



JOHANNES GUTENBERG  
UNIVERSITÄT MAINZ

DIPLOMARBEIT

# Strahlführungsdesign für MESA

Daniel Simon

Institut für Kernphysik  
Johannes Gutenberg-Universität Mainz

Diplomand: Daniel Simon  
Matrikelnummer: 2600229  
Fachbereich: Physik  
Erstgutachter: Prof. Dr. Kurt Aulenbacher  
Zweitgutachter: Prof. Dr. Josef Pochodzalla  
Abgabedatum: 08. Januar 2014

# Inhaltsverzeichnis

<b>I</b>	<b>Einführung</b>	<b>1</b>
1	Motivation	3
2	Mainz Energy-Recovering Superconducting Accelerator (MESA)	4
2.1	Designparameter . . . . .	6
<b>II</b>	<b>Grundlagen</b>	<b>7</b>
<b>3</b>	<b>Lineare Strahloptik</b>	<b>9</b>
3.1	Strahldynamik . . . . .	9
3.2	Transportmatrix . . . . .	10
3.2.1	Transportmatrizen verschiedener Elemente . . . . .	12
3.3	Phasenraumellipse, Emittanz und Betafunktion . . . . .	14
3.4	Betamatrix und Eigenellipse . . . . .	16
3.5	Dispersion . . . . .	17
3.5.1	Transversale Dispersion . . . . .	17
3.5.2	Longitudinale Dispersion . . . . .	17
3.6	Abbildende Systeme . . . . .	18
<b>4</b>	<b>Magnete</b>	<b>19</b>
4.1	Dipol . . . . .	19
4.1.1	Kantenwinkel . . . . .	21
4.1.2	Kühlung . . . . .	21
4.1.3	Bauform . . . . .	22
4.1.4	Dimensionierung . . . . .	22
4.2	Quadrupol . . . . .	25
<b>5</b>	<b>Strahlführung</b>	<b>27</b>
5.1	Double Bend Achromat . . . . .	27
5.2	Triple Bend Achromat . . . . .	28
5.3	FODO-Struktur . . . . .	29
5.4	MAD-X . . . . .	30

<b>III Strahlführung für MESA</b>	<b>33</b>
<b>6 Komponenten</b>	<b>35</b>
6.1 Injektor-Linac . . . . .	35
6.2 Kryomodul . . . . .	35
6.3 Injektions-/Extraktionsschikane . . . . .	36
6.4 Injektionsstrahlführung . . . . .	39
6.4.1 Umlenkbogen Injektion . . . . .	39
6.4.2 Dipole Injektionsstrahlführung . . . . .	42
6.5 Vertikale Strahlseparation . . . . .	44
6.6 Umlenkbögen und Weglängenkorrektur . . . . .	49
6.6.1 Weglängenkorrektur . . . . .	52
6.6.2 Dipol im Umlenkbogen . . . . .	54
6.7 Rückführungsbahn für einseitiges Lattice . . . . .	56
<b>7 Strahlführung MESA</b>	<b>58</b>
7.1 Überblick über horizontales bzw. vertikales Lattice . . . . .	58
7.2 Doppelseitiges Lattice mit externem Experiment . . . . .	60
7.2.1 Strahldynamik gesamt MESA . . . . .	64
7.3 Einseitiges Lattice mit externem Experiment . . . . .	66
7.4 Internes Experiment / Energy Recovery . . . . .	67
7.4.1 Strahlführung internes Experiment . . . . .	67
7.4.2 Strahldynamik Energy Recovery . . . . .	70
<b>8 Fazit und Ausblick</b>	<b>73</b>
<b>IV Anhang</b>	<b>75</b>
<b>A Strahlführung</b>	<b>77</b>
A.1 Quellcode für MAD-X . . . . .	77
A.1.1 Quellcode Strahlführung doppelseitiges Lattice . . . . .	77
A.2 Strahldynamik Diagramme . . . . .	85
<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>91</b>
<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>93</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>94</b>

# **Teil I**

## **Einführung**



# 1 Motivation

Mit dem sich abzeichnenden Ende des A4-Experiments am Mainzer Mikrotron (MAMI) stellt sich die Frage, wie eine sinnvolle Weiterverwendung der frei werdenden Experimentierhallen (siehe Abb. 2.2) aussehen könnte. Im Rahmen des Exzellenzclusters PRISMA<sup>1</sup> und dem Sonderforschungsbereich 1044 fiel die Entscheidung auf den multiturn-energierückgewinnenden supraleitenden Dauerstrich-Elektronenbeschleuniger MESA<sup>2</sup> (vgl. [Aulenbacher u. a., 2012]). Im Energiebereich bis 155 MeV bei Strahlstromstärken bis 10 mA soll der Beschleuniger primär zur genaueren Vermessung des Weinbergwinkels<sup>3</sup> dienen. Bisher wurde der Weinbergwinkel nur bei sehr hohen Energien am Large Electron-Positron Colider (LEP) und an dessen Nachfolger, dem Large Hadron Colider (LHC), mit hoher Präzision vermessen. Mit dem P2-Experiment (vgl. [Denig u. Vanderhaeghen, 2011]) soll an MESA eine ähnlich hohe Genauigkeit für den Weinbergwinkel im Niedrigenergiebereich erreicht werden. Zusätzlich soll MESA der Suche nach dem dunklen Photon dienen. Durch vorangegangene Experimente (z. B. A1-Experiment am MAMI [Merkel u. a., 2011]) konnten viele Energiebereiche für das dunkle Photon ausgeschlossen werden (vgl. [Molitor, 2012] und [Maas, 2013]). Allerdings bleibt im Bereich um 100 MeV eine Lücke, welche durch MESA geschlossen werden soll. Die Besonderheit bei diesem Beschleuniger ist die Energierückgewinnung in Verbindung mit einer Mehrfach-Rezirkulation. Die Energierückgewinnung wird benötigt, um den Energieverbrauch bei den hohen Strahlströmen in einem verträglichen Rahmen zu halten.

Ziel dieser Arbeit ist es, eine Strahlführung zu entwickeln, die einerseits die nötigen Umläufe zum Erreichen der Endenergie beinhaltet, andererseits aber gleichzeitig in den bestehenden Experimentierhallen untergebracht werden kann.

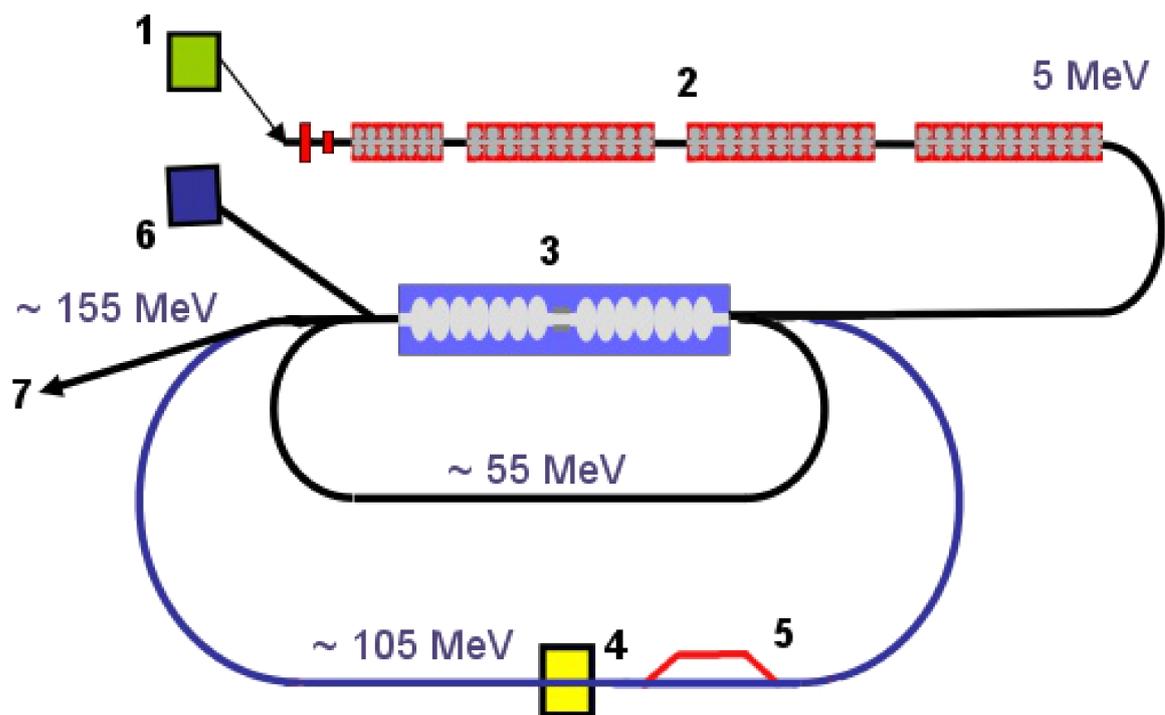
---

<sup>1</sup> Precision Physics, Fundamental Interactions and Structure of Matter

<sup>2</sup> Mainz Energy-Recovering Superconducting Accelerator

<sup>3</sup> Dieser wird auch als schwacher Mischungswinkel bezeichnet und gibt das Verhältnis von elektrischer Ladung zu schwacher Ladung an.

## 2 Mainz Energy-Recovering Superconducting Accelerator (MESA)



- 1: Elektronenquelle; 2: normalleitender Injektor-Linac;  
3: supraleitende Kavitäten; 4: pseudointernes Target; 5: Schikane;  
6: Beamdump für Energy Recovery; 7: zu weiteren Experimenten

Abbildung 2.1: Schematische Darstellung von MESA [Aulenbacher u. a., 2012]

MESA soll ein mehrfach rezirkulierender, energierückgewinnender supraleitender Dauerstrich-Beschleuniger werden. Dabei werden unter Verwendung einer Photokanone als Elektronenquelle [1<sup>1</sup>] in der ersten Ausbaustufe unpolarisierte Strahlströme bis 1 mA

<sup>1</sup> in Abbildung 2.1

und polarisierte Strahlströme bis  $150\ \mu\text{A}$  erreicht. In einer späteren Ausbaustufe soll die Stromstärke für unpolarisierte Strahlströme bis auf  $10\ \text{mA}$  erhöht werden. Die Energie des Teilchenstrahls nach der Elektronenkanone beträgt  $100\ \text{keV}$ . Zum Vergleich: die Elektronenkanonen an MAMI erzeugen unpolarisierte Strahlströme bis  $100\ \mu\text{A}$  und polarisierte Strahlströme bis  $20\ \mu\text{A}$  bei  $100\ \text{keV}$ . Dieser Strahl wird bei MESA durch ein Chopper-Buncher System aufbereitet, bevor er durch einen normalleitenden Linearbeschleuniger [2<sup>1</sup>] auf  $5\ \text{MeV}$  beschleunigt wird. Diese Systeme orientieren sich an dem MAMI-Design und werden zur Zeit für MESA weiterentwickelt<sup>2</sup>. Der Strahl wird dann in den Hauptbeschleuniger bestehend aus zwei Kryomodulen [3<sup>1</sup>] mit einem Energiehub von jeweils  $25\ \text{MeV}$  eingeschossen. Durch mehrere Rezirkulationen wird die Energie auf  $155\ \text{MeV}$  gebracht und an ein externes Experiment [7<sup>1</sup>] mit festem Target geführt, bevor der Strahl im Beamdump endet. Dieses Experiment wird mit Strahlströmen bis  $150\ \mu\text{A}$  durchgeführt. Die höheren Ströme werden zur Energieersparnis im energierückgewinnenden Betrieb erzeugt. Hierfür wird die Energie des Strahls auf  $105\ \text{MeV}$  gebracht und durch das pseudointernes Target (PIT) [4<sup>1</sup>] geleitet. Das PIT ist ein Gastarget, welches eine geringe Wechselwirkung mit dem Elektronenstrahl hat. Dadurch wird der Strahl nur wenig beeinflusst und kann zur Energierückgewinnung wieder zu den Kryomodulen geführt werden. Diese Rückführung muss so erfolgen, dass der Strahl die negative Halbwelle der Hochfrequenz trifft und dort abgebremst wird. Dies wird erreicht indem die Weglänge in der Strahlführung des internen Experiments um eine halbe Wellenlänge verlängert wird (z. B. durch eine Schikane [5<sup>1</sup>]). Der abgebremste Strahl wird dann mit  $5\ \text{MeV}$  in einem Beamdump [6<sup>1</sup>] vernichtet. Durch die niedrige Energie entstehen dabei trotz des hohen Strahlstroms nur geringe Aufaktivierungen.

---

<sup>1</sup> in Abbildung 2.1

<sup>2</sup> Das Choppersystem wird dabei auf  $1,3\ \text{GHz}$  angepasst vgl. [Bechthold, 2013].

## 2.1 Designparameter

Die vorgegebenen Designparameter für MESA beinhalten:

**Aufbau:** Der Beschleuniger soll sowohl ein ‚internes‘ Experiment im energierückgewinnenden Betrieb als auch ein ‚externes‘ Experiment bedienen.

**Energien:** intern 100 MeV und extern 155 MeV<sup>3</sup>

**Strahlstrom:** intern 10 mA (1 mA in der ersten Ausbaustufe) und extern 150  $\mu$ A

**Gap:** Die Dipole und die Quadrupole sollen ein Gap<sup>4</sup> von 5 cm haben.

**Energiehub:** zwei Kryomodule mit jeweils 25 MeV

**Platzbedarf:** Der Beschleuniger und die Experimente sollen in den Hallen Ex3 und Ex4 sowie im frei werdenden Teil des Strahlführungstunnels untergebracht werden (siehe Abb. 2.2).

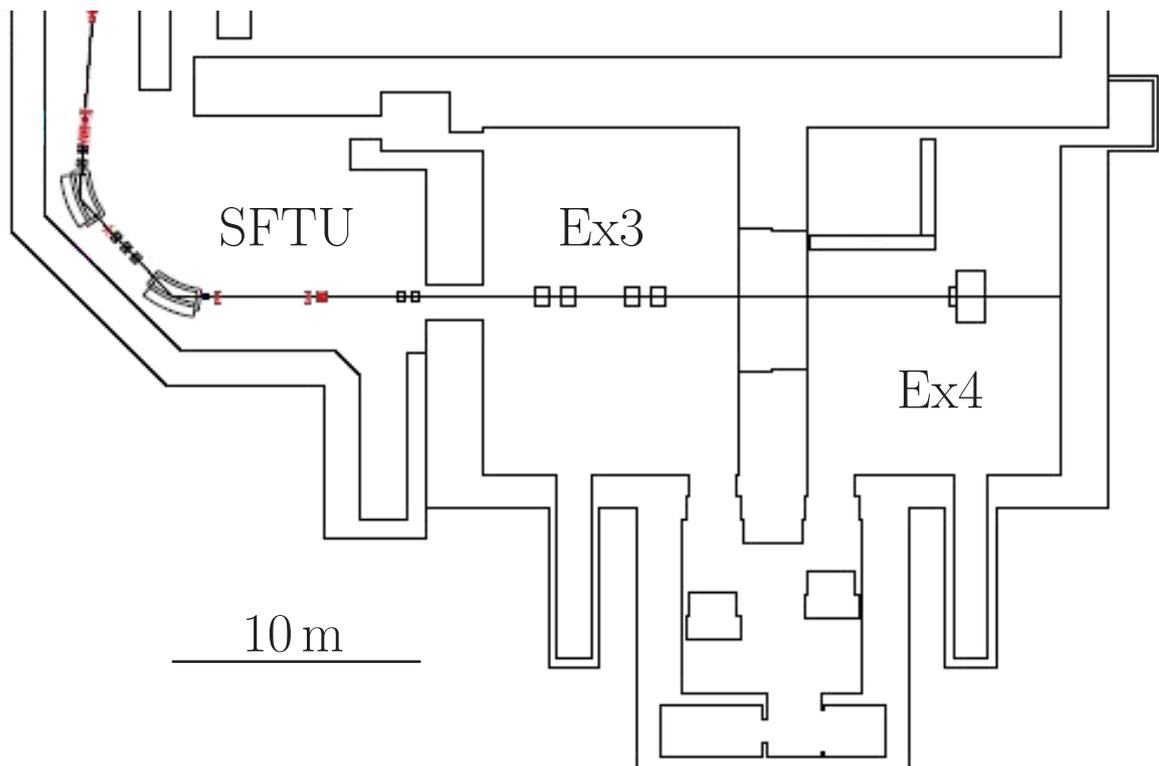


Abbildung 2.2: Hallenplan Strahlführungstunnel, Ex3 und Ex4 mit A4 Strahlführung

<sup>3</sup> Ursprünglich waren 205 MeV für das externe Experiment vorgesehen. Allerdings haben Simulationen gezeigt, dass für dieses Experiment 155 MeV ausreichend sind.

<sup>4</sup> Abstand zwischen den Polschuhen

# **Teil II**

## **Grundlagen**



# 3 Lineare Strahloptik

Die lineare Strahloptik bietet einen Formalismus zur Beschreibung der Bewegung geladener Teilchen durch ein Strahltransportsystem.

## 3.1 Strahldynamik

Zur Ablenkung und Fokussierung des Teilchenstrahls werden in Beschleunigern hauptsächlich Magnetfelder eingesetzt. Dies könnte auch durch elektrische Felder geschehen; die benötigten Feldstärken sind bei Magnetfeldern jedoch technisch wesentlich einfacher zu realisieren. Die Bewegung der Teilchen durch den Beschleuniger unterliegt der Lorentzkraft.

$$\vec{F}_L = q \cdot (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (3.1)$$

$\vec{F}_L$ : Lorentzkraft;  $q$ : Teilchenladung;  $\vec{E}$ : elektrische Feldstärke;  
 $\vec{v}$ : Teilchengeschwindigkeit;  $\vec{B}$ : magnetische Flussdichte

Zur Beschreibung der Relativbewegung der Teilchen zur Sollbahn wird ein mitbewegtes Koordinatensystem gewählt, bei dem die Koordinate  $s$  tangential entlang der Sollbahn liegt. Die horizontale Koordinate wird mit  $x$  und die vertikale Koordinate mit  $y$  oder  $z$  bezeichnet. Da sich das Koordinatensystem entlang der  $s$ -Koordinate bewegt, sind die Bezeichnungen horizontal und vertikal in Bezug auf das Laborsystem nicht eindeutig. Deshalb empfiehlt es sich, die Bezeichnung radial ( $x$ ) und axial ( $y$  bzw.  $z$ )<sup>1</sup> zu verwenden. In einem Magnetfeld senkrecht zur Flugbahn ist die Lorentzkraft<sup>2</sup> ( $F_L = e \cdot v_s \cdot B$ ) gleich der Zentrifugalkraft ( $F_Z = m \cdot v_s^2 \cdot \frac{1}{R}$ ). Mit  $p = m \cdot v_s$  folgt:

$$\frac{1}{R(x, y, s)} = \frac{e}{p} B_y(x, y, s) \quad (3.2)$$

<sup>1</sup> Die Angabe ist von Buch zu Buch unterschiedlich. Hier wird nur  $y$  verwendet.

<sup>2</sup> Für diese Arbeit wird sich auf die Ablenkung von Elektronen beschränkt.

Für die Bewegung in x-Richtung entwickelt man die Komponenten des Magnetfeldes mit Hilfe einer Multipolentwicklung:

$$\begin{aligned}
 \frac{e}{p} B_y(x) &= \frac{e}{p} B_{y,0} + \frac{e}{p} \frac{dB_y}{dx} x + \frac{1}{2!} \frac{e}{p} \frac{d^2 B_y}{dx^2} x^2 + \frac{1}{3!} \frac{e}{p} \frac{d^3 B_y}{dx^3} x^3 + \dots \\
 &= \frac{1}{R} + kx + \frac{1}{2!} mx^2 + \frac{1}{3!} ox^3 + \dots \quad (3.3) \\
 &\quad \text{Dipol} \quad \text{Quadrupol} \quad \text{Sextupol} \quad \text{Oktupol}
 \end{aligned}$$

Dabei entspricht der Dipol der Strahlableitung, der Quadrupol der Strahlfokussierung, der Sextupol der Kompensation der Chromatizität<sup>3</sup> und der Oktupol der Kompensation der Feldfehler (siehe [Wille, 1996, S. 52ff]).

## 3.2 Transportmatrix

Um die Bahn eines Teilchens durch den Beschleuniger zu beschreiben, ist es sinnvoll, die Bewegung relativ zum Idealfall zu betrachten. Analog zur Optik verwendet man in der Ionen- und Elektronenoptik eines Beschleunigers Matrizen, die den Einfluss einer Komponente (z.B. Quadrupol) auf den Strahl beschreiben. Die hier verwendeten Transportmatrizen entsprechen der Darstellung aus [Hinterberger, 2008, S. 123ff] und beruhen auf der Transport-Notation<sup>4</sup>. Zur vollständigen Beschreibung des Strahls werden die einzelnen Matrizen der Bauteile aufmultipliziert. Anschließend multipliziert man die erhaltene Systemmatrix auf einen Vektor, der die Position und Änderung der Strahlparameter beschreibt. Der resultierende Vektor enthält dann die Strahlparameter nach Durchlaufen des Systems:

$$\vec{X}(s) = M_n \dots M_2 \cdot M_1 \cdot \vec{X}(0) \quad (3.4)$$

<sup>3</sup> Chromatizität bezeichnet die Ablenkungsunterschiede aufgrund der Energieverteilung der Teilchen im Strahl.

<sup>4</sup> benannt nach TRANSPORT, einem Programm zur Berechnung von Strahlführungen [Brown, 1980]

Der Vektor  $\vec{X}(s)$  gibt die relative Abweichung des Teilchens von der Sollbahn an:

$$\vec{X}(s) = \begin{pmatrix} x(s) \\ x'(s) \\ y(s) \\ y'(s) \\ l(s) \\ \frac{\Delta p}{p} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \text{radiale Ortsabweichung} \\ \text{radiale Richtungsabweichung} \\ \text{axiale Ortsabweichung} \\ \text{axiale Richtungsabweichung} \\ \text{longitudinale Ortsabweichung} \\ \text{relative Impulsabweichung} \end{pmatrix} \quad (3.5)$$

Die Matrix  $M$  ist die allgemeine Form der Transportmatrix<sup>5</sup>. Bei magnetischer Mittelebenensymmetrie ist die Wirkung auf die radialen und axialen Anteile des Strahls entkoppelt und es gilt die reduzierte zweite Matrix:

$$M = \begin{pmatrix} R_{11} & R_{12} & R_{13} & R_{14} & R_{15} & R_{16} \\ R_{21} & R_{22} & R_{23} & R_{24} & R_{25} & R_{26} \\ R_{31} & R_{32} & R_{33} & R_{34} & R_{35} & R_{36} \\ R_{41} & R_{42} & R_{43} & R_{44} & R_{45} & R_{46} \\ R_{51} & R_{52} & R_{53} & R_{54} & R_{55} & R_{56} \\ R_{61} & R_{62} & R_{63} & R_{64} & R_{65} & R_{66} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} R_{11} & R_{12} & 0 & 0 & 0 & R_{16} \\ R_{21} & R_{22} & 0 & 0 & 0 & R_{26} \\ 0 & 0 & R_{33} & R_{34} & 0 & R_{36} \\ 0 & 0 & R_{43} & R_{44} & 0 & R_{46} \\ R_{51} & R_{52} & R_{53} & R_{54} & 1 & R_{56} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (3.6)$$

Die Einheiten der wichtigsten Matrixelemente sind:

$$\begin{aligned} [R_{11}] &= [R_{22}] = [R_{33}] = [R_{44}] = \frac{\text{mm}}{\text{mm}} = 1 \\ [R_{12}] &= [R_{34}] = \frac{\text{mm}}{\text{mrad}} = \text{m} \\ [R_{21}] &= [R_{43}] = \frac{\text{mrad}}{\text{mm}} = \text{m}^{-1} \\ [R_{16}] &= [R_{36}] = [R_{56}] = \frac{\text{mm}}{\text{‰}} = m \\ [R_{26}] &= [R_{46}] = \frac{\text{mrad}}{\text{‰}} = 1 \end{aligned}$$

Für einen achromatischen<sup>6</sup> Strahl sind die Matrixelemente  $R_{16} = R_{26} = R_{36} = R_{46} = 0$ , für einen isochronen<sup>7</sup> Strahl muss das Matrixelement  $R_{56} = 0$  sein.

<sup>5</sup> Auch Transfermatrix, Transformationsmatrix oder R-Matrix genannt.

<sup>6</sup> achromatisch: keine transversale Dispersion

<sup>7</sup> isochron: keine longitudinale Dispersion

### 3.2.1 Transportmatrizen verschiedener Elemente

Bei den folgenden Transportmatrizen handelt es sich um die radialen Versionen (Dipol lenkt radial ab und Quadrupol fokussiert radial und defokussiert axial). Für die axiale Version muss entweder die entsprechende Matrix durch eine Rotationsmatrix um  $90^\circ$  gedreht oder die Untermatrizen

$$\begin{pmatrix} R_{11} & R_{12} & R_{16} \\ R_{21} & R_{22} & R_{26} \\ R_{51} & R_{52} & R_{56} \end{pmatrix} \text{ und } \begin{pmatrix} R_{33} & R_{34} & R_{36} \\ R_{43} & R_{44} & R_{46} \\ R_{53} & R_{54} & R_{56} \end{pmatrix} \text{ müssen vertauscht werden.}$$

**Driftstrecke der Länge  $s$ :**

$$M_{\text{Drift}} = \begin{pmatrix} 1 & s & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & s & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & \frac{s}{\gamma^2} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (3.7)$$

Mit dem Lorentzfaktor:

$$\gamma = 1 + \frac{T}{m_0 \cdot c_0^2} = \frac{1}{\sqrt{1 - (\beta)^2}} \quad (3.8)$$

$T$ : kinetische Energie;  $m_0$ : Ruhemasse;  $c_0$ : Lichtgeschwindigkeit;  $\beta = \frac{v}{c_0}$

**Dipol der Länge  $s$  und dem Ablenkradius  $R$ :**

$$M_{\text{Dipol}} = \begin{pmatrix} \cos\left(\frac{s}{R}\right) & R \sin\left(\frac{s}{R}\right) & 0 & 0 & 0 & R\left(1 - \cos\left(\frac{s}{R}\right)\right) \\ -\frac{1}{R} \sin\left(\frac{s}{R}\right) & \cos\left(\frac{s}{R}\right) & 0 & 0 & 0 & \sin\left(\frac{s}{R}\right) \\ 0 & 0 & 1 & s & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ -\sin\left(\frac{s}{R}\right) & -R\left(1 - \cos\left(\frac{s}{R}\right)\right) & 0 & 0 & 1 & \frac{s}{\gamma^2} - R\left(\frac{s}{R} - \sin\left(\frac{s}{R}\right)\right) \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (3.9)$$

Die Matrix  $M_{\text{Dipol}}$  beschreibt einen einfachen Ablenk dipol ohne Randfeldeinflüsse und ohne Eintritts- bzw. Austrittskantenwinkel (siehe Abb. 4.3 Sektormagnet).



hindert wird. Ohne diese Abschirmung können unerwünschte magnetische Momente höherer Ordnung entstehen. ‚Rogowski‘ bezieht sich auf die Polschuhkante, die in Form eines Rogowski-Profiles gestaltet ist. Das heißt, dass der Übergang der Polschuhfläche zum Polschuhrand hyperbelförmig<sup>8</sup> ist. Hierdurch werden Sättigungseffekte des Eisens in der Polschuhkante verhindert.

**Radial fokussierender Quadrupol der Länge  $s$  und der Stärke  $k$ :**

$$M_{\text{Quadrupol}} = \begin{pmatrix} \cos(s\sqrt{k}) & \frac{\sin(s\sqrt{k})}{\sqrt{k}} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ -\sqrt{k} \sin(s\sqrt{k}) & \cos(s\sqrt{k}) & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cosh(s\sqrt{k}) & \frac{\sinh(s\sqrt{k})}{\sqrt{k}} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \sqrt{k} \sinh(s\sqrt{k}) & \cosh(s\sqrt{k}) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & \frac{s}{\gamma^2} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (3.12)$$

Diese Matrix entspricht dem radial fokussierenden Quadrupol<sup>9</sup>. Für den axial fokussierenden Quadrupol<sup>10</sup> werden die Untermatrizen  $\begin{pmatrix} R_{11} & R_{12} \\ R_{21} & R_{22} \end{pmatrix}$  und  $\begin{pmatrix} R_{33} & R_{34} \\ R_{43} & R_{44} \end{pmatrix}$  vertauscht. Zusätzlich gilt als Vorzeichenkonvention, dass positive Werte für  $k$  einen radial fokussierenden Quadrupol und negative Werte einen axial fokussierenden Quadrupol beschreiben.

Zur Vereinfachung und besseren Darstellung werden die Berechnungen der Matrizen mit Computerprogrammen wie z.B. TRANSPORT, MAD-X<sup>11</sup> oder ELEGANT<sup>12</sup> durchgeführt.

### 3.3 Phasenraumellipse, Emittanz und Betafunktion

Bisher wurde nur die Bahn einzelner Teilchen durch die Strahlführung betrachtet. Zur Beschreibung größerer Teilchenkonglomerate wird die Phasenraumellipse eingeführt. Sie umfasst die Position aller Teilchen im Phasenraum relativ zur Sollbahn. Die

<sup>8</sup> Meistens wird dies nur mit 2-3 Flächen angenähert.

<sup>9</sup> auch als QF bezeichnet

<sup>10</sup> auch als QD bezeichnet

<sup>11</sup> Methodical Accelerator Design [Grote, 2002]

<sup>12</sup> ELEctron Generation ANd Tracking [Borland, 2013]

Transformation der Phasenraumellipse durch das System erfolgt mittels des vorher eingeführten Matrixformalismus und beschreibt so die Bewegung der Teilchen durch das elektronenoptische System:

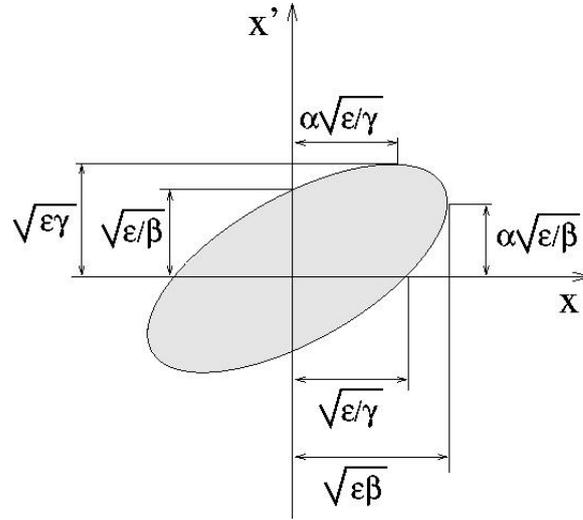


Abbildung 3.2: Phasenraumellipse

Die Phasenraumellipse wird mit der folgenden Gleichung beschrieben:

$$F = \pi \cdot \epsilon = \gamma(s) \cdot x^2(s) + 2 \cdot \alpha(s) \cdot x(s) \cdot x'(s) + \beta(s) \cdot x'^2(s) \quad (3.13)$$

Hierbei sind  $\alpha(s)$ ,  $\beta(s)$  und  $\gamma(s)$  optische Funktionen;  $F$  ist die Fläche der Phasenraumellipse. Die Darstellung der optischen Funktionen bei festem  $s$  nennt man auch Twiss-Parameter. Sie hängen wie folgt zusammen:  $\beta\gamma + \alpha^2 = 1$ . Die Fläche der Phasenraumellipse unterliegt dem Liouville'schen Satz, wenn die Teilchenbewegung kanonischen Bewegungsgleichungen genügt [Wille, 1996, S. 92]. In erster Ordnung kann dies angenommen und z. B. die Abstrahlung von Synchrotronstrahlung vernachlässigt werden. Dementsprechend ist die Fläche und damit die Emittanz  $\epsilon$  konstant. Dies gilt nicht bei Energieänderung des Strahls. Daher wird zur Vergleichbarkeit häufig die normalisierte Emittanz  $\epsilon_N$  verwendet:

$$\epsilon_N = \epsilon \cdot \beta \cdot \gamma \quad (3.14)$$

$\beta$  und  $\gamma$  sind hier nicht die optischen Funktionen, sondern die relativistischen Faktoren (siehe Gleichung (3.8) auf Seite 12). Daraus erkennt man, dass sich mit Erhöhung der Teilchenenergie die Emittanz und damit auch die Strahlausdehnung verkleinert. Diese Emittanzverringern wird manchmal Pseudodämpfung oder adiabatische Dämpfung

fung<sup>13</sup> genannt. Die Betafunktion ist die optische Funktion  $\beta(s)$  der Phasenraumellipse. Wie man in Abbildung 3.2 erkennt, hängt die Strahleinhüllende oder Enveloppe direkt von der Betafunktion und der Emittanz ab:

$$E(s) = \sqrt{\epsilon \cdot \beta(s)} \quad (3.15)$$

Hierbei beschreibt die Enveloppe  $E(s)$  den  $1\sigma$ -Radius des Strahls. Dies ist gerade beim Strahlführungsdesign wichtig, weil durch die Apertur der Strahlführungselemente die maximale Strahlausdehnung begrenzt wird.

### 3.4 Betamatrix und Eigenellipse

Zur Transformation der Betafunktion durch das ionenoptische oder elektronenoptische System wird die Betamatrix genutzt<sup>14</sup>(vgl. [Wille, 1996, S. 95]):

$$B(s) = \begin{pmatrix} \beta(s) & -\alpha(s) \\ -\alpha(s) & \gamma(s) \end{pmatrix} \quad (3.16)$$

Die Betamatrix  $B_0$  an Punkt  $s_0$  transformiert sich durch die zugehörige Transportmatrix  $M$  zur Betamatrix  $B_1$  an Punkt  $s_1$  entsprechend folgender Gleichung:

$$B_1 = M \cdot B_0 \cdot M^T \quad (3.17)$$

Unter der Bedingung  $B_1 = B_0$  ist die der Betamatrix zugrunde liegende Phasenraumellipse die Eigenellipse<sup>15</sup> dieser Transportmatrix. Das Anpassen der Strahlellipse an die Eigenellipse eines Systems nennt man ‚Matching‘. Ein angepasster Strahl wird von dem Transportsystem nicht verändert. Dies wird gerne bei periodischen Systemen (z. B. bei Kreisbeschleunigern) ausgenutzt. Bei ihnen werden die einzelnen Zellen mit der gleichen Eigenellipse konstruiert, so dass die Gesamtstruktur durch die Periodizität die gleiche Eigenellipse erhält.

<sup>13</sup> Dieser Begriff ist nicht eindeutig und wird z.B. auch bei Synchrotronschwingungen in einem anderen Zusammenhang verwendet. [Hinterberger, 2008, S. 346]

<sup>14</sup> Hier ist nur für den Eindimensionalen Fall die  $2 \times 2$ -Betamatrix angegeben. Diese muss gegebenenfalls auf  $4 \times 4$  bzw.  $6 \times 6$  erweitert werden.

<sup>15</sup> Sie wird auch Maschinenellipse genannt.

## 3.5 Dispersion

Mit Dispersion wird die durch die Energieabweichung verschiedener Teilchen hervorgerufene Ortsabweichung bezeichnet. Dies kann sowohl eine transversale als auch eine longitudinale Ortsabweichung sein.

### 3.5.1 Transversale Dispersion

Wegen der unterschiedlich starken Ablenkung von Teilchen verschiedener Energien im Magnetfeld entsteht beim Durchlaufen eines Dipols bei Teilchen mit Impulsabweichung eine Ortsabweichung. Diese ist an vielen Stellen des Beschleunigers unerwünscht, da sie zu einer Aufweitung des Strahls führt, und muss durch geeignete Maßnahmen kompensiert werden. Die entstehende Ortsabweichung wird mittels Quadrupolen angepasst, so dass beim Durchlaufen des nächsten Dipols die Dispersionen verschwinden. Einen transversal dispersionsfreien Strahl nennt man ‚achromatisch‘; eine Strahlführungsanordnung, die dispersionsfrei ist und bei der dementsprechend die Matrixelemente  $R_{16}$ ,  $R_{26}$ ,  $R_{36}$  und  $R_{46}$  gleich 0 sind, wird als ‚Achromat‘ bezeichnet. Hierbei ist  $R_{16}$  die radiale Ortsdispersion,  $R_{26}$  die radiale Winkeldispersion,  $R_{36}$  die axiale Ortsdispersion und  $R_{46}$  die axiale Winkeldispersion.

### 3.5.2 Longitudinale Dispersion

Des Weiteren entstehen bei Teilchen mit Impulsabweichung unterschiedliche Weglängen durch einen Dipol und damit longitudinale Dispersionen. Sie werden in der Transportmatrix durch das Matrixelement  $R_{56}$  repräsentiert. Wie man an den Transportmatrizen sieht, tragen bei hochenergetischen Teilchen eigentlich nur Dipole zur longitudinalen Dispersion bei (die longitudinale  $2 \times 2$ -Untermatrix wird in diesem Fall bei den Nicht-Dipolen zur Einheitsmatrix). Zur Kompensation der longitudinalen Dispersion muss ein Dipol mit entgegengesetzter transversaler Dispersion durchlaufen werden. Man bezeichnet einen Strahl ohne longitudinale Dispersion als Isochron.

### 3.6 Abbildende Systeme

Wenn eine oder mehrere Bedingungen aus Tabelle 3.1 erfüllt sind, ist das System abbildend. Besonders hervorzuheben sind hierbei teleskopische Systeme, bei denen sowohl

Tabelle 3.1: Abbildungsbedingungen [Hinterberger, 2008, S. 126]

Abbildung	radial	axial
Punkt-zu-Punkt	$R_{12} = (x x') = 0$	$R_{34} = (y y') = 0$
Punkt-zu-Parallel	$R_{22} = (x' x') = 0$	$R_{44} = (y' y') = 0$
Parallel-zu-Punkt	$R_{11} = (x x) = 0$	$R_{33} = (y y) = 0$
Parallel-zu-Parallel	$R_{21} = (x' x) = 0$	$R_{43} = (y' y) = 0$
Ortsdispersionsfrei	$R_{16} = (x \frac{\Delta p}{p}) = 0$	$R_{36} = (y \frac{\Delta p}{p}) = 0$
Winkeldispersionsfrei	$R_{26} = (x' \frac{\Delta p}{p}) = 0$	$R_{46} = (y' \frac{\Delta p}{p}) = 0$

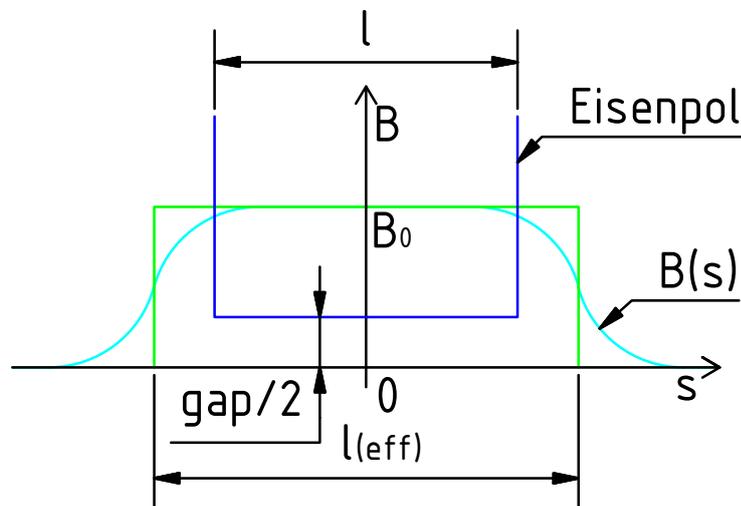
die Punkt-zu-Punkt-Abbildung als auch die Parallel-zu-Parallel-Abbildung erfüllt ist. Wenn die  $2 \times 2$ -Untermatrix für den radialen oder axialen Anteil die Einheitsmatrix bildet, nennt man das abbildende System (+I)-Teleskop. Wenn das abbildende System die negative Einheitsmatrix bildet, nennt man es (-I)-Teleskop. Zwei (-I)-Teleskope können zu einem (+I)-Teleskop kombiniert werden. Bei doppelteleskopischen Systemen bilden sowohl der radiale als auch der axiale Anteil jeweils ein teleskopisches System.

# 4 Magnete

Wie schon in Kapitel 3.1 erwähnt, werden zur Ablenkung und Fokussierung des Teilchenstrahls hauptsächlich Magnetfelder eingesetzt. Dieses Kapitel befasst sich mit der technischen Umsetzung zur Erzeugung dieser Magnetfelder.

## 4.1 Dipol

Der Dipol dient zur Ablenkung des Teilchenstrahls. Durch eine elektrische Spule<sup>1</sup> wird ein Magnetfeld erzeugt welches den Strahl auf eine Kreisbahn zwingt. Neben den strahloptischen Eigenschaften des Dipols ist insbesondere seine räumliche Ausdehnung für die Entwicklung eines Strahlführungsdesigns von Belang, da diese einen Großteil



$B(s)$ : reales Magnetfeld,  $l(\text{eff})$ : idealisierter Feldbereich,  $l$ : Polschuhlänge

Abbildung 4.1: Darstellung des Magnetfeldes und dessen Abfall entlang der Strahlbahn an einem Dipol [Schnell, 1973, S. 184]

<sup>1</sup> Es gibt auch Dipole mit Permanentmagneten, aber diese werden im Beschleunigerbau nur selten eingesetzt.

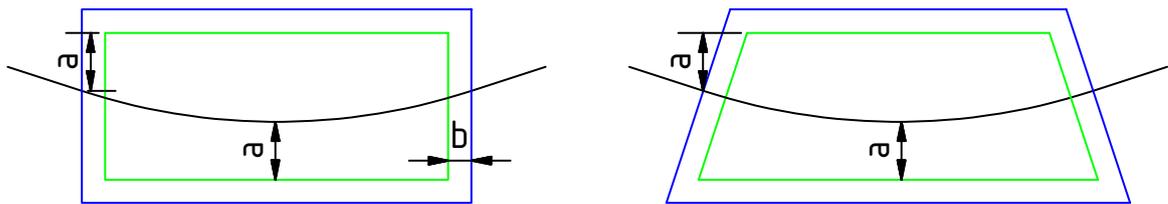
## 4 Magnete

der Rahmenbedingungen wie z. B. Form und Größe der Strahlseparation festlegt. Vor allem der Ablenkradius, der Ablenkwinkel, das Gap und die Stärke des dafür benötigten Magnetfeldes bestimmen die Größe des Dipols. Aus Gleichung (3.3) ergibt sich für das benötigte Magnetfeld:

$$B = \frac{p}{e \cdot R} \quad (4.1)$$

$B$ : magnetische Flussdichte;  $p$ : Teilchenimpuls;  $e$ : Elementarladung;  $R$ : Ablenkradius

In der Praxis haben sich nach [Kaiser, 2013] für eine erste Größenabschätzung einige Faustformeln als hilfreich herausgestellt. Für die zusätzliche Länge des nutzbaren Magnetfeldes über den Polschuhrand hinaus<sup>2</sup>, so wie in Abbildung 4.1 gezeigt, ergibt sich dabei ein Wert von  $0,6 \cdot gap$ . Um die nötige Homogenität des Magnetfeldes in der Sollbahn zu gewährleisten, darf der Abstand der Sollbahn zum Polschuhrand von  $1,5 \cdot gap$  nicht unterschritten werden (siehe Abb. 4.2). Auch dies ist allerdings nur eine Abschätzung; die nötigen realen Abstände und Feldverläufe müssen durch Simulationen bestimmt werden.



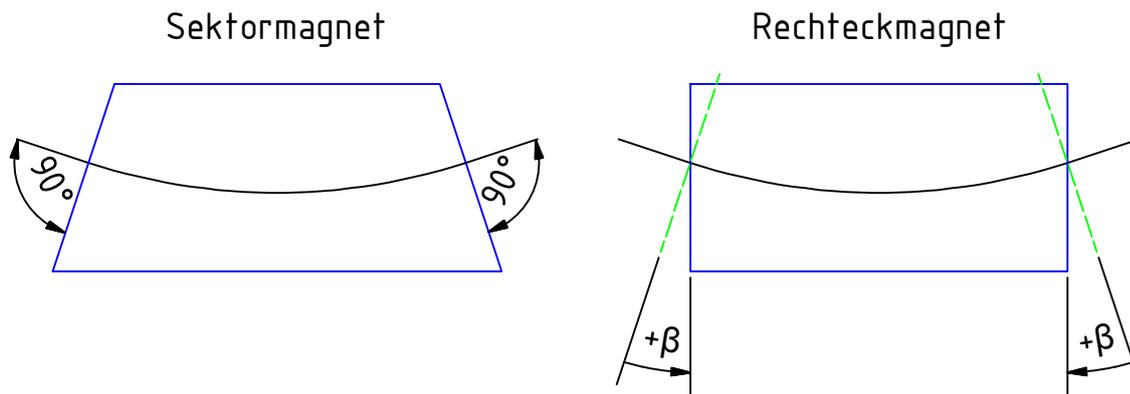
$$a = 1,5 \cdot gap \quad b = 0,6 \cdot gap$$

schwarz: Strahlbahnen, grün: Polschuhe, blau: Magnetfeld

Abbildung 4.2: Polschuhfläche mit idealisiertem Magnetfeld

<sup>2</sup>  $0,56 \cdot gap$  nach [Schnell, 1973, S. 184] (siehe Abb. 4.1). Für eine erste Abschätzung sind beide Formeln ausreichend. Da der Wert bei realen Dipolen eine hohe Streuung aufweist, kann er erst mit einer Messung oder einer Simulation genauer bestimmt werden.

### 4.1.1 Kantenwinkel



schwarz: Strahlbahnen, blau: Magnetfeld, grün: Senkrechte zur Strahlbahn

Abbildung 4.3: Kantenwinkel [Wille, 1996, S. 80]

Der Ein- und Austrittswinkel durch das Magnetfeld wird als Kantenwinkel bezeichnet. Während er bei einem Sektor magneten  $\beta = 0^\circ$  beträgt, weist er z.B. bei einem Rechteck magneten gerade den halben Ablenkwinkel auf. Durch den Kantenwinkel wird eine Kantenfokussierung hervorgerufen, die gezielt für die Strahloptik herangezogen werden kann. Als Vorzeichenkonvention gilt, dass der Übergang von einem Sektor magneten zu einem Rechteck magneten in einem positiven Drehwinkel resultiert (siehe Abb. 4.3).

### 4.1.2 Kühlung

Durch die Wärmeentwicklung in der Spule muss diese gekühlt werden. Bei kleinen Verlustleistungen und großer Oberfläche der Spule kann dies luftgekühlt in Form von Konvektion oder durch einen Lüfter erfolgen. Bei größeren Verlustleistungen muss mit Hilfe einer Kühlflüssigkeit, zumeist Wasser, die Kühlung der Spule erreicht werden. Hierbei unterscheidet man indirekt und direkt gekühlte Spulen. Bei indirekt gekühlten Spulen bestehen diese meist aus einem Massivdraht mit Lack als Isolation, der auf einen Kupferrahmen gewickelt ist. An diesen Rahmen sind Wasserleitungen angelötet, die die Verlustwärme abführen. Diese Form wird meist bei mittleren Verlustleistungen verwendet. Für hohe Verlustleistungen (bis zu einer maximalen Stromdichte von ca.  $10 \text{ A/mm}^2$ ) verwendet man die direkte Kühlung. Hierbei bestehen die Spulenwicklungen aus einem Kupferprofil mit einer Bohrung in der Mitte. Durch diese Bohrung fließt die Kühlflüssigkeit und kann so direkt die entstehende Wärme abführen. Die direkte

Kühlung kann allerdings nur für große Verlustleistungen verwendet werden, da durch die niedrigere Windungszahl bei einer Dimensionierung für kleine Verlustleistungen hohe Ströme bei relativ kleinen Spannungen benötigt werden (z. B. Spannungen kleiner 2 V für Ströme größer 20 A).

### 4.1.3 Bauform

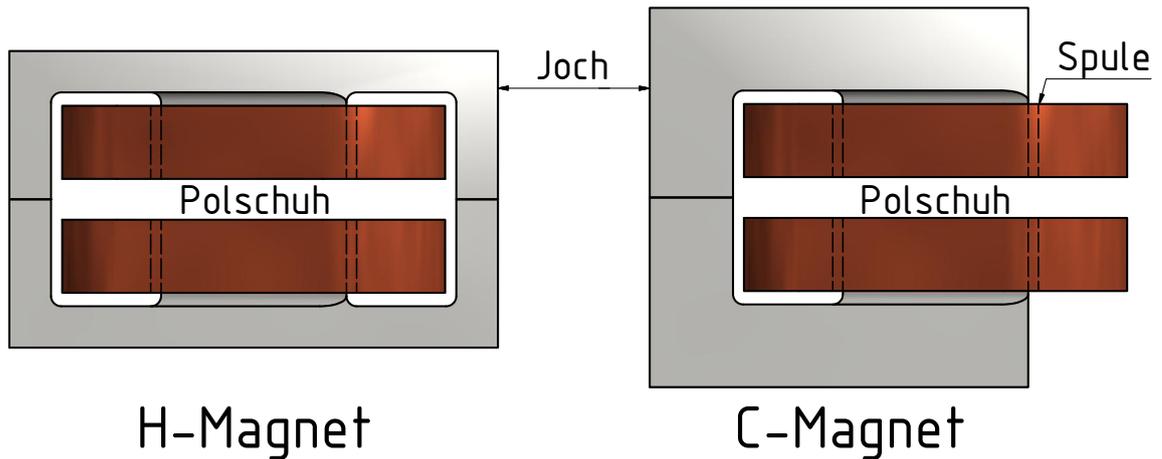


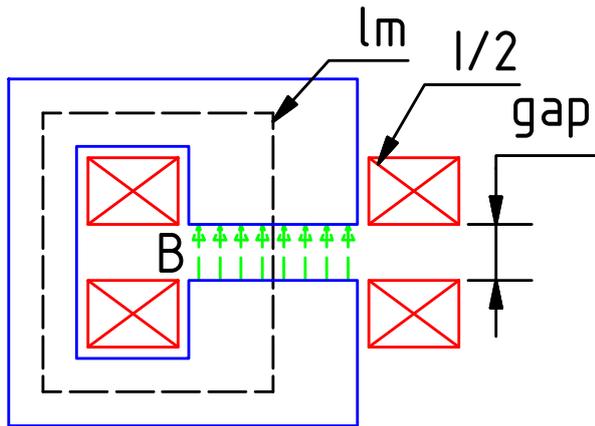
Abbildung 4.4: Dipolformen

Des Weiteren spielt die Bauform eine große Rolle, da sie die räumliche Ausdehnung bestimmt. Häufig werden H-Magnete und C-Magnete verwendet, wobei die Form des Eisenjochs<sup>3</sup> als Namensgeber dient. Das Eisenjoch muss dick genug gestaltet sein, damit es beim benötigten Magnetfeld nicht in Sättigung geht und zu einer Verzerrung des Magnetfeldes führt. Die Abbildung 4.4 zeigt für gleiche Polfläche, wie sich die Größe bei den beiden Bauformen unterscheidet.

### 4.1.4 Dimensionierung

Für die Dimensionierung eines Dipols sind vor allem der Ablenkradius ( $R$ ) und der Ablenkwinkel ( $\phi$ ) ausschlaggebend. Aus dem Teilchenimpuls ( $p$ ) ergibt sich durch die Fliehkraft und die Lorentzkraft die benötigte magnetische Flussdichte ( $B = \frac{p}{q \cdot R}$ ) für den Dipol (vgl. Kapitel 3.1). Aus der Flussdichte und dem Polschuhabstand wird der benötigte Spulenstrom bestimmt.

<sup>3</sup> Bei einem C-Magnet bildet das Joch die Form eines C's, bei einem H-Magnet hat die innere Aussparung im Joch die Form eines H's.



$$I_{\text{wind}} = \frac{B}{\mu_0} \cdot \left( \text{gap} + \frac{l_m}{\mu_r} \right) \quad (4.2)$$

$I_{\text{wind}}$ : Gesamtstrom der Spule<sup>4</sup>

$\mu_0$ : magnetische Feldkonstante

$\mu_r$ : relative Permeabilität

$\text{gap}$ : Polschuhabstand

$l_m$ : mittlere Feldlinienlänge im Eisen

Abbildung 4.5: Schema eines Dipols

Da die relative Permeabilität des Eisens sehr groß ist (ca.  $10^2$ - $10^5$  beim Eisenjoch eines Dipols) und die mittlere Feldlinienlänge bei einem normalen Dipol-Design nicht besonders groß ist, trägt der zweite Term für praktische Belange der Spulendimensionierung kaum bei ( $l_m \approx 1 \text{ m}$ ;  $\mu_r > 100$ ;  $\frac{l_m}{\mu_r} \ll \text{gap}$ ). Dies gilt aber nur im ungesättigtem Eisen. Bei magnetischer Sättigung des Eisens sinkt die relative Permeabilität bis auf  $\mu_r = 1$  ab. Der dem magnetischen Fluss entgegengesetzte Widerstand wird analog zum elektrischen Widerstand auch als magnetischer Widerstand bezeichnet. Zur Spulendimensionierung wird wegen der nicht allzu großen magnetischen Flussdichten nur der erste Term genutzt und es werden 20% auf den Gesamtstrom als Reserve aufgeschlagen:

$$I_{\text{wind}} = 1,2 \cdot \frac{B}{\mu_0} \cdot \text{gap} \quad (4.3)$$

Für die Leistung der Spule ergibt sich:

$$P_{\text{Spule}} = U_{\text{Spule}} \cdot I_{\text{Spule}} = I_{\text{Spule}}^2 \cdot R_{\text{Spule}} = I_{\text{Spule}}^2 \cdot \rho \cdot \frac{l_{\text{Leiter}}}{A_{\text{Leiter}}} \quad (4.4)$$

$P_{\text{Spule}}$ : Wirkleistung der Spule;  $U_{\text{Spule}}$ : Spulenspannung;  $I_{\text{Spule}}$ : Spulenstrom;

$R_{\text{Spule}}$ : Spulenwiderstand;  $\rho$ : spezifischer Widerstand;  $l_{\text{Leiter}}$ : Leitungslänge;

$A_{\text{Leiter}}$ : Leitungsquerschnitt

<sup>4</sup> Die Einheit wird hierbei auch als Amperewindungen bezeichnet.

Unter Berücksichtigung des Spulenfüllfaktors<sup>5</sup> und der mittleren Leitungslänge kann mit der Gleichung (4.4) die Leistung auch ohne genaue Kenntnis der Windungsanzahl<sup>6</sup> über den Gesamtspulenstrom berechnet werden:

$$P_{\text{Spule}} = I_{\text{wind}}^2 \cdot \rho \cdot \frac{l_{\text{wind}}}{k_c \cdot A_{\text{Spule}}} \quad (4.5)$$

$l_{\text{wind}}$ : mittlere Leitungslänge in der Spule;  $k_c$ : Spulenfüllfaktor;

$A_{\text{Spule}}$ : Gesamtquerschnitt der Spule

Aus einfachen geometrischen Betrachtungen unter Berücksichtigung der in Kapitel 4.1 erwähnten Ausdehnung des Magnetfeldes ergeben sich die Breite und die Länge des Polschuhs (siehe Abb. 4.2). Die Dicke des Eisenjochs muss so gewählt werden, dass die mittlere magnetische Flussdichte im Joch 1,3 T nicht überschreitet<sup>7</sup>. Dies wird erreicht, indem die Querschnittsfläche des Jochs mit der wirksamen Magnetfeldfläche im Polschuh (siehe Abb. 4.1) ins Verhältnis der entsprechenden Flussdichten gesetzt wird<sup>8</sup>. Diese Berechnungen beruhen auf Formeln und Abschätzungen aus [Schnell, 1973] und aus [Kaiser, 2013]. Einige Abschätzungen sind weder genau noch gelten sie bei allen Dipolformen. Dementsprechend müssen für genaue Ergebnisse und Feldverläufe die Dipole mit einem 3D-Simulationsprogramm wie TOSCA<sup>9</sup> oder CST<sup>10</sup> berechnet werden. Dies ist aber für diese Arbeit nicht nötig und für eine erste Größen- und Verbrauchsabschätzung erhält man durchaus brauchbare Werte.

<sup>5</sup> Der Spulen- oder auch Kupferfüllfaktor gibt das Verhältnis des Querschnitts vom leitenden Spulenmaterial zum Querschnitt der gesamten Spule inklusive nichtleitenden Spulenanteilen (Isolation, Bohrung zur Kühlung und Lücken in der Wicklung) an.

<sup>6</sup> Allerdings ist je nach Wicklungsart und Leitungsmaterial der Spulenfüllfaktor stark von der Windungsanzahl abhängig.

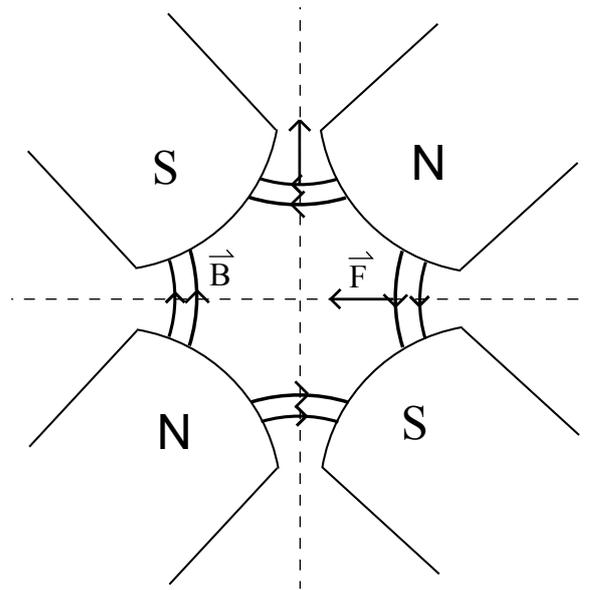
<sup>7</sup> Bei 1,3 T sind die Streufelder und der magnetische Widerstand noch nicht so groß. Für höhere Flussdichten muss der Feldverlauf simuliert werden [Kaiser, 2013].

<sup>8</sup> Je weiter man sich von einem rechteckigen Design entfernt, umso ungenauer wird die Abschätzung, da sich der magnetische Widerstand für die einzelnen Feldlinienverläufe stärker unterscheidet.

<sup>9</sup> Ein Simulationsmodul für statische Magnetfelder in OPERA-3D

<sup>10</sup> Computer Simulation Technology: Ein Simulationsprogramm für elektromagnetische Felder

## 4.2 Quadrupol



Kraft  $\vec{F}$  für Elektronenstrahl in Blattebene hinein.

Abbildung 4.6: Quadrupol Feldverlauf

Ein Quadrupol besteht aus vier Polen mit hyperbelförmigen Polschuhen (vgl. Abb. 4.6). Der Quadrupol dient als fokussierendes Element. Während er in der einen Ebene fokussiert, defokussiert er in der dazu senkrecht stehenden Ebene. Durch die nahe Anordnung von fokussierenden und defokussierenden Elementen kann eine Fokussierung in beiden Ebenen erreicht werden. Die in Kapitel 3.1 auf Seite 14 erwähnte Quadrupolstärke  $k$  gibt die Stärke der Fokussierung an. Die Fokussierung des Quadrupols ist abhängig von der Energie des Teilchenstrahls. Aus Gleichung (3.3) ergibt sich mit dem Quadrupolgradient  $g = \frac{dB_y}{dx}$  für die Quadrupolstärke:

$$k = \frac{e}{p} \frac{dB_y}{dx} = \frac{e}{p} \cdot g \quad (4.6)$$

$k$ : Quadrupolstärke;  $e$ : Elementarladung;  $p$ : Teilchenimpuls;  $g$ : Quadrupolgradient

Hier wurde zur Umrechnung in MAD-X folgende Formel verwendet (vgl. [Preisner, 2007, S. 31]):

$$k/m^{-2} = 0.2998 \cdot \frac{g/Tm^{-1}}{p/GeV c^{-1}} \quad (4.7)$$

## 4 Magnete

Bei der Strahlführung dieser Arbeit liegen die benötigten Quadrupolgradienten unter  $8 \frac{T}{m}$  und sind ohne Weiteres technisch realisierbar. Für die Simulationen wurden Quadrupole mit einer Länge von 200 mm angenommen. Dies entspricht der Größe von Quadrupolen mit entsprechendem Gradienten bei MAMI (siehe Abb. 4.7).



Polschuhlänge: 18 cm; Durchmesser: 20 cm; Gradient<sup>11</sup>: 7 T/m; Appertur<sup>11</sup>: 40 mm

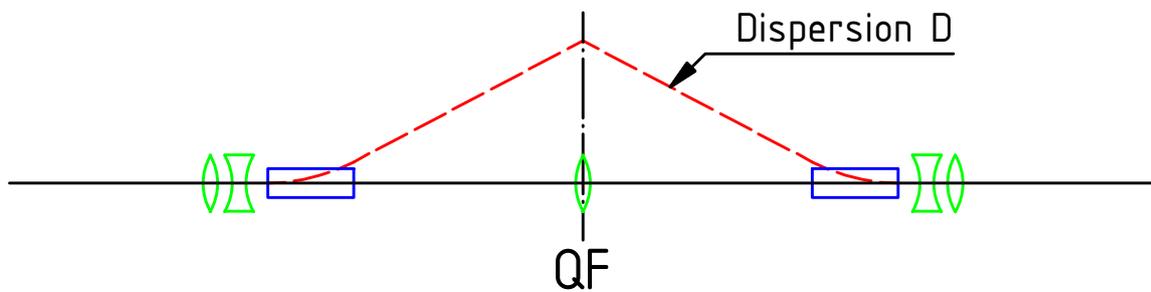
Abbildung 4.7: MAMI-Quadrupol

<sup>11</sup> Die Quadrupoldaten beziehen sich auf den ursprünglichen Quadrupol. Bei dem im Bild gezeigten Quadrupol wurden die Polschuhe ausgetauscht (Appertur: 28 mm)

# 5 Strahlführung

In diesem Kapitel werden verschiedene Strahlführungsformen vorgestellt.

## 5.1 Double Bend Achromat



blau: Dipole, grün: Quadrupole, rot: Dispersion ( $R_{16}$ )

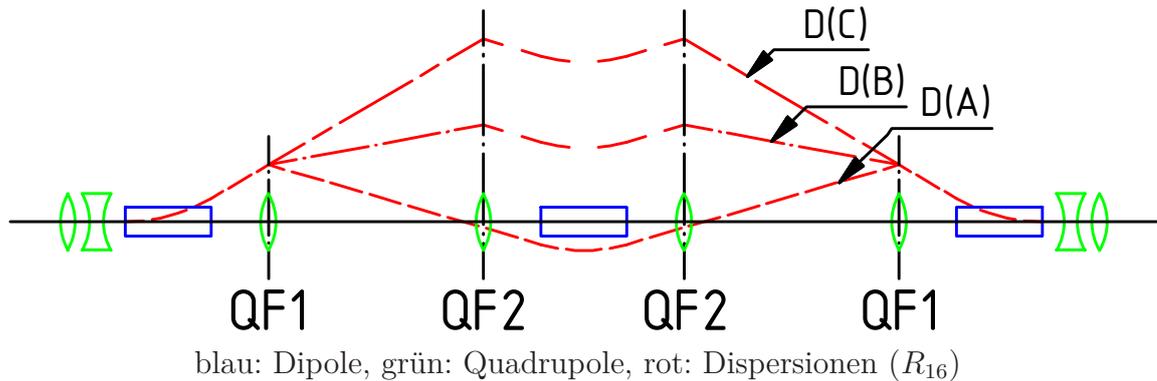
Abbildung 5.1: Double Bend Achromat [Jackson, 1987, S. 112]

Der Double Bend Achromat<sup>1</sup> besteht aus zwei Dipolen, zwischen denen sich ein Quadrupol (QF) zur Dispersionskompensation befindet. Für die transversale Fokussierung werden entweder Quadrupoldoublets oder Quadrupoltripletts an Anfang und Ende des Achromaten gesetzt. Alternativ kann der einzelne Quadrupol zwischen den Dipolen zu einem Quadrupoltriplett erweitert<sup>2</sup> werden. Für eine gleichmäßigere Fokussierung über den gesamten Achromat wird beides häufig miteinander kombiniert. Nachteilig bei diesem Design ist, dass hier keine Kompensation der longitudinalen Dispersion ( $R_{56}$ ) stattfinden kann, da hierzu der Strahl einen Dipol mit entgegengesetzter Dispersion durchlaufen müsste.

<sup>1</sup> DBA abgekürzt, auch Chasman-Green Lattice oder Beam Switchyard genannt

<sup>2</sup> Manchmal Triplettbend genannt, nicht zu verwechseln mit Triple Bend

## 5.2 Triple Bend Achromat



- D(A): Dispersionsverlauf bei Kompensation nur mit QF1  
 D(B): Dispersionsverlauf bei Kompensation mit QF1 und QF2 zusammen  
 D(C): Dispersionsverlauf bei Kompensation nur mit QF2

Abbildung 5.2: TBA mit verschiedenen Dispersionen [Jackson, 1987, S. 125]

Bei dem Triple Bend Achromat<sup>3</sup> ist ein zusätzlicher Dipol im zentralen Symmetriepunkt angebracht. Die Dispersionskompensation geschieht durch zwei Quadrupole (QF1), die jeweils zwischen den Dipolen positioniert sind. Durch ein Verschieben der Quadrupole können so unterschiedliche Werte für  $R_{56}$  erreicht werden. Dies kann auch durch zwei zusätzliche Quadrupole (QF2) geschehen, die mit den zwei anderen Quadrupolen (QF1) jeweils einen ‚virtuellen‘ Quadrupol zwischen sich erzeugen. Hierbei kann dann die Position dieses ‚virtuellen‘ Quadrupols durch unterschiedliche Feldstärken an den Quadrupolen verschoben werden. In Abbildung 5.2 sind die Verläufe der verschiedenen transversalen Dispersionen D(A), D(B) und D(C) durch einen Triple Bend Achromaten mit zwei inneren Quadrupolen dargestellt. D(A) zeigt den Verlauf bei Dispersionskompensation durch Quadrupol QF1, D(C) bei Dispersionskompensation durch QF2 und D(B) bei Kompensation durch beide Quadrupole. Je nach Einstellung der Quadrupole erhält man einen unterschiedlichen Verlauf von  $R_{16}$  im mittleren Dipol und es entstehen entsprechend Kapitel 3.5.2 unterschiedliche longitudinale Dispersionen. Bei geeigneter Konstruktion des TBA kann der Verlauf der Dispersionen durch den mittleren Dipol so gestaltet werden, dass die longitudinale Dispersion komplett kompensiert und  $R_{56} = 0$  wird. Auch hier wird die transversale Fokussierung entweder durch Quadrupoldoublets bzw. Quadrupoltriplets an Anfang und Ende des Achromaten und/oder einem zusätzlichen Quadrupol zwischen den Dipolen erreicht.

<sup>3</sup> TBA abgekürzt

## 5.3 FODO-Struktur

Bei der FODO-Struktur ist das Konzept etwas anders: Hier werden fokussierende und defokussierende Elemente abwechselnd angeordnet, und zwar so, dass auf jedes Element eine Driftstrecke folgt. FODO-Strukturen können sowohl nur aus Quadrupolen als auch zusätzlichen mit Ablenkmagneten aufgebaut sein. Sie bestehen meist aus mehreren identischen Zellen und weisen dementsprechend eine hohe Periodizität auf. FODO-Strukturen die nur aus Quadrupolen aufgebaut sind, werden zur Überbrückung von Strecken (z. B. bei einer Rückführungsbahn) genutzt. In Verbindung mit Ablenkmagneten dienen sie bei vielen Kreisbeschleunigern als Strahlführung.

### Brown Achromat

Ein Beispiel für eine solche FODO-Struktur ist der Brown Achromat. Während viele FODO-Strukturen mit Ablenkmagneten nicht dispersionsfrei sind, führen hier vier Einheitszellen zu einem achromatischen Strahl. Zusätzlich sind Sextupole zur Kompensation chromatischer Aberrationen vorgesehen.

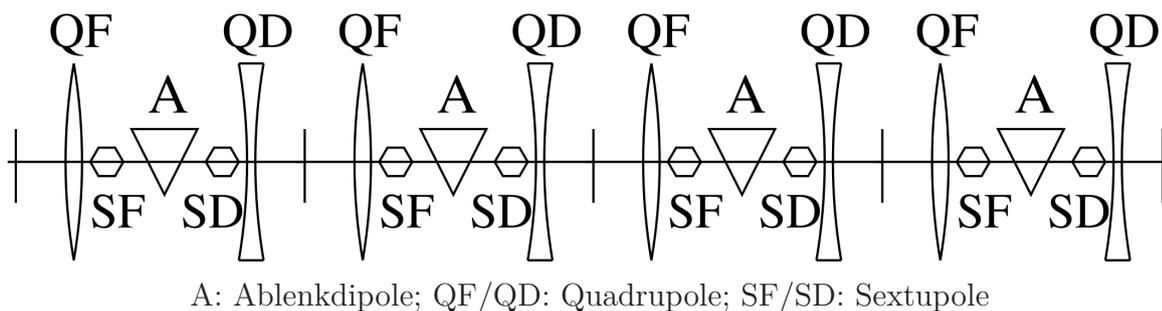


Abbildung 5.3: Brown Achromat aus vier Einheitszellen [Hinterberger, 2008, S. 208]

### Doppelteleskopische Abbildung aus Quadrupoldoublets

Ein wie in Kapitel 3.6 beschriebenes doppelteleskopisches System kann z.B. aus vier Quadrupolen<sup>4</sup> bzw. zwei Quadrupoldoublets aufgebaut werden. Mit passenden Einstellungen der Quadrupole (im Schema A-B-A-B) und passenden Abständen wird dieses System doppelteleskopisch. Viele Transportstrecken im FODO-Design sind nicht doppelteleskopisch und müssen für den transportierten Strahl angepasst werden. Hier bieten doppelteleskopische Systeme den Vorteil, dass sie nicht extra für einen veränderten Strahl angepasst werden müssen.

<sup>4</sup> Dies funktioniert auch mit sechs Quadrupolen bzw. drei Quadrupoldoublets.

## 5.4 MAD-X

Zur Berechnung der Strahlführung wurde in dieser Arbeit das Programm MAD-X<sup>5</sup> verwendet. Dieses Programm kann die optischen Funktionen berechnen, Optimierungen an Elementen durchführen und Maschinenfehler simulieren und korrigieren. Dabei verwendet es den in Kapitel 3.2 vorgestellten Matrixformalismus. Zusätzlich beinhaltet MAD-X verschiedene Trackingmodule, mit denen die Berechnung nicht nur Element für Element durchgeführt wird sondern diese Elemente zusätzlich in kleinere Abschnitte zerlegt werden können. So wird die Symplektizität der Koordinatentransformation erhalten. Bei dieser Arbeit wurden sowohl das TWISS-Modul zur Berechnung der Twissparameter und Optimierung der Maschine als auch das PTC<sup>6</sup>-Modul zur Berechnung der transversalen Fokussierung der HF-Kavitäten genutzt. Das TWISS-Modul benutzt den Matrixformalismus und berechnet aus vorgegebenen Parametern die Twiss-Parameter des Strahls und Matrixelemente der Transfermatrix an allen Stellen der Strahlführung. Zusätzlich können durch das TWISS-Modul die Parameter an verschiedenen Elementen (z. B. die Quadrupolstärke) zur Erhaltung eines bestimmten Strahls optimiert werden. Da das TWISS-Modul keine transversale Fokussierung bei HF-Kavitäten unterstützt, wurde zusätzlich zur Berechnung der Fokussierung der Beschleunigerstrukturen das PTC-Modul verwendet. Hierbei wurden aber nur die Funktionen des PTC-Moduls zur Berechnung der TWISS-Parameter und Matrixelemente genutzt. Mit dem PTC-Modul sind auch Optimierungen möglich; diese benötigen aber einen wesentlich höheren Zeitaufwand. Zur Simulation der transversalen Fokussierung eines Kryomoduls gibt es mehrere Möglichkeiten. Einerseits kann die Fokussierung in Form einer eigenen Transfermatrix integriert werden. Andererseits besteht die Möglichkeit, das Kryomodul aus HF-Kavitäten nachzubilden. Für diese Arbeit fiel die Entscheidung auf die zweite Möglichkeit, da hierdurch der Energiegewinn und damit die Pseudodämpfung der Emittanz direkt mitberücksichtigt wird.

### Quadrupol

```
label: quadrupole, l:=0.2, k1=real;
```

label: Elementname; l: Länge des Quadrupols in m; k1: Quadrupolstärke in  $\text{m}^{-1}$

<sup>5</sup> Methodical Accelerator Design [Grote, 2002]

<sup>6</sup> Polymorphic Tracking Code [Forest u. a., 2002]

## Dipol

```
label: sbend, l:=real, angle=real, tilt=real, e1:=0, e2:=0,
      fint:=0.4, hgap=0.025;
```

`label`: Elementname; `sbend`: Sektormagnet; `l`: wirksame Magnetfeldlänge in m; `angle`: Ablenkwinkel in rad; `tilt`: Rotation des Dipols<sup>7</sup> in rad; `hgap`: halbes Gap; `e1/e2`: Eingangs- und Ausgangskantenwinkel in rad; `fint`: Randfeldintegral<sup>8</sup>  $K_1$ ;

Für die Randfeldeinflüsse wurde nur  $K_1$  verwendet, da nur Berechnungen erster Ordnung durchgeführt wurden.  $K_2$  hat erst in zweiter Ordnung Auswirkungen auf den Strahl.

## HF-Kavität

Zur Simulation des Kryomoduls wurden zwei HF-Kavitäten im Abstand von 101,4 mm mit folgender Eingabe genutzt (vgl. Kapitel 6):

```
LINcav: rfcavity, l=1.2834, volt:=12.5, lag:=0, freq=1300,
      n_bessel=100, no_cavity_totalpath=true;
```

`LINcav`: Name des Elements; `rfcavity`: Typ des Elements; `l`: Länge der Kavität in m; `volt`: Spitzenspannung der HF in MV; `lag`: Phasenlage<sup>9</sup>; `freq`: HF-Frequenz in Hz; `n_bessel`: Ordnung der Besselfunktionen<sup>10</sup>;

Bei ‚`no_cavity_totalpath=true`‘ wird die Flugzeit der Teilchen ignoriert und für die Berechnung die Phasenlage festgehalten. Hierdurch müssen die einzelnen Kavitäten nicht auf passende Phasenlagen zur Beschleunigung eingestellt werden. Nachteilig dadurch ist, dass longitudinale Effekte für eine nicht-isochrone Beschleunigung unberücksichtigt bleiben. Da aber kein eigentliches Tracking stattfindet und für diese Arbeit nur die transversale Fokussierung relevant ist, ist diese Herangehensweise ausreichend.

<sup>7</sup> Für z. B. eine vertikale Ablenkung des Strahl.

<sup>8</sup> Vgl. Seite 13 Kantenwinkel.

<sup>9</sup> 0 bedeutet auf der Spitze der Hochfrequenz.

<sup>10</sup> Die transversale Fokussierung wird vom PTC-Modul über Besselfunktionen angenähert. Bei `n_bessel=0` wird die Fokussierung ignoriert und mit höherer Ordnung immer genauer. Im Rahmen der Genauigkeit konnte ab `n_bessel=1` keinen weiteren Einfluss der Kavität auf den Strahl festgestellt werden. Für eine schnelle Berechnung wurde `n_bessel=100` gewählt.

## 5 Strahlführung

Die Ausgabe der simulierten Ergebnisse kann in MAD-X sowohl tabellarisch als auch grafisch erfolgen. Bei der grafischen Ausgabe legt MAD-X im oberen Bereich des Diagramms ein Schema der Strahlführung an. Abbildung 5.4 zeigt anhand der Injektionsstrahlführung (siehe Kapitel 6.4.1), wie die Strahlführungselemente dargestellt sind.

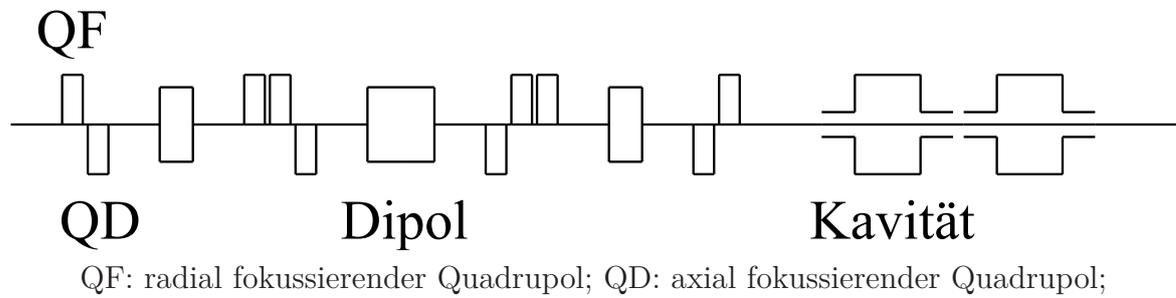


Abbildung 5.4: Strahlführungselemente in der MAD-X Ausgabe

## **Teil III**

# **Strahlführung für MESA**



# 6 Komponenten

## 6.1 Injektor-Linac

Der Injektor-Linac für MESA ist ein normalleitender Linearbeschleuniger mit einer Endenergie von 5 MeV und beruht auf dem Design des Injektor-Linacs von MAMI (vgl. [Aulenbacher u. a., 2012]). Die folgenden Strahlparameter wurden durch Simulationen mit PARMELA<sup>1</sup> ermittelt und als Grundlage für die Strahlführungssimulationen in dieser Arbeit verwendet:

Tabelle 6.1: Strahlparameter hinter Injektor-Linac [Heine, 2013]

	horizontal	vertikal
Normalisierte RMS <sup>2</sup> Emittanz	0.5 mm·mrad	0,497 mm·mrad
$\alpha$	3,4122	3,3697
$\beta$	9,328649 m/rad	9,372828 m/rad

## 6.2 Kryomodul

Noch ist für MESA nicht endgültig festgelegt, welches Kryomodul verwendet werden soll. Eines der erfolgversprechendsten für MESA ist das ‚Rossendorf‘-Modul mit TESLA<sup>3</sup>-Struktur (vgl. [Gabriel u. a., 2000]). Ein Modul enthält zwei neunzellige Kavitäten und arbeitet bei 1,3 GHz. Es sollte mit der zur Verfügung stehenden Kryoleistung die benötigten 25 MeV Energiehub pro Modul erreichen können. Dieses Modul wurde für die Anfang-zu-Ende-Simulation als Vorlage genommen und zur Berücksichtigung der transversalen Fokussierung und der Pseudodämpfung in MAD-X aus zwei

<sup>1</sup> Phase and Radial Motion in Electron Linacs [Young, 2003]

<sup>2</sup> Root Mean Square: quadratisches Mittel

<sup>3</sup> Teraelectronvolt Energy Superconducting Linear Accelerator

RF<sup>4</sup>-Kavitäten aufgebaut (vgl. Kapitel 5.4). Für genauere Ergebnisse sollen später mit dem Tracking-Programm PARMELA anhand von Feldkarten der Module die Ergebnisse von MAD-X überprüft werden. Die Gesamtlänge der Module von 3264,6 mm setzt sich folgendermaßen zusammen:

Tabelle 6.2: Längen ‚Rossendorf‘-Modul [Heine, 2013]

Warm-Kalt-Übergang	298,2 mm
Cavity-1	1283,4 mm
Bellow	101,4 mm
Cavity-2	1283,4 mm
Kalt-Warm-Übergang	298,2 mm

Mit diesem Modul ist der Strahlstrom von 10 mA für die zweite Ausbaustufe nicht zu erreichen, so dass derzeit weitere Alternativen geprüft werden.

### 6.3 Injektions-/Extraktionsschikane

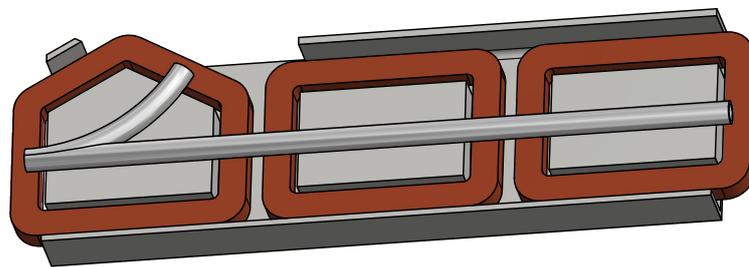
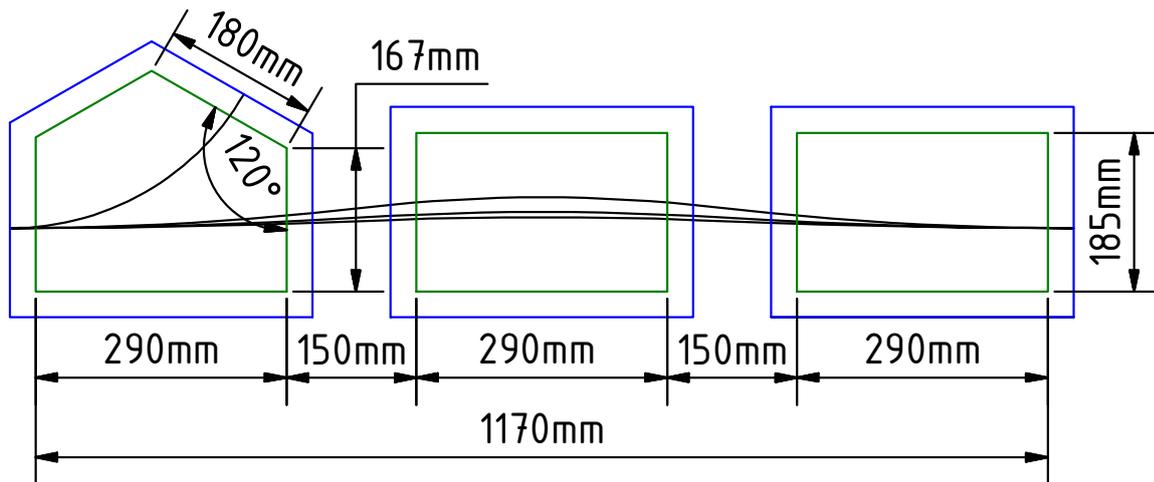


Abbildung 6.1: Untere Hälfte der Injektions- bzw. Extraktionsschikane mit Strahlrohr<sup>5</sup>

Zur Injektion und Extraktion der 5 MeV wird jeweils eine Schikane benötigt. Durch diese werden die verschiedenen Energien entsprechend ihrer Ablenkradien aufgespalten, so dass im letzten bzw. ersten Magneten die 5 MeV auf der gleichen Trajektorie wie die anderen Energien liegen. Dabei werden die 5 MeV im Winkel von 60° abgelenkt. Daraus ergeben sich die Ablenkwinkel der weiteren Strahlen. Aufgrund des einfachen Aufbaus empfiehlt sich eine Schikane aus Rechteckmagneten, deren Stirnseiten parallel

<sup>4</sup> Radio Frequency

<sup>5</sup> Zur Veranschaulichung wurde eine Vakuumkammer in Form von Rohren dargestellt; reale Vakuumkammern haben meist einen anderen Querschnitt und zusätzliche Anbauten.



schwarz: Strahlbahnen, grün: Polschuhe, blau: Magnetfeld

Abbildung 6.2: Skizze der Injektions- bzw. Extraktionsschikane

zueinander stehen. Daraus ergeben sich für die äußeren Dipole äußere Kantenwinkel von  $0^\circ$ ; die inneren Kantenwinkel werden dabei gerade so groß wie die Ablenkwinkel. Eine solche Schikane ist bei symmetrischem Aufbau dispersionsfrei. Zur Platzersparnis wird die Schikane nicht wie üblich aus vier Dipolen mit gleichem Feld aufgebaut, sondern die beiden mittleren Dipole werden als ein Dipol mit doppelt so starkem Feld zusammengefasst. Dabei erhält man drei Dipole identischer Größe, was die Herstellung vereinfacht und die Länge der Schikane reduziert. Wie man in Abbildung 6.3 sieht, ist auch dieser Aufbau dispersionsfrei. Um eine einfachere Ausrichtung zu gewährleisten, ist geplant, das Eisenjoch der Schikanendipole aus einem Stück zu fräsen. So muss anstelle von drei Dipolen nur noch die gesamte Schikane ausgerichtet werden. Hierbei können durch die hohe Genauigkeit der Fräsmaschinen wesentlich bessere Ergebnisse erzielt werden als bei einer manuellen Ausrichtung. Die in Abbildung 6.2 nicht gekennzeichneten Längen können zur besseren Herstellung ohne Weiteres variiert werden. Aufgrund des komplexen Aufbaus muss das Schikanendesign aber unbedingt noch

Tabelle 6.3: Ablenkradien und Ablenkwinkel der Schikanen

Energie	äußere Dipole		innerer Dipol		Weglänge
	Radius	Winkel	Radius	Winkel	
5 MeV	312,6 mm	$60^\circ$			
55 MeV	3438,1 mm	$5,8^\circ$	1719,1 mm	$11,7^\circ$	1232,8 mm
105 MeV	6563,8 mm	$3,1^\circ$	3281,9 mm	$6,1^\circ$	1230,8 mm
155 MeV	9689,2 mm	$2,1^\circ$	4844,6 mm	$4,1^\circ$	1230,3 mm

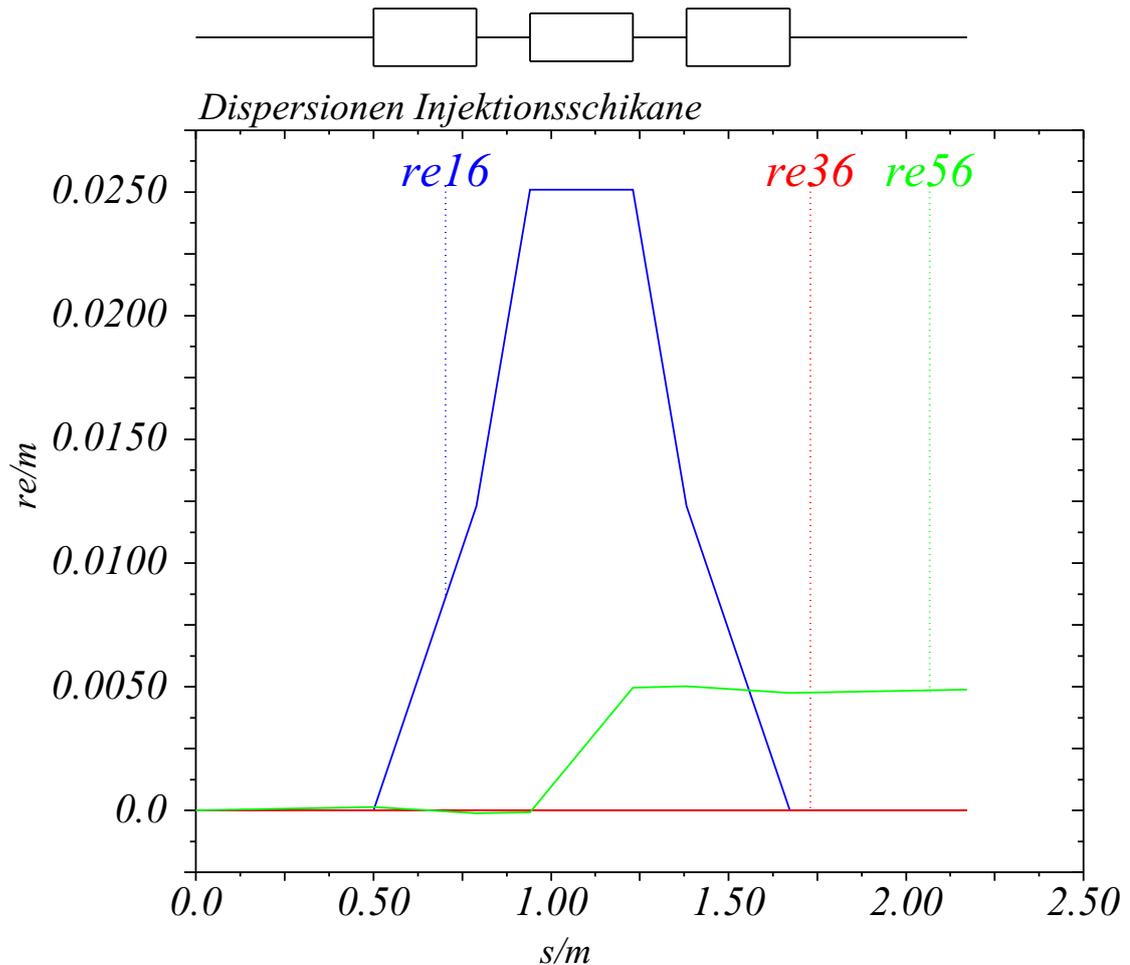


Abbildung 6.3: Dispersion der Injektionsschikane bei 55 MeV

mit einem 3D-Simulationsprogramm wie TOSCA oder CST überprüft und verfeinert werden. In Tabelle 6.3 werden die genauen Daten der in Abbildung 6.1 dargestellten Schikane aufgelistet. Die Werte der Injektionsschikane und der Extraktionsschikane sind identisch, da sie sowohl im einseitigen<sup>6</sup> als auch im doppelseitigen<sup>7</sup> Lattice von den gleichen Energien durchlaufen werden. Die Größe der Schikane wird durch den benötigten Ablenkwinkel von  $60^\circ$  für die 5 MeV und den Designparametern auf Seite 6 bestimmt. Da durch das Gap die in Kapitel 4.1 beschriebenen Abstände von  $1,5 \cdot gap$  zum Erreichen eines homogenen Magnetfeldes im Bereich der Sollbahn vorgegeben werden, begrenzt vor allem das vorgegebene Gap von 5 cm die minimale Größe des Injektions- bzw. Extraktionsdipols und damit auch der Schikane. Die in Tabelle 6.3 angegebenen Ablenkradien werden bei den äußeren Dipolen durch ein Magnetfeld von

<sup>6</sup> Die Beschleunigerstrukturen befinden sich nur auf einer Achse.

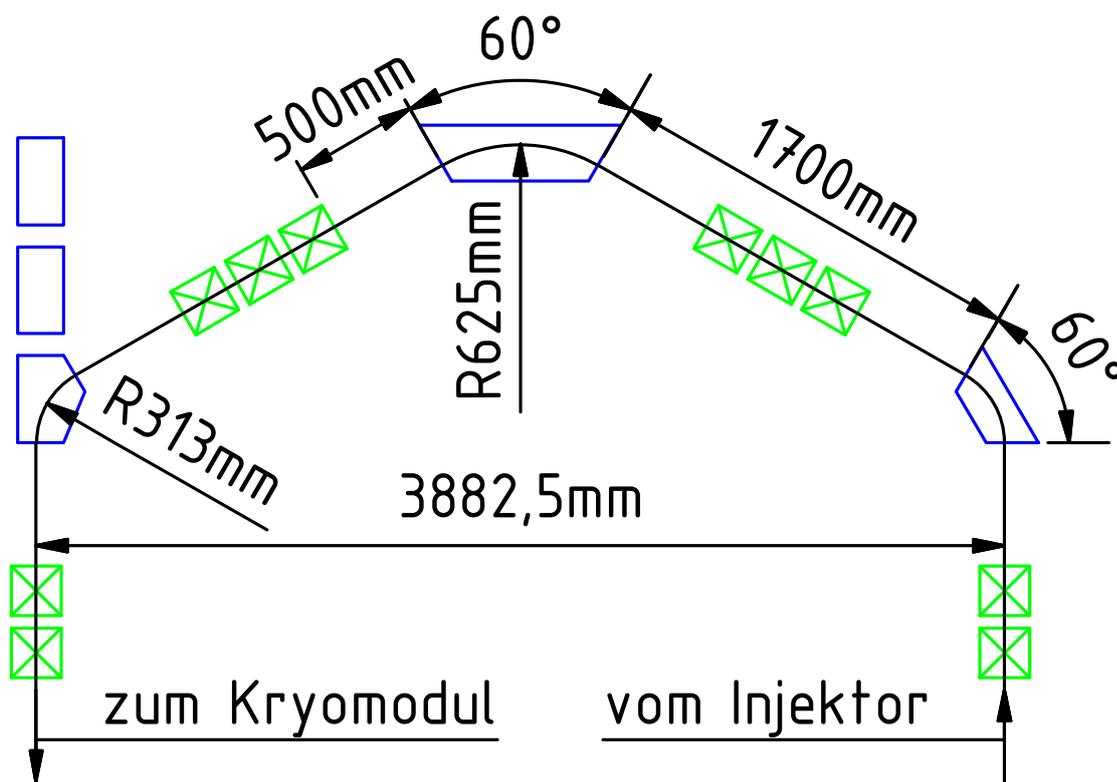
<sup>7</sup> Die Beschleunigerstrukturen sind auf zwei Achsen verteilt.

53,36 mT erreicht. Der mittlere Dipol hat dementsprechend ein Feld von 106,72 mT. Beispielfhaft wird hier die Dispersion des 55 MeV-Strahls in Abbildung 6.3 dargestellt. Die Diagramme der weiteren Energien in Verbindung mit den Umlenkbögen befinden sich im Anhang A.2. Wie vorhin erwähnt, zeigt sich hier die transversale Dispersionsfreiheit der Schikane. Die longitudinale Dispersion ist relativ klein und trägt kaum zur Gesamtdispersion bei.

## 6.4 Injektionsstrahlführung

Die Injektionsstrahlführung leitet den Strahl vom Injektor-Linac zum ersten Kryomodul. Sie besteht im Wesentlichen aus einem Triple-Bend-Achromaten (Dipol 1, Dipol 2 und Injektionsschikane) . Die Strahlenergie beträgt hier 5 MeV.

### 6.4.1 Umlenkbogen Injektion



schwarz: Strahlbahnen, grün: Quadrupole, blau: Magnetfeld

Abbildung 6.4: Injektionsstrahlführung

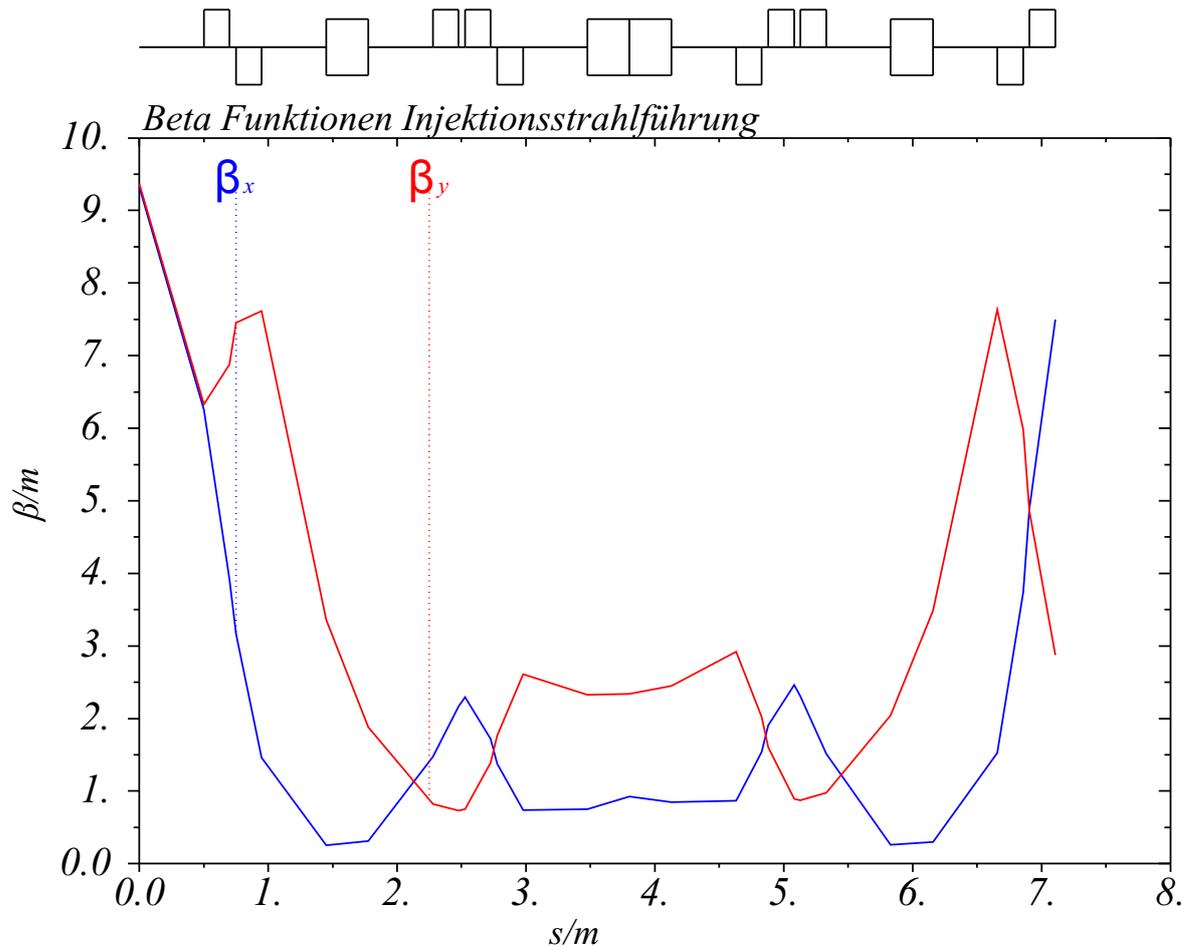


Abbildung 6.5: Betafunktion der Injektionsstrahlführung

Die drei Dipole des Triple-Bend-Achromaten der Injektionsstrahlführung sind nicht identisch. Auch wenn alle drei Dipole um  $60^\circ$  ablenken, so hat der mittlere Dipol (Dipol 2) den doppelten Ablenkradius. Dies erwies sich in Bezug auf die Kompensation der longitudinalen Dispersion als für die Strahldynamik vorteilhaft. Des Weiteren vermindert der größere Ablenkradius die Abstrahlung von kohärenter Synchrotronstrahlung<sup>8</sup>. Der erste und der letzte Dipol haben zwar den gleichen Ablenkradius, sind aber nur in Bezug auf die Optik der Injektionsstrahlführung identisch. Der letzte Dipol ist, wie in Kapitel 6.3 beschrieben, direkt in die Injektionsschikane integriert. Die longitudinale Dispersion wurde nicht kompensiert, sondern auf einen Wert von  $-0,2 \text{ mm}/\text{‰}$  eingestellt. Dadurch soll den Auswirkungen des Phasenschlupfs in der ersten Kavität entgegengewirkt und eine Bunchkompression erreicht werden. Dies ist

<sup>8</sup> Die kohärente Synchrotronstrahlung hängt stark vom Strahlstrom ab und kann auch bei relativ niedrigen Energien auftreten [Talman, 2006].

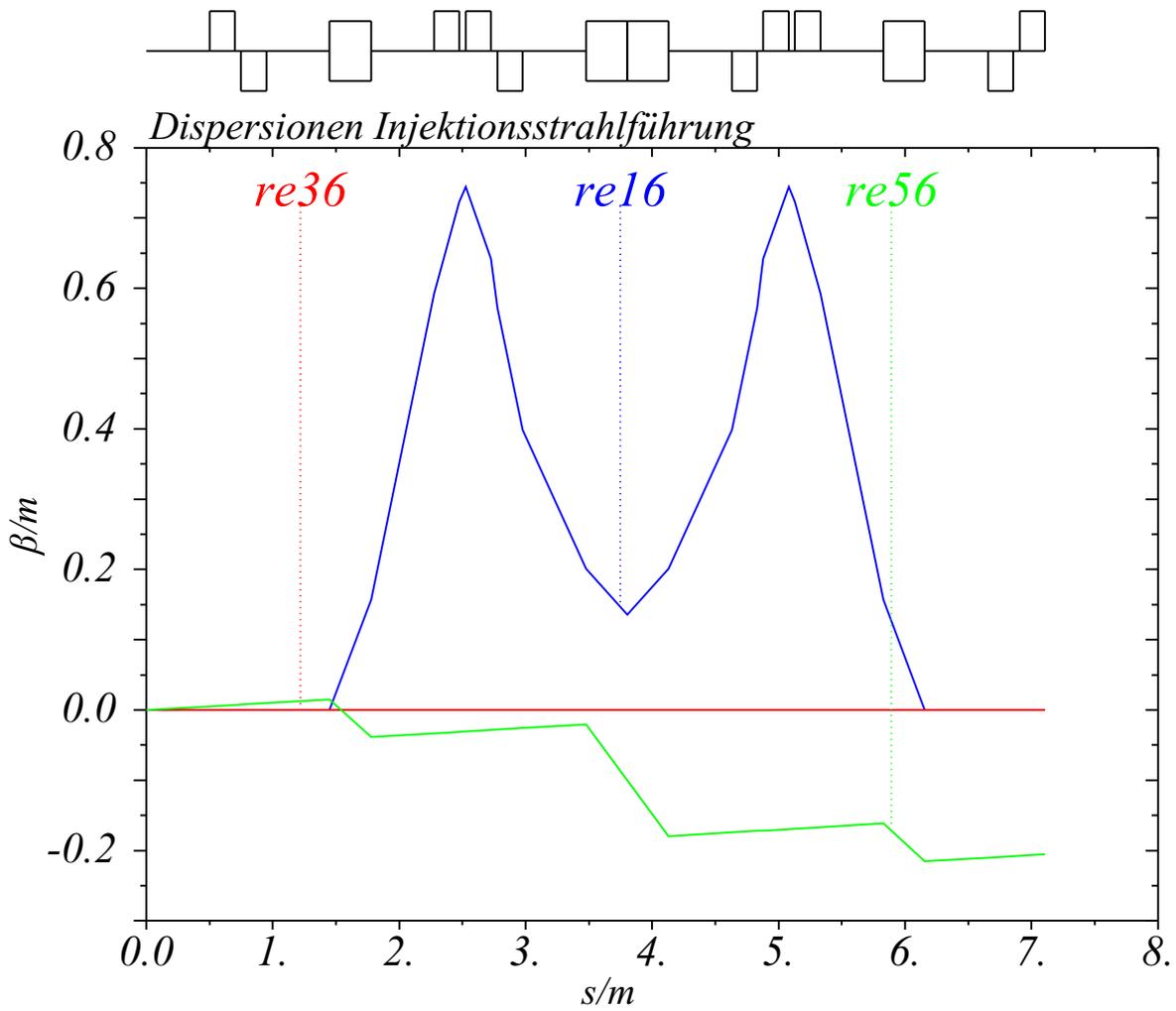


Abbildung 6.6: Dispersion der Injektionsstrahlführung

allerdings erst ein vorläufiger Wert und muss mit der Entscheidung für ein Kryomodul genau bestimmt werden. Ausgehend von den Strahlparametern aus Tabelle 6.1 bleibt der maximale Wert der Betafunktion unter 10 m. Die Strahlradius liegt dementsprechend unter 0,4 mm.

### 6.4.2 Dipole Injektionsstrahlführung

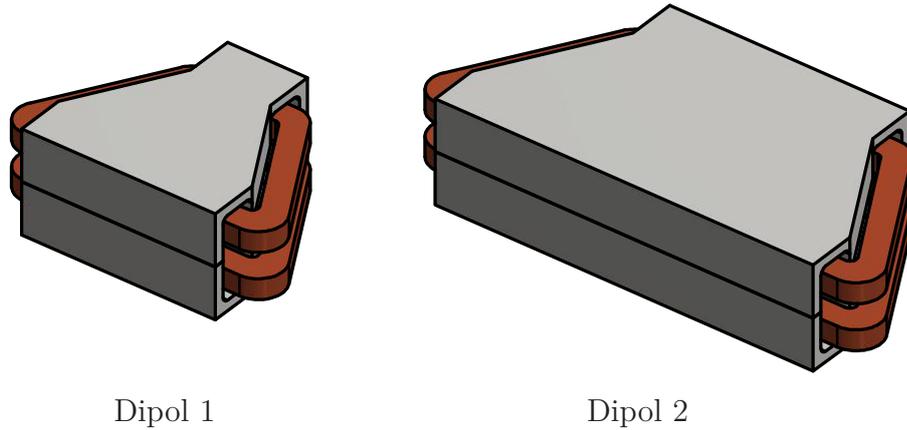
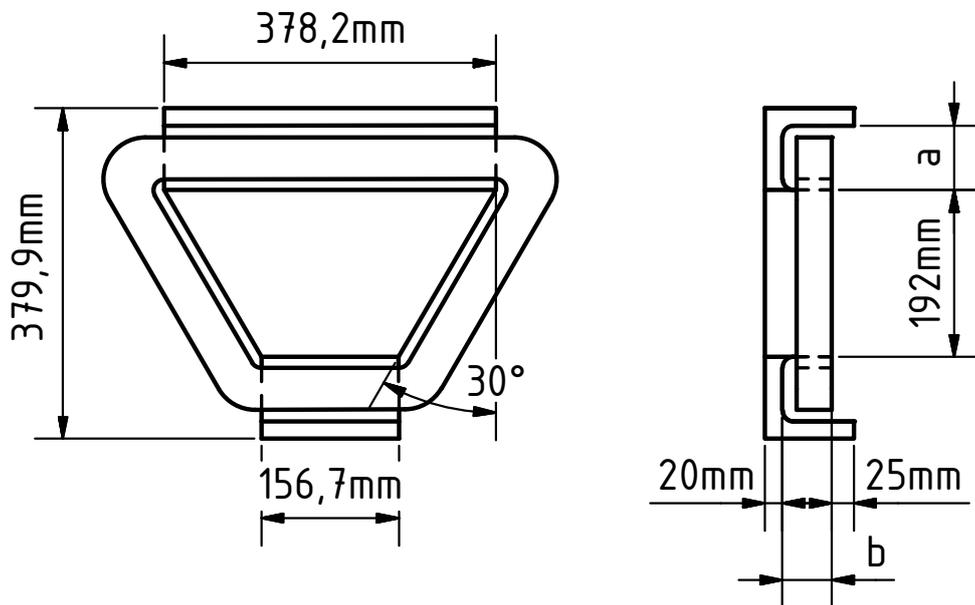


Abbildung 6.7: CAD-Modell der Dipole der Injektionsstrahlführung

Für die beiden Dipole in der Injektionsstrahlführung wurden Designs durchgerechnet, die als Beispiele herangezogen werden können. Sie beruhen auf Abschätzungen und Berechnungen aus Kapitel 4.1.4 und bestehen aus zwei H-Sektormagneten. Primär dienen sie der Berücksichtigung der räumlichen Ausdehnung der Dipole beim Strahlführungsdesign. Die benötigte Jochdicke liegt bei beiden Dipolen unter 10 mm (Dipol 1: ca. 3 mm, Dipol 2: ca. 6 mm). Dementsprechend wird hier die Jochdicke nicht



einzelne Jochhälfte inklusive Spule  
a: Kanalbreite; b: Kanaltiefe

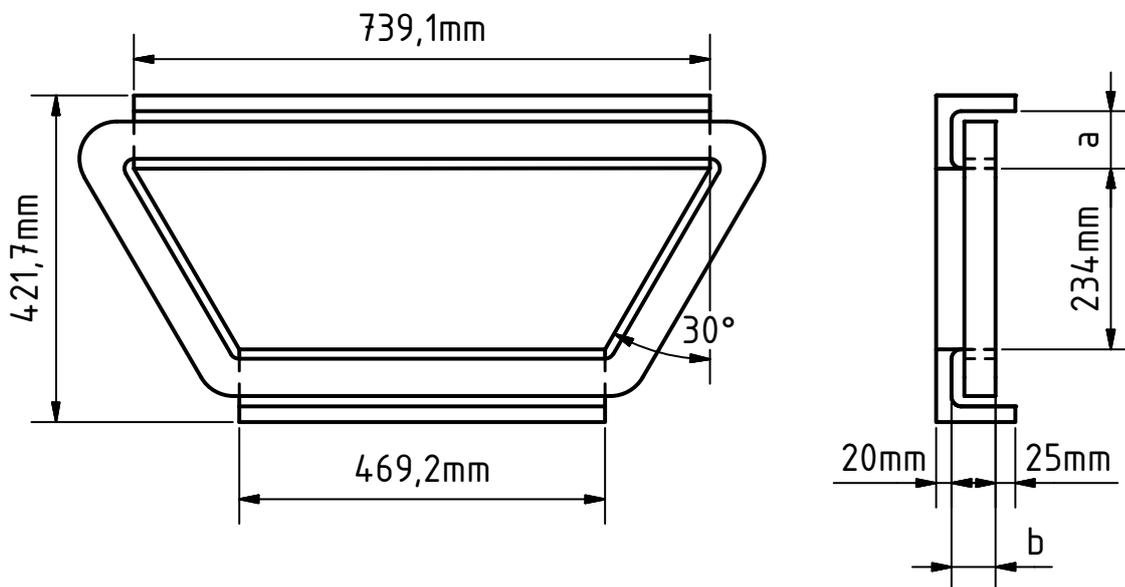
Abbildung 6.8: Skizze für ersten 5 MeV H-Dipol

durch den magnetischen Fluss bestimmt, sondern durch die mechanische Tragfähigkeit. Hier wurde die Jochdicke vorerst auf 20 mm festgelegt und muss gegebenenfalls angepasst werden. Aufgrund der geringen magnetischen Feldstärken und dem daraus

Tabelle 6.4: Daten für die zwei 5 MeV H-Dipole der Injektionsstrahlführung

Dipol 1		Dipol 2	
Ablenkwinkel	60°	Ablenkwinkel	60°
Ablenkradius	312,6 mm	Ablenkradius	625,1 mm
Magnetfeld	0,053 T	Magnetfeld	0,027 T
Bogenlänge	327,3 mm	Bogenlänge	653,5 mm
Spulenstrom gesamt	1273,9 A	Spulenstrom gesamt	2547,8 A
Eisenmasse	92 kg	Eisenmasse	238 kg

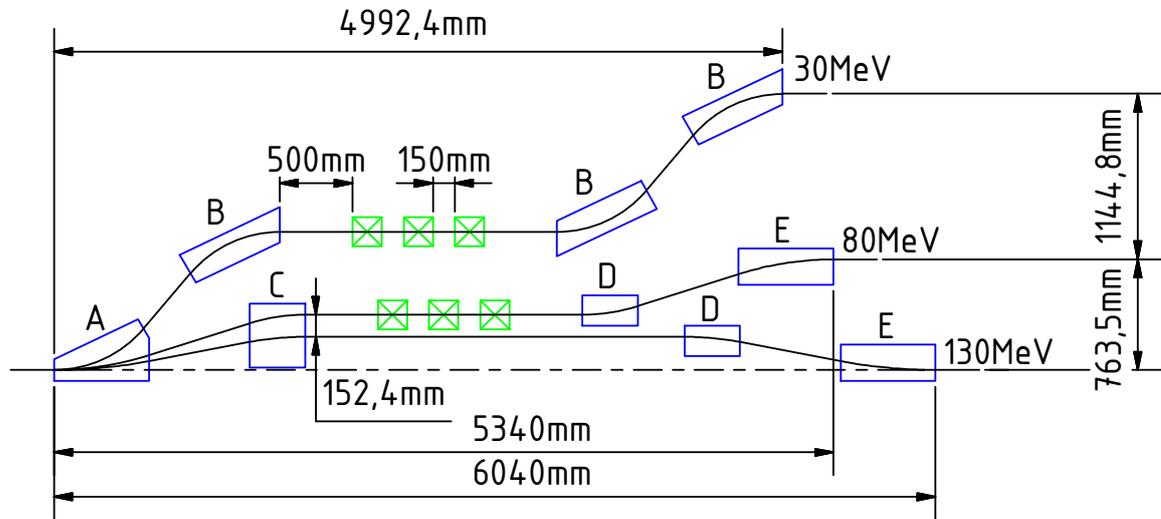
folgendem geringem Gesamtspulenstrom kann hier entsprechend Kapitel 4.1 keine direkte Kühlung eingesetzt werden, sondern nur eine indirekte. Die genaue Spulengröße wurde hier nicht bestimmt, sondern nur über die Stromdichte abgeschätzt. Dementsprechend muss für die endgültigen Dipole die Kanalgröße (a, b) und daraus folgend die Gesamtgröße angepasst werden. Für eine Größenplanung von MESA sind die Angaben aber ausreichend.



einzelne Jochhälfte inklusive Spule  
a: Kanalbreite; b: Kanaltiefe

Abbildung 6.9: Skizze für zweiten 5 MeV H-Dipol

## 6.5 Vertikale Strahlseparation



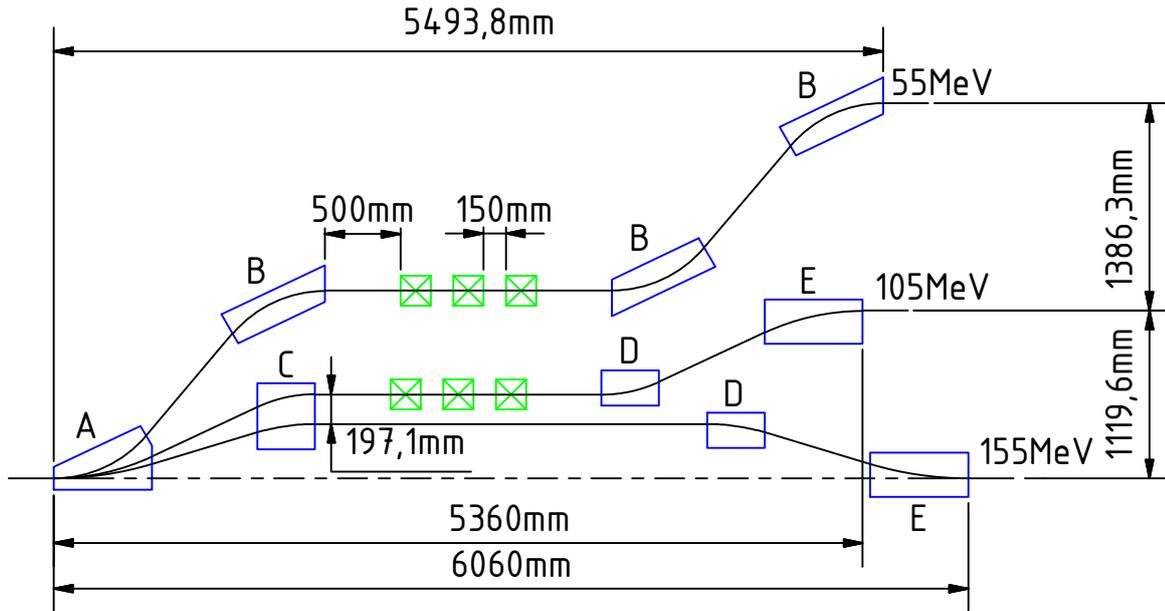
schwarz: Strahlbahnen, grün: Quadrupole, blau: Magnetfeld  
A, B, C, D, E: Dipoltypen

Abbildung 6.10: Strahlseparation 30 MeV, 80 MeV und 130 MeV

Als besondere Herausforderung stellte sich die Strahlseparation heraus, da durch den geringen Platz nur eingeschränkte Möglichkeiten in ihrer Konstruktion bestanden. Für die Strahlseparation wurde sich an den für die LHeC<sup>9</sup> ERL<sup>10</sup> Testfacility vorgeschlagene Strahlführung (vgl. [Valloni u. a., 2013]) orientiert. Die Strahlen werden zuerst in Form einer halben Schikane entsprechend ihrer Energie aufgefächert. Für die beiden höheren Energien ist diese wie eine Schikane aus Rechteckmagneten aufgebaut. Hierdurch kann für die höchste Energie die Strahlführung zu einer kompletten Schikane erweitert werden und es werden bei ihr in der Strahlseparation keine Quadrupole benötigt. Die Strahlbahn der mittleren Energie benötigt zwei Quadrupole, um die axiale Dispersion zu invertieren (vgl. Abb. 6.15), sowie für ausreichend radiale Fokussierung einen weiteren Quadrupol zwischen den beiden. Dies ist bei der 30 MeV-80 MeV-130 MeV-Separation die engste Stelle in diesem Strahlführungsdesign (siehe Abb. 6.10). Hier konnte es erreicht werden, dass trotz der ungünstigen Energieverhältnisse die Strahlbahnen weit genug auseinander sind, so dass keine spezielle Jochform bei den Quadrupolen benötigt wird (152,4 mm Abstand zwischen den Strahlbahnen). Durch die Invertierung der Dispersion führt eine weitere halbe Schikane bei

<sup>9</sup> Large Hadron electron Colider

<sup>10</sup> Energy Recovery Linac



schwarz: Strahlbahnen, grün: Quadrupole, blau: Magnetfeld  
A, B, C, D, E: Dipoltypen

Abbildung 6.11: Strahlseparation 55 MeV, 105 MeV und 155 MeV

symmetrischem Aufbau zu einem dispersionsfreien Strahl. Bei der niedrigsten Energie würde durch den größeren Ablenkwinkel die steigende vertikale Fokussierung der Kante zu groß werden. Deswegen sind die Kantenwinkel zwischen den beiden Dipolen der halben Schikane  $20^\circ$ . Um eine möglichst günstige Herstellung zu gewährleisten, wurde die Strahlseparation so geplant, dass insgesamt nur fünf verschiedene Dipoltypen benötigt werden (in Abb. 6.10 und Abb. 6.11 mit A, B, C, D und E bezeichnet). Je nach genauer Größe der endgültigen Dipole muss der Dipol vom Typ B in zwei verschiedenen Versionen als C-Magnet einmal mit innenliegendem Joch und einmal mit außenliegendem Joch hergestellt werden.

Tabelle 6.5: Daten Strahlseparation

Energien	Ablenkwinkel	Ablenkradius 1	Ablenkradius 2
30 MeV	$50^\circ$	799,5 mm	799,5 mm
80 MeV	$17,75^\circ$	2131,9 mm	1246,3 mm
130 MeV	$10,81^\circ$	3464,3 mm	2025,3 mm
55 MeV	$50^\circ$	799,5 mm	799,5 mm
105 MeV	$25,21^\circ$	1526,2 mm	892,3 mm
155 MeV	$16,77^\circ$	2253 mm	1317,1 mm

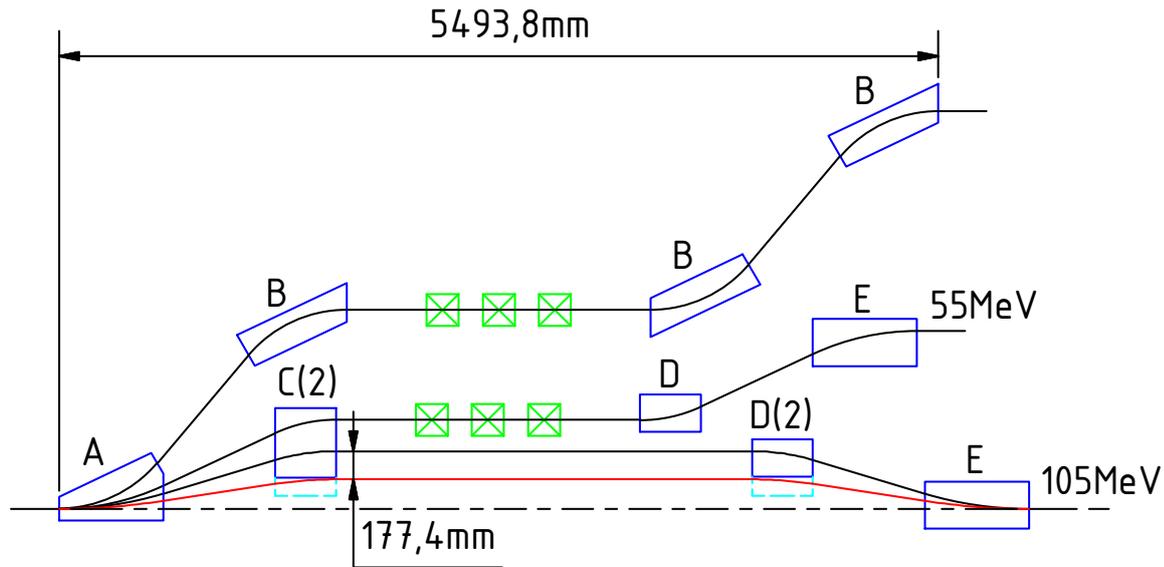
Tabelle 6.6: Dipoldaten Strahlseparation

Dipol	Energien <sup>11</sup>	Ablenkwinkel	Ablenkradius	Magnetfeld	Leistung
A	30 MeV	50°	799,5 mm	125 mT	0,8 kW
	55 MeV	50°	799,5 mm	229 mT	1,6 kW
B	30 MeV	50°	799,5 mm	125 mT	0,6 kW
	55 MeV	50°	799,5 mm	229 mT	1,2 kW
C	80 MeV	17,75°	1246,3 mm	214 mT	0,9 kW
	105 MeV	25,21°	892,3 mm	392 mT	1,8 kW
D	80 MeV	17,75°	1246,3 mm	214 mT	0,7 kW
	130 MeV	10,81°	2025,3 mm	214 mT	0,7 kW
	105 MeV	25,21°	892,3 mm	392 mT	1,5 kW
	155 MeV	16,77°	1317,1 mm	392 mT	1,5 kW
E	80 MeV	17,75°	2131,9 mm	125 mT	0,6 kW
	130 MeV	10,81°	3464,3 mm	125 mT	0,6 kW
	105 MeV	25,21°	1526,2 mm	229 mT	0,7 kW
	155 MeV	16,77°	2253 mm	229 mT	0,7 kW

In Tabelle 6.5 sind für beide Strahlseparationen die Ablenkwinkel und die zugehörigen Ablenkradien angegeben. Hierbei bezieht sich ‚Ablenkradius 1‘ auf die beiden äußeren Dipole und ‚Ablenkradius 2‘ auf die beiden inneren Dipole. Auch wenn nur fünf verschiedene Dipoltypen für die Strahlseparationen benötigt werden so ergeben sich doch durch die unterschiedlichen Energien verschiedene Ablenkwinkel und Ablenkradien und dementsprechend verschiedene Magnetfelder und Leistungen. Die verschiedenen Dipoldaten werden in Tabelle 6.6 aufgelistet. Hier wurden die Leistungen der Dipole nur geschätzt, da die Dipole noch nicht fertig sind. Die Extraktion des Strahls erfolgt in der 55 MeV-105 MeV-155 MeV-Strahlseparation. Nachteilig ist hier, dass nur die maximale Energie von 155 MeV und die kleinste Energie von 55 MeV<sup>12</sup> extrahiert werden kann. Durch eine Abwandlung dieses Designs kann auch die Extraktion der 105 MeV ermöglicht werden. In Abbildung 6.12 wurde der 55 MeV Strahl auf die mittlere Bahn gelegt. Dadurch liegt der 105 MeV-Strahl 177,4 mm niedriger als die ursprüngliche 155 MeV-Strahlbahn. Durch genügend große Polschuhe der Dipole C(2) und D(2) und entsprechend großer Vakuumkammer kann dieser Strahl problemlos extrahiert werden. Für ein einseitiges Lattice wird nur die 55 MeV-105 MeV-155 MeV-Strahlseparation in Abbildung 6.11, bei einem doppelseitigen zusätzlich die 30 MeV-80 MeV-130 MeV-Strahlseparation in Abbildung 6.10 jeweils zweimal benötigt. Im Bereich des ehemali-

<sup>11</sup> Hier wird für Dipole, die von mehreren, verschiedenen Energien durchlaufen werden, nur die niedrigste Energie mit zugehörigem Ablenkradius angegeben.

<sup>12</sup> Hierfür wird der Strahl im ersten Dipol (A) direkt auf die Sollbahn der Extraktion gelegt.



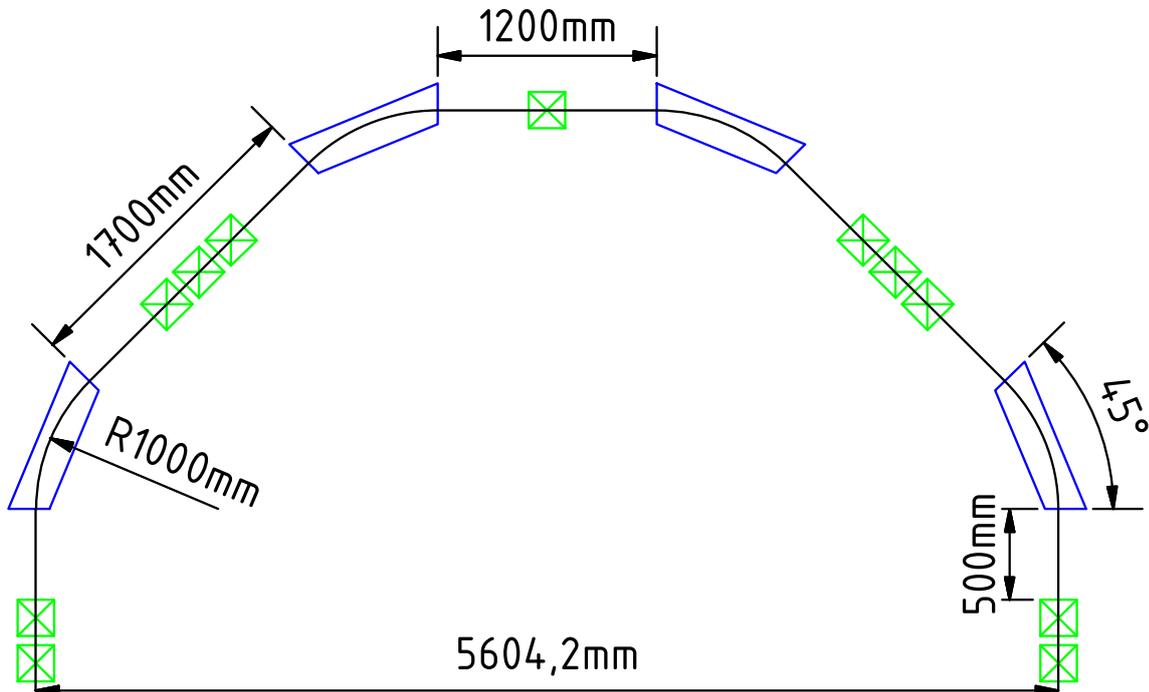
schwarz: Strahlbahnen, grün: Quadrupole, blau: Magnetfeld, rot: Strahlbahn 105 MeV  
 A, B, D, E: Dipoltypen; C(2), D(2): Alternative Dipoltypen für 105 MeV Extraktion

Abbildung 6.12: Alternative Strahlseparation für 55 MeV und 105 MeV

gen Strahlführungstunnels (SFTU siehe Abb. 2.2) beträgt die Hallenhöhe 5,49 m und die Strahlrohrhöhe betrug 1,8 m. In den ehemaligen Experimentierhallen (Ex3) ist die Hallenhöhe 8,8 m bei einer Strahlrohrhöhe von 2,2 m. Mit den Daten der Strahlseparationen aus Abbildung 6.10 und Abbildung 6.11 sowie der Dipolhöhe aus Abbildung 6.19 ergibt sich ein Höhenbedarf von 2,1 m (SFTU) und 2,7 m (Ex3) über Strahlrohrhöhe. Ausgehend von der alten Strahlrohrhöhe sind die benötigten Höhen 3,9 m (SFTU) und 4,9 m (Ex3). Oberhalb der endgültigen Strahlrohrhöhen bleibt dementsprechend genügend Platz für den Kran inklusive Haken (diese benötigen ca. 1,5 m). Wird mehr Platz in der Höhe benötigt, dann kann die alte Strahlrohrhöhe nicht verwendet werden und vor dem Experiment ist ein Höhenversatz vonnöten.



## 6.6 Umlenkbögen und Weglängenkorrektur



schwarz: Strahlbahnen, grün: Quadrupole, blau: Magnetfeld

Abbildung 6.13: Umlenkbögen inklusive Matching

Die Umlenkbögen bestehen aus vier Dipolen mit einem Ablenkwinkel von  $45^\circ$  mit jeweils einem Quadrupoldublett zum Eingangs- und Ausgangsmatching des Bogens. Auch für sie orientieren sich an den für die LHeC ERL Testfacility vorgeschlagene Strahlführung (vgl. [Valloni u. a., 2013]). Die Dispersionen werden über zwei Quadrupoltripletts und einem einzelnen Quadrupol zwischen den beiden inneren Dipolen kompensiert. Dadurch entspricht die transversale Optik eher einem Triple Bend und nicht, wie man durch die vier Dipole vermuten könnte, zwei Double Bend Achromaten. Durch den zusätzlichen Quadrupol gegenüber dem Triple Bend wird eine größere strahloptische Flexibilität des Bogens erreicht und dadurch die Einstellungen der longitudinalen Dispersionen vereinfacht. Die radiale Winkeldispersion  $R_{26}$  muss im Symmetriepunkt nicht durch die inneren Dipole kompensiert werden. Es steht zur Unterstützung hierbei der zentrale Quadrupol zusätzlich zur Verfügung. In Abbildung 6.14 sind beispielhaft die Betafunktionen des ersten Umlenkbogens inklusive der Strahlseparation dargestellt. Hierfür wurde die Eingangsbetafunktion auf 10 m und Alpha auf 0 gesetzt. Um eine höhere Energieschärfe zu erreichen, ist entsprechend [Herminghaus, 1992] geplant,

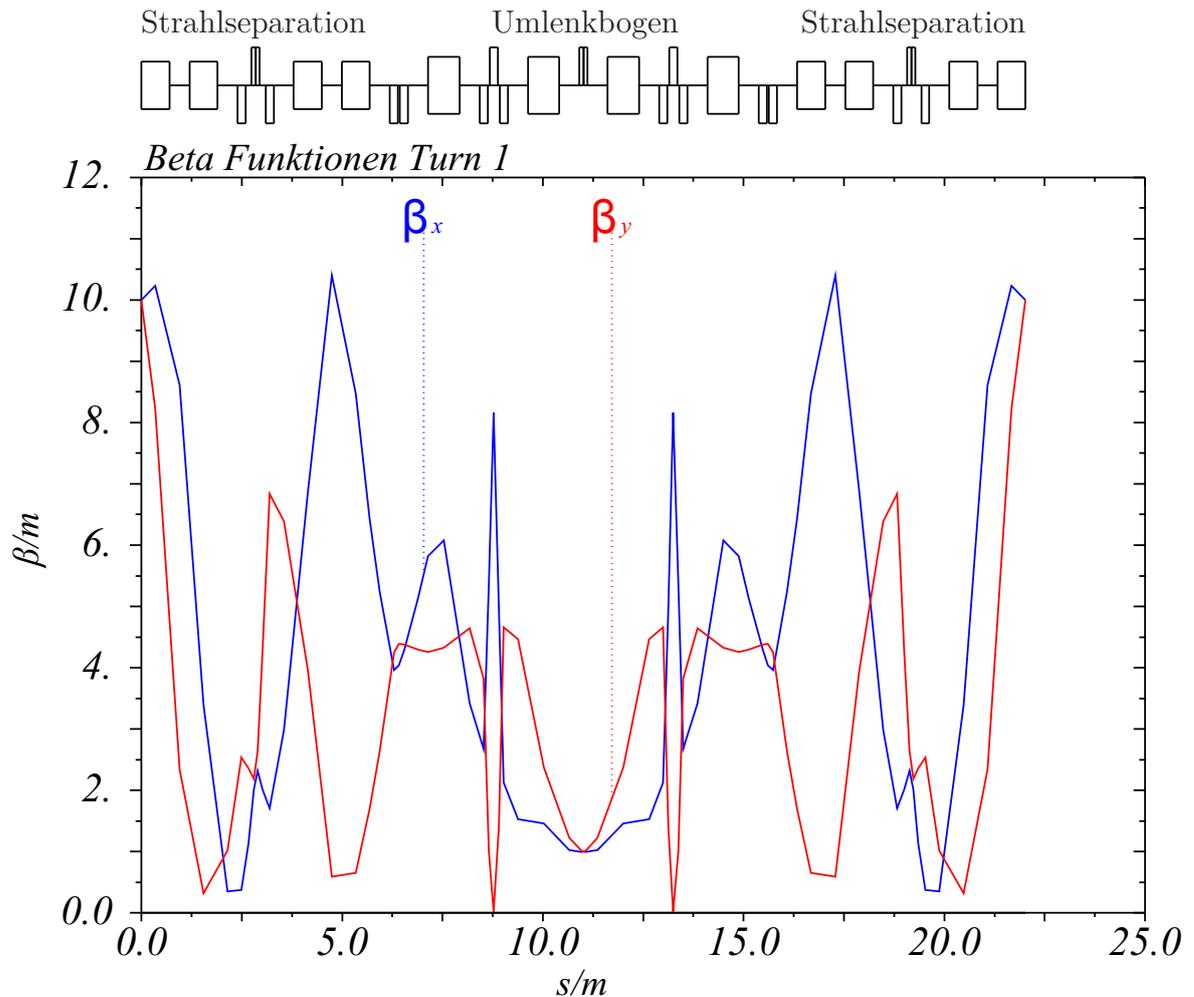


Abbildung 6.14: Betafunktionen Umlenkbogen inklusive Strahlseparation bei 30 MeV

die Rezirkulationen nicht isochron, sondern mit einem definierten  $R_{56}$  zu betreiben. Für den Darmstädter Beschleuniger S-DALINAC<sup>13</sup> wurde ein  $R_{56}$  von  $-0,15 \text{ mm}/\text{‰}$  als Optimum ermittelt (siehe [Hug, 2013, S. 26]). Dementsprechend muss für die Rezirkulationen bei MESA durch die vorerst mit 1,3 GHz vorgegebene Frequenz ein größeres  $R_{56}$  verwendet werden. Dieses wurde für diese Arbeit mit  $-0,3 \text{ mm}/\text{‰}$  festgelegt (vgl. Abb. 6.15). Dies ist allerdings nur ein vorläufiger Wert und muss für das abschließende Design noch durch Simulationen genau bestimmt werden. Für die Strahldiagnostik und für Korrekturmagnete wurde vor und hinter den Dipolen jeweils 0,5 m Freiraum vorgesehen. Dieser reduziert sich aber durch die Spulen auf ca. 0,4 m. Die Breite des Bogens mit ca. 5,6 m passt gut in die Halle, bei der die engste Stelle beim Notausgang eine Weite von 7,7 m (siehe Abb. 7.3) aufweist. Hier könnte für die Weglängenkorrek-

<sup>13</sup> Superconducting-DARMstadt-LINear-ACcelerator: ein Beschleuniger an der TU-Darmstadt

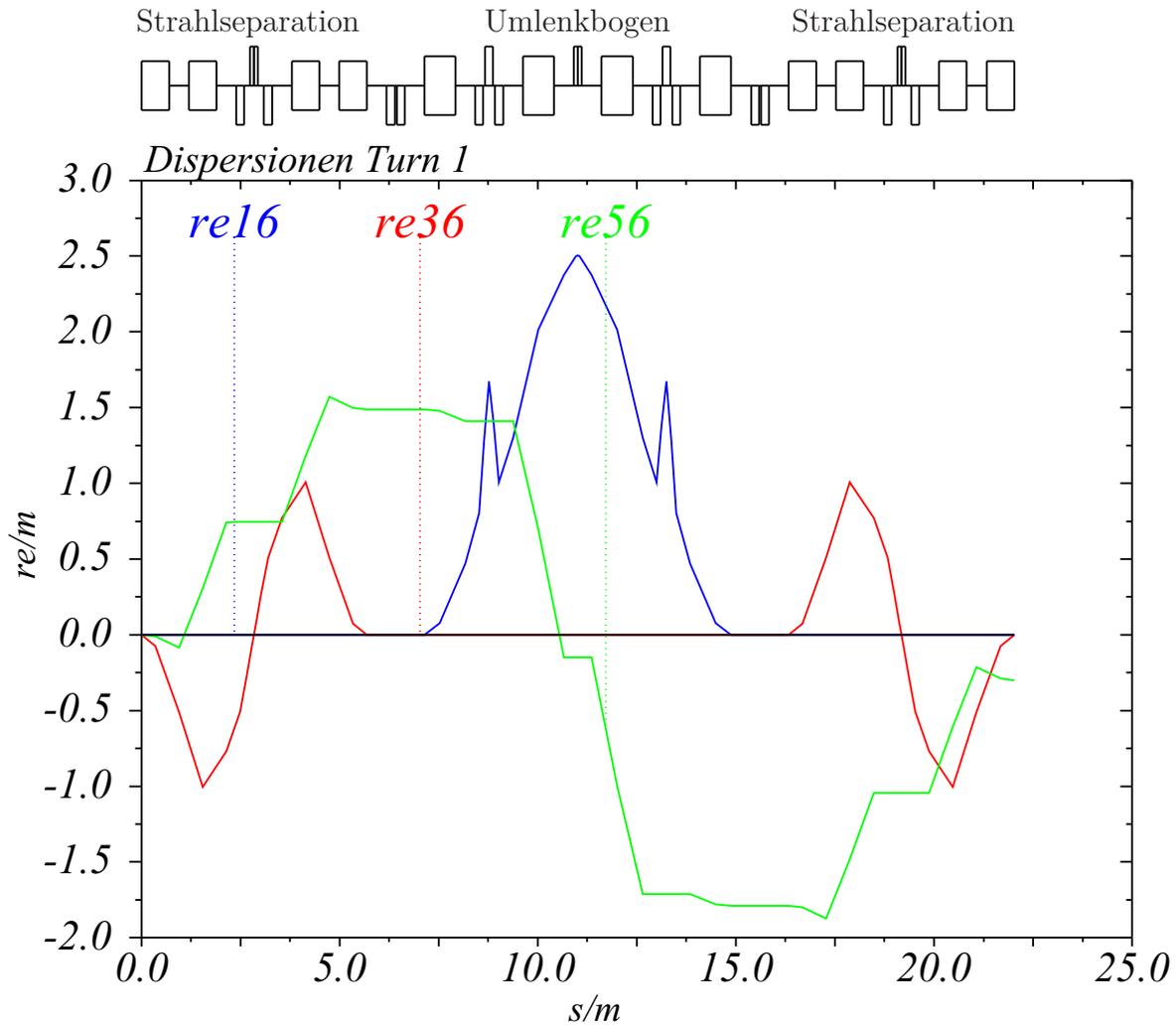


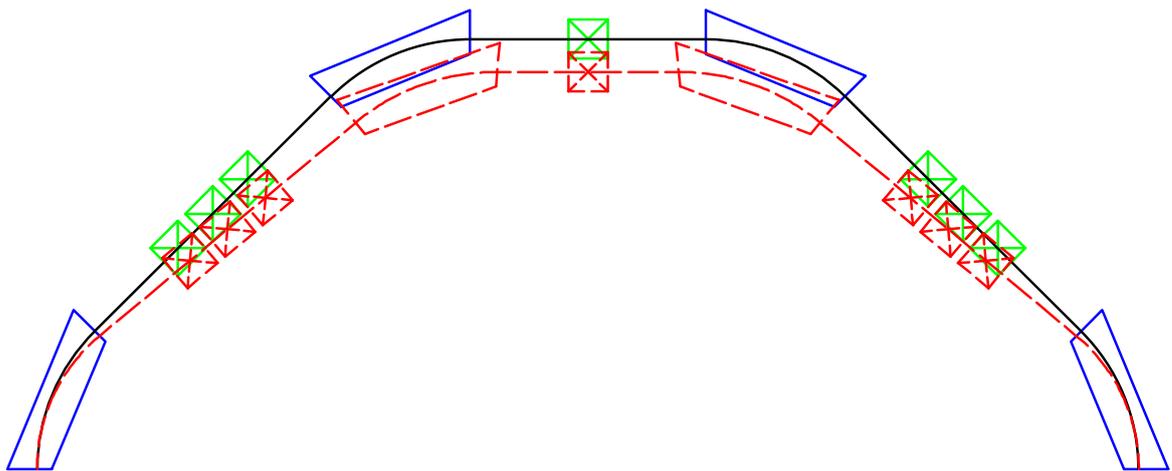
Abbildung 6.15: Dispersionen Turn 1 bei 30 MeV

tur (vgl. Kapitel 6.6.1) oder für zusätzliche Einbauten (Diagnostik, Quadrupole) der Abstand zwischen den inneren Dipolen etwas vergrößert werden. Sollte mehr Platz benötigt werden, müssen weitere Umbauten am Gebäude vor allem im Bereich des Notausgangs getätigt werden.

### 6.6.1 Weglängenkorrektur

Damit ein longitudinales Matching der Strahlbunche auf die Hochfrequenzphase gewährleistet werden kann, wird eine Weglängenkorrektur in den einzelnen Umläufen benötigt. Bei einem einseitigen Aufbau könnte dies über eine Schikane in der Rückführungsbahn erreicht werden. Da bei MESA aber ein doppelseitiges Design vorgesehen ist, besteht hier nur die Möglichkeit, die Weglänge ähnlich wie beim S-DALINAC direkt in den Umlenkbögen zu ändern (vgl. [Kleinmann, 2011]). Bei den vorgesehen Bögen hat man mehrere Möglichkeiten zur Weglängenkorrektur:

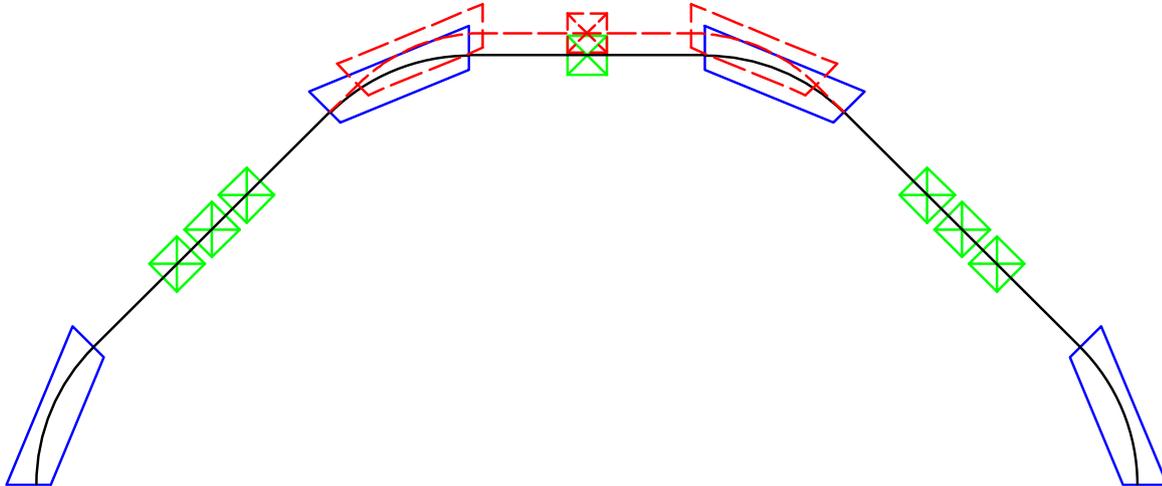
1. **Verschieben des kompletten Bogens:** Hierfür müssen sowohl die vier Dipole des Bogens als auch die zugehörigen Quadrupole zusammenhängend verschiebbar sein. Dabei ergibt sich beim Verschieben des Bogens um 10 mm eine Weglängenänderung um 20 mm.
2. **Verändern der Ablenkwinkel im Bogen:** Hier müssen sowohl die Quadrupole im Bogen als auch die inneren Dipole verschiebbar sein. Bei einer Änderung der Ablenkwinkel um  $1^\circ$  ergibt sich eine Weglängenänderung um ca. 62,6 mm (die Weglängenänderung ist in diesem Fall nicht linear mit der Winkeländerung verknüpft). Bei genügend großen Polschuhen der inneren Dipole könnten bei dieser Methode alternative auch nur die Quadrupole bewegt werden, da sich bei der Winkeländerung um  $1^\circ$  die Position des äußeren Quadrupols nur um 32,9 mm ändert. Hierbei ändert sich aber leicht der Kantenwinkel an den inneren Dipolen.



schwarz: Strahlbahnen, grün: Quadrupole, blau: Magnetfeld

Abbildung 6.16: Weglängenkorrektur durch Veränderung der Ablenkwinkel im Bogen

**3. Verschieben des inneren Teils des Bogens:** Dazu müssen nur die inneren beiden Dipole und der dazwischenliegende Quadrupol verschoben werden. Hier ergibt sich beim Verschieben der Dipole um 10 mm entlang der Strahlbahn nach außen eine Weglängenverlängerung um 5,1 mm



schwarz: Strahlbahnen, grün: Quadrupole, blau: Magnetfeld

Abbildung 6.17: Weglängenkorrektur durch verschieben des inneren Teils des Bogens

Methode 1 hat Vorteile in Bezug zur Ausrichtung, da sich die Quadrupole nicht relativ zu dem Bogen bewegen. Allerdings müssen hier sehr viele Komponenten am Stück verschiebbar sein. Methode 2 ist in Bezug zur Ausrichtung besonders problematisch, da nicht nur die Dipole verschoben, sondern zusätzlich die Quadrupoltriplets sogar gedreht werden müssen. Am besten umsetzbar erscheint Methode 3, da bei ihr nur wenige Elemente bewegt werden müssen und bei der in Bezug auf die Frequenz (1,3 GHz) der Beschleunigungssektionen und damit der Wellenlänge genügend Variation in der Weglänge zugelassen wird. Die benötigte Weglängenänderung ist mit allen Methoden zu erreichen, da nur Abweichungen der Dipol-Positionierungen korrigiert werden müssen. Diese sollten sich bei sorgfältiger Aufstellung der Dipole nur zu wenigen Millimetern aufsummieren. Zusätzlich ist zu beachten, dass jeweils die zugehörigen Korrekturmagnete und die Strahldiagnose mitbewegt werden müssen.

### 6.6.2 Dipol im Umlenkbogen

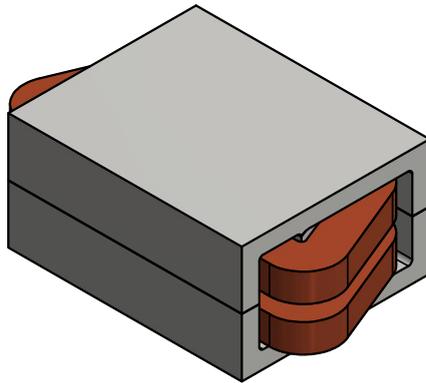
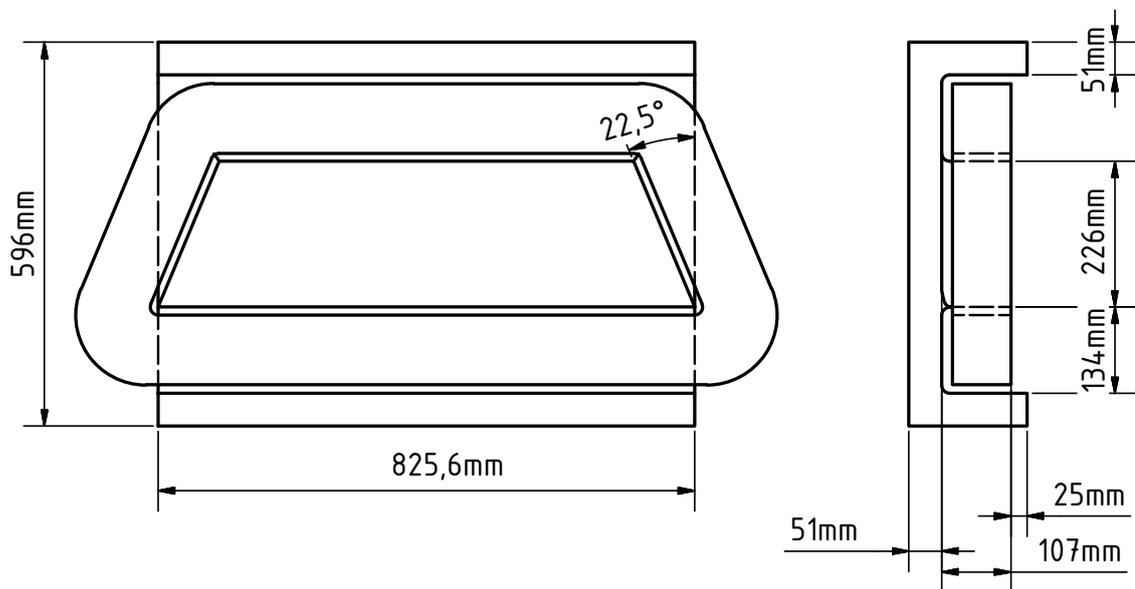


Abbildung 6.18: CAD-Model des H-Dipols für die Ablenkbögen

Auch für die Umlenkbögen wurde ein beispielhaftes Dipoldesign für einen H-Sektormagneten durchgerechnet. Es wurden die Abschätzungen und Berechnungen aus Kapitel 4.1.4 verwendet. Für die Berechnung der Spule wurde ein Kupferprofil mit quadratischem Querschnitt der Kantenlänge 7 mm verwendet. Die Bohrung für die Kühlung hat einen Durchmesser von 3,5 mm und mit der Isolationsdicke von 1 mm ergibt sich für den Füllfaktor der Spule 0,476. Der Spulenstrom wurde wegen der einfacheren Verfügbarkeit von Netzgeräten auf unter 100 A begrenzt. Um einen mögli-



einzelne Jochhälfte inklusive Spule

Abbildung 6.19: Skizze H-Dipol für Ablenkbogen bei 130 MeV

Tabelle 6.7: Daten für 130 MeV H-Dipol

Ablenkwinkel	45°	Lagen Einzelspule	10
Ablenkradius	1000 mm	Windungen	12
Magnetfeld	0,434 T	Spulenstrom	86,27 A
Bogenlänge	785,4 mm	Spulenspannung	21,49 V
Eisenmasse	845 kg	Leistung	1854 W
Kupfermasse	199 kg	Stromdichte	2,24 A/mm <sup>2</sup>

chen höheren Energiehub eines alternativen Kryomoduls bei genügender Kryoleistung zu berücksichtigen wurde beispielhaft ein Energiehub von 50 MeV pro Modul angenommen. Hierbei erhält man eine Energie im letzten Umlenkbogen von 255 MeV und die Jochdicke muss auf 99,7 mm erhöht werden. Die Spule wurde nicht verändert. Wie

Tabelle 6.8: Daten für alternativen 255 MeV H-Dipol

Ablenkwinkel	45°	Lagen Einzelspule	10
Ablenkradius	1000 mm	Windungen	12
Magnetfeld	0,851 T	Spulenstrom	169,22 A
Bogenlänge	785,4 mm	Spulenspannung	42,15 V
Eisenmasse	1516 kg	Leistung	7133 W
Kupfermasse	199 kg	Stromdichte	4,393 A/mm <sup>2</sup>

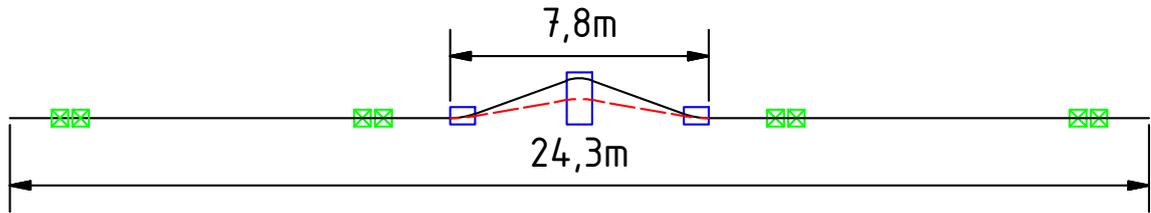
man in Tabelle 6.8 sieht, übersteigt der benötigte Strom die 100 A. Die Leistung erhöht sich nicht unerheblich, ist aber entsprechend der Stromdichte mit einer direkten Kühlung beherrschbar. Die Leistung und der Strom können durch eine größere Spule verringert werden; dies führt aber zu einer weiteren Vergrößerung des Dipols. Hier spielen vor allem wirtschaftliche Überlegungen eine Rolle, z. B. ob und wie die Dipole für mögliche höhere Energien ausgelegt werden sollten. In Tabelle 6.9 sind die Daten der Dipole für die verschiedenen Ablenkbögen angegeben.

Tabelle 6.9: Dipoldaten Ablenkbögen

Energien	Ablenkwinkel	Ablenkradius	Magnetfeld	Leistung <sup>14</sup>
30 MeV	45°	1000 mm	100 mT	0,4 kW
55 MeV	45°	1000 mm	183 mT	1 kW
80 MeV	45°	1000 mm	267 mT	0,7 kW
105 MeV	45°	1000 mm	350 mT	1,2 kW
130 MeV	45°	1000 mm	434 mT	1,9 kW

<sup>14</sup>Hier wurden nur zwei Verschiedene Spulen berücksichtigt.

## 6.7 Rückführungsbahn für einseitiges Lattice



schwarz: Strahlbahnen, grün: Quadrupole, blau: Magnetfeld

Abbildung 6.20: Rückführungsbahn inklusive Schikane

Für die Rückführungsbahn eines einseitigen Lattice empfiehlt es sich, zwei doppelt-teleskopische Systeme aneinander und für die Weglängenkorrektur eine Schikane zwischen beide zu setzen. Hierbei ist der Mittelpunkt nicht mehr teleskopisch, aber durch

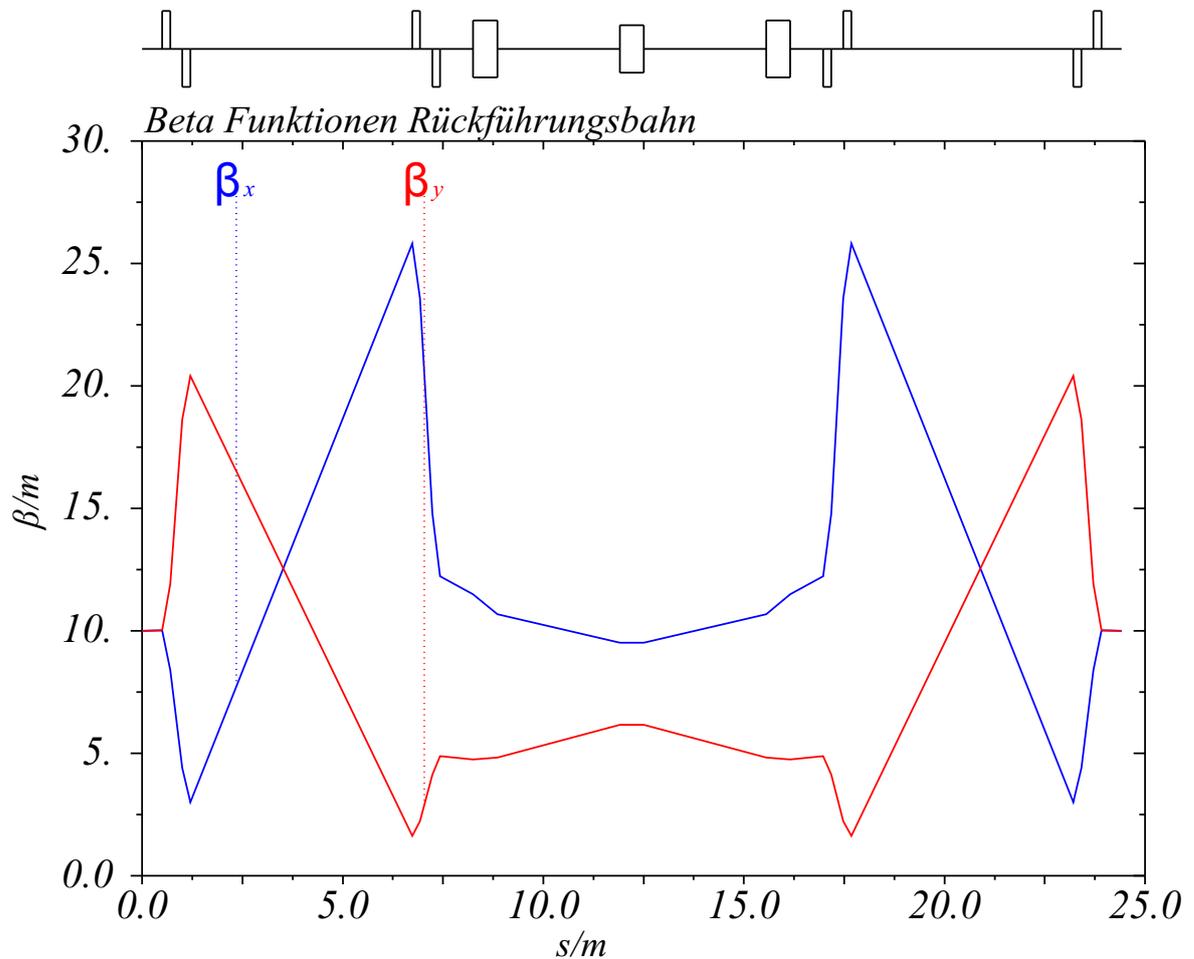


Abbildung 6.21: Betafunktion der Rückführungsbahn inklusive Schikane

eine Ansteuerung der Quadrupole im Schema AB-CD-DC-BA kann die Gesamtkonstruktion doppelteleskopisch gemacht werden und die Transfermatrix wird bis auf die longitudinale Dispersion eine Einheitsmatrix. Durch die Schikane kann dann ohne mechanische Änderungen an der Strahlführung die Weglänge der Strahlbahn verändert und damit die Phasenlage in den Kavitäten eingestellt werden. Allerdings muss die durch die Schikane hervorgerufene longitudinale Dispersion bei der Einstellung der Umlenkbögen berücksichtigt und die Einstellung der Quadrupole angepasst werden. Die Dispersionsfreiheit ist in Abbildung 6.22 gezeigt. Ein ähnliches Konzept ist auch in der Strahlführung des internen Experiments möglich, da hier entsprechend Platz vorhanden ist. Die in Abbildung 6.20 gezeigte Konstruktion liefert bei einer Winkeländerung von  $10^\circ$  auf  $11^\circ$  eine Wegverlängerung von 18,9 mm.

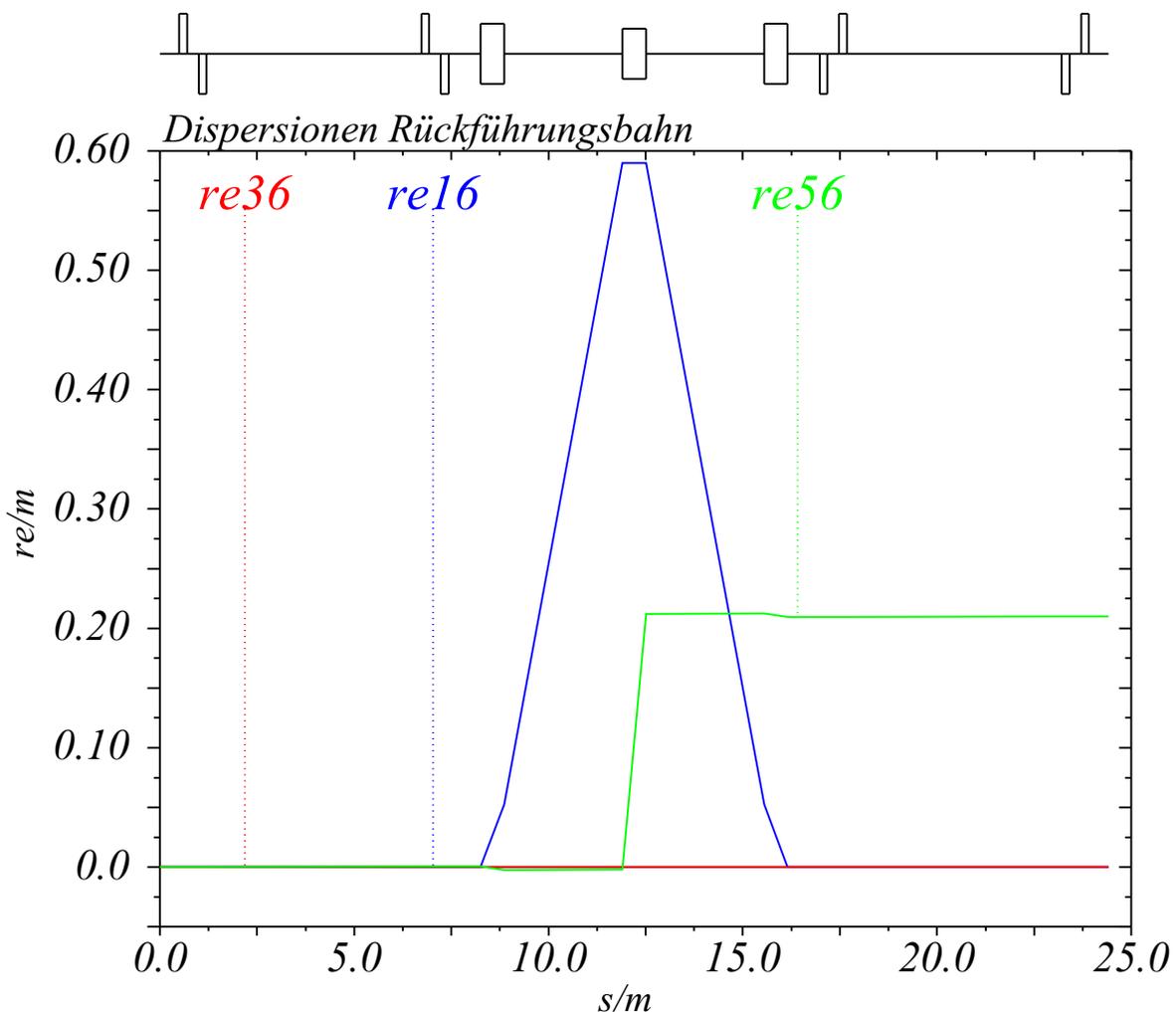


Abbildung 6.22: Dispersionen der Rückführungsbahn inklusive Schikane

# 7 Strahlführung MESA

## 7.1 Überblick über horizontales bzw. vertikales Lattice

Da für dieses Design MESA als ein rezirkulierender Beschleuniger mit unabhängigen Orbits angedacht ist, besitzt jeder Bogen und jede Rückführungsbahn eine eigene Optik [Rand, 1984]. Die einzelnen Strahlrückführungen können horizontal nebeneinander gestaffelt werden oder vertikal übereinander. Jede dieser beiden Möglichkeiten hat ihre eigenen Vor- und Nachteile. Bei einer horizontalen Strahlseparation wie beim S-DALINAC ergeben sich Vorteile hinsichtlich der Länge, da die Strahlseparation direkt in die Umlenkbögen übergehen kann. Dadurch ergibt sich aber zwangsläufig das Problem, dass die einzelnen Bögen kein eigenes Eingangs- bzw. Ausgangsmatching erhalten können, da in diesem Bereich die Strahlen der verschiedenen Energien nicht dispersiv sind und direkt aufeinander liegen. Dementsprechend müssen die Bögen in sich an den Strahl angepasst werden, damit möglichst verträgliche Betafunktionen erzielt werden können. Dies geht allerdings mit einer erheblichen Verringerung der Flexibilität einher. Des Weiteren ist die Strahlextraktion des internen Experiments in einem horizontalen Lattice sehr komplex, da sie durch den äußeren Rückführungsbogen hindurch führen muss. Ein mögliches Konzept eines horizontalen einseitigen Lattice ist in Abbildung 7.1 dargestellt. Es ist trotz beider Kryomodule hintereinander mit 24,1 m kürzer als ein vertikales doppelseitiges Lattice, welches auf 26,5 m kommt, wie in Abbildung 7.3 zu sehen ist. Für ein horizontales Lattice konnte keine befriedigende Lösung bezüglich aller Vorgaben, insbesondere hinsichtlich des internen Experiments, gefunden werden. Dementsprechend fiel für MESA die Entscheidung auf eine vertikale Strahlseparation. Diese orientiert sich stark an den für die LHeC ERL Testfacility vorgeschlagene Strahlführung [Valloni u. a., 2013].

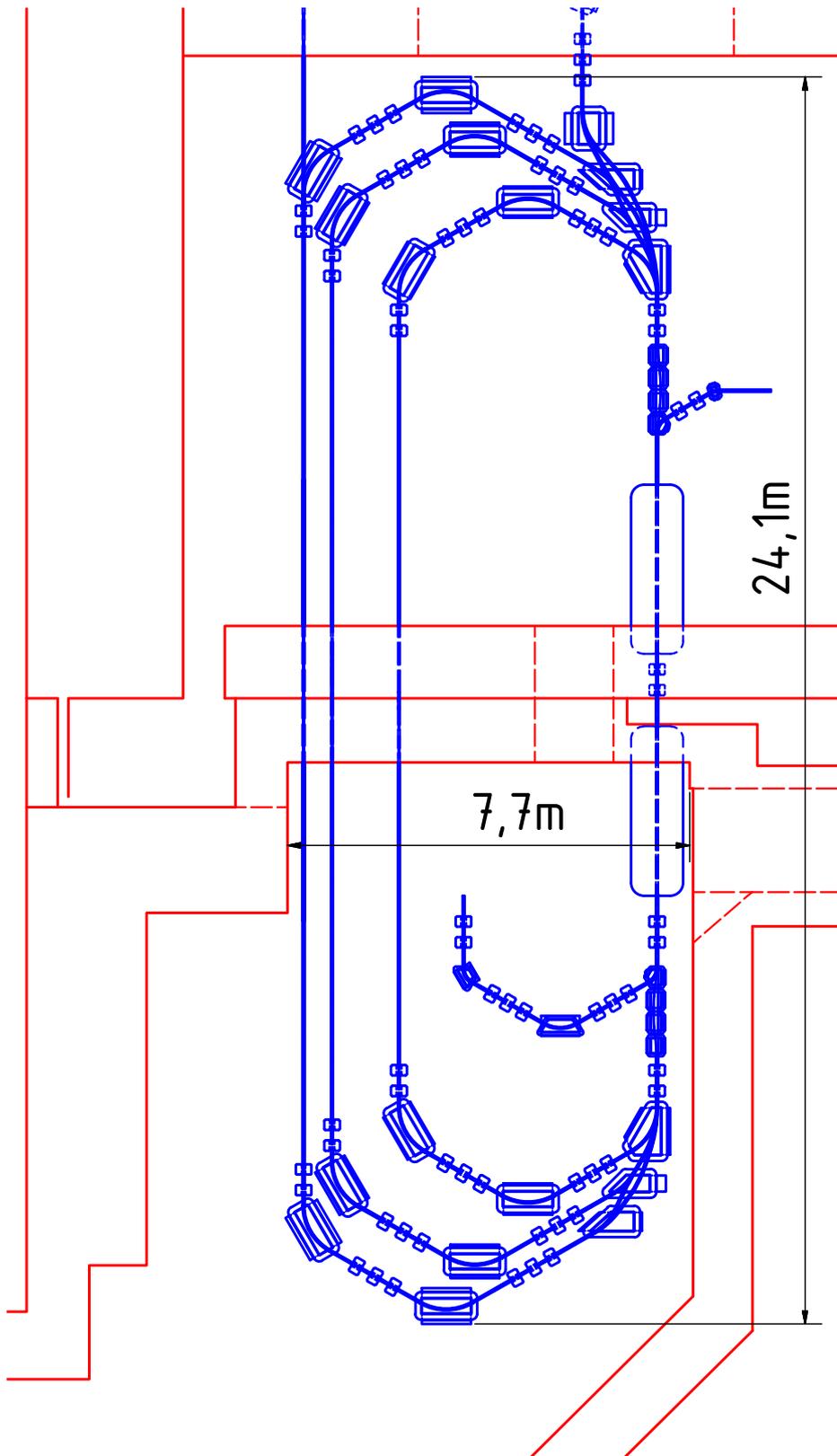


Abbildung 7.1: Konzept: MESA horizontales Lattice

## 7.2 Doppelseitiges Lattice mit externem Experiment

Die einzelnen Bereiche, aus denen sich die MESA Strahlführung zusammensetzt, wurden im vorangegangenen Kapitel 6 beschrieben. Durch das doppelseitige Design besteht der Weg zwischen den Beschleunigermodulen aus der Strahlseparation und einem 180°-Bogen; es wird kein voller Umlauf vollzogen. Der Einfachheit halber wurde trotzdem die Bezeichnung ‚Turn‘ gewählt, die ansonsten meistens zur Bezeichnung eines ganzen Umlaufs dient. Dadurch entspricht aber die Anzahl der Turns nicht der Anzahl der Rezirkulationen. Der Strahl hat hier drei Durchgänge durch ein Kryomodul und dementsprechend zwei Rezirkulationen. Für den Strahlbetrieb mit dem externen Experiment setzt sich der Weg des Strahls durch den Beschleuniger folgendermaßen zusammen<sup>1</sup>:

**Turn 0 (5 MeV):** Dies ist die Strahlführung vom Injektor zum eigentlichen Beschleuniger. Die Energie beträgt hier 5 MeV und der Strahl wird, wie in Kapitel 6.4.1 beschrieben, durch einen Triple-Bend-Achromat zum Kryomodul geführt.

**Turn 1 (30 MeV):** Dieser Strahlführungsteil setzt sich aus der vertikalen Strahlseparation aus Kapitel 6.5 und dem Umlenkbogen aus Kapitel 6.6 zusammen.  
Strahlseparation → Umlenkbogen → Strahlintegration

**Turn 2 (55 MeV):** Hier sind zusätzlich am Anfang und am Ende die in Kapitel 6.3 beschriebenen Schikanen angebracht.  
Extraktionsschikane → Strahlseparation → Umlenkbogen → Strahlintegration → Injektionsschikane

**Turn 3 (80 MeV):** Strahlseparation → Umlenkbogen → Strahlintegration

**Turn 4 (105 MeV):** Extraktionsschikane → Strahlseparation → Umlenkbogen → Strahlintegration → Injektionsschikane

**Turn 5 (130 MeV):** Hier entspricht der Aufbau der Strahlseparation einer Schikane. Er kommt ohne Quadrupole aus. Der Umlenkbogen ist bis auf die Auslegung für die höhere Energie von 130 MeV identisch wie die anderen aufgebaut.  
Strahlseparation → Umlenkbogen → Strahlintegration

**Extern (155 MeV):** Die Strahlseparation ist auch hier wie eine Schikane aufgebaut. Sie gibt den Strahl an die Strahlführung zum externen Experiment weiter.  
Extraktionsschikane → Strahlseparation → Externe Strahlführung

<sup>1</sup> Hierbei wird jeweils der Weg von Kryomodul bzw. Injektor zum nächsten Kryomoduldurchgang erläutert.

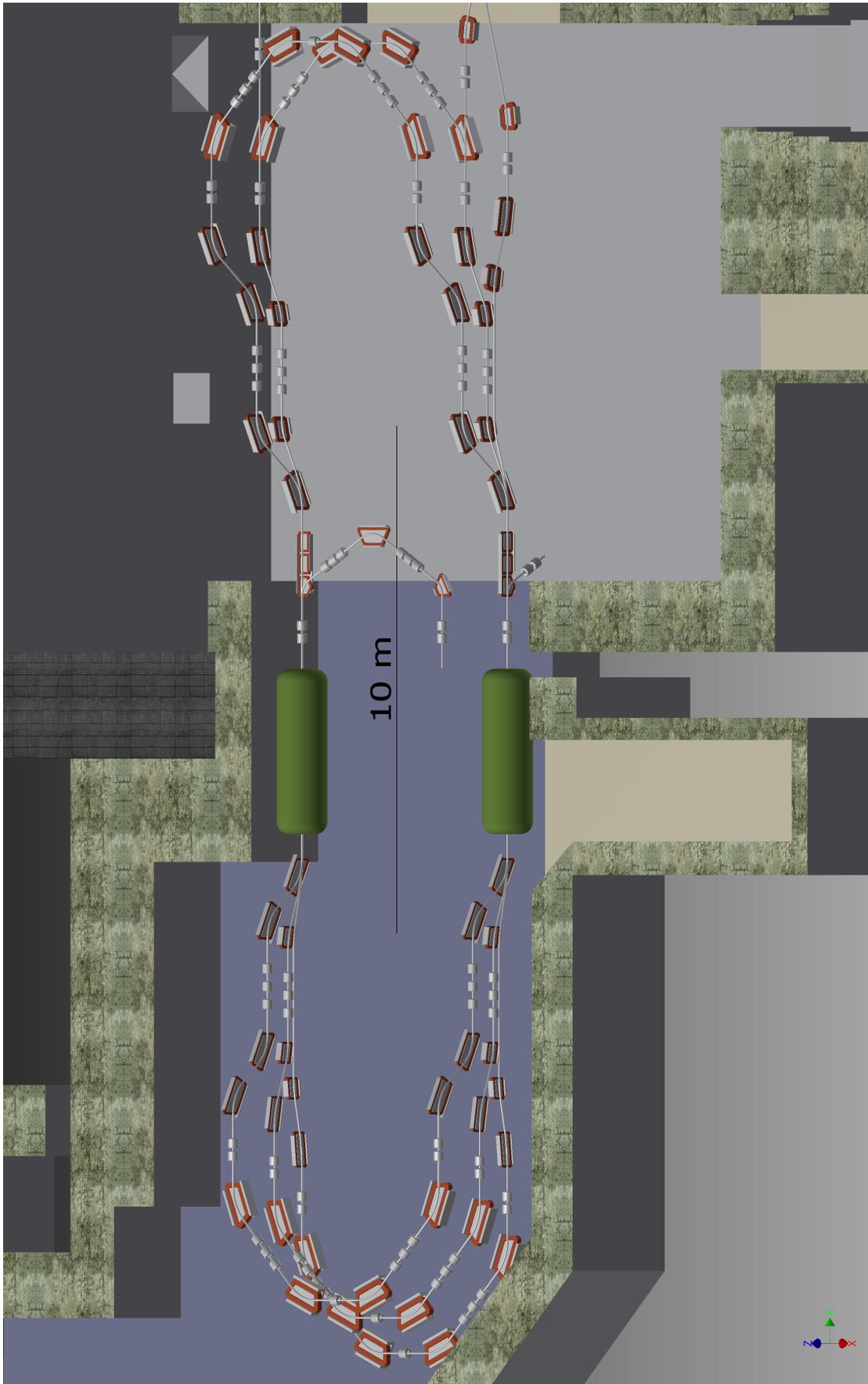


Abbildung 7.2: MESA doppelseitiges Lattice

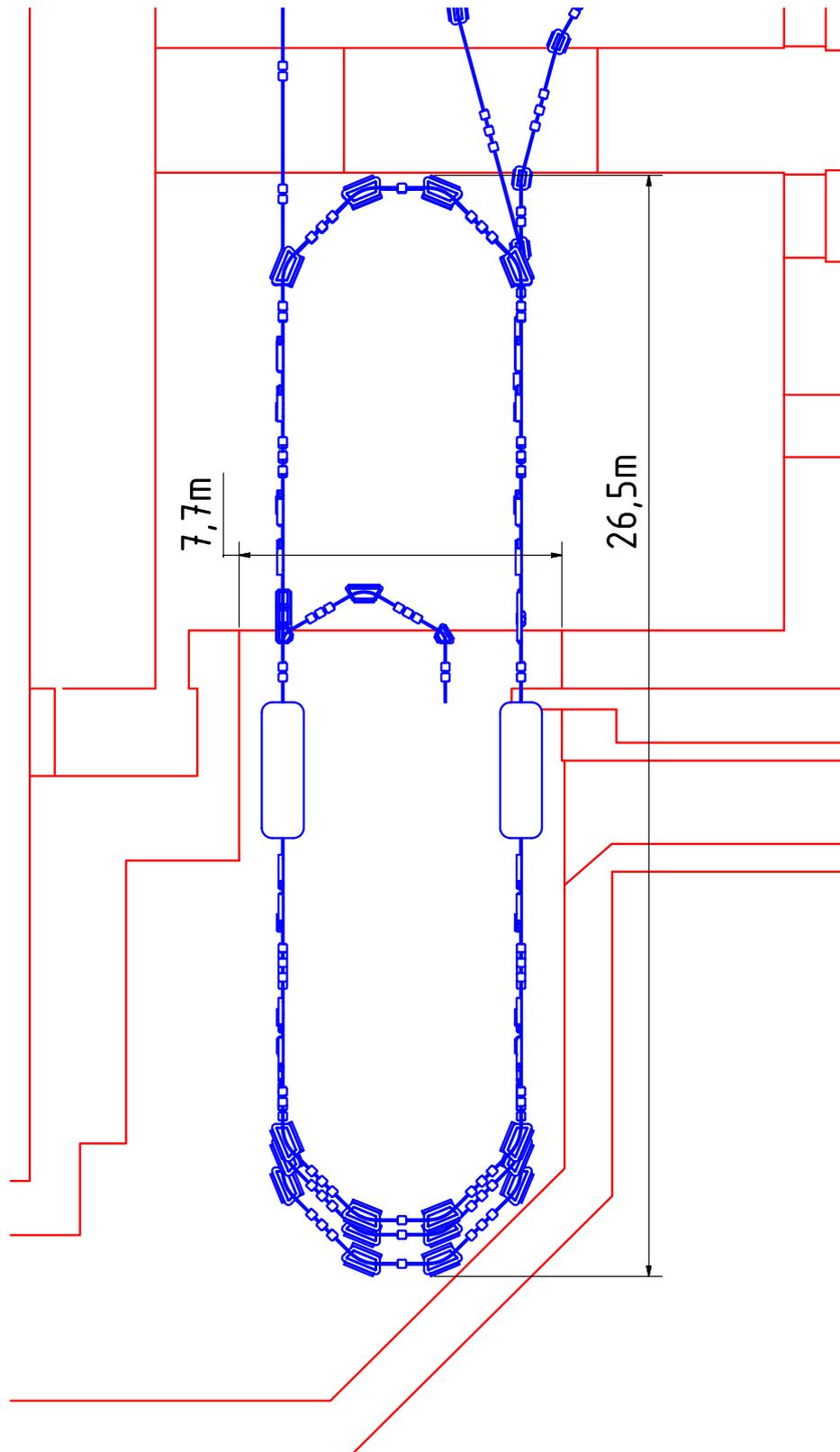


Abbildung 7.3: Skizze MESA doppelseitiges Lattice

In Abbildung 7.2 ist der Beschleuniger im doppelseitigen Lattice dargestellt. Die Dipole sind zur besseren Übersichtlichkeit nur zur Hälfte sichtbar. Wie man in der Draufsicht in Abbildung 7.3 sieht passt dieses Design sowohl von der Breite (engste Stelle: 7,7 m beim Notausgang) als auch von der Länge her in die Halle. Der Beschleuniger hat mit diesen Kryomodulen eine Länge von 26,5 m. Mit längeren Kryomodulen muss der Beschleuniger leider bis in die Experimentierhalle hineinreichen. Tabelle 7.1 enthält für das doppelseitige Design eine Auflistung aller benötigten Elemente und den geschätzten Leistungsbedarf der Dipole.

Tabelle 7.1: Elemente doppelseitiges Lattice

Abschnitt	Energie	Anzahl Dipole	Anzahl Quadrupole	Leistung Dipole
Turn 0	5 MeV	2	8	0,2 kW
Turn 1	30 MeV	10	17	5,2 kW
Turn 2	55 MeV	10	17	11,2 kW
Turn 3	80 MeV	10	17	7,2 kW
Turn 4	105 MeV	10	17	12,8 kW
Turn 5 <sup>2</sup>	130 MeV	8	11	10,2 kW
Extraktion <sup>2</sup>	155 MeV	2	0	1,4 kW
Linacachsen <sup>3</sup>		6	4	5,4 kW
Externes Experiment <sup>4</sup>	155 MeV	2	9	2,2 kW
Internes Experiment <sup>5</sup>	105 MeV	6	37	5 kW
gesamt		66	128	60,8 kW

<sup>2</sup> Um Doppelzählungen zu vermeiden, wurden Dipole, die von mehreren Energien durchlaufen werden, bei dem Umlauf der niedrigeren Energie gezählt.

<sup>3</sup> Bei der Linacachse wurden die Separationsdipole und die zwei Schikanen gezählt.

<sup>4</sup> Dies ist nur eine Schätzung, da je nach Strahlrohrhöhe der Kryomodule noch ein vertikaler Versatz nötig ist.

<sup>5</sup> Dies ist auch nur eine Schätzung, da die entsprechende Strahlführung noch nicht durchsimuliert worden ist (vgl. Kapitel 7.4.2).

## 7.2.1 Strahldynamik gesamt MESA

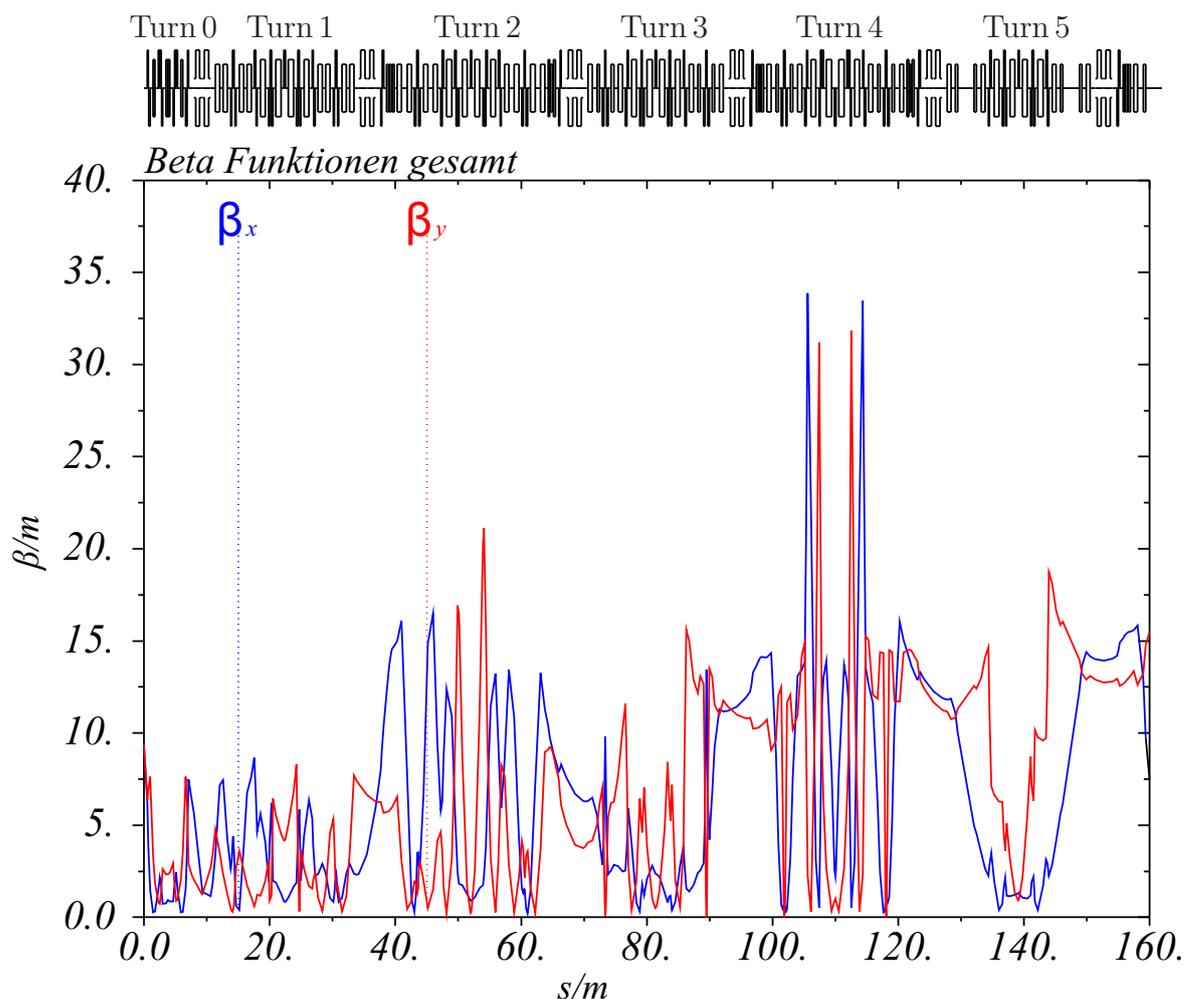


Abbildung 7.4: Betafunktionen MESA externer Betrieb

Die Strahlführung wurde sukzessive vom Injektorlinac an Umlauf für Umlauf optimiert. Hier ergeben sich entsprechend nach [Rand, 1984] keine Optik mit einer Eigenellipse für alle Umläufe (siehe Kapitel 3.4), sondern unabhängige Optiken je Umlauf, wie bei einem Linearbeschleuniger mit den Umlenkbögen als Strahlführung zwischen den Beschleunigungssektionen. Hier wurde eine Anfang-zu-Ende-Simulation der Strahlführung durchgeführt. Sie zeigt, dass der vom Injektor-Linac erzeugte Strahl von der vorgeschlagenen Strahlführung mit vernünftigen Betafunktionen beschleunigt und zum Experiment geführt werden kann. Resonanzeffekte bezüglich des Betatron-Phasenvorschubs werden hier noch nicht berücksichtigt, da sie durch die geringe Zahl an Rezirkulationen nur geringe Auswirkungen haben. Wie man in Abbildung 7.5 sieht, bleibt der  $1\sigma$ -Radius des Strahls unter 0,4 mm und sinkt durch die Pseudodämpfung

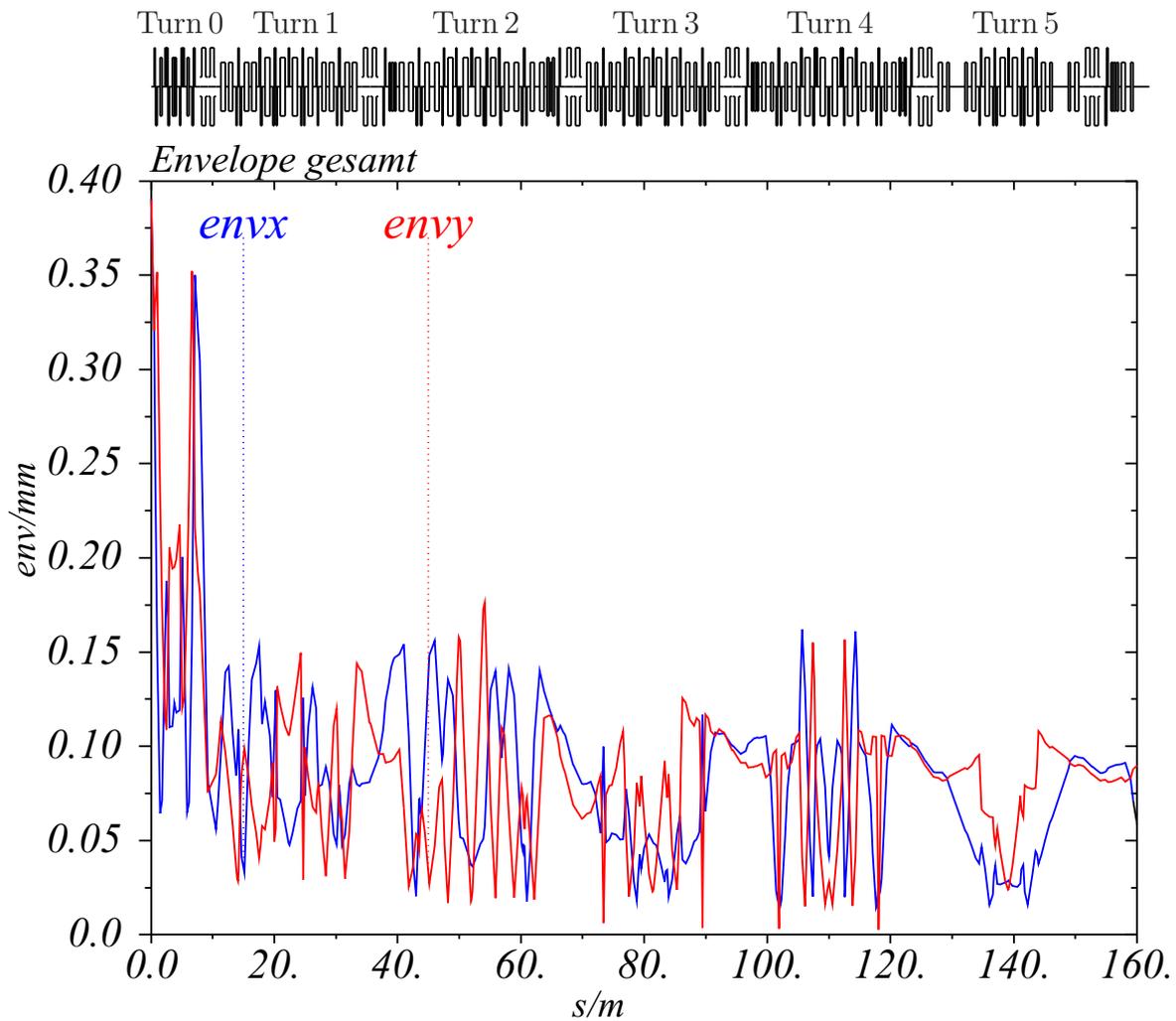


Abbildung 7.5: Strahleinhältnisse MESA externer Betrieb

nach der Injektionsstrahlführung auf unter 0,2 mm. Für den externen Betrieb sind das sehr gute Werte. Beim internen Betrieb könnte es allerdings durch die hohen Bunchladungen und die teilweise doch sehr geringen Strahlradien von unter 0,02 mm zu einer Emittanzvergrößerung kommen. Nach Möglichkeit wurden zumindest die axialen und radialen Fokalfpunkte an unterschiedliche Stellen gesetzt, um die Raumladungsdichte niedrig zu halten. Hier besteht aber noch Verbesserungsbedarf und es sollte eine Einstellung gesucht werden, die für den energierückgewinnenden Betrieb die minimale Strahlausdehnung nicht zu klein werden lässt.

## 7.3 Einseitiges Lattice mit externem Experiment

Viele Teile der Strahlführung die im doppelseitigen Lattice vorkommen können auch bei einem einseitigem Design verwendet werden (wie in Kapitel 7.2 beschrieben). Insgesamt ist das Lattice jedoch einfacher aufgebaut und benötigt weniger Komponenten. Nachteilig ist die größere Länge des Designs. Dies ist gerade in Bezug auf die begrenzten Räumlichkeiten problematisch. Hier entspricht jeder Turn (mit Ausnahme von Turn 0, der die Injektionsstrahlführung beschreibt) einem vollem Umlauf.

**Turn 0 (5 MeV):** Die Injektionsstrahlführung ist identisch mit der im doppelseitigen Design in Kapitel 7.2.

**Turn 1 (55 MeV):** Extraktionsschikane  $\rightarrow$  Strahlseparation  $\rightarrow$  Umlenkbogen  $\rightarrow$  Rückführungsbahn  $\rightarrow$  Umlenkbogen  $\rightarrow$  Strahlintegration  $\rightarrow$  Injektionsschikane

**Turn 2 (105 MeV):** Extraktionsschikane  $\rightarrow$  Strahlseparation  $\rightarrow$  Umlenkbogen  $\rightarrow$  Rückführungsbahn  $\rightarrow$  Umlenkbogen  $\rightarrow$  Strahlintegration  $\rightarrow$  Injektionsschikane

**Extern (155 MeV):** Auch dieser Teil ist identisch wie in Kapitel 7.2. Die Strahlseparation ist wie eine Schikane aufgebaut und gibt den Strahl an die Strahlführung zum externen Experiment weiter.

Extraktionsschikane  $\rightarrow$  Strahlseparation  $\rightarrow$  externe Strahlführung

Hierbei erhöht sich die Länge gegenüber dem doppelseitigen Design um ca. 6 m und reicht dementsprechend in die Experimentierhalle hinein. Demgegenüber steht, wie man in Tabelle 7.2 sieht eine Einsparung von 16 Dipolen bei ungefähr gleichbleibender Quadrupolanzahl. Für MESA erscheint dieses Lattice nur zur Nutzung eines einzelnen Kryomoduls mit 50 MeV Energiehub interessant.

Tabelle 7.2: Elemente einseitiges Lattice

Abschnitt	Energie	Anzahl Dipole	Anzahl Quadrupole	Leistung Dipole
Turn 0	5 MeV	2	8	0,2 kW
Turn 1	55 MeV	17	36	17,2 kW
Turn 2	105 MeV	17	36	20,6 kW
Extraktion <sup>6</sup>	155 MeV	2	0	1,4 kW
Linacachsen <sup>7</sup>		4	4	4,2 kW
Externes Experiment <sup>8</sup>	155 MeV	2	9	2,2 kW
Internes Experiment <sup>9</sup>	105 MeV	6	37	5 kW
gesamt		50	130	50,8 kW

## 7.4 Internes Experiment / Energy Recovery

Da für die hohen Strahlströme die benötigten HF-Leistungen sehr groß werden, wird für einen wirtschaftlichen Betrieb des Beschleunigers bei hohem Strom die Energie zurückgewonnen. Hierfür wird der Strahl um 180° phasenverschoben durch die Beschleunigungssektionen geleitet. Dadurch wird der Elektronenstrahl abgebremst und die Energie zurück in die Kavität geleitet. Diese Energie dient dann wieder zur Beschleunigung weiterer Elektronen. Hierbei ist zu beachten, dass der Strahl beim abbremsen nicht rückwärts durch den Beschleuniger läuft, sondern die Umlenkbögen in umgekehrter Reihenfolge durchläuft.

### 7.4.1 Strahlführung internes Experiment

Für den Betrieb mit dem internen Experiment wird der Strahl im 105 MeV-Bogen extrahiert. Die Betafunktionen entsprechen bis dahin der Abbildung 7.4. Zur Extraktion bleiben die Ablenktdipole abgeschaltet und der Strahl wird geradeaus in die Experimentierhalle in die Strahlführung des internen Experiments geleitet. Von dort aus wird

<sup>6</sup> Um Doppelzählungen zu vermeiden, wurden Dipole, die von mehreren Energien durchlaufen werden, bei dem Umlauf der niedrigeren Energie gezählt.

<sup>7</sup> Bei der Linacachse wurden die Separationsdipole und die zwei Schikanen gezählt.

<sup>8</sup> Dies ist nur eine Schätzung, da je nach Strahlrohrhöhe der Kryomodule noch ein vertikaler Versatz nötig ist.

<sup>9</sup> Dies ist auch nur eine Schätzung, da die entsprechende Strahlführung noch nicht durchsimuliert worden ist (vgl. Kapitel 7.4.2).

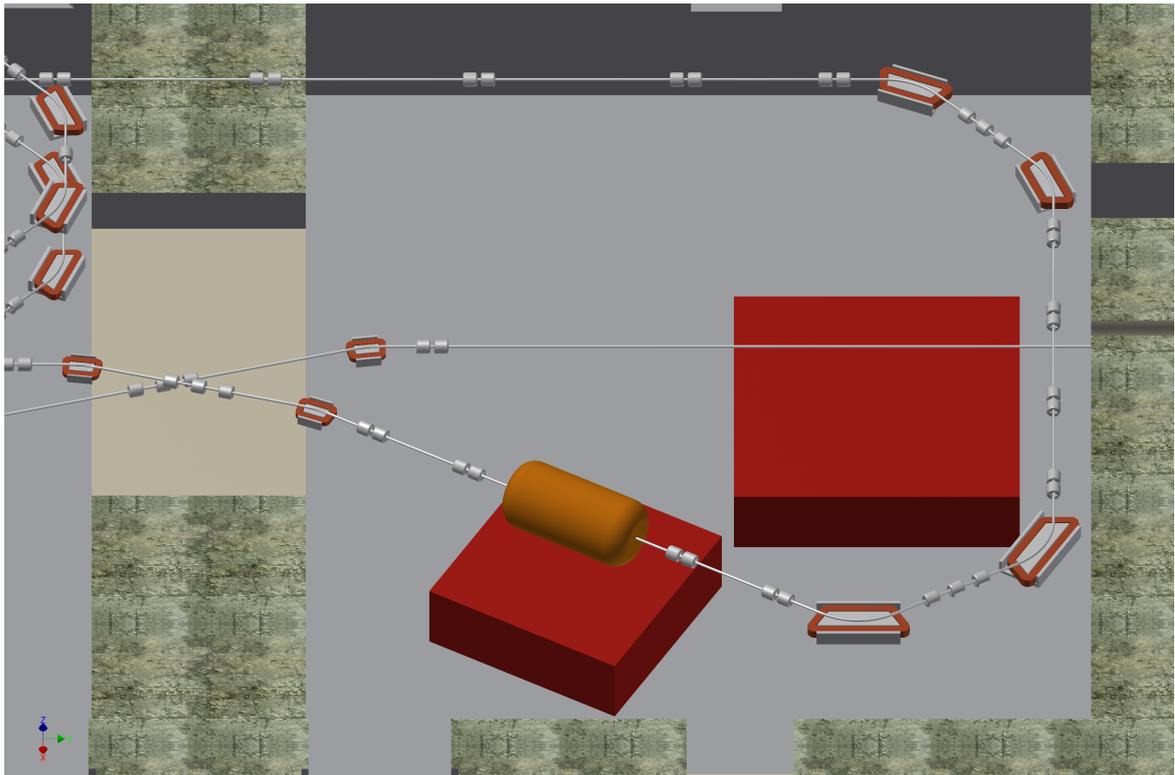
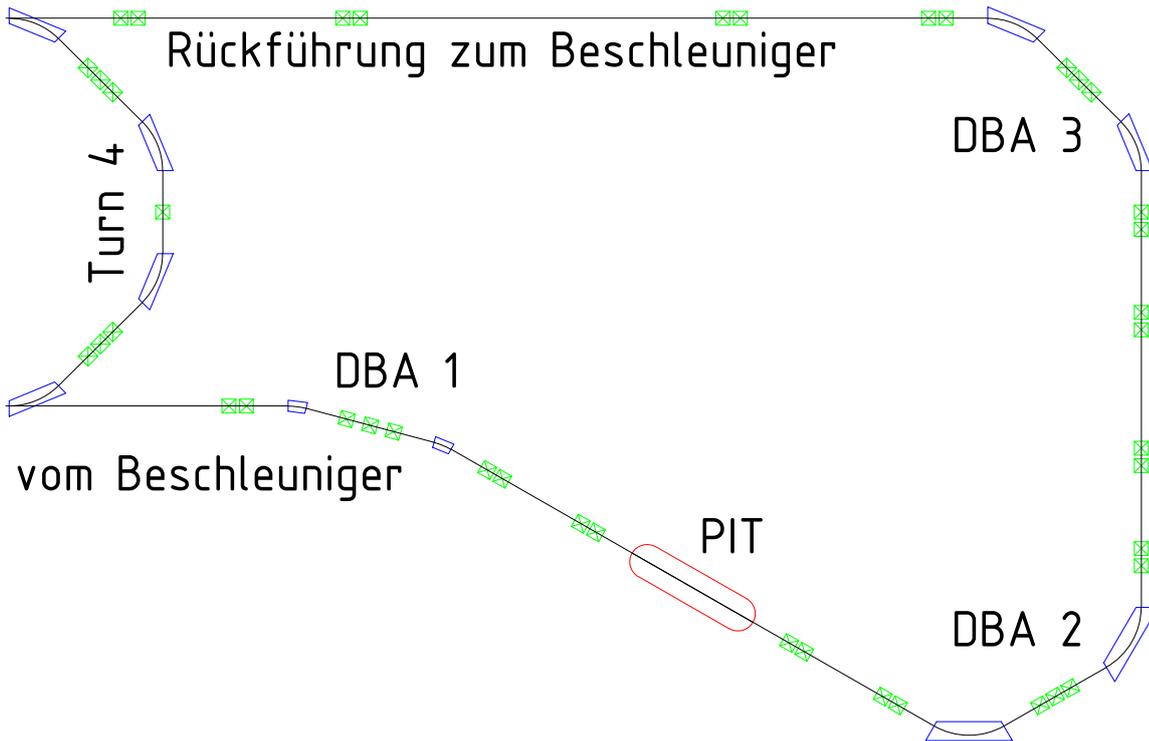


Abbildung 7.6: Strahlführung internes Experiment

er zurück in den hinteren Teil des 105 MeV-Bogens geführt. Die Länge dieser Strahlführung wird so gewählt, dass ein Phasensprung von  $180^\circ$  gegenüber den beschleunigenden Teilchen in den Kryomodulen erreicht wird. Als Konzept für die Strahlführung des internen Experiments ist ein Aufbau bestehend aus drei Double-Bend-Achromaten vorgesehen. Der erste besteht aus zwei Dipolen mit einer Ablenkung um jeweils  $30^\circ$ , der zweite um zweimal  $60^\circ$  und der dritte um zweimal  $45^\circ$ . Hinter dem ersten Double-Bend-Achromaten kann der Strahl durch insgesamt vier Quadrupole<sup>2</sup> für das Experiment angepasst werden. Zwischen dem zweiten und dritten Double-Bend-Achromaten ist ein Verbindungsstück aus vier Quadrupolen angebracht die doppelteleskopisch abbildend eingestellt sind. Nach dem dritten Double-Bend-Achromaten wird der Strahl zum eigentlichen Beschleuniger zurückgeführt. Da keine Gesamtsymmetrie in dieser Strahlführung vorherrscht, kann diese Rückführungsbahn nicht einfach doppelteleskopisch sein, sondern hier muss der Strahl für den restlichen Beschleuniger wieder angepasst werden. Nachteilig in diesem Konzept ist, dass durch die Verwendung von Double-Bend-Achromaten keine Einstellung der longitudinalen Dispersion in den Bögen möglich ist. Hier kann höchstens über die beiden hinteren Double-Bend-Achromaten die

<sup>2</sup> Zwei Quadrupole vom Ausgangsmatching des DBA und zwei zusätzliche vor dem Experiment



schwarz: Strahlbahnen, grün: Quadrupole, blau: Magnetfeld, rot: Experiment

Abbildung 7.7: Skizze Strahlführung internes Experiment

longitudinale Dispersion ( $R_{56}$ ) eingestellt werden. Dabei muss in dem zweiten Double-Bend-Achromaten eine negative transversale Dispersion ( $R_{16}$ ) bestehen bleiben und nur die Winkeldispersion ( $R_{26}$ ) kompensiert werden. Über den dritten Double-Bend-Achromaten wird dann das Gesamtgebilde wieder Dispersionsfrei eingestellt. Unter passender Wahl der Einstellungen kann so über die beiden Double-Bend-Achromaten die longitudinale Dispersion eingestellt werden. Da das Zwischenstück zwischen beiden Double-Bend-Achromaten doppelteleskopisch ist und die Winkeldispersion kompensiert ist, hat es keine Auswirkung auf die angepasste longitudinale Dispersion. Ob aber an dieser Stelle eine Anpassung der longitudinalen Dispersion nötig ist, muss erst noch ermittelt werden, da die Energieschärfe des abbremsenden Strahls eher von untergeordneter Wichtigkeit ist. Hier sind jetzt noch relativ viele Quadrupole vorgesehen. Einige könnten unter Umständen eingespart werden, was aber mit einer Reduzierung der Flexibilität einhergeht.

## 7.4.2 Strahldynamik Energy Recovery

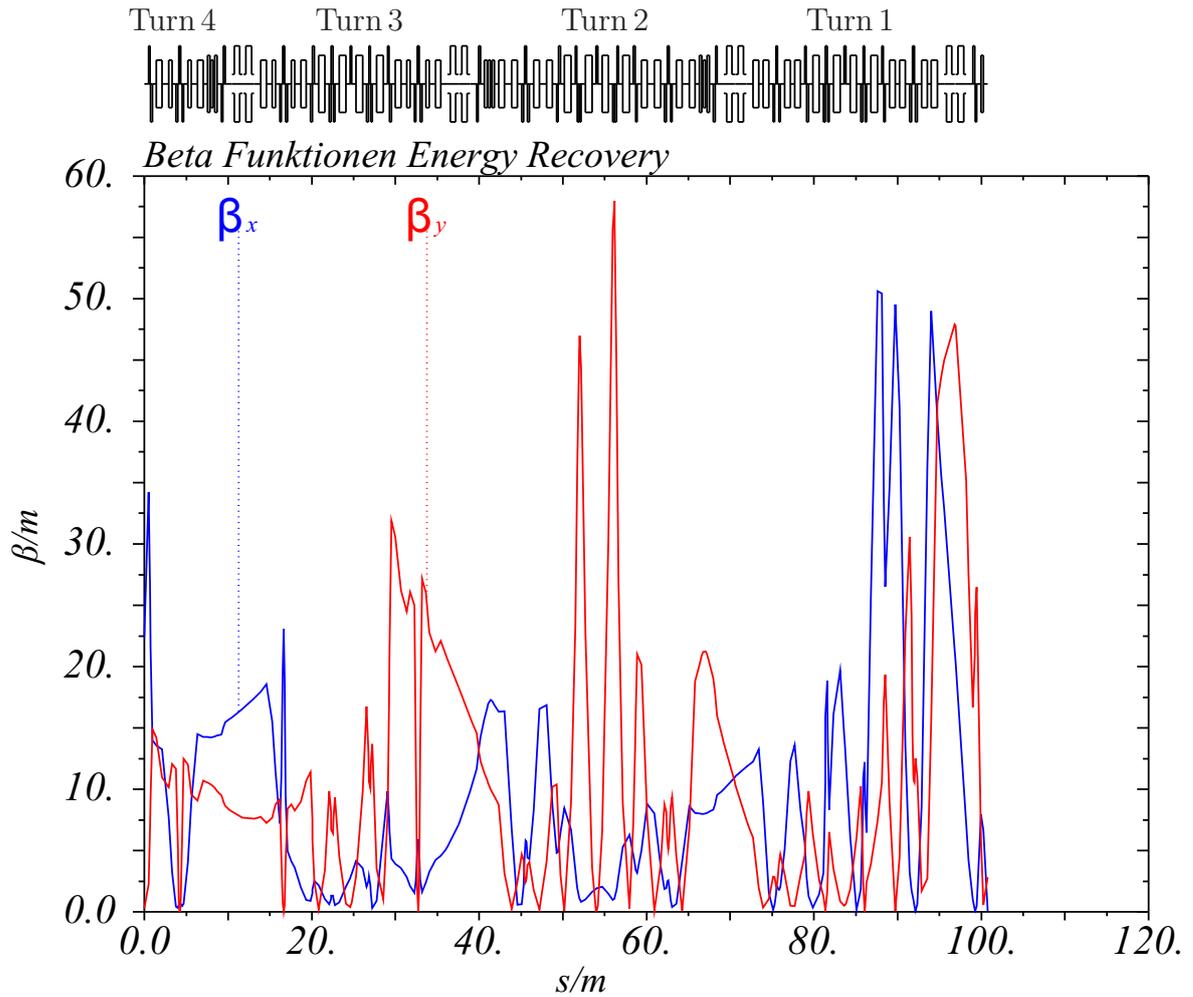


Abbildung 7.8: Betafunktion MESA Energy Recovery

Aus Zeitmangel konnte für diese Arbeit leider nicht mehr die Strahlführung des internen Experiments fertig ausgearbeitet und simuliert werden. Zur Überprüfung der Fähigkeit des Beschleunigers, den Strahl bei der Abbremsung in den für den Betrieb erforderlichen Ausdehnungen zu halten, wurde aber der extrahierte 105 MeV-Strahl invertiert ( $\alpha$  wurde negiert) und abbremsend durch den Beschleuniger zurück geschickt. Bei der Rückführung des Strahls in die Beschleunigerhalle ist genügend Platz vorhanden eine solche Strahlpräparation zu gewährleisten (vgl. Abb. 7.7). Wie man in Abbildung 7.9 sieht, bleibt der Strahlradius unter einem Millimeter, auch wenn er sich gegen Ende etwas stärker aufbläht. In Anbetracht des Platzes bei der Rückführung des internen Experiments sollten mit mehreren Quadrupolen die Strahlparameter genügend anpassbar sein, um eine vernünftige Rückleitung durch das System zu gewährleisten. Hier muss aber mit anderen Simulationsprogrammen wie z. B. PARMELA das

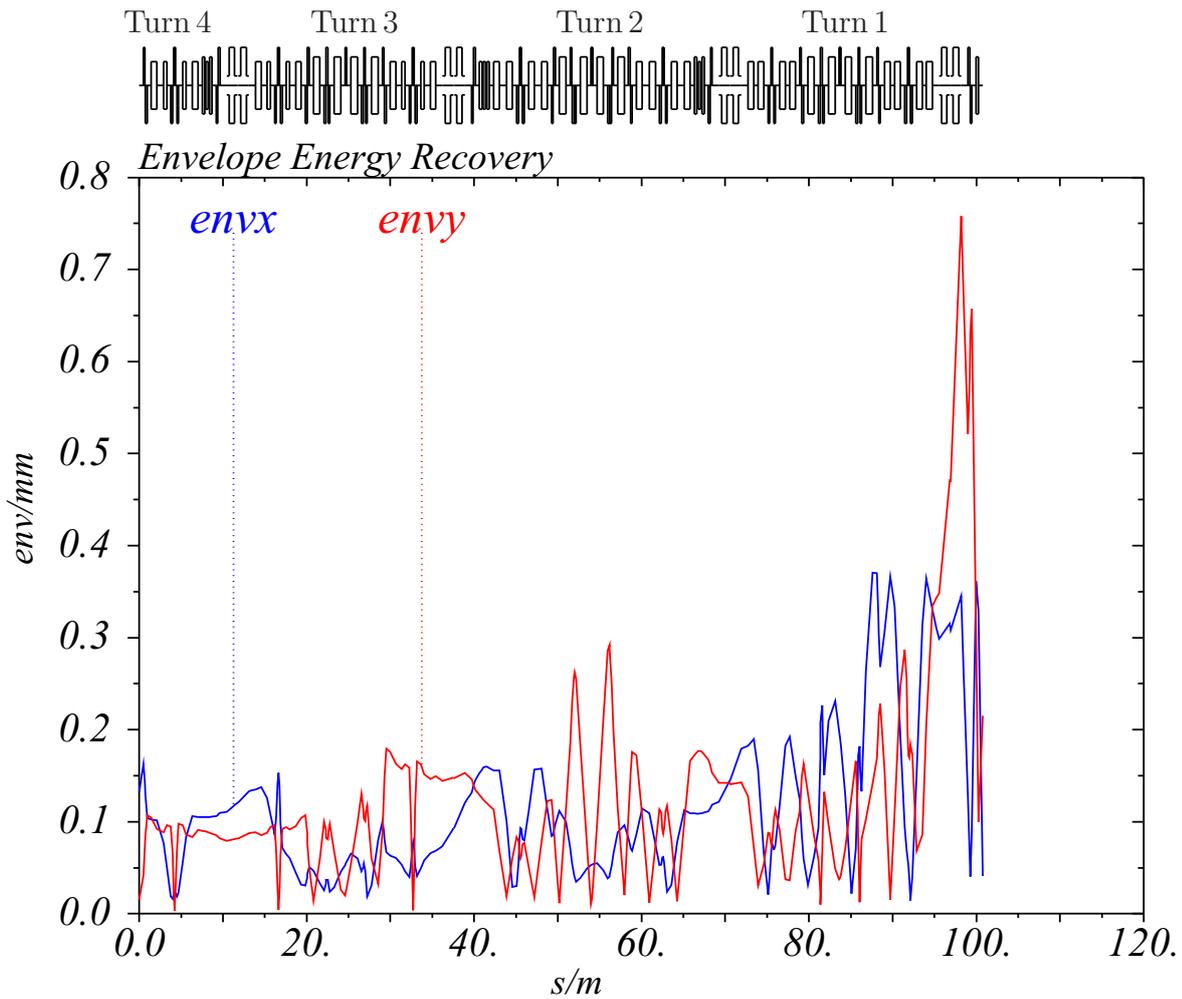


Abbildung 7.9: Strahlhüllende MESA Energy Recovery

genaue Verhalten des Strahls im Abbremsvorgang überprüft werden. Für den Energy-Recovery Betrieb wäre eine Strahlführung günstiger, bei der alle Umläufe die gleiche Eigenellipse aufweisen. Dadurch könnte das verhältnismäßig starke Anwachsen der Betafunktionen im letzten Umlauf verhindert werden. Allerdings ist dies bei den gegebenen Rahmenbedingungen und den doch sehr unterschiedlich aufgebauten Bahnen bzw. der geringen Symmetrie des Beschleunigers problematisch. Die Bögen inklusive der Strahlseparationen lassen sich relativ gut einstellen. Zur Grundeinstellung wurden z.B. alle Umlenkbögen auf eine Eigenellipse von  $\beta=10$  m und  $\alpha=0$  optimiert. Aber durch den verhältnismäßig hohen Energiehub lassen sich die Beschleunigungssektionen vor allem in den unteren Energiebereichen nur schlecht in ein solches Schema integrieren.



# 8 Fazit und Ausblick

Ziel dieser Arbeit war es, für den Teilchenbeschleuniger MESA eine rezirkulierende Strahlführung zu entwickeln. Auch wenn nicht alle Punkte vollständig gelöst wurden, so konnte doch die Machbarkeit innerhalb der gegebenen Parameter gezeigt und ein Grundgerüst für die weitere Entwicklung aufgestellt werden. So kann auch bei Änderungen der Vorgaben (z.B. durch den Einsatz eines anderen Kryomoduls) entsprechend einem Baukastensystem das Design angepasst werden.

Die nächsten Schritte zur Fertigstellung eines kompletten Designs beinhalten:

- Ausarbeitung und Simulation der Strahlführung für das interne Experiment und eine komplette Anfang-zu-Ende-Simulation des Energy-Recovery-Betriebs
- Überprüfung des Betatron-Phasenvorschubs für die einzelnen Rezirkulationen zur Vermeidung von Resonanzeffekten. Sowie die Überprüfung einzelner Matrixelemente gesamter Umläufe. Dies ist von Bedeutung für die HOM<sup>1</sup>-Effekte<sup>2</sup> in den Kavitäten
- Simulation von MESA mit einem Tracking Programm (PARMELA)
- Bestimmung der optimalen longitudinalen Dispersion und Anpassung der Strahl-optik
- Simulationen mit Fehlausrichtungen, um zu überprüfen, ob diese mit den vorgesehenen Korrekturmagneten ausgeglichen werden können
- Design und Simulation der einzelnen Magnete mit einem 3D Simulationsprogramm wie TOSCA oder CST.

---

<sup>1</sup> Higher order mode

<sup>2</sup> Die HOM-Effekte können zum Beam-breakup führen. Das heißt der Strahl wird abgelenkt bis er an die Vakuumkammer stößt. Dies kann zum vollständigen Strahlverlust führen.



# **Teil IV**

## **Anhang**



# A Strahlführung

## A.1 Quellcode für MAD-X

Dies ist der in dieser Arbeit verwendete Quellcode für die Strahlführung. Das Bezeichnungsschema setzt sich folgendermaßen zusammen: {Position}{Typ}{Nummer}. Die Position besteht aus mehreren Teilen. Zuerst ein Kürzel für Injektion (**in**), Extraktion (**ex**), Turn (**t1**, **t2**, **t3**, **t4**, **t5**) oder Linac (**lin**), dann für Bogen (**b**), Schikane inklusive Turn (**st1**, **st2**, **st3**, **st4**, **st5**) oder Strahlseparation (**s**). Zusätzlich wird teilweise noch zwischen Bogen (**b**) und Matching (**m**) unterschieden. Der Typ besteht aus Quadrupol-Gradient (**quag**), Quadrupol k-Wert (**quak**), Energie (**e**), Dipol Magnetfeldlänge (**dip1**), Dipol Ablenkwinkel (**dipw**) oder Dipol Ablenkradius (**dipr**). Dementsprechend bezeichnet **t1bquag6**: Turn 1 - Bogen - Quadrupol-Gradient Nummer 6. Weitere Beschreibungen der Befehle können dem MAD-X Handbuch [Grote, 2002] entnommen werden.

### A.1.1 Quellcode Strahlführung doppelseitiges Lattice

```
none = 0;
inbmquak1 := 0.2998*inbmquag1/inbe;
inbmquag1 := 0.107;
inbe := energy0;
energy0 = 0.0050084901;
inbmquak2 := 0.2998*inbmquag2/inbe;
inbmquag2 := -0.12;
inbbquak1 := 0.2998*inbbquag1/inbe;
inbbquag1 := 0.05600710459;
inbbquak2 := 0.2998*inbbquag2/inbe;
inbbquag2 := 0.2109486507;
inbbquak3 := 0.2998*inbbquag3/inbe;
inbbquag3 := -0.18;
inbbquak4 := 0.2998*inbbquag4/inbe;
inbbquag4 := inbbquag3;
inbbquak5 := 0.2998*inbbquag5/inbe;
inbbquag5 := inbbquag2;
inbbquak6 := 0.2998*inbbquag6/inbe;
inbbquag6 := inbbquag1;
inbmquak3 := 0.2998*inbmquag3/inbe;
inbmquag3 := -0.205;
inbmquak4 := 0.2998*inbmquag4/inbe;
inbmquag4 := 0.195;

lincavv := 12.5;
linphase := 0*grad;
grad := pi/180;
t1sdip1kwo := 20*grad;
t1sdip21 := t1sdipwa*t1sdipra;
t1sdipwa := 50*grad;
t1sdipra := 0.79945;
t1sdip2kwi := t1sdip1kwo;
t1squak1 := 0.2998*t1squag1/t1e;
t1squag1 = -0.8421399129;
t1e := energy1;
energy1 = 0.03;
t1squak2 := 0.2998*t1squag2/t1e;
t1squag2 = 1.394799756;
t1squak3 := 0.2998*t1squag3/t1e;
t1squag3 := t1squag1;
t1sdip3kwo := t1sdip1kwo;
t1sdip4kwi := t1sdip3kwo;
t1mquak1 := 0.2998*t1mquag1/t1e;
t1mquag1 = 0.6796182069;
t1mquak2 := 0.2998*t1mquag2/t1e;
t1mquag2 = -0.8711004108;
t1bdip1 := t1bdipw*t1bdipr;
```

## A Strahlführung

```

t1bdipw := 45*grad;
t1bdipr := 1;
t1bquak1 := 0.2998*t1bquag1/t1e;
t1bquag1 := -2.942692311;
t1bquak2 := 0.2998*t1bquag2/t1e;
t1bquag2 := 2.861207136;
t1bquak3 := 0.2998*t1bquag3/t1e;
t1bquag3 := -2.234740553;
t1bquak4 := 0.2998*t1bquag4/t1e;
t1bquag4 := 0.1124713796;
t1bquak5 := 0.2998*t1bquag5/t1e;
t1bquag5 := t1bquag3;
t1bquak6 := 0.2998*t1bquag6/t1e;
t1bquag6 := t1bquag2;
t1bquak7 := 0.2998*t1bquag7/t1e;
t1bquag7 := t1bquag1;
t1mqak3 := 0.2998*t1mqag3/t1e;
t1mqag3 := 0.6148717013;
t1mqak4 := 0.2998*t1mqag4/t1e;
t1mqag4 := -0.9273549153;
t1sdip3l := t1sdipwb*t1sdiprb;
t1sdipwb := t1sdipwa;
t1sdiprb := t1sdipra;
t1squak4 := 0.2998*t1squag4/t1e;
t1squag4 := t1squag3;
t1squak5 := 0.2998*t1squag5/t1e;
t1squag5 := t1squag2;
t1squak6 := 0.2998*t1squag6/t1e;
t1squag6 := t1squag1;
exst2quak1 := 0.2998*exst2quag1/exst2e;
exst2quag1 := inbmquag3;
exst2e := energy2;
energy2 := 0.055;
exst2quak2 := 0.2998*exst2quag2/exst2e;
exst2quag2 := inbmquag4;
exst2dipl := exst2dipw*exst2dipr;
exst2dipw := asin(exst2dipx/exst2dipr);
exst2dipx := 0.29;
exst2dipr := exst2r*exst2e/energy0;
exst2r := 0.312;
t2sdip1kwo := 20*grad;
t2sdip2l := t2sdipwa*t2sdipra;
t2sdipwa := 50*grad;
t2sdipra := 0.79945;
t2sdip2kwi := t2sdip1kwo;
t2squak1 := 0.2998*t2squag1/t2e;
t2squag1 := -1.542692211;
t2e := energy2;
t2squak2 := 0.2998*t2squag2/t2e;
t2squag2 := 2.466463913;
t2squak3 := 0.2998*t2squag3/t2e;
t2squag3 := t2squag1;
t2sdip3kwo := t2sdip1kwo;
t2sdip4kwi := t2sdip3kwo;
t2mqak1 := 0.2998*t2mqag1/t2e;
t2mqag1 := -1.368723872;
t2mqak2 := 0.2998*t2mqag2/t2e;
t2mqag2 := 0.3841088411;
t2bdipl := t2bdipw*t2bdipr;
t2bdipw := 45*grad;
t2bdipr := t1bdipr;
t2bquak1 := 0.2998*t2bquag1/t2e;
t2bquag1 := 0.3135375235;
t2bquak2 := 0.2998*t2bquag2/t2e;
t2bquag2 := -0.519491359;
t2bquak3 := 0.2998*t2bquag3/t2e;
t2bquag3 := -0.7518100085;
t2bquak4 := 0.2998*t2bquag4/t2e;
t2bquag4 := 0.2576124801;
t2bquak5 := 0.2998*t2bquag5/t2e;
t2bquag5 := t2bquag3;
t2bquak6 := 0.2998*t2bquag6/t2e;
t2bquag6 := t2bquag2;
t2bquak7 := 0.2998*t2bquag7/t2e;
t2bquag7 := t2bquag1;
t2mqak3 := 0.2998*t2mqag3/t2e;
t2mqag3 := 0.4221514486;
t2mqak4 := 0.2998*t2mqag4/t2e;
t2mqag4 := -1.263234511;
t2sdip3l := t2sdipwb*t2sdiprb;
t2sdipwb := t2sdipwa;
t2sdiprb := t2sdipra;
t2squak4 := 0.2998*t2squag4/t2e;
t2squag4 := t2squag3;
t2squak5 := 0.2998*t2squag5/t2e;
t2squag5 := t2squag2;
t2squak6 := 0.2998*t2squag6/t2e;
t2squag6 := t2squag1;
inst2dipl := inst2dipw*inst2dipr;
inst2dipw := asin(inst2dipx/inst2dipr);
inst2dipx := 0.29;
inst2dipr := inst2r*inst2e/energy0;
inst2r := 0.312;
inst2e := energy2;
inst2quak1 := 0.2998*inst2quag1/inst2e;
inst2quag1 := inbmquag3;
inst2quak2 := 0.2998*inst2quag2/inst2e;
inst2quag2 := inbmquag4;
t3sdip1kwo := t3sdipwa;
t3sdipwa := 17.75*grad;
t3sdip2l := t3sdipwa*t3sdiprb;
t3sdiprb := 1.24622;
t3sdip2kwi := t3sdip1kwo;
t3squak1 := 0.2998*t3squag1/t3e;
t3squag1 := -4.245710931;
t3e := energy3;
energy3 := 0.08;
t3squak2 := 0.2998*t3squag2/t3e;
t3squag2 := 4.616998833;
t3squak3 := 0.2998*t3squag3/t3e;
t3squag3 := t3squag1;
t3sdip3kwo := t3sdip1kwo;
t3sdip4kwi := t3sdip3kwo;
t3mqak1 := 0.2998*t3mqag1/t3e;
t3mqag1 := -2.743565109;
t3mqak2 := 0.2998*t3mqag2/t3e;
t3mqag2 := 2.58310435;
t3bdipl := t3bdipw*t3bdipr;
t3bdipw := 45*grad;
t3bdipr := t1bdipr;
t3bquak1 := 0.2998*t3bquag1/t3e;
t3bquag1 := -3.373843709;
t3bquak2 := 0.2998*t3bquag2/t3e;
t3bquag2 := 5.542832;
t3bquak3 := 0.2998*t3bquag3/t3e;
t3bquag3 := -2.889058656;
t3bquak4 := 0.2998*t3bquag4/t3e;
t3bquag4 := 0.03578777185;
t3bquak5 := 0.2998*t3bquag5/t3e;
t3bquag5 := t3bquag3;
t3bquak6 := 0.2998*t3bquag6/t3e;
t3bquag6 := t3bquag2;
t3bquak7 := 0.2998*t3bquag7/t3e;
t3bquag7 := t3bquag1;
t3mqak3 := 0.2998*t3mqag3/t3e;
t3mqag3 := 2.56069511;
t3mqak4 := 0.2998*t3mqag4/t3e;
t3mqag4 := -2.5870784;
t3sdip3l := t3sdipwb*t3sdiprb;
t3sdipwb := t3sdipwa;
t3squak4 := 0.2998*t3squag4/t3e;
t3squag4 := t3squag3;
t3squak5 := 0.2998*t3squag5/t3e;
t3squag5 := t3squag2;
t3squak6 := 0.2998*t3squag6/t3e;
t3squag6 := t3squag1;

```

## A.1 Quellcode für MAD-X

```

exst4quak1 := 0.2998*exst4quag1/exst4e;
exst4quag1 := inbmquag3;
exst4e := energy4;
energy4 = 0.105;
exst4quak2 := 0.2998*exst4quag2/exst4e;
exst4quag2 := inbmquag4;
exst4dip1 := exst4dipw*exst4dipr;
exst4dipw := asin(exst4dipx/exst4dipr);
exst4dipx := 0.29;
exst4dipr := exst4r*exst4e/energy0;
exst4r := 0.312;
t4sdip1kwo := t4sdipwa;
t4sdipwa := 25.2*grad;
t4sdip2l := t4sdipwa*t4sdiprb;
t4sdiprb := 0.892253;
t4sdip2kwi := t4sdip1kwo;
t4squak1 := 0.2998*t4squag1/t4e;
t4squag1 := -5.571793842;
t4e := energy4;
t4squak2 := 0.2998*t4squag2/t4e;
t4squag2 := 6.050312706;
t4squak3 := 0.2998*t4squag3/t4e;
t4squag3 := t4squag1;
t4sdip3kwo := t4sdip1kwo;
t4sdip4kwi := t4sdip3kwo;
t4mquak1 := 0.2998*t4mquag1/t4e;
t4mquag1 := -3.981576873;
t4mquak2 := 0.2998*t4mquag2/t4e;
t4mquag2 := 3.5643625;
t4bdip1 := t4bdipw*t4bdipr;
t4bdipw := 45*grad;
t4bdipr := t1bdipr;
t4bquak1 := 0.2998*t4bquag1/t4e;
t4bquag1 := -4.770571628;
t4bquak2 := 0.2998*t4bquag2/t4e;
t4bquag2 := 4.175763148;
t4bquak3 := 0.2998*t4bquag3/t4e;
t4bquag3 := 0.4691179719;
t4bquak4 := 0.2998*t4bquag4/t4e;
t4bquag4 := -5.399379248;
t4bquak5 := 0.2998*t4bquag5/t4e;
t4bquag5 := t4bquag3;
t4bquak6 := 0.2998*t4bquag6/t4e;
t4bquag6 := t4bquag2;
t4bquak7 := 0.2998*t4bquag7/t4e;
t4bquag7 := t4bquag1;
t4mquak3 := 0.2998*t4mquag3/t4e;
t4mquag3 := 3.564289482;
t4mquak4 := 0.2998*t4mquag4/t4e;
t4mquag4 := -3.925347359;
t4sdip3l := t4sdipwb*t4sdiprb;
t4sdipwb := t4sdipwa;
t4squak4 := 0.2998*t4squag4/t4e;
t4squag4 := t4squag3;
t4squak5 := 0.2998*t4squag5/t4e;
t4squag5 := t4squag2;
t4squak6 := 0.2998*t4squag6/t4e;
t4squag6 := t4squag1;
inst4dip1 := inst4dipw*inst4dipr;
inst4dipw := asin(inst4dipx/inst4dipr);
inst4dipx := 0.29;
inst4dipr := inst4r*inst4e/energy0;
inst4r := 0.312;
inst4e := energy4;
inst4quak1 := 0.2998*inst4quag1/inst4e;
inst4quag1 := inbmquag3;
inst4quak2 := 0.2998*inst4quag2/inst4e;
inst4quag2 := inbmquag4;
t5sdip1kwo := t5sdipwa;
t5sdipwa := 10.81*grad;
t5sdip2l := t5sdipwa*t5sdiprb;
t5sdiprb := 2.025273;
t5sdip2kwi := t5sdip1kwo;
t5sdip3kwo := t5sdip1kwo;
t5sdip4kwi := t5sdip3kwo;
t5mquak1 := 0.2998*t5mquag1/t5e;
t5mquag1 := -2.813035756;
t5e := energy5;
energy5 = 0.13;
t5mquak2 := 0.2998*t5mquag2/t5e;
t5mquag2 := 3.383625652;
t5bdip1 := t5bdipw*t5bdipr;
t5bdipw := 45*grad;
t5bdipr := t1bdipr;
t5bquak1 := 0.2998*t5bquag1/t5e;
t5bquag1 := -3.311652328;
t5bquak2 := 0.2998*t5bquag2/t5e;
t5bquag2 := 7.83801254;
t5bquak3 := 0.2998*t5bquag3/t5e;
t5bquag3 := -3.932072274;
t5bquak4 := 0.2998*t5bquag4/t5e;
t5bquag4 := 1.438308222;
t5bquak5 := 0.2998*t5bquag5/t5e;
t5bquag5 := t5bquag3;
t5bquak6 := 0.2998*t5bquag6/t5e;
t5bquag6 := t5bquag2;
t5bquak7 := 0.2998*t5bquag7/t5e;
t5bquag7 := t5bquag1;
t5mquak3 := 0.2998*t5mquag3/t5e;
t5mquag3 := 3.192588975;
t5mquak4 := 0.2998*t5mquag4/t5e;
t5mquag4 := -2.624348589;
t5sdip3l := t5sdipwb*t5sdiprb;
t5sdipwb := t5sdipwa;
exst6quak1 := 0.2998*exst6quag1/exst6e;
exst6quag1 := inbmquag3;
exst6e := energy6;
energy6 = 0.155;
exst6quak2 := 0.2998*exst6quag2/exst6e;
exst6quag2 := inbmquag4;
exst6dip1 := exst6dipw*exst6dipr;
exst6dipw := asin(exst6dipx/exst6dipr);
exst6dipx := 0.29;
exst6dipr := exst6r*exst6e/energy0;
exst6r := 0.312;
extrsdip1kwo := extrsdipwa;
extrsdipwa := 16.77*grad;
extrsdip2l := extrsdipwa*extrsdiprb;
extrsdiprb := 1.317136;
extrsdip2kwi := extrsdip1kwo;
extrsdip3kwo := extrsdip1kwo;
extrsdip4kwi := extrsdip3kwo;
mesastart: marker;
inbstart: marker;
inbmquad1: quadrupole, l:= 0.2, k1:=inbmquak1 ;
inbmquad2: quadrupole, l:= 0.2, k1:=inbmquak2 ;
inbbstart: marker;
inbbdip1: sbend, l:= 0.326725636, angle:=
    1.047197551, hgap:= 0.025, fint:= 0.4;
inbbquad1: quadrupole, l:= 0.2, k1:=inbbquak1 ;
inbbquad2: quadrupole, l:= 0.2, k1:=inbbquak2 ;
inbbquad3: quadrupole, l:= 0.2, k1:=inbbquak3 ;
inbbdip2a: sbend, l:= 0.326725636, angle:=
    0.5235987756, hgap:= 0.025, fint:= 0.4, fintx:=
    0;
inbmitte: marker;
inbbdip2b: sbend, l:= 0.326725636, angle:=
    0.5235987756, hgap:= 0.025, fint:= 0, fintx:=
    0.4;
inbbquad4: quadrupole, l:= 0.2, k1:=inbbquak4 ;
inbbquad5: quadrupole, l:= 0.2, k1:=inbbquak5 ;
inbbquad6: quadrupole, l:= 0.2, k1:=inbbquak6 ;
inbbdip3: sbend, l:= 0.326725636, angle:=
    1.047197551, hgap:= 0.025, fint:= 0.4;
inbbend: marker;
inbmquad3: quadrupole, l:= 0.2, k1:=inbmquak3 ;

```

## A Strahlführung

```
inbmquad4: quadrupole, l:= 0.2, k1:=inbmquak4 ;
inbend: marker;
linstart: marker;
linin: marker;
lincav: rfcavity, l:= 1.2834, volt:=lincavv , lag:=
  linphase , freq:= 1300, n_bessel:=100,
  no_cavity_totalpath=true;
linout: marker;
linend: marker;
t1start: marker;
t1sdip1: sbend, l:= 0.6976517353, angle:=
  0.872664626, tilt:= -1.570796327, e2:=t1sdip1kwo
  , hgap:= 0.025, fint:= 0.4;
t1sdip2: sbend, l:=t1sdip2l , angle:= 0.872664626,
  tilt:= 1.570796327, e1:=t1sdip2kwi , hgap:=
  0.025, fint:= 0.4;
t1squad1: quadrupole, l:= 0.2, k1:=t1squak1 ;
t1squad2: quadrupole, l:= 0.1, k1:=t1squak2 ;
t1squad2b: quadrupole, l:= 0.1, k1:=t1squak2 ;
t1squad3: quadrupole, l:= 0.2, k1:=t1squak3 ;
t1sdip3: sbend, l:= 0.6976517353, angle:=
  0.872664626, tilt:= -1.570796327, e2:=t1sdip3kwo
  , hgap:= 0.025, fint:= 0.4;
t1sdip4: sbend, l:= 0.6976517353, angle:=
  0.872664626, tilt:= 1.570796327, e1:=t1sdip4kwi
  , hgap:= 0.025, fint:= 0.4;
t1mstart: marker;
t1mquad1: quadrupole, l:= 0.2, k1:=t1mquak1 ;
t1mquad2: quadrupole, l:= 0.2, k1:=t1mquak2 ;
t1bstart: marker;
t1bdip1: sbend, l:=t1bdip1 , angle:= 0.7853981634,
  hgap:= 0.025, fint:= 0.4;
t1bquad1: quadrupole, l:= 0.2, k1:=t1bquak1 ;
t1bquad2: quadrupole, l:= 0.2, k1:=t1bquak2 ;
t1bquad3: quadrupole, l:= 0.2, k1:=t1bquak3 ;
t1bdip2: sbend, l:=t1bdip1 , angle:= 0.7853981634,
  hgap:= 0.025, fint:= 0.4;
t1bquad4: quadrupole, l:= 0.1, k1:=t1bquak4 ;
t1mitte: marker;
t1bquad4b: quadrupole, l:= 0.1, k1:=t1bquak4 ;
t1bquad5: quadrupole, l:= 0.2, k1:=t1bquak5 ;
t1bquad6: quadrupole, l:= 0.2, k1:=t1bquak6 ;
t1bquad7: quadrupole, l:= 0.2, k1:=t1bquak7 ;
t1bend: marker;
t1mquad3: quadrupole, l:= 0.2, k1:=t1mquak3 ;
t1mquad4: quadrupole, l:= 0.2, k1:=t1mquak4 ;
t1mend: marker;
t1sdip5: sbend, l:= 0.6976517353, angle:=
  0.872664626, tilt:= 1.570796327, e2:=t1sdip4kwi
  , hgap:= 0.025, fint:= 0.4;
t1sdip6: sbend, l:=t1sdip3l , angle:= 0.872664626,
  tilt:= -1.570796327, e1:=t1sdip3kwo , hgap:=
  0.025, fint:= 0.4;
t2squad4: quadrupole, l:= 0.2, k1:=t2squak4 ;
t2squad5: quadrupole, l:= 0.1, k1:=t2squak5 ;
t2squad5b: quadrupole, l:= 0.1, k1:=t2squak5 ;
t2squad6: quadrupole, l:= 0.2, k1:=t2squak6 ;
t2sdip7: sbend, l:= 0.6976517353, angle:=
  0.872664626, tilt:= 1.570796327, e2:=t2sdip2kwi
  , hgap:= 0.025, fint:= 0.4;
t2sdip8: sbend, l:= 0.6976517353, angle:=
  0.872664626, tilt:= -1.570796327, e1:=t2sdip1kwo
  , hgap:= 0.025, fint:= 0.4;
t2end: marker;
inst2start: marker;
inst2dip1: sbend, l:=inst2dip1 , angle:=inst2dipw
  , tilt:= 0, e2:=inst2dipw , hgap:= 0.025, fint:=
  0.4;
inst2dip2: sbend, l:=inst2dip1 , angle:=2 *
  inst2dipw , tilt:= 3.141592654, e1:=inst2dipw ,
  e2:=inst2dipw , hgap:= 0.025, fint:= 0.4;
inst2dip3: sbend, l:=inst2dip1 , angle:=inst2dipw
  , tilt:= 0, e1:=inst2dipw , hgap:= 0.025, fint:=
  0.4;
inst2mitte: marker;
inst2quad1: quadrupole, l:= 0.2, k1:=inst2quak1 ;
inst2quad2: quadrupole, l:= 0.2, k1:=inst2quak2 ;
inst2end: marker;
```

```

t3start: marker;
t3sdip1: sbend,l:= 0.660443746,angle:=
  0.3097959422,tilt:= -1.570796327,e2:=
  t3sdip1kwo ,hgap:= 0.025,fint:= 0.4;
t3sdip2: sbend,l:=t3sdip2l ,angle:=
  0.3097959422,tilt:= 1.570796327,e1:=t3sdip2kwi
  ,hgap:= 0.025,fint:= 0.4;
t3squad1: quadrupole,l:= 0.2,k1:=t3squak1 ;
t3squad2: quadrupole,l:= 0.1,k1:=t3squak2 ;
t3squad2b: quadrupole,l:= 0.1,k1:=t3squak2 ;
t3squad3: quadrupole,l:= 0.2,k1:=t3squak3 ;
t3sdip3: sbend,l:= 0.3860738991,angle:=
  0.3097959422,tilt:= -1.570796327,e2:=
  t3sdip3kwo ,hgap:= 0.025,fint:= 0.4;
t3sdip4: sbend,l:= 0.660443746,angle:=
  0.3097959422,tilt:= 1.570796327,e1:=t3sdip4kwi
  ,hgap:= 0.025,fint:= 0.4;
t3mstart: marker;
t3mquad1: quadrupole,l:= 0.2,k1:=t3mquak1 ;
t3mquad2: quadrupole,l:= 0.2,k1:=t3mquak2 ;
t3bstart: marker;
t3bdip1: sbend,l:=t3bdipl ,angle:= 0.7853981634,
  hgap:= 0.025,fint:= 0.4;
t3bquad1: quadrupole,l:= 0.2,k1:=t3bquak1 ;
t3bquad2: quadrupole,l:= 0.2,k1:=t3bquak2 ;
t3bquad3: quadrupole,l:= 0.2,k1:=t3bquak3 ;
t3bdip2: sbend,l:=t3bdipl ,angle:= 0.7853981634,
  hgap:= 0.025,fint:= 0.4;
t3bquad4: quadrupole,l:= 0.1,k1:=t3bquak4 ;
t3mitte: marker;
t3bquad4b: quadrupole,l:= 0.1,k1:=t3bquak4 ;
t3bquad5: quadrupole,l:= 0.2,k1:=t3bquak5 ;
t3bquad6: quadrupole,l:= 0.2,k1:=t3bquak6 ;
t3bquad7: quadrupole,l:= 0.2,k1:=t3bquak7 ;
t3bend: marker;
t3mquad3: quadrupole,l:= 0.2,k1:=t3mquak3 ;
t3mquad4: quadrupole,l:= 0.2,k1:=t3mquak4 ;
t3mend: marker;
t3sdip5: sbend,l:= 0.660443746,angle:=
  0.3097959422,tilt:= 1.570796327,e2:=t3sdip4kwi
  ,hgap:= 0.025,fint:= 0.4;
t3sdip6: sbend,l:=t3sdip3l ,angle:=
  0.3097959422,tilt:= -1.570796327,e1:=
  t3sdip3kwo ,hgap:= 0.025,fint:= 0.4;
t3squad4: quadrupole,l:= 0.2,k1:=t3squak4 ;
t3squad5: quadrupole,l:= 0.1,k1:=t3squak5 ;
t3squad5b: quadrupole,l:= 0.1,k1:=t3squak5 ;
t3squad6: quadrupole,l:= 0.2,k1:=t3squak6 ;
t3sdip7: sbend,l:= 0.3860738991,angle:=
  0.3097959422,tilt:= 1.570796327,e2:=t3sdip2kwi
  ,hgap:= 0.025,fint:= 0.4;
t3sdip8: sbend,l:= 0.660443746,angle:=
  0.3097959422,tilt:= -1.570796327,e1:=
  t3sdip1kwo ,hgap:= 0.025,fint:= 0.4;
t3end: marker;
exst4start: marker;
exst4quad1: quadrupole,l:= 0.2,k1:=exst4quak1 ;
exst4quad2: quadrupole,l:= 0.2,k1:=exst4quak2 ;
exst4dip1: sbend,l:=exst4dip1 ,angle:=exst4dipw
  ,tilt:= 1.570796327,e2:=exst4dipw ,hgap:=
  0.025,fint:= 0.4;
exst4dip2: sbend,l:=exst4dip1 ,angle:=2 *
  exst4dipw ,tilt:= 4.71238898,e1:=exst4dipw ,e2
  :=exst4dipw ,hgap:= 0.025,fint:= 0.4;
exst4dip3: sbend,l:=exst4dip1 ,angle:=exst4dipw
  ,tilt:= 1.570796327,e1:=exst4dipw ,hgap:=
  0.025,fint:= 0.4;
exst4end: marker;
t4start: marker;
t4sdip1: sbend,l:= 0.671267935,angle:=
  0.4398229715,tilt:= -1.570796327,e2:=
  t4sdip1kwo ,hgap:= 0.025,fint:= 0.4;
t4sdip2: sbend,l:=t4sdip2l ,angle:=
  0.4398229715,tilt:= 1.570796327,e1:=t4sdip2kwi
  ,hgap:= 0.025,fint:= 0.4;
t4squad1: quadrupole,l:= 0.2,k1:=t4squak1 ;
t4squad2: quadrupole,l:= 0.1,k1:=t4squak2 ;
t4squad2b: quadrupole,l:= 0.1,k1:=t4squak2 ;
t4squad3: quadrupole,l:= 0.2,k1:=t4squak3 ;
t4sdip3: sbend,l:= 0.3924333658,angle:=
  0.4398229715,tilt:= -1.570796327,e2:=
  t4sdip3kwo ,hgap:= 0.025,fint:= 0.4;
t4sdip4: sbend,l:= 0.671267935,angle:=
  0.4398229715,tilt:= 1.570796327,e1:=t4sdip4kwi
  ,hgap:= 0.025,fint:= 0.4;
t4mstart: marker;
t4mquad1: quadrupole,l:= 0.2,k1:=t4mquak1 ;
t4mquad2: quadrupole,l:= 0.2,k1:=t4mquak2 ;
t4bstart: marker;
t4bdip1: sbend,l:=t4bdipl ,angle:= 0.7853981634,
  hgap:= 0.025,fint:= 0.4;
t4bquad1: quadrupole,l:= 0.2,k1:=t4bquak1 ;
t4bquad2: quadrupole,l:= 0.2,k1:=t4bquak2 ;
t4bquad3: quadrupole,l:= 0.2,k1:=t4bquak3 ;
t4bdip2: sbend,l:=t4bdipl ,angle:= 0.7853981634,
  hgap:= 0.025,fint:= 0.4;
t4bquad4: quadrupole,l:= 0.1,k1:=t4bquak4 ;
t4mitte: marker;
t4bquad4b: quadrupole,l:= 0.1,k1:=t4bquak4 ;
t4bquad5: quadrupole,l:= 0.2,k1:=t4bquak5 ;
t4bquad6: quadrupole,l:= 0.2,k1:=t4bquak6 ;
t4bquad7: quadrupole,l:= 0.2,k1:=t4bquak7 ;
t4bend: marker;
t4mquad3: quadrupole,l:= 0.2,k1:=t4mquak3 ;
t4mquad4: quadrupole,l:= 0.2,k1:=t4mquak4 ;
t4mend: marker;
t4sdip5: sbend,l:= 0.671267935,angle:=
  0.4398229715,tilt:= 1.570796327,e2:=t4sdip4kwi
  ,hgap:= 0.025,fint:= 0.4;
t4sdip6: sbend,l:=t4sdip3l ,angle:=
  0.4398229715,tilt:= -1.570796327,e1:=
  t4sdip3kwo ,hgap:= 0.025,fint:= 0.4;
t4squad4: quadrupole,l:= 0.2,k1:=t4squak4 ;
t4squad5: quadrupole,l:= 0.1,k1:=t4squak5 ;
t4squad5b: quadrupole,l:= 0.1,k1:=t4squak5 ;
t4squad6: quadrupole,l:= 0.2,k1:=t4squak6 ;
t4sdip7: sbend,l:= 0.3924333658,angle:=
  0.4398229715,tilt:= 1.570796327,e2:=t4sdip2kwi
  ,hgap:= 0.025,fint:= 0.4;
t4sdip8: sbend,l:= 0.671267935,angle:=
  0.4398229715,tilt:= -1.570796327,e1:=
  t4sdip1kwo ,hgap:= 0.025,fint:= 0.4;
t4end: marker;
inst4start: marker;
inst4dip1: sbend,l:=inst4dip1 ,angle:=inst4dipw
  ,tilt:= 0,e2:=inst4dipw ,hgap:= 0.025,fint:=
  0.4;
inst4dip2: sbend,l:=inst4dip1 ,angle:=2 *
  inst4dipw ,tilt:= 3.141592654,e1:=inst4dipw ,
  e2:=inst4dipw ,hgap:= 0.025,fint:= 0.4;
inst4dip3: sbend,l:=inst4dip1 ,angle:=inst4dipw
  ,tilt:= 0,e1:=inst4dipw ,hgap:= 0.025,fint:=
  0.4;
inst4quad1: quadrupole,l:= 0.2,k1:=inst4quak1 ;
inst4quad2: quadrupole,l:= 0.2,k1:=inst4quak2 ;
inst4end: marker;
t5start: marker;
t5sdip1: sbend,l:= 0.6536065928,angle:=
  0.1886700921,tilt:= -1.570796327,e2:=
  t5sdip1kwo ,hgap:= 0.025,fint:= 0.4;
t5sdip2: sbend,l:=t5sdip2l ,angle:=
  0.1886700921,tilt:= 1.570796327,e1:=t5sdip2kwi
  ,hgap:= 0.025,fint:= 0.4;
t5sdip3: sbend,l:= 0.3821084435,angle:=
  0.1886700921,tilt:= 1.570796327,e2:=t5sdip3kwo

```

## A Strahlführung

```
,hgap:= 0.025,fint:= 0.4;
t5sdip4: sbend,l:= 0.6536065928,angle:=
  0.1886700921,tilt:= -1.570796327,e1:=
  t5sdip4kwi ,hgap:= 0.025,fint:= 0.4;
t5mstart: marker;
t5mquad1: quadrupole,l:= 0.2,k1:=t5mquak1 ;
t5mquad2: quadrupole,l:= 0.2,k1:=t5mquak2 ;
t5bstart: marker;
t5bdip1: sbend,l:=t5bdipl ,angle:= 0.7853981634,
  hgap:= 0.025,fint:= 0.4;
t5bquad1: quadrupole,l:= 0.2,k1:=t5bquak1 ;
t5bquad2: quadrupole,l:= 0.2,k1:=t5bquak2 ;
t5bquad3: quadrupole,l:= 0.2,k1:=t5bquak3 ;
t5bdip2: sbend,l:=t5bdipl ,angle:= 0.7853981634,
  hgap:= 0.025,fint:= 0.4;
t5bquad4: quadrupole,l:= 0.1,k1:=t5bquak4 ;
t5mitte: marker;
t5bquad4b: quadrupole,l:= 0.1,k1:=t5bquak4 ;
t5bquad5: quadrupole,l:= 0.2,k1:=t5bquak5 ;
t5bquad6: quadrupole,l:= 0.2,k1:=t5bquak6 ;
t5bquad7: quadrupole,l:= 0.2,k1:=t5bquak7 ;
t5bend: marker;
t5mquad3: quadrupole,l:= 0.2,k1:=t5mquak3 ;
t5mquad4: quadrupole,l:= 0.2,k1:=t5mquak4 ;
t5mend: marker;
t5sdip5: sbend,l:= 0.6536065928,angle:=
  0.1886700921,tilt:= -1.570796327,e2:=
  t5sdip4kwi ,hgap:= 0.025,fint:= 0.4;
t5sdip6: sbend,l:=t5sdip3l ,angle:=
  0.1886700921,tilt:= 1.570796327,e1:=t5sdip3kwo
  ,hgap:= 0.025,fint:= 0.4;
t5sdip7: sbend,l:= 0.3821084435,angle:=
  0.1886700921,tilt:= 1.570796327,e2:=t5sdip2kwi
  ,hgap:= 0.025,fint:= 0.4;
t5sdip8: sbend,l:= 0.6536065928,angle:=
  0.1886700921,tilt:= -1.570796327,e1:=
  t5sdip1kwo ,hgap:= 0.025,fint:= 0.4;
t5end: marker;
exst6start: marker;
exst6quad1: quadrupole,l:= 0.2,k1:=exst6quak1 ;
exst6quad2: quadrupole,l:= 0.2,k1:=exst6quak2 ;
exst6dip1: sbend,l:=exst6dipl ,angle:=exst6dipw
  ,tilt:= 1.570796327,e2:=exst6dipw ,hgap:=
  0.025,fint:= 0.4;
exst6dip2: sbend,l:=exst6dipl ,angle:=2 *
  exst6dipw ,tilt:= 4.71238898,e1:=exst6dipw ,e2
  :=exst6dipw ,hgap:= 0.025,fint:= 0.4;
exst6dip3: sbend,l:=exst6dipl ,angle:=exst6dipw
  ,tilt:= 1.570796327,e1:=exst6dipw ,hgap:=
  0.025,fint:= 0.4;
exst6end: marker;
extrstart: marker;
extrsdip1: sbend,l:= 0.6594329717,angle:=
  0.2926917156,tilt:= -1.570796327,e2:=
  extrsdip1kwo ,hgap:= 0.025,fint:= 0.4;
extrsdip2: sbend,l:=extrsdip2l ,angle:=
  0.2926917156,tilt:= 1.570796327,e1:=
  extrsdip2kwi ,hgap:= 0.025,fint:= 0.4;
extrsdip3: sbend,l:= 0.3855147955,angle:=
  0.2926917156,tilt:= 1.570796327,e2:=
  extrsdip3kwo ,hgap:= 0.025,fint:= 0.4;
extrsdip4: sbend,l:= 0.6594329717,angle:=
  0.2926917156,tilt:= -1.570796327,e1:=
  extrsdip4kwi ,hgap:= 0.025,fint:= 0.4;
extrend: marker;
mesaend: marker;
mesa: sequence, l = 163.8587777;
mesastart, at = 0;
inbstart, at = 0;
inbquad1, at = 0.6;
inbquad2, at = 0.85;
inbbstart, at = 1.45;
inbbdip1, at = 1.613362818;
inbbquad1, at = 2.376725636;
inbbquad2, at = 2.626725636;
inbbquad3, at = 2.876725636;
inbbdip2a, at = 3.640088454;
inbmitte, at = 3.803451272;
inbbdip2b, at = 3.96681409;
inbbquad4, at = 4.730176908;
inbbquad5, at = 4.980176908;
inbbquad6, at = 5.230176908;
inbbdip3, at = 5.993539726;
inbbend, at = 6.156902544;
inbmquad3, at = 6.756902544;
inbmquad4, at = 7.006902544;
inbend, at = 7.106902544;
linstart, at = 7.106902544;
linin, at = 7.905102544;
lincav, at = 8.546802544;
lincav, at = 9.931602544;
linout, at = 10.57330254;
linend, at = 11.37150254;
tlstart, at = 11.37150254;
t1sdip1, at = 11.72032841;
t1sdip2, at = 12.91798015;
t1squad1, at = 13.86680601;
t1squad2, at = 14.16680601;
t1squad2b, at = 14.26680601;
t1squad3, at = 14.56680601;
t1sdip3, at = 15.51563188;
t1sdip4, at = 16.71328362;
t1mstart, at = 17.06210948;
t1mquad1, at = 17.66210948;
t1mquad2, at = 17.91210948;
t1bstart, at = 18.51210948;
t1bdip1, at = 18.90480857;
t1bquad1, at = 19.89750765;
t1bquad2, at = 20.14750765;
t1bquad3, at = 20.39750765;
t1bdip2, at = 21.39020673;
t1bquad4, at = 22.33290581;
t1mitte, at = 22.38290581;
t1bquad4b, at = 22.43290581;
t1bdip2, at = 23.37560489;
t1bquad5, at = 24.36830398;
t1bquad6, at = 24.61830398;
t1bquad7, at = 24.86830398;
t1bdip1, at = 25.86100306;
t1bend, at = 26.25370214;
t1mquad3, at = 26.85370214;
t1mquad4, at = 27.10370214;
t1mend, at = 27.70370214;
t1sdip5, at = 28.05252801;
t1sdip6, at = 29.25017974;
t1squad4, at = 30.19900561;
t1squad5, at = 30.49900561;
t1squad5b, at = 30.59900561;
t1squad6, at = 30.89900561;
t1sdip7, at = 31.84783148;
t1sdip8, at = 33.04548321;
tlend, at = 33.39430908;
linstart, at = 33.39430908;
linin, at = 34.19250908;
lincav, at = 34.83420908;
lincav, at = 36.21900908;
linout, at = 36.86070908;
linend, at = 37.65890908;
exst2start, at = 37.65890908;
exst2quad1, at = 37.75890908;
exst2quad2, at = 38.00890908;
exst2dip1, at = 38.75408278;
exst2dip2, at = 39.1949704;
exst2dip3, at = 39.63585803;
exst2end, at = 40.28103173;
t2start, at = 40.28103173;
```

```

t2sdip1, at = 40.62985759;
t2sdip2, at = 42.19750933;
t2squad1, at = 43.1463352;
t2squad2, at = 43.4463352;
t2squad2b, at = 43.5463352;
t2squad3, at = 43.8463352;
t2sdip3, at = 44.79516107;
t2sdip4, at = 46.3628128;
t2mstart, at = 46.71163867;
t2mquad1, at = 47.31163867;
t2mquad2, at = 47.56163867;
t2bstart, at = 48.16163867;
t2bdip1, at = 48.55433775;
t2bquad1, at = 49.54703683;
t2bquad2, at = 49.79703683;
t2bquad3, at = 50.04703683;
t2bdip2, at = 51.03973591;
t2bquad4, at = 51.98243499;
t2mitte, at = 52.03243499;
t2bquad4b, at = 52.08243499;
t2bdip2, at = 53.02513408;
t2bquad5, at = 54.01783316;
t2bquad6, at = 54.26783316;
t2bquad7, at = 54.51783316;
t2bdip1, at = 55.51053224;
t2bend, at = 55.90323132;
t2mquad3, at = 56.50323132;
t2mquad4, at = 56.75323132;
t2mend, at = 57.35323132;
t2sdip5, at = 57.70205719;
t2sdip6, at = 59.26970892;
t2squad4, at = 60.21853479;
t2squad5, at = 60.51853479;
t2squad5b, at = 60.61853479;
t2squad6, at = 60.91853479;
t2sdip7, at = 61.86736066;
t2sdip8, at = 63.43501239;
t2end, at = 63.78383826;
inst2start, at = 63.78383826;
inst2dip1, at = 64.42901196;
inst2dip2, at = 64.86989959;
inst2dip3, at = 65.31078721;
inst2mitte, at = 65.95596091;
inst2quad1, at = 66.05596091;
inst2quad2, at = 66.30596091;
inst2end, at = 66.40596091;
linstart, at = 66.40596091;
linin, at = 67.20416091;
lincav, at = 67.84586091;
lincav, at = 69.23066091;
linout, at = 69.87236091;
linend, at = 70.67056091;
t3start, at = 70.67056091;
t3sdip1, at = 71.00078278;
t3sdip2, at = 72.24853861;
t3squad1, at = 73.04157555;
t3squad2, at = 73.34157555;
t3squad2b, at = 73.44157555;
t3squad3, at = 73.74157555;
t3sdip3, at = 74.5346125;
t3sdip4, at = 75.78236833;
t3mstart, at = 76.1125902;
t3mquad1, at = 76.7125902;
t3mquad2, at = 76.9625902;
t3bstart, at = 77.5625902;
t3bdip1, at = 77.95528928;
t3bquad1, at = 78.94798836;
t3bquad2, at = 79.19798836;
t3bquad3, at = 79.44798836;
t3bdip2, at = 80.44068745;
t3bquad4, at = 81.38338653;
t3mitte, at = 81.43338653;
t3bquad4b, at = 81.48338653;
t3bdip2, at = 82.42608561;
t3bquad5, at = 83.41878469;
t3bquad6, at = 83.66878469;
t3bquad7, at = 83.91878469;
t3bdip1, at = 84.91148377;
t3bend, at = 85.30418285;
t3mquad3, at = 85.90418285;
t3mquad4, at = 86.15418285;
t3mend, at = 86.75418285;
t3sdip5, at = 87.08440473;
t3sdip6, at = 88.33216055;
t3squad4, at = 89.1251975;
t3squad5, at = 89.4251975;
t3squad5b, at = 89.5251975;
t3squad6, at = 89.8251975;
t3sdip7, at = 90.61823445;
t3sdip8, at = 91.86599027;
t3end, at = 92.19621214;
linstart, at = 92.19621214;
linin, at = 92.99441214;
lincav, at = 93.63611214;
lincav, at = 95.02091214;
linout, at = 95.66261214;
linend, at = 96.46081214;
exst4start, at = 96.46081214;
exst4quad1, at = 96.56081214;
exst4quad2, at = 96.81081214;
exst4dip1, at = 97.55585969;
exst4dip2, at = 97.99610243;
exst4dip3, at = 98.43634517;
exst4end, at = 99.08139272;
t4start, at = 99.08139272;
t4sdip1, at = 99.41702669;
t4sdip2, at = 100.7225493;
t4squad1, at = 101.518766;
t4squad2, at = 101.818766;
t4squad2b, at = 101.918766;
t4squad3, at = 102.218766;
t4sdip3, at = 103.0149827;
t4sdip4, at = 104.3205054;
t4mstart, at = 104.6561393;
t4mquad1, at = 105.2561393;
t4mquad2, at = 105.5061393;
t4bstart, at = 106.1061393;
t4bdip1, at = 106.4988384;
t4bquad1, at = 107.4915375;
t4bquad2, at = 107.7415375;
t4bquad3, at = 107.9915375;
t4bdip2, at = 108.9842366;
t4bquad4, at = 109.9269356;
t4mitte, at = 109.9769356;
t4bquad4b, at = 110.0269356;
t4bdip2, at = 110.9696347;
t4bquad5, at = 111.9623338;
t4bquad6, at = 112.2123338;
t4bquad7, at = 112.4623338;
t4bdip1, at = 113.4550329;
t4bend, at = 113.847732;
t4mquad3, at = 114.447732;
t4mquad4, at = 114.697732;
t4mend, at = 115.297732;
t4sdip5, at = 115.6333659;
t4sdip6, at = 116.9388886;
t4squad4, at = 117.7351053;
t4squad5, at = 118.0351053;
t4squad5b, at = 118.1351053;
t4squad6, at = 118.4351053;
t4sdip7, at = 119.231322;
t4sdip8, at = 120.5368446;
t4end, at = 120.8724786;
inst4start, at = 120.8724786;
inst4dip1, at = 121.5175261;
inst4dip2, at = 121.9577689;

```

## A Strahlführung

```
inst4dip3, at = 122.3980116;
inst4quad1, at = 123.1430592;
inst4quad2, at = 123.3930592;
inst4end, at = 123.4930592;
linstart, at = 123.4930592;
linin, at = 124.2912592;
lincav, at = 124.9329592;
lincav, at = 126.3177592;
linout, at = 126.9594592;
linend, at = 127.7576592;
t5start, at = 127.7576592;
t5sdip1, at = 128.0844624;
t5sdip2, at = 129.304796;
t5sdip3, at = 132.2869044;
t5sdip4, at = 133.5072379;
t5mstart, at = 133.8340412;
t5mquad1, at = 134.4340412;
t5mquad2, at = 134.6840412;
t5bstart, at = 135.2840412;
t5bdip1, at = 135.6767403;
t5bquad1, at = 136.6694394;
t5bquad2, at = 136.9194394;
t5bquad3, at = 137.1694394;
t5bdip2, at = 138.1621385;
t5bquad4, at = 139.1048376;
t5mitte, at = 139.1548376;
t5bquad4b, at = 139.2048376;
t5bdip2, at = 140.1475366;
t5bquad5, at = 141.1402357;
t5bquad6, at = 141.3902357;
t5bquad7, at = 141.6402357;
t5bdip1, at = 142.6329348;

t5bend, at = 143.0256339;
t5mquad3, at = 143.6256339;
t5mquad4, at = 143.8756339;
t5mend, at = 144.4756339;
t5sdip5, at = 144.8024372;
t5sdip6, at = 146.0227707;
t5sdip7, at = 149.0048791;
t5sdip8, at = 150.2252127;
t5end, at = 150.552016;
linstart, at = 150.552016;
linin, at = 151.350216;
lincav, at = 151.991916;
lincav, at = 153.376716;
linout, at = 154.018416;
linend, at = 154.816616;
exst6start, at = 154.816616;
exst6quad1, at = 154.916616;
exst6quad2, at = 155.166616;
exst6dip1, at = 155.9116378;
exst6dip2, at = 156.3517491;
exst6dip3, at = 156.7918604;
exst6end, at = 157.4368822;
extrstart, at = 157.4368822;
extrsdip1, at = 157.7665987;
extrsdip2, at = 159.1550726;
extrsdip3, at = 162.1405874;
extrsdip4, at = 163.5290613;
extrend, at = 163.8587777;
mesaend, at = 163.8587777;
endsequence;
```

## A.2 Strahldynamik Diagramme

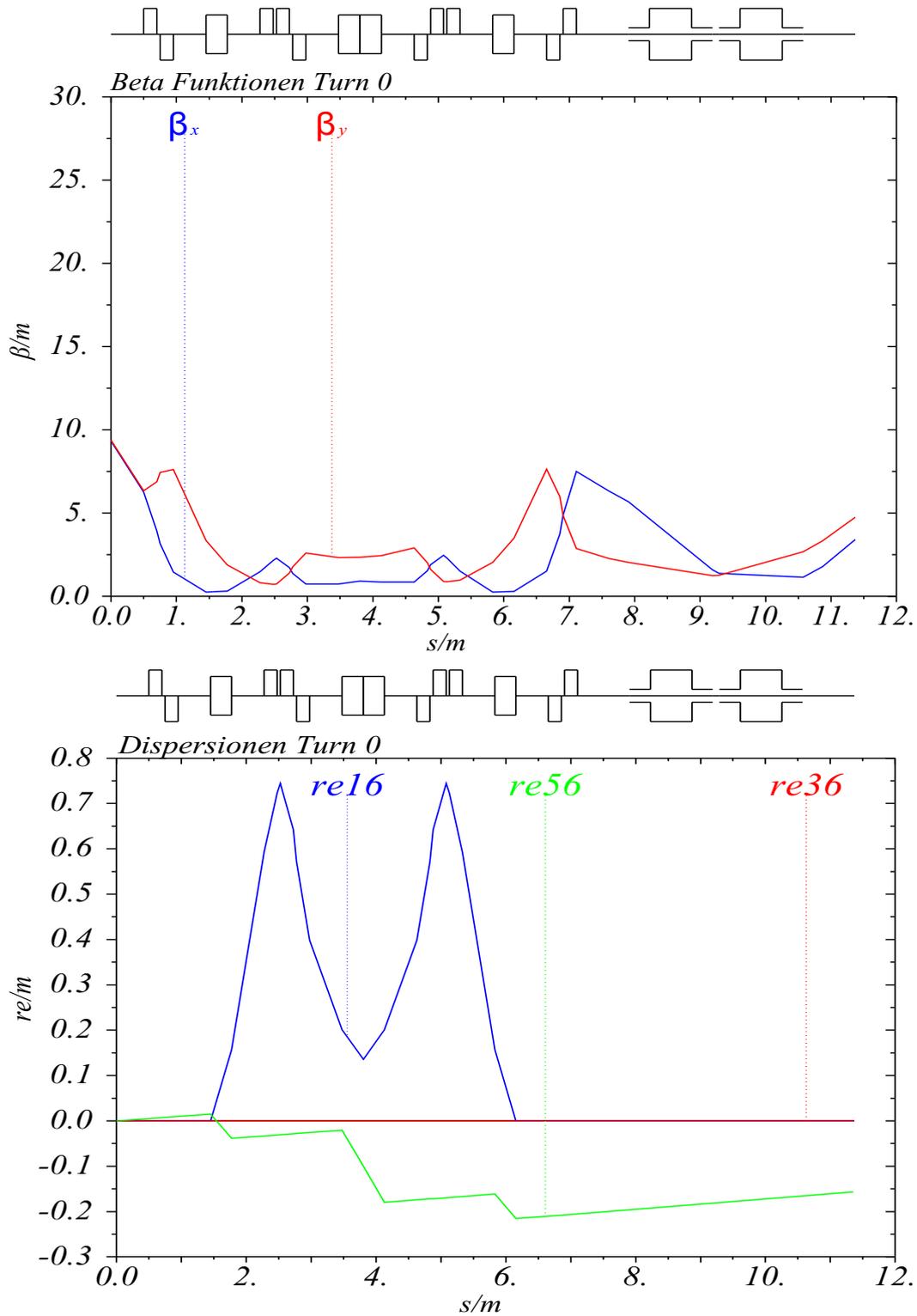


Abbildung A.1: Betafunktionen und Dispersionen des Umlenkbogens bei 5 MeV

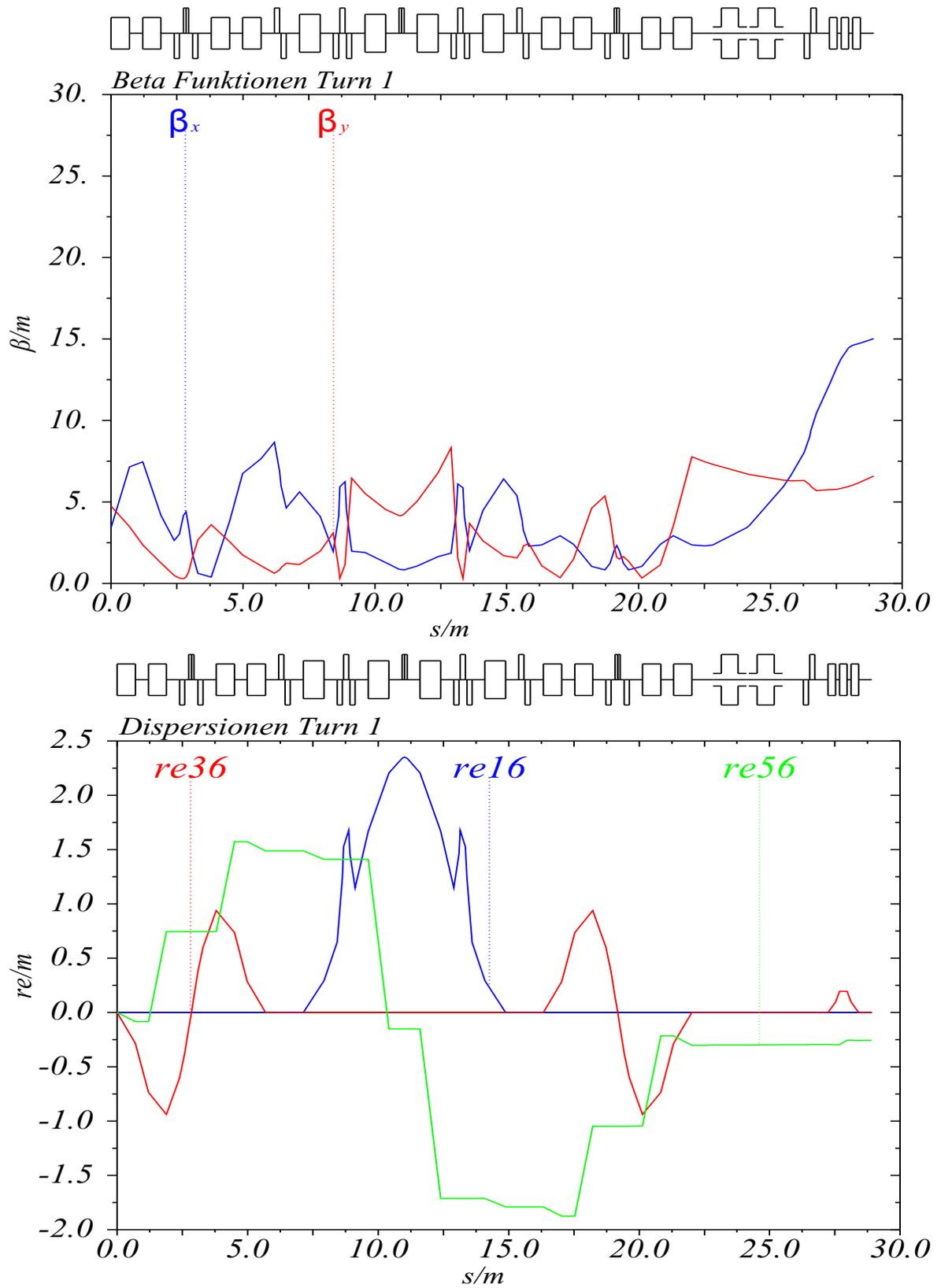


Abbildung A.2: Betafunktionen und Dispersionen des Umlenkbogens bei 30 MeV

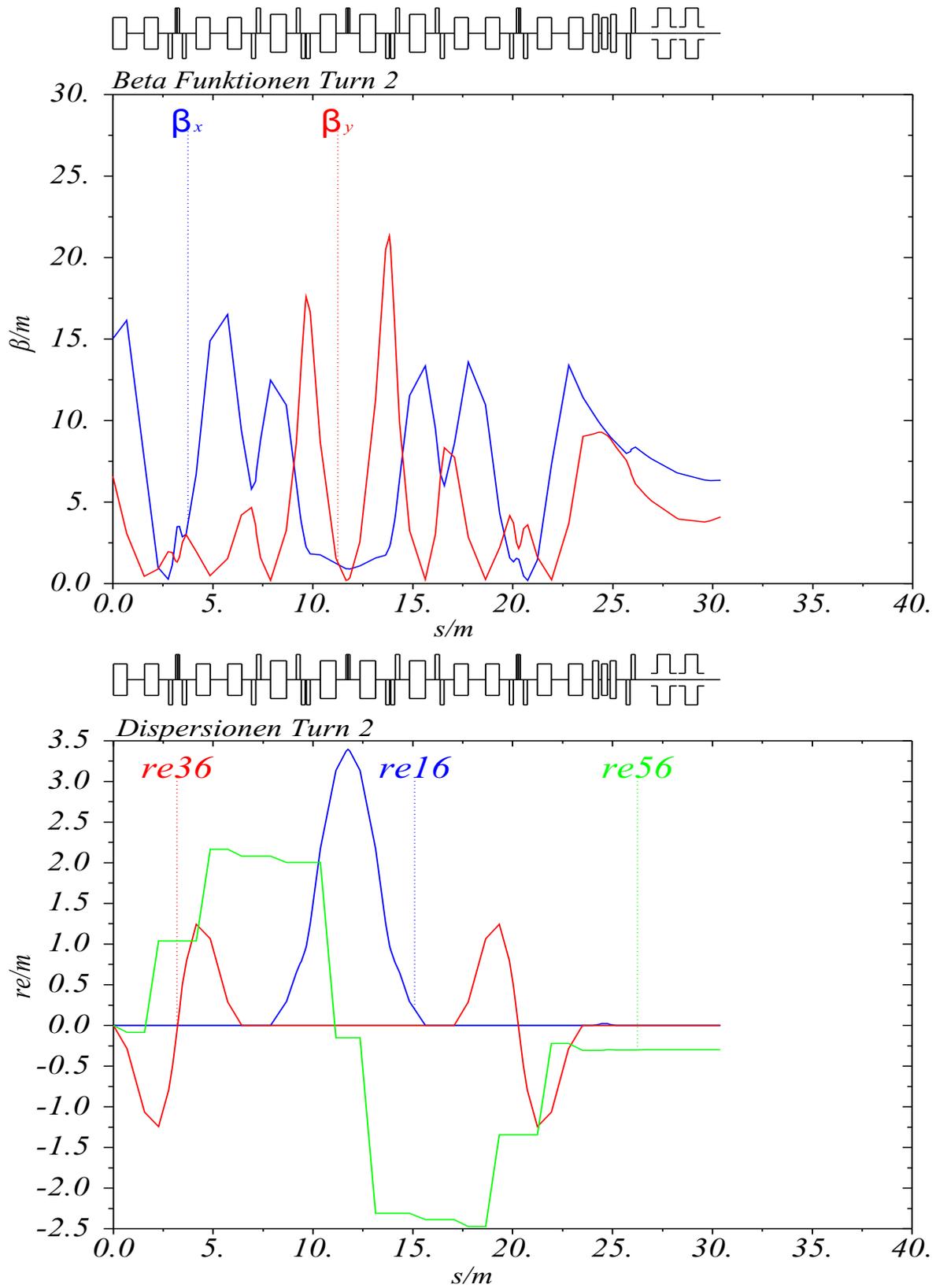


Abbildung A.3: Betafunktionen und Dispersionen des Umlenkbogens bei 55 MeV

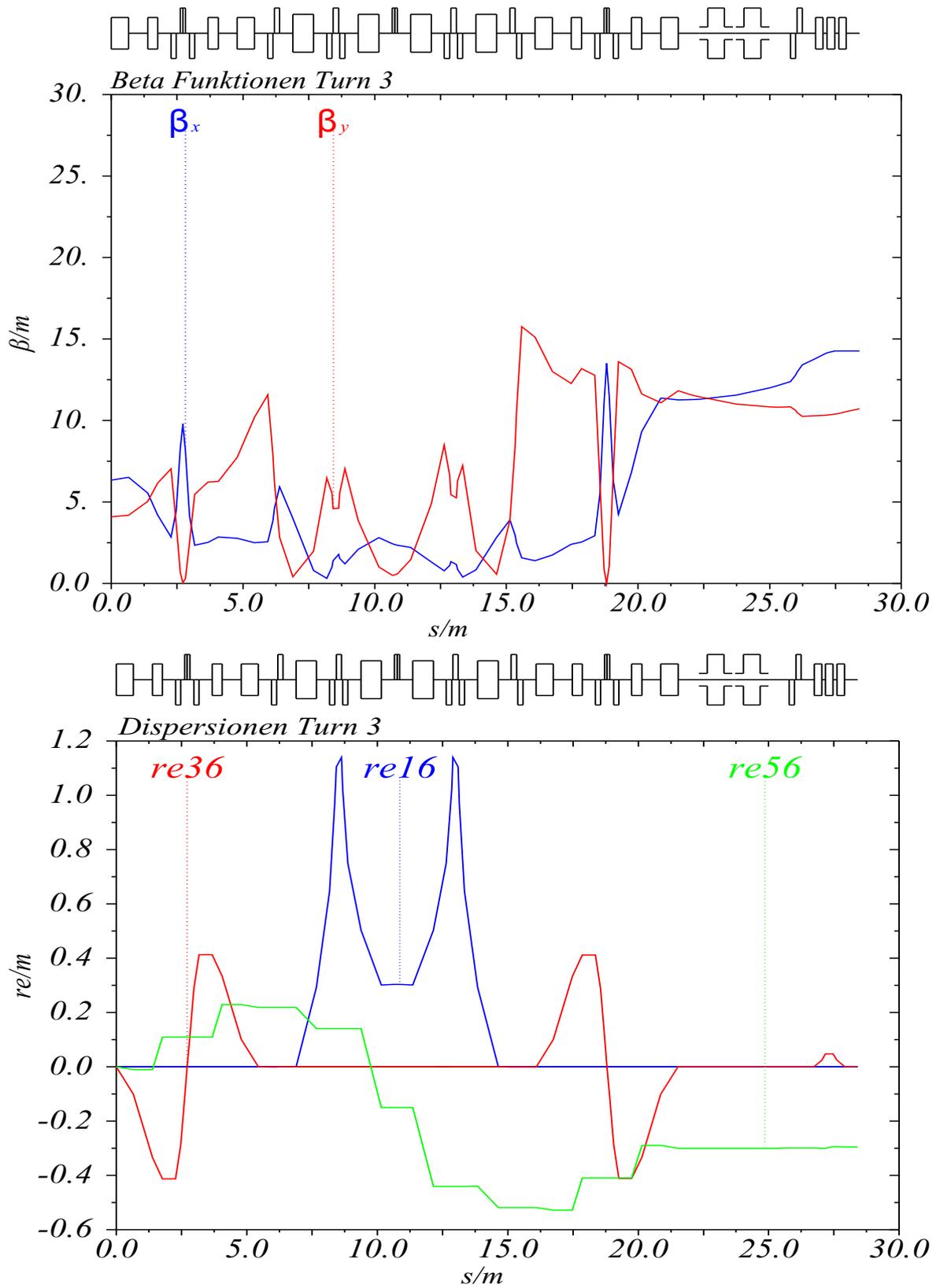


Abbildung A.4: Betafunktionen und Dispersionen des Umlenkboogens bei 80 MeV

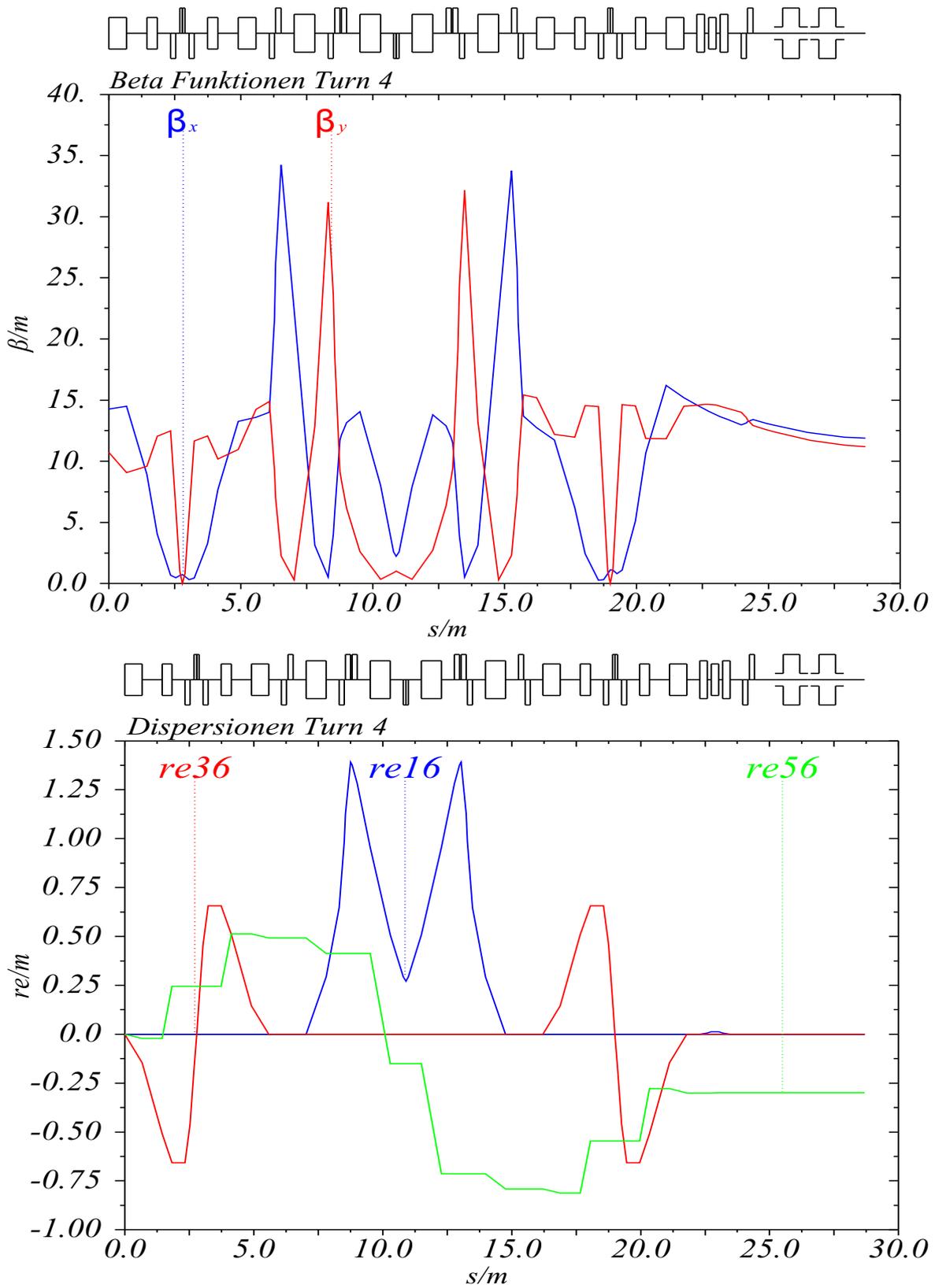


Abbildung A.5: Betafunktionen und Dispersionen des Umlenkbogens bei 105 MeV

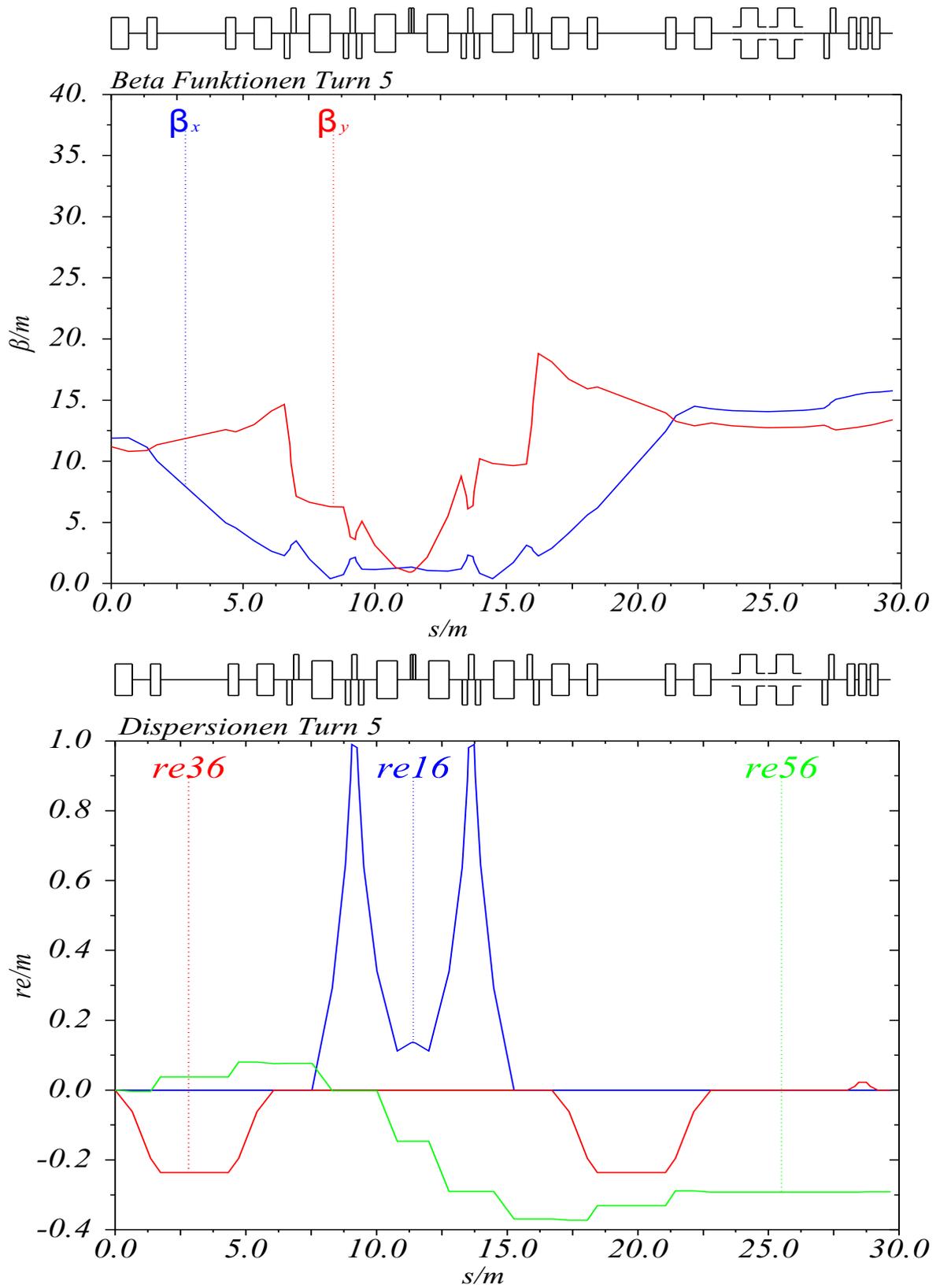


Abbildung A.6: Betafunktionen und Dispersionen des Umlenkbogens bei 130 MeV

# Abbildungsverzeichnis

2.1	Schematische Darstellung von MESA . . . . .	4
2.2	Hallenplan Strahlführungstunnel, Ex3 und Ex4 mit A4 Strahlführung . . . .	6
3.1	Schematische Darstellung des ‚Clamped Rogowski-Profiles‘ . . . . .	13
3.2	Phasenraumellipse . . . . .	15
4.1	Darstellung des Magnetfeldes an einem Dipol . . . . .	19
4.2	Polschuhfläche mit idealisiertem Magnetfeld . . . . .	20
4.3	Kantenwinkel . . . . .	21
4.4	Dipolformen . . . . .	22
4.5	Schema eines Dipols . . . . .	23
4.6	Quadrupol Feldverlauf . . . . .	25
4.7	MAMI-Quadrupol . . . . .	26
5.1	Double Bend Achromat . . . . .	27
5.2	TBA mit verschiedenen Dispersionen . . . . .	28
5.3	Brown Achromat aus vier Einheitszellen . . . . .	29
5.4	Strahlführungselemente in der MAD-X Ausgabe . . . . .	32
6.1	Untere Hälfte der Injektions- bzw. Extraktionsschikane . . . . .	36
6.2	Skizze der Injektions- bzw. Extraktionsschikane . . . . .	37
6.3	Dispersion der Injektionsschikane bei 55 MeV . . . . .	38
6.4	Injektionsstrahlführung . . . . .	39
6.5	Betafunktion der Injektionsstrahlführung . . . . .	40
6.6	Dispersion der Injektionsstrahlführung . . . . .	41
6.7	CAD-Modell der Dipole der Injektionsstrahlführung . . . . .	42
6.8	Skizze für ersten 5 MeV H-Dipol . . . . .	42
6.9	Skizze für zweiten 5 MeV H-Dipol . . . . .	43
6.10	Strahlseparation 30 MeV, 80 MeV und 130 MeV . . . . .	44

6.11	Strahlseparation 55 MeV, 105 MeV und 155 MeV . . . . .	45
6.12	Alternative Strahlseparation für 55 MeV und 105 MeV . . . . .	47
6.13	Umlenkbogen inklusive Matching . . . . .	49
6.14	Betafunktionen Umlenkbogen inklusive Strahlseparation bei 30 MeV . . . .	50
6.15	Dispersionen Turn 1 bei 30 MeV . . . . .	51
6.16	Weglängenkorrektur durch Veränderung der Ablenkwinkel im Bogen . . . .	52
6.17	Weglängenkorrektur durch verschieben des inneren Teils des Bogens . . . .	53
6.18	CAD-Model des H-Dipols für die Ablenkbögen . . . . .	54
6.19	Skizze H-Dipol für Ablenkbogen bei 130 MeV . . . . .	54
6.20	Rückführungsbahn inklusive Schikane . . . . .	56
6.21	Betafunktion der Rückführungsbahn inklusive Schikane . . . . .	56
6.22	Dispersionen der Rückführungsbahn inklusive Schikane . . . . .	57
7.1	Konzept: MESA horizontales Lattice . . . . .	59
7.2	MESA doppelseitiges Lattice . . . . .	61
7.3	Skizze MESA doppelseitiges Lattice . . . . .	62
7.4	Betafunktionen MESA externer Betrieb . . . . .	64
7.5	Strahleinhüllende MESA externer Betrieb . . . . .	65
7.6	Strahlführung internes Experiment . . . . .	68
7.7	Skizze Strahlführung internes Experiment . . . . .	69
7.8	Betafunktion MESA Energy Recovery . . . . .	70
7.9	Strahleinhüllende MESA Energy Recovery . . . . .	71
A.1	Betafunktionen und Dispersionen des Umlenkbogens bei 5 MeV . . . . .	85
A.2	Betafunktionen und Dispersionen des Umlenkbogens bei 30 MeV . . . . .	86
A.3	Betafunktionen und Dispersionen des Umlenkbogens bei 55 MeV . . . . .	87
A.4	Betafunktionen und Dispersionen des Umlenkbogens bei 80 MeV . . . . .	88
A.5	Betafunktionen und Dispersionen des Umlenkbogens bei 105 MeV . . . . .	89
A.6	Betafunktionen und Dispersionen des Umlenkbogens bei 130 MeV . . . . .	90

# Tabellenverzeichnis

3.1	Abbildungsbedingungen . . . . .	18
6.1	Strahlparameter hinter Injektor-Linac . . . . .	35
6.2	Längen ‚Rossendorf‘-Modul . . . . .	36
6.3	Ablenkradien und Ablenkwinkel der Schikanen . . . . .	37
6.4	Daten für die zwei 5 MeV H-Dipole der Injektionsstrahlführung . . . . .	43
6.5	Daten Strahlseparation . . . . .	45
6.6	Dipoldaten Strahlseparation . . . . .	46
6.7	Daten für 130 MeV H-Dipol . . . . .	55
6.8	Daten für alternativen 255 MeV H-Dipol . . . . .	55
6.9	Dipoldaten Ablenkbögen . . . . .	55
7.1	Elemente doppelseitiges Lattice . . . . .	63
7.2	Elemente einseitiges Lattice . . . . .	67

# Literaturverzeichnis

- [Aulenbacher u. a. 2012] AULENBACHER, K. ; HEINE, R. G. ; EICHHORN, R.: MESA - Sketch of an Energy Recovery Linac for Nuclear Physics Experiments at Mainz. In: *Conf.Proc. C1205201* (2012), S. 1993–1995
- [Bechthold 2013] BECHTHOLD, Viktor: *Eine Deflektor-Kavität für den MESA-Beschleuniger*. Mainz, Johannes Gutenberg-Universität, Diplomarbeit, 2013
- [Borland 2013] BORLAND, Michael: *User's Manual for elegant: Advanced Photon Source*. 2013
- [Brown 1980] BROWN, Karl L.: *CERN. Bd. 80-04: TRANSPORT: A computer program for designing charged particle beam transport systems*. 1980
- [Denig u. Vanderhaeghen 2011] DENIG, A. ; VANDERHAEGHEN, M.: *Collaborative Research Centre 1044: The Low-Energy Frontier of the Standard Model*. 2011
- [Forest u. a. 2002] FOREST, Étienne ; SCHMIDT, Frank ; MCINTOSH, Eric: *KEK report. Bd. 2002,3: Introduction to the polymorphic tracking code: Fibre bundles, polymorphic taylor types and "exact tracking"*. Tsukuba : High Energy Accelerator Research Organization KEK, 2002
- [Gabriel u. a. 2000] GABRIEL, F. ; GIPPNER, P. ; GROSSE, E. ; JANSSEN, D. ; MICHEL, P. ; PRADE, H. ; SCHAMLOTT, A. ; SEIDEL, W. ; WOLF, A. ; WÜNSCH, R.: The Rossendorf radiation source ELBE and its FEL projects. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* (2000). [http://dx.doi.org/10.1016/S0168-583X\(99\)00909-X](http://dx.doi.org/10.1016/S0168-583X(99)00909-X). – DOI 10.1016/S0168-583X(99)00909-X. – ISSN 0168-583X
- [Grote 2002] GROTE, Hans: *MAD-X USER'S GUIDE*. 2002
- [Heine 2013] HEINE, Robert: *Persönliche Mitteilung*. 2013

- [Herminghaus 1992] HERMINGHAUS, H.: On the inherent stability of non-isochronous recirculating accelerators. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 314 (1992), Nr. 1, S. 209–211. [http://dx.doi.org/10.1016/0168-9002\(92\)90516-7](http://dx.doi.org/10.1016/0168-9002(92)90516-7). – DOI 10.1016/0168-9002(92)90516-7. – ISSN 01689002
- [Hinterberger 2008] HINTERBERGER, Frank: *Physik der Teilchenbeschleuniger und Ionenoptik*. 2. Aufl. Berlin and Heidelberg : Springer-Verlag, 2008. – ISBN 978-3-540-75281-3
- [Hug 2013] HUG, Florian: *Erhöhung der Energieschärfe des Elektronenstrahls am S-DALINAC durch nicht-isochrones Rezirkulieren*. Darmstadt, Technische Universität, Diss., 2013
- [Jackson 1987] JACKSON, A.: A COMPARISON OF THE CHASMAN-GREEN AND TRIPLE-BEND ACHROMAT LATTICES. In: *Particle Accelerators, Band 22*. Gordon and Breach, 1987, S. 111–128
- [Kaiser 2013] KAISER, Karl: *Persönliche Mitteilung*. 2013
- [Kleinmann 2011] KLEINMANN, Michaela: *Design einer dritten Rezirkulation für den S-DALINAC*. Darmstadt, Technische Universität, Masterarbeit, 2011
- [Maas 2013] MAAS, Frank: *Low-energy precision physics*. In: *31st International Symposium on Lattice Field Theory*. 2013
- [Merkel u. a. 2011] MERKEL, H. ; ACHENBACH, P. ; AYERBE GAYOSO, C. ; BERNAUER, J. C. ; BÖHM, R. ; BOSNAR, D. ; DEBENJAK, L. ; DENIG, A. ; DISTLER, M. O. ; ESSER, A. ; FONVIEILLE, H. ; FRIŠČIĆ, I. ; MIDDLETON, D. G. ; MÜLLER, U. ; NUNGESSER, L. ; POCHODZALLA, J. ; ROHRBECK, M. ; SÁNCHEZ MAJOS, S. ; SCHLIMME, B. S. ; SCHOTH, M. ; ŠIRCA, S. ; WEINRIEFER, M.: Search for Light Gauge Bosons of the Dark Sector at the Mainz Microtron. In: *Physical Review Letters* 106 (2011), Nr. 25. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.106.251802>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.106.251802. – ISSN 0031-9007
- [Molitor 2012] MOLITOR, Matthias: *Machbarkeitsstudie zur Suche nach Dunklen Photonen mit MESA*. Mainz, Johannes Gutenberg-Universität, Diplomarbeit, 2012
- [Preisner 2007] PREISNER, Oliver: *Studien zur Magneto-optik am Bonner Elektronenbeschleuniger ELSA bei Energien bis 5 GeV*. Bonn, Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität, Diplomarbeit, 2007

- [Rand 1984] RAND, Roy E.: *Accelerators and storage rings*. Bd. 3: *Recirculating electron accelerators*. Chur : Harwood, 1984. – ISBN 3718601834
- [Schnell 1973] SCHNELL, Gerhard: *Thiemig-Taschenbücher*. Bd. 49: *Magnete: Grundlagen, Aufbau, Anwendungen*. München : Thiemig, 1973. – ISBN 3-521-06082-9
- [Talman 2006] TALMAN, Richard: *Accelerator x-ray sources*. Weinheim : Wiley-VCH, 2006. – ISBN 3527405909
- [Valloni u. a. 2013] VALLONI, A. ; BRUNING, O. ; CALAGA, R. ; JENSEN, E. ; KLEIN, M. ; TOMAS, R. ; ZIMMERMANN, F. ; BOGACZ, A. ; DOUGLAS, D.: *STRAWMAN OPTICS DESIGN FOR THE LHeC ERL TEST FACILITY*. 2013
- [Wille 1996] WILLE, Klaus: *Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen: Eine Einführung*. 2., überarb. und erw. Aufl. Stuttgart : Teubner, 1996 (Teubner-Studienbücher. Physik). – ISBN 978-3-519-13087-1
- [Young 2003] YOUNG, L. M.: *PARMELA: Los Alamos National Laboratory report LA-UR-96-1835*. 2003

# Erklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich diese Diplomarbeit selbständig verfasst, noch nicht anderweitig für andere Prüfungszwecke vorgelegt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Mainz, den 19. Februar 2014