korrektor das positive oder negative Limit des von den Netzgeräten unterstützten Strombereiches von ± 10 A, da die maximale Stärke für die von der Orbitkorrektur berechnete Lösung zur Erreichung des Sollorbits nicht ausreichend war [17]. Nach den Korrekturen wurde zumindest bei den horizontalen Dipol-Korrektoren die Last gleichmäßiger verteilt. Während vorher Spulenströme zwischen ± 9 und 10 A normal waren, liegen jetzt alle Korrektorstrome unter ± 8.5 A.

Nach der Korrektur aller transversalen Fehlaufstellungen im Speicherring ist eine Minimierung der integralen Korrektorstärke für den Designorbit zu erwarten; im Idealfall entfällt die

8. Strahlbasierte Messung von Quadrupol-Fehlaufstellungen

Notwendigkeit für den Einsatz von Dipol-Korrektoren zur Strahlspeicherung ganz. Für die optimale Versorgung der Strahlinien mit Synchrotronstrahlung wäre jedoch wahrscheinlich weiterhin ein vom Designorbit abweichender Sollorbit und damit der Einsatz von Korrektoren notwendig.

9. Messung der BPM-Positionen

Wenn die Quadrupole von den Bewegungen der Vakuumkammer entkoppelt werden, dann können sich die variablen BPMs nach den Ausführungen in Kapitel 6.3 transversal in beiden Ebenen um bis zu ± 1.8 mm relativ zum Quadrupol-Zentrum bewegen, sofern nicht andere Elemente die Bewegungsfreiheit einschränken. Die internen Sextupol-Polspulen (Abbildung 4.17) erlauben an manchen Stellen keine vertikale Bewegung, da sie an den Polschuhen anliegen. Die betroffenen Polspulen müssen daher überarbeitet oder gegen neu designte Spulen ausgetauscht werden. In den externen Sextupolen ist die Bewegung der Vakuumkammer ebenfalls teilweise bis auf deutlich weniger als ± 1 mm eingeschränkt. Die Gründe hierfür müssen noch weiter untersucht werden [59].

Eventuell kann es im Rahmen der zur Entkopplung notwendigen Maßnahmen zusätzlich erforderlich sein, die BPM-Wülste an einigen weiteren fixierten BPMs abzufräsen, um mehr Spielraum für notwendige Kammerbewegungen zu schaffen, als im ursprünglichen Design vorgesehen war. Auf jeden Fall können sich die mittels BBC (siehe Kapitel 5.1) bestimmten Offsets einiger BPMs im laufenden Betrieb verändern, wenn sich die Vakuumkammer durch Synchrotroneinstrahlung erwärmt und ausdehnt und dabei die Monitorköpfe mitbewegt und relativ zu den Quadrupol-Mitten verschiebt.

9.1. System zur dynamischen Änderung der BPM-Offsets

Da dieser Effekt nicht verhindert werden kann, sollen die Positionsänderungen der Monitorköpfe relativ zu den Quadrupol-Jochen gemessen und die Offsets automatisch angepasst werden. Zu diesem Zweck wurde im Rahmen dieser Arbeit ein entsprechendes Konzept [58] weiterentwickelt und implementiert.

9.1.1. Halterungen

Für die in Kapitel 6.4 beschriebenen Wegaufnehmer wurden Halterungen gefertigt, um die Wegaufnehmer horizontal und vertikal an den Quadrupolen montieren zu können (Abbildung 9.1).



Abbildung 9.1: Wegaufnehmerhalterung am Quadrupol-Joch.

Die Halterungen bestehen aus drei verschraubten Teilen, die jeweils aus einem massiven Aluminiumblock gefräst wurden. Dadurch soll die notwendige Stabilität gewährleistet werden, um den Wegaufnehmer am Quadrupol zu fixieren. Schlitz im Teil des Halters, der am Quadrupol befestigt wird, ermöglichen die longitudinale Anpassung der Wegaufnehmerposition an den Abstand zwischen Quadrupol und BPM. Der Wegaufnehmer wird mit Hilfe zweier Winkelstücke am Haltearm festgeklemmt, die in Nuten im Wegaufnehmergehäuse greifen. Diese Winkelstücke können an zwei Positionen am Haltearm verschraubt werden und die Nuten am Wegaufnehmer erlauben eine Positionierung der Winkelstücke am Wegaufnehmer über einen Bereich von mehreren Zentimetern, um den Wegaufnehmer in verschiedenen Entfernungen vom Quadrupol-Joch montieren zu können. Dieser Teil des Halters musste außerdem mit Aussparungen versehen werden, um Platz für die an manchen Quadrupolen montierten vertikalen Korrektorspulen zu schaffen (siehe auch Abbildung 5.3). Abbildung 9.2 zeigt zwei komplett montierte Halterungen mit Wegaufnehmern und Verkabelung an einem Quadrupol.

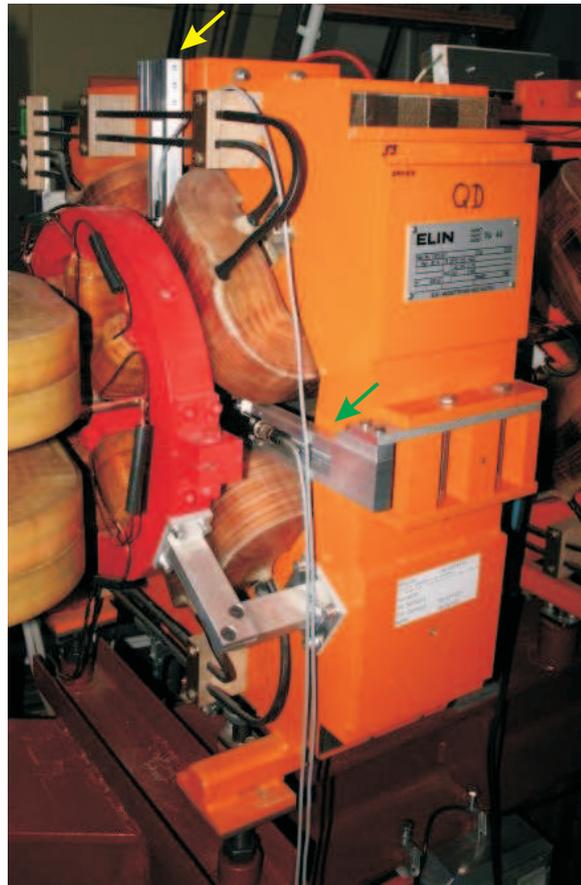


Abbildung 9.2: Wegaufnehmerhalterungen an den Quadrupol-Jochen mit Wegaufnehmern und Verkabelung zur Messung der vertikalen (gelber Pfeil) und horizontalen (grüner Pfeil) Bewegung des BPM-Kopfes.

Aus baulichen Gründen erfolgt die Montage der vertikalen Halterung dabei von oben. Horizontal wurde die Anbringung auf der Innenseite des Speicherrings gewählt, um die Wegaufnehmer vor der nach außen abgestrahlten Synchrotronstrahlung zu schützen. Außerdem befindet sich auf der Außenseite der Monitorköpfe der Kühlkanal mit Kühlwasseranschlüssen. Die horizontal montierten Wegaufnehmer können den Monitorkopf auf der Innenseite direkt auf einer ebenen Fläche antasten. Die vertikal montierten Wegaufnehmer werden so justiert, dass sie genau auf die glatte Fläche zwischen den SMA-Anschlüssen der BPMs zeigen. Aufgrund der geringeren Höhe der Vakuumkammer in vertikaler Richtung müssen die Messstangen hier mit Aluminiumstangen verlängert werden, die zwischen Messstange und Tastkopf geschraubt werden.

9.1.2. Elektronik

Die Elektronik zur Auswertung der Positionsdaten wurde aufgrund der kompakten Bauweise mit Modulen der Firma Beckhoff Automation [3] realisiert. Die Signale der Wegaufnehmer werden über steckbare Kabelverbindungen an Analog-Digital-Wandler vom Typ

9. Messung der BPM-Positionen

KL3468 mit je acht Eingängen und einer Auflösung von 12 Bit geleitet, von denen jeweils mehrere über einen CAN-Buskoppler vom Typ BK5120 mit einer CAN-Linie verbunden sind. Von den in Abbildung 9.3 gezeigten Einheiten wurden vier Stück auf je einen Quadranten von Delta verteilt und an den Stahlträgern der Magnete montiert.

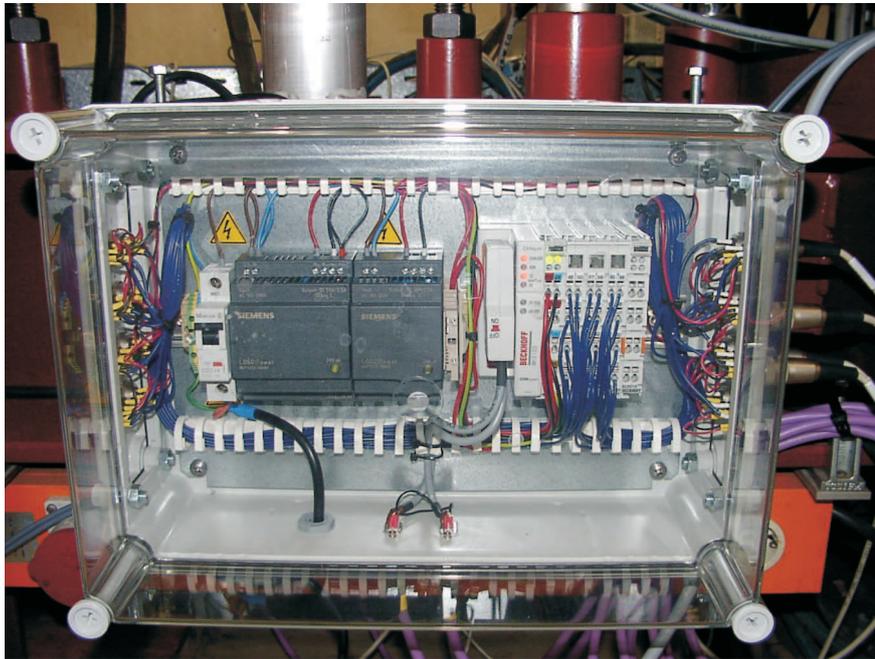


Abbildung 9.3: Wegaufnahmerelektronik. Links ist die Stromversorgung zu erkennen, rechts das Beckhoff-CAN-Modul.

Zur Weiterleitung der Messdaten an das Kontrollsystem steht eine dedizierte IOC zur Verfügung. Die Positionen aller Wegaufnehmer können dort zentral abgefragt werden. Dies ermöglicht eine dynamische Änderung der BPM-Offsets, nachdem diese einmalig mittels BBC kalibriert wurden. Die Orbitkorrektur-Software (siehe Kapitel 5.3) ist bereits dafür vorbereitet, den Referenzorbit im laufenden Betrieb um die Offset-Änderungen zu korrigieren.

9.2. Genauigkeit des Wegaufnehmersystems

Schwingungs- und Temperaturstabilität

Die Quadrupole schwingen mit einer Frequenz von etwa 5 Hz und einer maximalen Amplitude von $0.3 \mu\text{m}$ [68]. Aufgrund der in Kapitel 6.4 aufgeführten technischen Daten liegt diese Frequenz zwar im messbaren Bereich, die Amplitude ist jedoch nicht auflösbar.

Die Temperatur innerhalb der DELTA-Halle bleibt aufgrund der Raumlufkühlanlage relativ konstant. Ausgehend von einer maximalen Temperaturdrift von 10 K innerhalb einer Betriebswoche liegt die daraus resultierende Ungenauigkeit der Wegaufnehmer nach Kapitel

6.4 bei weniger als $4\ \mu\text{m}$. Für die BPM-Kalibration ist dies ausreichend, da die Genauigkeit der BBC nach Kapitel 5.1 nicht besser als 20 bis $100\ \mu\text{m}$ ist. Das Auflösungsvermögen der Bergoz-Elektroniken beträgt etwa $\pm 5\ \mu\text{m}$, so dass dieser Fehler der Wegaufnehmer mit den aktuell für die Orbitkorrektur hauptsächlich verwendeten BPM-Elektroniken nicht auflösbar und somit für die Stabilität der Strahlage vernachlässigbar ist. Sollten in Zukunft hauptsächlich Libera-Elektroniken mit einer Auflösung von $\pm 1\ \mu\text{m}$ eingesetzt werden, so ist dieses Problem weiter zu untersuchen.

Einfluss des Quadrupol-Magnetfeldes

Da die induktiv arbeitenden Wegaufnehmer sich innerhalb des Randfeldes der Quadrupole befinden, ist eine Beeinträchtigung der Messgenauigkeit in Abhängigkeit vom Quadrupol-Feld zu erwarten. Daher wurde der Einfluss des Magnetfeldes auf die Wegaufnehmer untersucht [31]. Danach ist die ausgegebene Spannung der Wegaufnehmer nichtlinear von der Stärke des Quadrupol-Feldes abhängig.

Bei einem horizontal montierten Wegaufnehmer führt eine Erhöhung des Quadrupol-Erregungsstromes von 0 auf 60 A zu einer Erhöhung ΔU der Ausgangsspannung um bis zu 1.9 % bei einer Position der Messstange des Wegaufnehmers von etwa 2 mm, was einer Positionsungenauigkeit von etwa $\pm 40\ \mu\text{m}$ entspricht [31] (Abbildung 9.4).

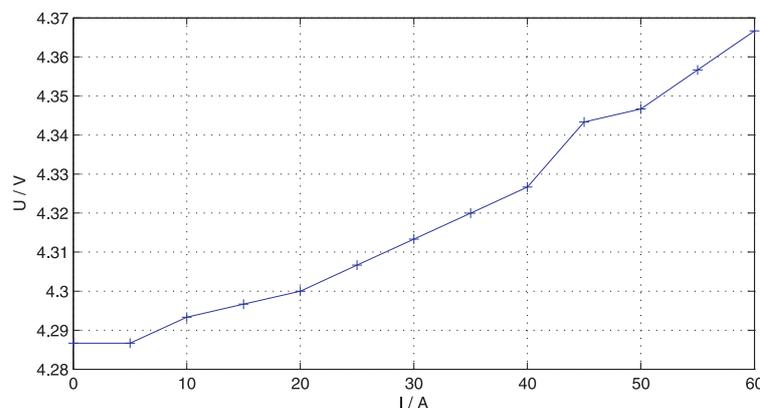


Abbildung 9.4: Abhängigkeit der Ausgangsspannung eines induktiven Wegaufnehmers vom Erregungsstrom der Quadrupol-Spulen: Horizontale Montage, Position der Messstange etwa 2 mm [31].

ΔU ist aber auch von der Position des Messkopfes und damit der Eindringtiefe der Messstange in das Wegaufnehmergehäuse abhängig. Durch die Abschirmung des Gehäuses beträgt ΔU bei einer Position der Messstange von etwa 4 mm nur noch 0.7 % (Abbildung 9.5). Alle Werte sind über mehrere Messungen hinweg reproduzierbar.

9. Messung der BPM-Positionen

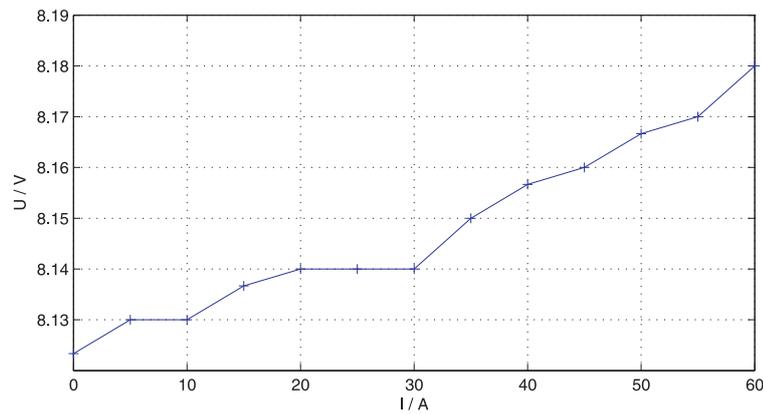


Abbildung 9.5: Abhängigkeit der Ausgangsspannung eines induktiven Wegaufnehmers vom Erregungsstrom der Quadrupol-Spulen: Horizontale Montage, Position der Messstange etwa 4 mm [31].

Da die Wegaufnehmer vertikal aufgrund der baulichen Bedingungen trotz Verlängerung der Messstange weiter in das Quadrupol-Feld hinein ragen müssen, ist hier ein entsprechend größerer Fehler zu beobachten. Bei Positionen der Messstange von 3 und 1 mm ergeben sich über den gesamten Strombereich des Quadrupols von $\Delta I = 60$ A Abweichungen ΔU von 6 und 44 % (Abbildung 9.6). Im Extremfall entspricht dies einer Positionsungenauigkeit von bis zu ± 300 μm [31].

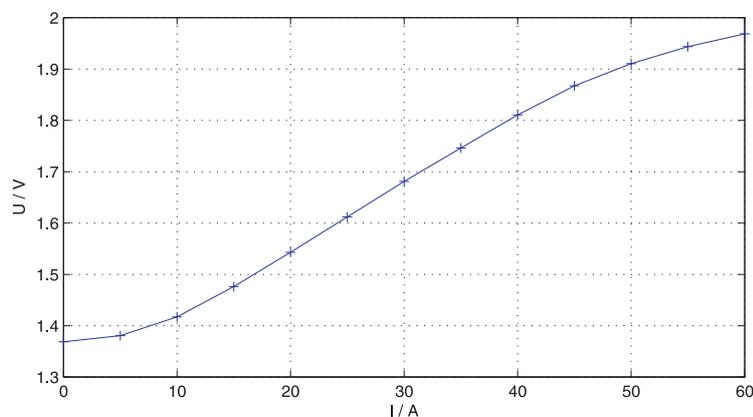


Abbildung 9.6: Abhängigkeit der Ausgangsspannung eines induktiven Wegaufnehmers vom Erregungsstrom der Quadrupol-Spulen: Vertikale Montage, Position der Messstange etwa 1 mm [31].

Innerhalb einer Strahloptik würde eine Änderung der Stärke eines Quadrupols um mehrere Ampère vom Startwert in der Realität meistens zu einem Strahlverlust führen. Realistisch sind bei einigen Quadrupolen während strahlbasierter Messungen Änderungen um $\Delta I = \pm 3$ A möglich, während des normalen Speicherbetriebes jedoch erheblich weniger. Die Variationen der Quadrupol-Stärken zur Anpassung des Arbeitspunktes liegen im Bereich von ± 0.1 bis 1 %, was Strömen von etwa ± 0.01 bis 0.6 A entspricht.

Bei den vertikal montierten Wegaufnehmern ergibt sich damit für $\Delta I = \pm 3$ A abhängig vom Basisstrom I des Quadrupols eine Abweichung von maximal ± 15 μm und für $\Delta I = \pm 0.6$ A während des Standardbetriebes von maximal ± 3 μm . Analog zu den Ausführungen zur Temperaturstabilität ist dies für BPM-Kalibration im Rahmen der BBC ausreichend. Auch die Stabilität der Strahlage während des normalen Speicherbetriebes ist bei Verwendung der Bergoz-Elektroniken sichergestellt. Für die Verwendung der genaueren Libera-Elektroniken sind jedoch auch hier weitere Untersuchungen erforderlich.

Für die horizontal montierten Wegaufnehmer ergibt sich im Standardbetrieb sogar nur eine Abweichung in der Größenordnung von ± 0.4 μm . In dieser Ebene, in der sich auch hauptsächlich die durch die thermische Kammerbewegung verursachten Quadrupol-Verschiebungen bemerkbar machen, sind die Fehler der Wegaufnehmer daher in jedem Fall zu vernachlässigen.

Beim Übergang von einer Strahloptik zu einer anderen können die Startwerte der Quadrupole in beiden Optiken eine größere Stromdifferenz zueinander aufweisen. Dies ist dann durch eine Korrektur der absoluten BPM-Offsets zu berücksichtigen. Im normalen Betrieb wird jedoch stets dieselbe Standardoptik verwendet.

10. Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurde eine neue Methode präsentiert, um transversale Fehlaufstellungen von Quadrupolen in Tripletstrukturen strahlbasiert zu messen. Es wurde gezeigt, dass die Richtung der Fehlaufstellungen eindeutig vorhersagbar ist. Damit ist ein iteratives Messen der Positionen und Verschieben der Quadrupole möglich. Das Ergebnis der Verschiebung ist unabhängig von der absoluten Genauigkeit sowohl der strahlbasierten Vermessung, die von der Genauigkeit des Speicherringmodells abhängig ist, als auch von der geodätischen Vermessung. Die erreichbare Positionierungsgenauigkeit der Quadrupole ist nur durch die Kalibrationsgenauigkeit der Strahllagemonitore begrenzt, welche mit 20 bis 100 μm den dominierenden Fehler der Methode darstellt.

Die Magnete können auf diese Weise absolut mit einer besseren absoluten Genauigkeit auf ihre Designpositionen zurückgeschoben werden, als mit der bei DELTA angewandten geodätischen Vermessung, da bei der strahlbasierten Messung im Gegensatz zur geodätischen Vermessung nicht die Messplatten auf den Eisenjochen sondern die magnetischen Mitten der Quadrupole als Referenz dienen, wodurch vor allem die Ungenauigkeiten bei der Positionierung der Messplatten umgangen werden können. Außerdem ist kein Aufbau der geodätischen Instrumente sowie kein vorheriges geodätisches Einmessen der relativen Magnetpositionen notwendig. Durch die Messung während des Speicherbetriebes werden zudem Informationen über die für Betrieb und Modellierung relevanten Magnetpositionen gewonnen, die von den Positionen ohne Strahl und damit ohne Kammerausdehnung abweichen können.

Es konnte in einigen Fällen eine Übereinstimmung der strahlbasierten und der geodätisch gemessenen Positionen bis auf etwa 30 bis 50 μm gezeigt werden. Um diese Genauigkeit zu erreichen, war es erforderlich, das Modell des Speicherrings zu verbessern. Daher wurde ein bestehendes vereinfachtes MATLAB-Modell im Rahmen dieser Arbeit wesentlich erweitert, wodurch neben der Simulation auch Messungen und Steuerungen im Speicherring über EPICS sowie Umrechnungen zwischen Spulenströmen und Magnetstärken innerhalb einer einheitlichen Entwicklungsumgebung möglich sind. Aufgrund dessen können alle Messprozeduren und Berechnungen vollautomatisch ablaufen. Damit die Simulationen die Realität besser abbilden, wurde eine Kalibrierung der Quadrupol-Netzgeräte durchgeführt und im Modell berücksichtigt. Weiterhin wurden die bisher unberücksichtigten Sextupol-Komponenten der Dipol-Korrektoren sowie die bei abgeschalteter Anlage geodätisch gemessenen absoluten Magnetpositionen in das Modell integriert. Damit ist eine Simulation von relativen Strahllageänderungen mit einer für die Messmethode ausreichenden Genauigkeit möglich.

Die simulierten absoluten Strahlparameter weichen noch zu stark von den real gemessenen ab; insbesondere sind die Strahlablagen des Gleichgewichtsorts in der Simulation um eine Größenordnung zu groß. Simulationen von verteilten Dipol-Feldfehlern und Quadrupol-Positionsfehlern deuten darauf hin, dass diese Abweichungen auf die unzureichende Kenntnis der realen Dipol-Feldstärken und der aktuellen Quadrupol-Positionen zurückgeführt werden können.

Bei allen Vergleichen von Simulationen mit Messdaten ist der vertikale Arbeitspunkt um etwa 0.2 und damit deutlich zu groß. Die Ursache dafür konnte im Rahmen dieser Arbeit nicht geklärt werden.

Derzeit sind Korrekturen der Fehlaufstellungen nur an wenigen Positionen im Speicherring möglich, da durch das Verkanten der Vakuummkammer zwischen den Polschuhen der Quadrupole und Sextupole nur eine stark eingeschränkte mechanische Bewegung der Magnete möglich ist. Messungen haben gezeigt, dass durch das Verschieben eines Quadrupols über den Hebelarm der Vakuummkammer mehrere andere Quadrupole unerwünschter Weise mit verschoben werden können. Bevor eine komplette Korrektur aller Fehlaufstellungen möglich ist, ist daher zunächst eine mechanische Entkopplung der Vakuummkammer von den Quadrupolen erforderlich.

Ein System zur automatischen Messung der BPM-Positionen mit Hilfe von induktiven Wegaufnehmern wurde im Rahmen dieser Arbeit getestet. Das System ist dafür vorbereitet, eine dynamische Offset-Korrektur aller BPMs durchzuführen, die von der Orbitkorrektur ausgewertet werden kann.

Wenn alle Quadrupole ideal ausgerichtet sind, so dass es innerhalb der Triplets keine Abweichungen mehr gibt, ist eine Erweiterung der strahlbasierten Messmethode denkbar, um die Triplets über die Dipole hinweg relativ zueinander auszurichten.

Eine Korrektur des aktuellen Nutzerbetriebsorbits auf den linearen Designorbit ist sinnvoll, da nach der vollständigen Korrektur aller transversalen Fehlaufstellungen eine Minimierung der integralen Korrektorstärke für den Designorbit zu erwarten ist. Dadurch können auch Strahlverluste vermieden werden, die durch den Ausfall eines einzelnen Dipol-Korrektor-Netzteils bedingt sein können.

A. Anhang

A.1. Magnetstruktur des Speicherrings Delta

Die Tabellen auf den folgenden Seiten geben die Designmagnetstruktur des Speicherrings Delta wieder.

s / m	Element	l_{eff} / m	s / m	Element	l_{eff} / m
0.217	bpm01		11.955	sf3+03	0.084
1.780	qd01+01	0.234	12.380	qd04+04	0.234
1.780	vk01	0.234	12.497	bpm08	
1.897	bpm02		12.585	sd1+07	0.084
1.985	sd1+01	0.084	13.325	b+04	1.145
2.725	b+01	1.145	14.065	sd2+01	0.084
3.465	sd1+02	0.084	14.153	bpm09	
3.553	bpm03		14.270	qn01+01	0.234
3.670	qd02+01	0.234	14.270	vk05	0.234
3.670	vk02	0.234	14.270	sn1+01	0.165
4.950	qf02+01	0.434	14.850	qn02+01	0.434
4.950	hk02	0.434	14.850	hk05	0.434
4.950	sf2+01	0.434	14.850	sf2+04	0.434
5.255	sf3+01	0.084	15.155	sf3+04	0.084
5.680	qd03+01	0.234	15.733	bpm10	
5.680	vk03	0.234	15.850	qn03+01	0.234
5.797	bpm04		16.055	sd2+02	0.084
5.885	sd1+03	0.084	17.138	b7+01	0.570
6.625	b+02	1.145	17.708	bpm11	
7.365	sd1+04	0.084	17.825	qn04+01	0.234
7.453	bpm05		17.825	hk06	0.234
7.570	qd04+01	0.234	19.608	bpm12	
8.300	qf03+01	0.434	19.725	qn05+01	0.234
8.300	hk03	0.434	19.725	vk06	0.234
8.300	sf2+02	0.434	19.725	sn2+01	0.165
8.605	sf3+02	0.084	20.708	bpm13	
9.030	qd04+02	0.234	20.825	qn06+01	0.234
9.030	vk04	0.234	20.825	hk07	0.234
9.147	bpm06		23.869	qn07+01	0.234
9.235	sd1+05	0.084	23.869	hk08	0.234
9.975	b+03	1.145	24.603	qn08+01	0.234
10.715	sd1+06	0.084	24.603	vk07	0.234
10.803	bpm07		25.313	b3+01	0.570
10.920	qd04+03	0.234	26.120	bpm14	
11.650	qf03+02	0.434	28.800	U250	
11.650	hk04	0.434	32.997	vk08	0.234
11.650	sf2+03	0.434	33.731	hk09	0.234

Tabelle A.1: Magnetstruktur des 1. Quadranten des Speicherrings Delta.

A.1. Magnetstruktur des Speicherrings Delta

s / m	Element	$l_{\text{eff}} / \text{m}$	s / m	Element	$l_{\text{eff}} / \text{m}$
31.400	bpm15		46.885	sd1+09	0.084
32.288	b3+02	0.570	47.625	b+06	1.145
32.997	qn08+02	0.234	48.365	sd1+10	0.084
33.731	qn07+02	0.234	48.453	bpm23	
36.775	qn06+02	0.234	48.570	qd04+07	0.234
36.775	hk10	0.234	48.570	vk11	0.234
36.892	bpm16		48.995	sf3+07	0.084
37.875	qn05+02	0.234	49.300	qf03+04	0.434
37.875	vk09	0.234	49.300	hk14	0.434
37.875	sn2+02	0.165	49.300	sf2+07	0.434
37.992	bpm17		50.030	qd04+08	0.234
39.775	qn04+02	0.234	50.147	bpm24	
39.775	hk11	0.234	50.235	sd1+11	0.084
39.892	bpm18		50.975	b+07	1.145
40.463	b7+02	0.570	51.715	sd1+12	0.084
41.545	sd2+03	0.084	51.803	bpm25	
41.750	qn03+02	0.234	51.920	qd03+02	0.234
41.867	bpm19		51.920	vk12	0.234
42.445	sf3+05	0.084	52.230	dc01	0.095
42.750	qn02+02	0.434	52.345	sf3+08	0.084
42.750	hk12	0.434	52.650	qf02+02	0.434
42.750	sf2+05	0.434	52.650	hk15	0.434
43.330	qn01+02	0.234	52.650	sf2+08	0.434
43.330	vk10	0.234	53.930	qd02+02	0.234
43.330	sn1+02	0.165	53.930	vk13	0.234
43.447	bpm20		54.047	bpm26	
43.535	sd2+04	0.084	54.135	sd1+13	0.084
44.275	b+05	1.145	54.875	dc02	1.166
45.015	sd1+08	0.084	54.875	b+08	1.145
45.103	bpm21		55.615	sd1+14	0.084
45.220	qd04+05	0.234	55.703	bpm27	
45.645	sf3+06	0.084	55.820	qd01+02	0.234
45.950	qf03+03	0.434	56.960	dc03	0.140
45.950	hk13	0.434	57.600	qf01+02	0.434
45.950	sf2+06	0.434	57.600	hk16	0.434
46.680	qd04+06	0.234	57.600	sf1+02	0.434
46.797	bpm22				

Tabelle A.2: Magnetstruktur des 2. Quadranten des Speicherrings Delta.

s / m	Element	l_{eff} / m	s / m	Element	l_{eff} / m
57.817	bpm28		69.555	sf3+11	0.084
59.380	qd01+03	0.234	69.980	qd04+12	0.234
59.380	vk14	0.234	70.097	bpm35	
59.497	bpm29		70.185	sd1+21	0.084
59.585	sd1+15	0.084	70.925	b+12	1.145
60.325	dc04	1.166	71.665	sd2+05	0.084
60.325	b+09	1.145	71.753	bpm36	
61.065	sd1+16	0.084	71.870	qs01+01	0.234
61.153	bpm30		71.870	vk18	0.234
61.270	qd02+03	0.234	71.870	ss1+01	0.165
61.270	vk15	0.234	72.450	qs02+01	0.434
62.550	qf02+03	0.434	72.450	hk20	0.434
62.550	hk17	0.434	72.450	sf2+12	0.434
62.550	sf2+09	0.434	72.755	sf3+12	0.084
62.855	sf3+09	0.084	73.333	bpm37	
62.970	dc05	0.095	73.450	qs03+01	0.234
63.280	qd03+03	0.234	73.655	sd2+06	0.084
63.280	vk16	0.234	74.738	b7+03	0.570
63.397	bpm31		75.425	qs04+01	0.234
63.485	sd1+17	0.084	75.425	hk21	0.234
64.225	b+10	1.145	76.125	qs05+01	0.234
64.965	sd1+18	0.084	77.325	qs06+01	0.234
65.053	bpm32		77.325	vk19	0.234
65.170	qd04+09	0.234	77.325	ss2+01	0.165
65.900	qf03+05	0.434	77.442	bpm38	
65.900	hk18	0.434	78.308	bpm39	
65.900	sf2+10	0.434	78.425	qs07+01	0.234
66.205	sf3+10	0.084	78.425	hk22	0.234
66.630	qd04+10	0.234	79.364	bpm40	
66.630	vk17	0.234	80.838	SAW	
66.747	bpm33		82.300	bpm41	
66.835	sd1+19	0.084	82.913	b3+03	0.570
67.575	b+11	1.145	83.625	qs08+01	0.234
68.315	sd1+20	0.084	83.625	vk20	0.234
68.403	bpm34		83.625	ss3+01	0.165
68.520	qd04+11	0.234	84.400	qs09+01	0.234
69.250	qf03+06	0.434	84.400	hk23	0.234
69.250	hk19	0.434	84.605	ss4+01	0.084
69.250	sf2+11	0.434			

Tabelle A.3: Magnetstruktur des 3. Quadranten des Speicherrings Delta.

A.1. Magnetstruktur des Speicherrings Delta

s / m	Element	l_{eff} / m	s / m	Element	l_{eff} / m
88.195	ss4+02	0.084	103.550	qf03+07	0.434
88.283	bpm42		103.550	hk28	0.434
88.400	qs09+02	0.234	103.550	sf2+14	0.434
88.400	hk24	0.234	104.280	qd04+14	0.234
89.058	bpm43		104.397	bpm49	
89.175	qs08+02	0.234	104.485	sd1+23	0.084
89.175	vk21	0.234	105.225	b+14	1.145
89.175	ss3+02	0.165	105.965	sd1+24	0.084
89.888	b3+04	0.570	106.053	bpm50	
92.001	U55		106.170	qd04+15	0.234
94.375	qs07+02	0.234	106.170	vk24	0.234
94.375	hk25	0.234	106.595	sf3+15	0.084
94.492	bpm44		106.900	qf03+08	0.434
95.358	bpm45		106.900	hk29	0.434
95.475	qs06+02	0.234	106.900	sf2+15	0.434
95.475	vk22	0.234	107.630	qd04+16	0.234
95.475	ss2+02	0.165	107.747	bpm51	
96.675	qs05+02	0.234	107.835	sd1+25	0.084
97.375	qs04+02	0.234	108.575	b+15	1.145
97.375	hk26	0.234	109.315	sd1+26	0.084
98.063	b7+04	0.570	109.403	bpm52	
99.145	sd2+07	0.084	109.520	qd03+04	0.234
99.350	qs03+02	0.234	109.520	vk25	0.234
99.467	bpm46		109.945	sf3+16	0.084
100.045	sf3+13	0.084	110.250	qf02+04	0.434
100.350	qs02+02	0.434	110.250	hk30	0.434
100.350	hk27	0.434	110.250	sf2+16	0.434
100.350	sf2+13	0.434	111.530	qd02+04	0.234
100.930	qs01+02	0.234	111.530	vk26	0.234
100.930	vk23	0.234	111.647	bpm53	
100.930	ss1+02	0.165	111.735	sd1+27	0.084
101.047	bpm47		112.475	b+16	1.145
101.135	sd2+08	0.084	113.215	sd1+28	0.084
101.875	b+13	1.145	113.303	bpm54	
102.615	sd1+22	0.084	113.420	qd01+04	0.234
102.703	bpm48		115.200	qf01+01	0.434
102.820	qd04+13	0.234	115.200	hk01	0.434
103.245	sf3+14	0.084	115.200	sf1+01	0.434

Tabelle A.4: Magnetstruktur des 4. Quadranten des Speicherrings Delta.

A.2. Ergebnisse der geodätischen Vermessung

Im Rahmen einer geodätischen Vermessung des gesamten Speicherrings wurden die Abweichungen der Magnetpositionen zu den Designpositionen ermittelt. Tabelle A.5 enthält die Ergebnisse für die Positionsabweichungen der Dipole und der Quadrupole in radialer Richtung Δx , in Längsrichtung Δs sowie in der Höhe Δz , jeweils strahleingangs- und strahl- ausgangsseitig [59]. Die ursprünglichen Quadrupol-Positionen, die im Rahmen dieser Arbeit korrigiert worden sind, sind gelb markiert.

Im Anschluss an die geodätische Vermessung wurden im Rahmen dieser Arbeit die Positionen der BPMs bestimmt, indem die Abstände der Mitten der BPM-Köpfe zum jeweils nächsten Magneten mit einem Maßband gemessen und daraus die s -Positionen der BPM-Köpfe berechnet wurden. Die dabei erreichte Genauigkeit von ± 1 mm verbessert die bisherige Genauigkeit im Modell um ein bis zwei Größenordnungen. Den Ergebnissen in Tabelle A.6 ist zu entnehmen, dass die Positionen der meisten BPMs um mehr als 10 mm falsch waren, bei drei BPMs sogar deutlich über 100 mm.

A.2. Ergebnisse der geodätischen Vermessung

Magnet	Δx / mm	Δs / mm	Δz / mm	Magnet	Δx / mm	Δs / mm	Δz / mm
qd01+01	-0.7	2.2	0.4	b+09	-7.7	0.4	-0.3
	0.2	2.4	0.5		-7.4	0.4	-0.4
b+01	-4.5	4.0	0.2	qd02+03	-2.4	0.5	-0.3
	-4.3	4.4	0.3		-2.7	0.7	-0.3
qd02+01	0.7	2.5	0.2	qf02+03	-2.7	0.2	-0.3
	0.6	2.5	0.2		-2.7	0.2	-0.4
qf02+01	1.0	5.8	0.2	qd03+03	-2.9	-0.5	-0.2
	1.0	5.8	0.1		-3.0	-0.3	-0.1
qd03+01	1.3	5.9	0.0	b+10	-5.8	1.4	-0.3
	1.1	5.9	0.0		-6.0	1.3	0.0
b+02	-3.2	4.4	-0.1	qd04+09	-2.4	1.9	-0.1
	-3.5	4.3	-0.1		-2.7	2.2	0.0
qd04+01	1.4	1.5	0.0	qf03+05	-2.6	0.6	0.1
	1.7	1.7	0.1		-2.7	0.8	0.0
qf03+01	1.7	0.1	-0.2	qd04+10	-2.2	1.0	0.0
	1.5	0.3	0.0		-3.1	1.1	0.0
qd04+02	1.3	-0.2	-0.1	b+11	-5.3	9.3	0.0
	1.6	-0.1	0.0		-4.7	-0.5	-0.1
b+03	-2.0	4.8	-0.2	qd04+11	-4.4	1.3	0.0
	-2.0	4.8	-0.1		-0.7	1.2	0.1
qd04+03	3.2	4.3	-0.2	qf03+06	-1.6	0.0	0.1
	3.4	4.5	-0.2		-1.7	0.1	0.1
qf03+02	2.8	3.5	-0.2	qd04+12	-3.3	2.3	0.2
	2.8	3.6	-0.1		-1.3	2.3	0.2
qd04+04	2.9	2.4	-0.2	b+12	-5.0	5.8	0.3
	3.7	2.5	-0.1		-4.8	5.6	0.4
b+04	-1.0	4.6	0.0	qs01+01	-0.5	1.3	0.3
	-1.0	4.7	-0.1		-0.3	1.3	0.3
qn01+01	4.4	2.3	-0.2	qs02+01	-0.7	0.9	0.4
	4.4	2.3	-0.1		-0.9	1.1	0.5
qn02+01	3.9	4.5	-0.2	qs03+01	-0.9	-0.1	0.5
	4.4	4.6	-0.1		-1.0	-0.1	0.6
qn03+01	4.1	4.3	-0.1	b7+03	-4.3	3.2	0.6
	4.5	4.5	-0.1		-4.9	3.1	0.5
b7+01	0.0	4.4	0.2	qs04+01	-0.4	-3.8	0.6
	-0.4	4.1	0.0		-1.5	-3.5	0.6
qn04+01	4.6	0.0	-0.1	qs05+01	0.0	0.7	0.5
	4.1	0.1	0.0		-0.1	0.7	0.6
qn05+01	4.3	-1.4	0.1	qs06+01	-0.4	-2.6	0.6
	4.4	-1.4	0.1		-0.7	-2.5	0.6
qn06+01	4.5	-0.2	0.0	qs07+01	-0.4	0.3	0.6
	4.6	-0.1	0.1		-0.4	0.5	0.5
qn07+01	-1.3	-3.2	-0.3	b3+03	-5.4	2.3	0.6
	-0.1	-3.1	-0.3		-4.3	1.4	0.4
qn08+01	-0.8	-3.2	-0.2	qs08+01	0.5	1.1	0.3
	-1.0	-3.1	-0.2		0.4	1.2	0.4
b3+01	-0.7	0.8	-0.1	qs09+01	0.1	4.7	0.5
	-1.1	0.8	-0.2		0.4	4.9	0.4
b3+02	-1.1	-2.2	-0.3	qs09+02	1.1	9.9	0.2
	-1.5	-2.3	-0.2		-3.4	9.8	0.2
qn08+02	-1.7	-4.6	-0.4	qs08+02	0.2	-0.4	0.2
	-1.1	-3.7	-0.4		0.4	-0.3	0.2
qn07+02	-1.1	-5.3	-0.3	b3+04	-5.1	0.3	0.1
	-0.9	-4.9	-0.3		-5.7	0.6	0.1
qn06+02	4.1	1.9	-0.3	qs07+02	-1.0	2.0	-0.1
	4.0	1.9	-0.2		0.0	2.1	-0.1
qn05+02	4.7	2.8	-0.3	qs06+02	-0.2	1.3	-0.2
	3.0	2.9	-0.3		0.2	1.4	-0.2
qn04+02	4.2	1.6	0.0	qs05+02	0.4	3.1	-0.1
	3.4	1.8	0.0		0.5	3.3	-0.1
b7+02	-4.1	-4.8	-0.3	qs04+02	0.3	1.3	-0.2
	-0.6	-4.6	-0.3		1.0	1.5	-0.2
qn03+02	2.3	1.9	0.0	b7+04	-5.0	-1.7	0.0
	2.3	2.1	-0.1		-5.8	-1.6	-0.1
qn02+02	2.2	0.9	-0.2	qs03+02	-2.3	-1.3	-0.2
	2.1	1.0	-0.1		-1.0	-1.2	-0.2
qn01+02	2.3	2.4	-0.1	qs02+02	-0.6	-2.3	-0.1
	0.1	2.4	-0.1		-0.5	-2.3	-0.1
b+05	-2.9	-2.3	-0.1	qs01+02	-1.2	-0.1	-0.1
	-3.1	-2.3	-0.2		-0.9	-0.1	-0.1
qd04+05	1.0	-0.1	-0.1	b+13	-6.0	0.9	0.0
	1.7	-0.3	-0.1		-6.2	0.7	0.2
qf03+03	1.5	-1.7	0.0	qd04+13	-0.9	0.4	0.2
	1.5	-1.4	0.0		-0.9	0.6	0.2
qd04+06	2.1	1.3	-0.1	qf03+07	-1.0	-1.9	0.2
	0.8	1.5	0.0		-1.2	-1.7	0.4
b+06	-4.0	-2.0	-0.2	qd04+14	-1.3	-1.7	0.4
	-3.7	-2.0	-0.3		-1.1	-1.6	0.5
qd04+07	-0.2	3.1	-0.5	b+14	-6.6	0.8	0.6
	0.7	3.3	-0.5		-6.3	1.0	0.5
qf03+04	-0.1	0.4	-0.4	qd04+15	-0.9	-0.1	0.5
	0.0	0.4	-0.4		-1.6	0.0	0.6
qd04+08	-0.1	2.3	-0.4	qf03+08	-1.2	0.4	0.7
	-0.2	2.5	-0.4		-1.3	0.4	0.8
b+07	-4.4	-0.7	-0.3	qd04+16	-1.3	-0.2	0.6
	-4.8	-0.5	-0.5		-1.1	0.0	0.6
qd03+02	-0.7	3.5	-0.5	b+15	-6.2	2.3	0.6
	-0.8	3.7	-0.5		-6.4	2.3	0.8
qf02+02	-1.0	1.8	-0.6	qd03+04	-2.6	2.9	0.8
	-1.1	2.1	-0.5		-0.9	3.0	0.9
qd02+02	-0.9	0.6	-0.5	qf02+04	-1.2	3.8	0.8
	-0.8	0.7	-0.5		-1.3	3.8	0.9
b+08	-4.9	0.5	-0.6	qd02+04	-1.2	5.1	0.9
	-4.9	0.6	-0.5		-1.1	4.5	0.8
qd01+02	-0.2	0.6	-0.3	b+16	-5.5	3.8	0.8
	-1.8	0.7	-0.4		-5.6	3.9	0.6
qf01+02	-1.6	-0.6	-0.4	qd01+04	-1.4	1.3	0.7
	-1.8	-0.6	-0.3		-0.7	1.2	0.7
qd01+03	-2.2	0.8	-0.4	qf01+01	0.0	2.0	0.6
	-2.5	1.0	-0.4		0.1	2.0	0.5

Tabelle A.5: Abweichungen der Delta-Magnete von den Designpositionen laut geodätischer Vermessung [59].

BPM	nächster Magnet	$\Delta s_M / \text{mm}$	$\Delta s / \text{mm}$
bpm01	qf01+01	28.0	13.0
bpm02	qd01+01	23.0	8.3
bpm03	qd02+01	33.0	-13.5
bpm04	qd03+01	25.0	13.9
bpm05	qd04+01	25.0	-6.4
bpm06	qd04+02	29.0	11.9
bpm07	qd04+03	31.0	-9.6
bpm08	qd04+04	32.0	17.5
bpm09	qn01+01	23.0	-3.7
bpm10	qn03+01	26.0	-4.6
bpm11	qn04+01	43.0	-25.9
bpm12	qn05+01	38.0	-22.4
bpm13	qn06+01	35.5	-18.7
bpm14	b3+01	661.0	115.3
bpm15	b3+02	665.0	-29.7
bpm16	qn06+02	43.0	27.9
bpm17	qn05+02	47.5	33.3
bpm18	qn04+02	47.0	31.7
bpm19	qn03+02	27.5	12.5
bpm20	qn01+02	25.0	10.4
bpm21	qd04+05	27.0	-10.2
bpm22	qd04+06	28.0	12.4
bpm23	qd04+07	33.0	-12.8
bpm24	qd04+08	26.0	11.4
bpm25	qd03+02	31.0	-10.4
bpm26	qd02+02	19.0	2.7
bpm27	qd01+02	35.0	-17.3
bpm28	qf01+02	30.0	12.4
bpm29	qd01+03	23.0	6.9
bpm30	qd02+03	29.0	-11.4
bpm31	qd03+03	31.0	13.6
bpm32	qd04+09	27.5	-8.4
bpm33	qd04+10	24.0	8.0
bpm34	qd04+11	28.0	-9.8
bpm35	qd04+12	17.0	2.3
bpm36	qs01+01	35.0	-16.7
bpm37	qs03+01	34.0	-17.1
bpm38	qs06+01	38.0	18.4
bpm39	qs07+01	42.0	-24.6
bpm40	qs07+01	1017.0	178.4
bpm41	b3+03	484.0	-130.7
bpm42	qs09+02	36.0	-9.2
bpm43	qs08+02	32.5	-15.9
bpm44	qs07+02	31.0	16.0
bpm45	qs06+02	31.0	-12.6
bpm46	qs03+02	28.0	9.6
bpm47	qs01+02	30.0	12.9
bpm48	qd04+13	27.0	-9.5
bpm49	qd04+14	31.0	12.3
bpm50	qd04+15	25.0	-8
bpm51	qd04+16	40.0	22.9
bpm52	qd03+04	19.0	1.0
bpm53	qd02+04	23.0	10.8
bpm54	qd01+04	27.0	-8.8

Tabelle A.6: Abstände Δs_M der BPMs zum jeweils nächsten Magneten und Abweichungen Δs der BPMs von den Designpositionen.

Abbildungsverzeichnis

2.1. Übersicht der Synchrotronstrahlungsquelle DELTA	3
3.1. Koordinatensystem zur Beschreibung der Teilchenbahn	8
3.2. Dispersionsbahnen für Teilchen mit Impulsabweichung	11
3.3. Verlauf der Einzelteilchenbahnen innerhalb der Enveloppe	12
3.4. Phasenraumellipse	13
3.5. Arbeitspunktdiagramm	15
4.1. Hysteresekurve für Eisen	19
4.2. Aufbau eines Dipol-Magneten	20
4.3. Prinzip der schwachen Fokussierung	21
4.4. Prinzip der Kantenfokussierung	21
4.5. Ablenkung der Teilchenbahn durch ein zusätzliches Dipol-Feld	23
4.6. Aufbau eines Quadrupol-Magneten	25
4.7. Teilchenbahn durch eine Quadrupol-Struktur	26
4.8. Positionen der Quadrupole im Speicherring Delta	29
4.9. Quadrupol-Triplett	30
4.10. Abbildung eines Achsenpunktes ins Unendliche	30
4.11. Höhenjustage der Quadrupol-Magnete	31
4.12. Radiale Justage der Quadrupol-Magnete	31
4.13. Zeichnung eines Delta-Quadrupols	32
4.14. Aufbau eines Sextupol-Magneten	35
4.15. Korrektur der Chromatizität mit Hilfe von Sextupolen	36
4.16. Sextupole und Dipol-Korrektoren	38
4.17. Polspulen der internen Sextupole	38
5.1. Querschnitt durch einen Strahllagemonitor	41
5.2. Positionen der Strahllagemonitore im Speicherring Delta	44
5.3. Spulen der Dipol-Korrektoren an den Quadrupol-Jochen	45
5.4. Positionen der Korrektoren im Speicherring Delta	47
5.5. Prinzip einer Orbitbeule	50
6.1. Lage der Strahlkammer im Quadrupol	55
6.2. Standard-Monitorkopf	56
6.3. Verlauf der Vakuumkammer durch die Magnetstruktur	57
6.4. Transversale Abweichungen der Quadrupole von den Designpositionen	58
6.5. Mobiler Wegaufnehmer am Quadrupol	59
6.6. Taylor-Hobson-Kugel	61
6.7. Aufbau für die geodätische Vermessung	61

6.8. Hardware-Ebenen des DELTA-Kontrollsystems	62
7.1. Mit MAD simulierte Strahlparameter	66
7.2. Mit der AT simulierte Strahlparameter, longitudinale Korrekturen	71
7.3. Mit der AT simulierte Strahlparameter, transversale Korrekturen	71
7.4. Mit der AT simulierte Strahlparameter, Multipolkomponenten	74
7.5. Orbitabweichung ohne Berücksichtigung transversaler Fehlaufstellungen	78
7.6. Mit der AT simulierte Strahlparameter,	78
7.7. Orbitabweichung unter Berücksichtigung transversaler Fehlaufstellungen	79
7.8. Mit der AT simulierte Strahlparameter,	79
7.9. Orbitabweichung für eine linearisierte Optik	80
7.10. Mit der AT simulierte Strahlparameter,	80
7.11. Vergleich der Response-Vektoren für hk01	83
7.12. Vergleich der Response-Vektoren für vk01	83
7.13. Gemessener Orbit für die Delta-Standardoptik	85
7.14. Orbiteinhüllende für Korrektorfeldfehler	86
7.15. Arbeitspunkte und Chromatizitäten für Korrektorfeldfehler	86
7.16. Orbiteinhüllende für Quadrupol-Positionsfehler	87
7.17. Arbeitspunkte und Chromatizitäten für Quadrupol-Positionsfehler	87
8.1. Schematische Darstellung der strahlbasierten Messung	91
8.2. Winkelverhältnisse zur Berechnung der Dreieckshöhe	92
8.3. Strahlverläufe im fokussierenden Quadrupol	94
8.4. Strahlverläufe im defokussierenden Quadrupol	95
8.5. Berechnung der Fehlaufstellung des ersten Quadrupols	96
8.6. Ergebnis einer BBC mit eingeschaltetem Korrektor	98
8.7. Mechanische Messuhr mit Haltearm	101
8.8. Positionen der verschobenen Quadrupole im Speicherring Delta	106
9.1. Wegaufnehmerhalterung	110
9.2. Wegaufnehmerhalterungen an den Quadrupol-Jochen	111
9.3. Wegaufnehmerelektronik	112
9.4. Ausgangsspannung eines Wegaufnehmers, 2 mm horizontal	113
9.5. Ausgangsspannung eines Wegaufnehmers, 4 mm horizontal	114
9.6. Ausgangsspannung eines Wegaufnehmers, 1 mm vertikal	114

Tabellenverzeichnis

4.1.	Konstanten zur Berechnung der Delta-Strahlenergie	24
4.2.	Messdaten der Quadrupol-Netzgeräte-Kalibration	34
7.1.	Vergleich der simulierten Strahlparameter von MAD und AT	67
7.2.	Mit der AT simulierte Strahlparameter, Positionskorrekturen	70
7.3.	Integrale Korrektorstärken	73
7.4.	Integrale Sextupol-Stärken	73
7.5.	Mit der AT simulierte Strahlparameter, Multipolkomponenten	73
7.6.	Sextupol-Komponenten der Dipol-Randfelder	75
7.7.	Vergleich von simulierten und gemessenen Strahlparametern	77
7.8.	Vergleich von simulierten und gemessenen Strahlparametern	77
7.9.	Mit der AT simulierte Strahlparameter, Sextupol-Komponenten	81
8.1.	Messdaten und Berechnung der Fehlaufstellung des Quadrupols qd01+04 . .	103
8.2.	Parameter zur Berechnung der Fehlaufstellung des Quadrupols qd01+04 . .	103
8.3.	Integrale Korrektorstärken vor und nach den Korrekturen	107
A.1.	Magnetstruktur des 1. Quadranten	120
A.2.	Magnetstruktur des 2. Quadranten	121
A.3.	Magnetstruktur des 3. Quadranten	122
A.4.	Magnetstruktur des 4. Quadranten	123
A.5.	Abweichungen der Delta-Magnete von den Designpositionen	125
A.6.	Abweichungen der BPMs von den Designpositionen	126

Literaturverzeichnis

- [1] **Advanced Photon Source (APS) / Argonne National Laboratory / U.S. Department of Energy**
Homepage
<http://www.aps.anl.gov/epics>
- [2] **G. Arduini, C. Carli, F. Zimmermann**
Localizing Impedance Sources from Betatron Phase Beating in the CERN SPS
European Particle Accelerator Conference (EPAC), Juli 2004, Seiten 1936-1938
- [3] **Beckhoff Automation GmbH**
Homepage
<http://www.beckhoff.de>
- [4] **U. Berges**
Private Korrespondenz
Fakultät Physik, Technische Universität Dortmund, 2009
- [5] **L. Bergmann, C. Schaefer, W. Raith**
Lehrbuch der Experimentalphysik II: Elektromagnetismus
Walter de Gruyter, 2006
- [6] **Bergoz Instrumentation**
Homepage
<http://www.bergoz.com>
- [7] **F. Brinker**
Variable integrierte Sextupole für Speicherringe
Dissertation, Fachbereich Physik, Universität Dortmund, August 1993
- [8] **E. Courant, H. Snyder**
Theory of the Alternating Gradient Synchrotron
Annals of Physics, Band 3, Nummer 1, 1958, Seiten 1-48
- [9] **Zentrum für Synchrotronstrahlung (DELTA)**
Homepage
<http://www.delta.tu-dortmund.de>

- [10] **L. Duda**
Untersuchungen zur elektronischen und atomaren Struktur von SiC-Oberflächen
Dissertation, Fachbereich Physik, Universität Dortmund, Januar 2000
- [11] **Emerson Electric Co.**
Homepage
<http://www.emersonembeddedcomputing.com>
- [12] **esd electronic system design gmbh**
Homepage
<http://www.esd-electronics.com>
- [13] **R. Feynman**
Vorlesungen über Physik II: Elektromagnetismus und Struktur der Materie
Oldenbourg Wissenschaftsverlag, 2001
- [14] **Fluke Corporation**
Homepage
<http://www.fluke.de>
- [15] **M. Grewe**
Dokumentation integraler Magnetvermessungen einiger DELTA-Magnete
Interner Bericht, Fachbereich Physik, Universität Dortmund, Februar 2005
- [16] **M. Grewe**
i2k Version 3.53
Quelltext, Fachbereich Physik, Universität Dortmund, September 2003
- [17] **M. Grewe**
SVD-basierte Orbitkorrektur am Speicherring DELTA
Dissertation, Fachbereich Physik, Universität Dortmund, Januar 2005
- [18] **P. Hartmann, J. Fürsch, D. Schirmer, T. Weis, K. Wille**
Experience with Libera Beam Position Monitors at DELTA
European Workshop on Beam Diagnostics and Instrumentation for Particle Accelerators (DIPAC), 2007, Seiten 111-113
- [19] **P. Hartmann**
Private Korrespondenz
Fakultät Physik, Technische Universität Dortmund, 2009
- [20] **R. Heine**
Untersuchung der Wechselwirkung intensiver Elektronenstrahlen mit höheren Resonanzmoden an Delta
Dissertation, Fachbereich Physik, Universität Dortmund, Oktober 2006

- [21] **R. Heisterhagen**
Entwicklung eines neuartigen Emittanzmonitors mit elektrostatischen Elektroden
Dissertation, Fachbereich Physik, Universität Dortmund, August 1993
- [22] **F. Hinterberger**
Physik der Teilchenbeschleuniger und Ionenoptik
Springer-Verlag, 2008
- [23] **B. Hippert, N. Marquardt**
The DELTA Vacuum System
European Particle Accelerator Conference (EPAC), Juni 1996, Seiten 364-366
- [24] **H. Huck**
Optimierung des Free Electron Lasers am Speicherring Delta im Multibunch-Mode
Diplomarbeit, Fachbereich Physik, Universität Dortmund, Februar 2003
- [25] **H. Ingensand**
Einführung in die Geodätische Messtechnik
Vorlesungsskript, Institut für Geodäsie und Photogrammetrie, Eidgenössische Technische Hochschule Zürich, 2004
- [26] **Instrumentation Technologies d.d.**
Homepage
<http://www.i-tech.si>
- [27] **Intel Corporation**
Homepage
<http://www.intel.com>
- [28] **F. Iselin**
The MAD Program (Methodical Accelerator Design) Version 8.19: Physical Methods Manual
European Organization for Nuclear Research (CERN), 1994
- [29] **A. Jankowiak**
Kalibration der DELTA-Strahllagemonitore
Diplomarbeit, Fachbereich Physik, Universität Dortmund, März 1994
- [30] **A. Jankowiak**
Strahldiagnose und Closed-Orbit-Charakterisierung mit HF-Strahllagemonitoren am Beispiel der Synchrotronstrahlungsquelle DELTA
Dissertation, Fachbereich Physik, Universität Dortmund, November 1999

- [31] **A. Koch, T. Noll, C. Fölting, T. Schlüter**
Messgenauigkeit der induktiven Wegaufnehmer bei DELTA unter Berücksichtigung verschiedener Einflussfaktoren
Projektarbeit, Fakultät Physik, Technische Universität Dortmund, Januar 2009
- [32] **O. Kopitetzki, D. Schirmer, G. Schmidt, K. Wille**
Beam Based Alignment of Quadrupole Triplets by Use of MATLAB Based Modeling
European Particle Accelerator Conference (EPAC), Juni 2008, Seiten 1341-1343
- [33] **O. Kopitetzki**
Messung aller Response-Vektoren und Vergleich mit der MATLAB-Simulation
Interner Bericht, Fakultät Physik, Technische Universität Dortmund, Juni 2009
- [34] **O. Kopitetzki**
Vermessung und Modellierung der Optik des Speicherrings Delta
Diplomarbeit, Fachbereich Physik, Universität Dortmund, Juli 2005
- [35] **M. Kraimer, J. Anderson, A. Johnson, E. Norum, J. Hill, R. Lange**
EPICS: Input / Output Controller Application Developer's Guide, Release 3.14.7
Advanced Photon Source (APS), Argonne National Laboratory, 2004
- [36] **F. Löffler**
Evolution of the Accelerator Alignment Methods at DESY over the past thirty years
International Workshop on Accelerator Alignment (IWAA), Oktober 1997
- [37] **The MathWorks, Inc.**
Homepage
<http://www.mathworks.de>
- [38] **A. Mooser**
Optik geladener Teilchen in elektrischen und magnetischen Feldern
Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg Universität Mainz, Oktober 2006
- [39] **G. Morpurgo, J. Klem**
A Method to Measure the Beta-Beating in a 90 Degrees Phase Advance Lattice
European Particle Accelerator Conference (EPAC), Juni 2000, Seiten 1792-1794
- [40] **Motorola, Inc.**
Homepage
<http://www.motorola.com>
- [41] **J. Murphy**
Synchrotron Light Source Data Book
National Synchrotron Light Source (NSLS), Brookhaven National Laboratory, 1993

- [42] **MySQL AB / Sun Microsystems, Inc.**
Homepage
<http://www.mysql.de>
- [43] **M. Negrazus, A. Peters**
SAW - A Superconducting Asymmetric Multipole Wiggler at the DELTA Storage Ring
European Particle Accelerator Conference (EPAC), Juni 1996
- [44] **D. Nölle, F. Brinker, M. Negrazus, D. Schirmer, K. Wille**
A New Storage-Ring FEL Facility at the University of Dortmund
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Band 296, 1990, Seite 263
- [45] **G. Portmann, J. Corbett, A. Terebilo**
An Accelerator Control Middle Layer Using MATLAB
Particle Accelerator Conference (PAC), 2005, Seiten 4009-4011
- [46] **J. Prenting**
Anforderungen an die Justiergenauigkeit von Teilchenbeschleunigern
Deutsches Elektronen-Synchrotron (DESY)
- [47] **K. Reimann**
Korrekturnetzgeräte HERA e^- Ring
Deutsches Elektronen-Synchrotron (DESY), Juni 1992
- [48] **H. Quick**
First Laser Operation of FELICITA I in the Visible
Dissertation, Fachbereich Physik, Universität Dortmund, Oktober 1999
- [49] **H. Rast**
noch nicht veröffentlicht
Diplomarbeit, Fakultät Physik, Technische Universität Dortmund, 2010
- [50] **T. Roy**
Optimierung des DELTA-Speicherringes für den Betrieb des neuen supraleitenden Wigglermagneten
Diplomarbeit, Fachbereich Physik, Universität Dortmund, März 1999
- [51] **K. Saito**
SCRF Test Facilities Towards the ILC
European Particle Accelerator Conference (EPAC), Juni 2006, Seiten 5-9
- [52] **M. Sands**
The Physics of Electron Storage Rings
Stanford Linear Accelerator Center (SLAC), Stanford University, November 1970

- [53] **D. Schirmer**
Entwicklung von Strahloptiken für den Testspeicherring DELTA auf Basis der Triplett-Struktur
Diplomarbeit, Fachbereich Physik, Universität Dortmund, Dezember 1989
- [54] **D. Schirmer**
Entwurf und Auslegung eines supraleitenden, asymmetrischen Multipol-Wigglers zur Erzeugung intensiver Röntgenstrahlung mit variabler Polarisierung am 1.5 GeV Elektronenspeicherring DELTA
Dissertation, Fachbereich Physik, Universität Dortmund, Mai 1994
- [55] **D. Schirmer**
Private Korrespondenz
Fachbereich Physik, Universität Dortmund, 2005
- [56] **D. Schirmer, U. Berges, J. Friedl, A. Gasper, M. Grewe, P. Hartmann, R. Heine, H. Huck, G. Schmidt, C. Sternemann, M. Tolan, T. Weis, C. Westphal, K. Wille, N. Zebralla**
Status of the Synchrotron Light Source DELTA
European Particle Accelerator Conference (EPAC), Juli 2004, Seiten 2293-2295
- [57] **G. Schmidt**
Beam Dynamic Studies in Cycling and Storage Mode on the ESRF Fast Cycling Booster Synchrotron
Dissertation, Abteilung Physik, Universität Dortmund, Februar 1996
- [58] **G. Schmidt**
Position Sensors for Monitoring Accelerator Magnet Motion at DELTA
European Particle Accelerator Conference (EPAC), Juni 2002, Seiten 2658-2660
- [59] **G. Schmidt**
Private Korrespondenz
Fakultät Physik, Technische Universität Dortmund, 2009
- [60] **G. Schmidt**
Vakuumbau Juli bis Oktober 2003
Interner Bericht, Fachbereich Physik, Universität Dortmund, Oktober 2003
- [61] **T. Schmidt**
Aufbau des FEL Experiments FELICITA I im sichtbaren und ultravioletten Spektralbereich am Speicherring DELTA
Dissertation, Fachbereich Physik, Universität Dortmund, Juli 1997

- [62] **W. Schwarz**
Vermessungen im Sub-Millimeter-Bereich: Anwendungsbeispiele aus der Industrie- und Präzisionsvermessung, Teil 1
Mitteilungen des DVW Bayern e. V. Gesellschaft für Geodäsie, Geoinformation und Landmanagement, Band 4, 2006, Seiten 587-608
- [63] **J. Stolze**
Thermodynamik und Statistik
Vorlesungsskript, Fakultät Physik, Technische Universität Dortmund, Februar 2003
- [64] **T. Straumann**
labCA - An EPICS Channel Access Interface for scilab and matlab
Stanford Linear Accelerator Center (SLAC), Stanford University, May 2008
- [65] **Taylor Hobson Ltd / AMETEK, Inc.**
Homepage
<http://www.taylor-hobson.com>
- [66] **Tcl Developer Xchange**
Homepage
<http://www.tcl.tk>
- [67] **A. Terebilo**
Accelerator Toolbox for MATLAB
Stanford Linear Accelerator Center (SLAC), Stanford University, Mai 2001
- [68] **P. Towalski**
Private Korrespondenz
Fakultät Physik, Technische Universität Dortmund, 2009
- [69] **TWK-ELEKTRONIK GmbH**
Homepage
<http://www.twk.de>
- [70] **TWK-ELEKTRONIK GmbH**
Induktive Wegaufnehmer: Modellreihe IW 150
Datenblatt, Juli 2007
- [71] **W. Untersweg**
Prüfstand zur Messung mechanischer Größen
Diplomarbeit, Institut für Elektrische Meßtechnik und Meßsignalverarbeitung, Technische Universität Graz, Juli 1999

- [72] **T. Weis**
Einführung in die Beschleunigerphysik
Vorlesungsskript, Fakultät Physik, Technische Universität Dortmund, 2008
- [73] **T. Weis**
Kollektive Effekte intensiver Teilchenstrahlen
Vorlesungsskript, Fachbereich Physik, Universität Dortmund, 2003
- [74] **H. Wiedemann**
Particle Accelerator Physics I: Basic Principles and Linear Beam Dynamics
Springer-Verlag, 2003
- [75] **H. Wiedemann**
Particle Accelerator Physics II: Nonlinear and Higher-Order Beam Dynamics
Springer-Verlag, 2003
- [76] **Wikipedia**
Homepage
<http://de.wikipedia.org>
- [77] **Wikipedia**
Homepage
<http://en.wikipedia.org>
- [78] **K. Wille**
Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen
B. G. Teubner, 1992
- [79] **Wind River**
Homepage
<http://www.windriver.com>
- [80] **Otto Wolff Präzisionswiderstände**
- [81] **D. Zimoch**
Entwicklung von Strahldiagnosetools unter Berücksichtigung objektorientierter Ansätze
Diplomarbeit, Fachbereich Physik, Universität Dortmund, Juli 1996
- [82] **D. Zimoch**
Implementierung eines Orbitkorrektursystems an der Synchrotronstrahlungsquelle DELTA
Dissertation, Fachbereich Physik, Universität Dortmund, September 2002
- [83] **E. Zimoch**
Entwicklung und Einsatz eines intelligenten Agentensystems zur Optimierung der Injek-

tion in den Speicherring der Synchrotronstrahlungsquelle DELTA

Dissertation, Fachbereich Physik, Universität Dortmund, Dezember 2003

Danksagung

Mein Dank gilt allen, die mich bei der Vorbereitung und Erstellung dieser Dissertation unterstützt haben.

Ich danke Herrn Prof. Dr. Klaus Wille für die Vergabe des Themas und die Unterstützung meiner Forschung. Weiterhin danke ich Herrn Prof. Dr. Bernhard Spaan für die Begutachtung dieser Arbeit.

Besonderer Dank gilt Herrn Dr. Gerald Schmidt und Herrn Dr. Detlef Schirmer, die mir während dieser Zeit mit Rat und Tat zur Seite standen, für die Durchsicht dieser Arbeit sowie die hilfreichen Diskussionen. Dafür danke ich auch den Herren Dr. Peter Hartmann, Jochem Friedl und Helge Rast.

Besonders danke ich auch Herrn Dr. Ulf Berges für die Unterstützung bei der Verschiebung der Quadrupole sowie die Durchführung der geodätischen Vermessungen sowie Herrn Thomas Dybiona und Herrn Andreas Erpelding für die Unterstützung bei der Konstruktion und Fertigung der Haltearme und der Elektroniken für die Wegaufnehmer.

Weiterhin danke ich allen Mitarbeitern des Zentrums für Synchrotronstrahlung für ihre Hilfsbereitschaft und ihre fachlichen Anregungen.

Abschließender Dank gebührt natürlich meinen Eltern, deren Unterstützung mir dieses Studium ermöglichte.