

# **Die externe Strahlführung für Detektortests X3ED an der Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA**

Dissertation  
zur  
Erlangung des Doktorgrades (Dr. rer. nat.)  
der  
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät  
der  
Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

von  
**Nikolas Heurich**  
aus  
Bremen

Bonn, September 2017

Dieser Forschungsbericht wurde als Dissertation von der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der Universität Bonn angenommen und ist auf dem Hochschulschriftenserver der ULB Bonn [http://hss.ulb.uni-bonn.de/diss\\_online](http://hss.ulb.uni-bonn.de/diss_online) elektronisch publiziert.

1. Gutachter: Prof. Dr. Wolfgang Hillert

2. Gutachter: Prof. Dr. Klaus Desch

Tag der Promotion: 24.11.2017

Erscheinungsjahr: 2017

*Meiner Mutter  
Elisabeth*



*Le but du monde est le développement de l'esprit,  
et la première condition du développement de l'esprit,  
c'est sa liberté.*

*Ernest Renan  
(\*1823, †1892)*



# Zusammenfassung

---

Um das Verständnis des Aufbaus der Materie zu erweitern sind Experimente mit hochenergetischen Teilchen erforderlich. Diese Teilchenstrahlen werden beispielsweise durch Kreisbeschleuniger bereitgestellt. Aufseiten der Experimente registrieren dann Detektoren möglichst alle bei den Wechselwirkungsprozessen entstandenen Teilchen. Somit lässt sich auf die Struktur der Bausteine der Materie schließen. Zukünftig sollen zum Beispiel die derzeit kleinsten bekannten Bausteine der Materie auf eine etwaige Substruktur hin untersucht werden.

Um diese Experimente durchführen zu können, steigen die Anforderungen an die Detektoren. Daher wird eine stetige Entwicklung von Detektoren mit einer besseren Orts-, Zeit- als auch Energieauflösung in weltweiten Kollaborationen vorangetrieben. Für die Entwicklung dieser Detektoren sind Tests unter kontrollierten Bedingungen – direkte Teilchenstrahlen aus Beschleunigern – ein wichtiges Mittel, um die Funktionalität und Leistungsfähigkeit der Detektoren zu verifizieren.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine weltweit einzigartige Strahlführung für Detektortests (X3ED) errichtet. Es wird ein *primärer* Teilchenstrahl im Gegensatz zu den sonst von Beschleunigeranlagen zur Verfügung gestellten tertiären Teststrahlen angeboten. Bei einer Energie zwischen 0,8 GeV und 3,2 GeV können Elektronen mit Raten im Bereich von 300 Hz bis 400 MHz an die Experimente geliefert werden.

Es sind vier Quadrupolmagnete in der Strahlführung installiert, um eine variable Strahlform am Testplatz zu ermöglichen. Mithilfe von Simulationen wurde untersucht, welche Strahleigenschaften am Testplatz einstellbar sind. Demnach kann der Strahl in beiden Ebenen Breiten im Bereich von ungefähr 1 mm bis 10 mm annehmen. Zur Diagnose sind in den Strahl fahrbare Schirmmonitore zur Bestimmung der Lage des Strahlschwerpunkts und der Strahlbreiten sowie ein Hochfrequenzresonator zur Messung des Strahlstroms installiert.

Es wurde ein Strahlenschutzkonzept erarbeitet, was den Anforderungen der Strahlenschutzverordnung gerecht wird, ohne durch die baulichen Maßnahmen den zukünftigen Testbetrieb einzuschränken oder zu behindern, um die Strahlführung in Betrieb nehmen zu können. Die erforderlichen baulichen Maßnahmen wurden im Rahmen dieser Arbeit mithilfe eines Programms zur Simulation des Teilchentransports in Materie berechnet und umgesetzt.

Nach der erfolgreichen Abnahme des neuen Experimentierbereichs folgte die Inbetriebnahme und Untersuchungen der Strahleigenschaften. Die Flexibilität des Strahls – sowohl der Teilchenrate als auch der Strahlbreite am Testplatz – konnte unter Beweis gestellt werden. Im Dezember des Jahres 2016 wurde der Teststrahl erstmalig von im Haus ansässigen Arbeitsgruppen im Bereich der Detektorentwicklung genutzt. Seit der Inbetriebnahme konnten schon mehrere Experimente von internen und externen Gruppen erfolgreich durchgeführt werden.

Zukünftig wird die Beschleunigeranlage ELSA verstärkt für Detektortests zur Verfügung stehen und als wertvolle Infrastruktur für das in Bonn entstehende *Forschungs- und Technologiezentrum Detektorphysik* zum Einsatz kommen. Damit wird die Universität Bonn ein Zentrum für Forschergruppen im Bereich der Detektorentwicklung, die einen weltweit einzigartigen Teststrahl vor Ort nutzen können.



# Inhaltsverzeichnis

---

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1	Eigenschaften des tertiären Teststrahls am DESY . . . . .	2
1.2	Eigenschaften des primären Teststrahls X3ED . . . . .	3
1.2.1	Das Logo von X3ED . . . . .	4
1.3	Die Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA . . . . .	4
<b>2</b>	<b>Strahldynamik in Beschleunigern</b>	<b>7</b>
2.1	Bewegung geladener Teilchen im magnetischen Feld . . . . .	7
2.2	Strahlführungsmagnete . . . . .	8
2.2.1	Dipolmagnete . . . . .	10
2.2.2	Quadrupolmagnete . . . . .	12
2.3	Lineare Strahldynamik . . . . .	13
2.3.1	Teilchenbahnen und Transformationsmatrizen . . . . .	13
2.3.2	Dispersion . . . . .	14
2.3.3	Betafunktion . . . . .	15
<b>3</b>	<b>Design einer neuen externen Strahlführung</b>	<b>19</b>
3.1	Anforderungen . . . . .	19
3.2	Räumliche Gegebenheiten . . . . .	21
3.3	Diskussion verschiedener Layouts der Strahlführung . . . . .	22
3.3.1	Layout 1 – Drei Quadrupole . . . . .	24
3.3.2	Layout 2 – Vier Quadrupole . . . . .	26
3.3.3	Layout 3 – Fünf Quadrupole . . . . .	27
3.4	Wahl des Layouts . . . . .	29
<b>4</b>	<b>Simulationen zu möglichen Strahleigenschaften</b>	<b>33</b>
4.1	Simulationsprogramme . . . . .	33
4.1.1	Simulationen mit <i>MAD-X</i> . . . . .	33
4.1.2	Simulationen mit <i>elegant</i> . . . . .	35
4.2	Ergebnisse der Simulationen . . . . .	36
4.2.1	Wahl der Netzgeräte . . . . .	36
4.2.2	Ausgewählte Szenarien . . . . .	37
4.2.3	Zusammenfassung . . . . .	38
<b>5</b>	<b>Die neue externe Strahlführung X3ED</b>	<b>41</b>
5.1	Elemente der Strahlführung . . . . .	41
5.1.1	Quadrupolmagnete . . . . .	42
5.1.2	Dipolmagnete . . . . .	46

5.1.3	Fluoreszenzschirme . . . . .	49
5.1.4	Intensitätsresonator . . . . .	52
5.1.5	Vakuumpumpen . . . . .	55
5.1.6	Wasserklappe . . . . .	58
5.1.7	Strahlverschluss . . . . .	58
5.2	Aufbau der Strahlführung . . . . .	59
5.2.1	Die Strahlführung . . . . .	60
5.2.2	Das Vakuumsystem . . . . .	62
5.3	Gesamtaufbau der Strahlführung . . . . .	66
<b>6</b>	<b>Praktischer Strahlenschutz</b>	<b>73</b>
6.1	Maßnahmen beim Strahlenschutz . . . . .	73
6.2	Abschirmung von Strahlung . . . . .	73
6.2.1	Photonen . . . . .	74
6.2.2	Neutronen . . . . .	74
6.2.3	Geladene Teilchen . . . . .	75
6.3	Auslegung von Abschirmungen . . . . .	75
6.3.1	Monte-Carlo-Simulationen . . . . .	76
6.4	Das Teilchentransportprogramm <i>FLUKA</i> . . . . .	77
6.4.1	Erstellung einer Simulation . . . . .	78
6.5	Das Strahlenschutzkonzept an X3ED . . . . .	80
6.5.1	Ausgangslage . . . . .	80
6.5.2	Strahlvernichter . . . . .	82
6.5.3	Simulationen zum Strahlenschutzkonzept . . . . .	83
6.5.4	Simulationsergebnisse . . . . .	88
6.5.5	Prüfung und Abnahme des neuen Experimentierbereichs E3 . . . . .	92
<b>7</b>	<b>Betrieb und Steuerung von X3ED</b>	<b>97</b>
7.1	Ansteuerung der Strahlführung . . . . .	97
7.1.1	Netzgeräte . . . . .	98
7.1.2	Kontrollsystemmenüs für X3ED . . . . .	98
7.2	Strahldiagnose . . . . .	100
7.2.1	FARADAY-Becher . . . . .	100
7.2.2	Intensitätsresonator . . . . .	101
7.2.3	Strahlschirme . . . . .	107
7.3	Zentrierung des Elektronenstrahls in den Quadrupolmagneten . . . . .	111
7.3.1	Prinzip des Programms . . . . .	112
7.3.2	Programmablauf . . . . .	113
7.3.3	Nutzung des Programms . . . . .	113
7.4	Messung der Strahleigenschaften . . . . .	114
7.4.1	Prinzip der Messung der Dispersionsfunktion . . . . .	114
7.4.2	Messung der Dispersionsfunktion in der externen Strahlführung . . . . .	115
7.4.3	Prinzip der Messung der Emittanz . . . . .	116
7.4.4	Messung der Emittanz in der externen Strahlführung . . . . .	118
7.4.5	Vergleich zwischen den Simulationen und Messungen . . . . .	122
7.4.6	Mögliche Strahlbreiten am Testplatz . . . . .	122
7.5	Der Niedrigintensitätsmodus . . . . .	123
7.6	Betrieb für Detektortests . . . . .	125

<b>8</b>	<b>Resümee</b>	<b>127</b>
<b>A</b>	<b>Grundlagen des Strahlenschutzes</b>	<b>129</b>
A.1	Strahlenschutz . . . . .	129
A.1.1	Strahlungsfelder . . . . .	130
A.1.2	Strahlenschäden . . . . .	131
A.1.3	Dosisgrößen . . . . .	132
A.2	Strahlenexposition . . . . .	135
A.2.1	Natürliche Strahlenexposition . . . . .	135
A.2.2	Zivilisatorische Strahlenexposition . . . . .	136
A.3	Strahlenschutzbereiche . . . . .	137
A.3.1	Überwachungsbereich . . . . .	137
A.3.2	Kontrollbereich . . . . .	137
A.3.3	Sperrbereich . . . . .	138
A.4	Strahlung an Beschleunigeranlagen . . . . .	138
<b>B</b>	<b>Grundlagen der Strahlungsphysik</b>	<b>139</b>
B.1	Wechselwirkungen ionisierender Strahlung . . . . .	139
B.1.1	Photonenstrahlung . . . . .	139
B.1.2	Schwächung von Photonenstrahlung . . . . .	143
B.1.3	Neutronenstrahlung . . . . .	146
B.1.4	Wirkungsquerschnitte von Neutronenreaktionen . . . . .	150
B.1.5	Geladene Teilchenstrahlung . . . . .	151
B.1.6	Schwächung von geladener Teilchenstrahlung . . . . .	153
B.2	Radioaktivität . . . . .	158
B.2.1	Zeitgesetz für die radioaktive Umwandlung . . . . .	158
B.2.2	Radioaktive Umwandlungsarten . . . . .	159
B.2.3	Alphazerfall . . . . .	160
B.2.4	Betazerfall . . . . .	161
B.2.5	Elektroneneinfang . . . . .	162
B.2.6	Gammazerfall . . . . .	162
B.2.7	Innere Konversion . . . . .	163
B.2.8	Spontane Kernspaltung . . . . .	163
B.2.9	Natürliche Radioaktivität . . . . .	164
B.2.10	Künstliche Radioaktivität . . . . .	165
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>167</b>
	<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>175</b>
	<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>179</b>
	<b>Danksagung</b>	<b>181</b>



---

## Einleitung

---

In dem in den 1960er- und 1970er-Jahren entwickelten *Standardmodell der Teilchenphysik* sind die heute bekannten Elementarteilchen und deren Wechselwirkungen untereinander zusammengefasst. Dennoch gibt es in der Teilchenphysik einige offene Fragen, die das Standardmodell nicht erklären kann. Daher wird das Standardmodell im Rahmen neuester Forschungen weiterentwickelt und erweitert.

Die experimentelle Bestätigungen der theoretischen Betrachtungen durch geeignete Experimente ist die grundlegende Aufgabe der Experimentellen Teilchenphysik. Dafür werden seit Jahrzehnten die von Beschleunigeranlagen zur Verfügung gestellten, hochenergetischen Teilchenstrahlen verwendet. Entweder treffen zwei gegenläufige Strahlen aufeinander oder ein Strahl trifft auf ruhende Materie. In beiden Konfigurationen werden die Stoßvorgänge zwischen den Teilchen mithilfe von Detektoren beobachtet. Dabei sollen die Anlagen stetig steigenden Anforderungen an Qualität, Energie und Intensität der Strahlen erfüllen. Aber auch die Aufbauten der Experimente müssen ständig weiterentwickelt werden, um die aufgestellten Theorien bestätigen oder widerlegen zu können.

Die Entwicklung neuer Detektortechnologien sowie Verbesserungen bestehender Systeme für neuartige Experimente werden in weltweiten Kollaborationen durchgeführt. Das Ziel sind präzisere Detektoren sowohl im Bereich der Orts- als auch der Energieauflösung. Ein fundamentales Mittel zu verschiedenen Entwicklungsphasen der Detektoren sind Strahlzeiten mit einem sogenannten *Teststrahl* – ein an Beschleunigern erzeugter Teilchenstrahl zum Testen der Detektoren ohne Experiment.

Im Jahre 2007 gab es weltweit nur acht Beschleunigeranlagen [Kaw07], die einen Teststrahl zur Verfügung stellten; deren Zahl hat sich bis zum heutigen Tage nur geringfügig erhöht. Dementsprechend sind Messzeiten an einem Testplatz sehr begehrt und deren Verfügbarkeit stark beschränkt. Die Verteilung von Anlagen mit einem Teststrahl ist auf wenige Orte beschränkt. Drei Anlagen befinden sich in Nordamerika, zwei in Asien und drei in Europa. Nur eine Anlage weltweit – die *DAΦNE Beam Test Facility* in der Nähe von Rom – liefert einen primären Elektronenstrahl mit einer Maximalenergie von 800 MeV [Maz+03]. Alle anderen Anlagen liefern sekundäre oder tertiäre Teilchenstrahlen. Dies bringt einige Nachteile im Vergleich zu einem primären Strahl mit sich, die in Abschnitt 1.1 erläutert werden. In Deutschland gibt es am DESY<sup>1</sup> mehrere Testplätze mit einem tertiären Teststrahl. Die an der Beschleunigeranlage ELSA (siehe Abschnitt 1.3) im Rahmen dieser Arbeit gebaute und in Betrieb genommene Strahlführung für Detektortests X3ED stellt nunmehr als einzige Anlage weltweit einen *primären* Elektronenstrahl mit Energien von bis zu 3,2 GeV zur Verfügung.

Zunächst werden die Eigenschaften eines tertiären Teststrahls am Beispiel des Teststrahls am DESY vorgestellt und mit denen des primären Teststrahl an ELSA verglichen. Folgend wird die Beschleuniger-

---

<sup>1</sup> Das Deutsche Elektronen-Synchrotron ist ein Forschungszentrum in der Helmholtz-Gemeinschaft mit Sitz in Deutschland.

anlage ELSA kurz vorgestellt. Die vorliegende Arbeit gliedert sich weiterhin in drei Teile.

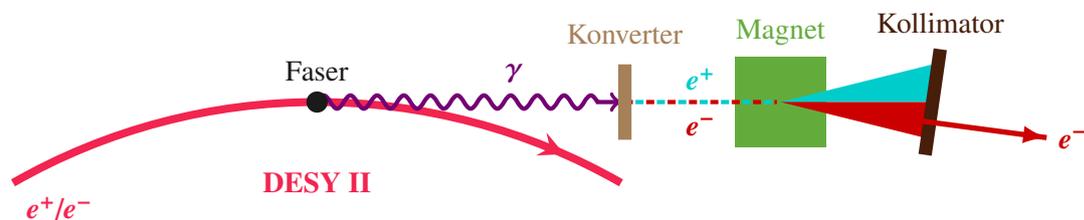
Im ersten Teil, welcher die ersten drei Kapitel umfasst, werden die Grundlagen zur Strahldynamik in Beschleunigern (Kapitel 2) vorgestellt, auf denen die Rechnungen zum Design der Strahlführung (Kapitel 3) und die detaillierteren Studien zu möglichen Strahleigenschaften (Kapitel 4) basieren.

Im zweiten Teil wird der Aufbau der Strahlführung (Kapitel 5) beschrieben und auf die Inbetriebnahme und erste interne Messungen eingegangen sowie eine kurze Zusammenfassung erster erfolgreicher Detektortests (Kapitel 7) gegeben.

Der dritte Teil beinhaltet den Themenkomplex Strahlenschutz an der Strahlführung. Aufbauend auf die Grundlagen des Strahlenschutzes (Anhang A) und der Strahlungsphysik (Anhang B) wird in Kapitel 6 die Erarbeitung eines Strahlenschutzkonzepts für X3ED beschrieben.

## 1.1 Eigenschaften des tertiären Teststrahls am DESY

Die am DESY in Hamburg angebotenen Testplätze nutzen als Quelle das Synchrotron DESY II. Soll ein Teststrahl angeboten werden, wird eine Kohlenstofffaser mit einem Durchmesser von  $7\ \mu\text{m}$  als primäres Target<sup>2</sup> zur Erzeugung von Bremsstrahlung (siehe Abschnitt B.1.5) in den umlaufenden Elektronen- oder Positronenstrahl gebracht. Der so erzeugte Photonenstrahl trifft auf ein *Konverter* genanntes Sekundärtarget – Bleche unterschiedlicher Dicke aus verschiedenen Metallen –, an dem Elektronen-Positronen-Paare erzeugt werden. Ein Dipolmagnet lenkt die erzeugten Teilchen abhängig von deren Ladung und Impuls (siehe Abschnitt 2.1) horizontal ab und erzeugt so einen Strahlungsfächer. Mittels Kollimatoren wird dann der vom Nutzer gewünschte Strahl geformt. Dessen Energie wird über die Stärke der magnetischen Flussdichte im Magnet eingestellt. Abbildung 1.1 skizziert die beschriebene Erzeugung des tertiären Strahls. Im parasitären Betrieb können so beispielsweise tertiäre Elektronen mit Energien zwischen 1 GeV bis 6 GeV und einer Energiebreite von ungefähr 5 % zur Verfügung gestellt werden. [Beh+07]

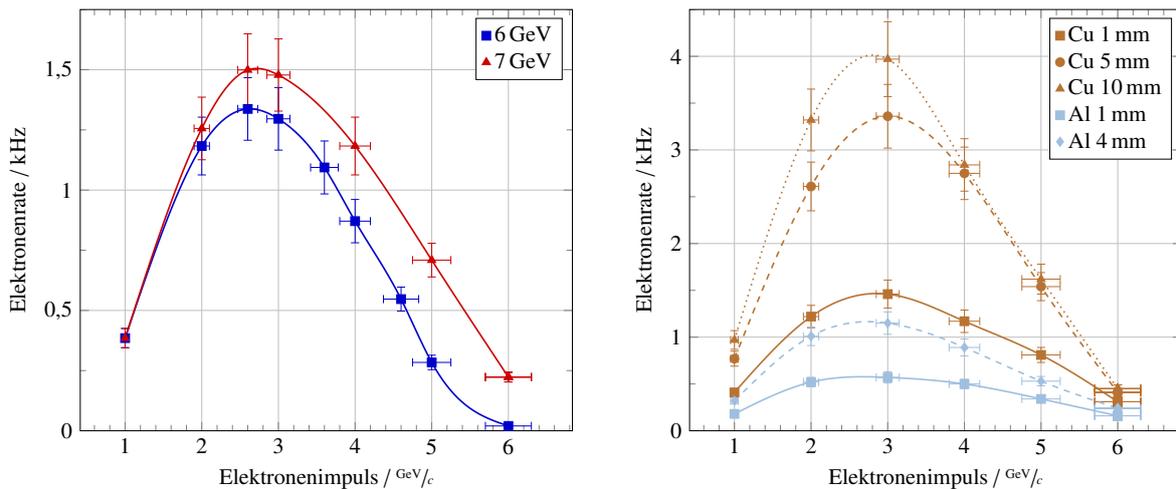


**Abbildung 1.1:** Schematische Übersicht zum Teststrahl beim DESY. An einer Faser aus Kohlenstoff werden im Synchrotron DESY II über Bremsstrahlung Photonen erzeugt. Diese werden an einer Metallplatte zu Elektron-Positron-Paaren konvertiert. Der so erzeugte Strahl wird in einem Dipolmagneten aufgefächert. Der finale, tertiäre Elektronenstrahl wird mithilfe eines Kollimators selektiert und bereitgestellt.

Das Spektrum der Bremsstrahlung hat eine reziproke Abhängigkeit von der Energie, die Energieverteilung einer Elektron-Positron-Paarerzeugung ist näherungsweise flach. Dies führt zu einer sowohl von der Energie des im DESY II-Ring umlaufenden Strahls (Abbildung 1.2(a)) als auch von der Energie der Tertiärteilchen und des genutzten Konverters (Abbildung 1.2(b)) abhängigen Teilchenrate am Testplatz.

Um möglichst hohe Teilchenraten zu erhalten, sollte die Energie des umlaufenden Strahl möglichst hoch sein. Abbildung 1.2(a) zeigt die Teilchenrate für zwei verschiedene Strahlenergien. Das Maximum der Rate wird jeweils bei einem Impuls der tertiären Elektronen von circa  $2,6\ \text{GeV}/c$  erreicht.

<sup>2</sup> Als Target (englisch für Zielscheibe, Angriffsziel), wird die Materie bezeichnet, die zum Beispiel an Teilchenbeschleunigern dem Teilchenstrahl ausgesetzt wird.



(a) Abhängigkeit der Teilchenrate von der Energie des im DESY II-Ring umlaufenden Strahls. Als Sekundärtarget wurde ein 1 mm dickes Kupferblech genutzt.

(b) Abhängigkeit der Teilchenrate von den Eigenschaften des Sekundärtargets. Als Target dienten Bleche verschiedener Dicke aus Kupfer und Aluminium; der Strahl hat eine Energie von 7 GeV.

**Abbildung 1.2:** Abhängigkeit der Teilchenrate von der Energie der Tertiärteilchen am Testplatz T22 am DESY (Messdaten von [Beh+07]) bei maximalem Strom von 1,6 mA im Synchrotron.

Abbildung 1.2(b) zeigt die Abhängigkeit der Teilchenrate von verschiedenen Konvertern. Das Maximum der Rate liegt jeweils bei einem Impuls der tertiären Elektronen von ungefähr  $3 \text{ GeV}/c$  und steigt mit der Dicke und Dichte des verwendeten Konverters.

Dies bedeutet, dass die Teilchenrate stark von der Energie der tertiären Elektronen abhängt und durch die Eigenschaften des Synchrotrons entsprechend begrenzt ist. Es kann maximal eine Teilchenrate von ungefähr 4 kHz erreicht werden.

## 1.2 Eigenschaften des primären Teststrahls X3ED

Mit der neuen Strahlführung X3ED an der Beschleunigeranlage ELSA in Bonn gibt es seit Ende des Jahres 2016 in Deutschland einen primären Teststrahl von Elektronen. Damit wird die Beschleunigeranlage zukünftig nicht nur für Experimente der Hadronenphysik zur Verfügung stehen, sondern auch eine Plattform für das sich zurzeit vor Ort im Bau befindende *Forschungs- und Technologiezentrum Detektorphysik* bieten. Dieses Zentrum wird in Zukunft die Schlüsselkompetenzen in der Entwicklung von Detektoren für die Teilchen- und Astroteilchenphysik in Bonn forschungsgruppenübergreifend konzentrieren. Die Strahlführung X3ED ist dabei ein Kernbestandteil der Forschungsvorhaben am Zentrum. Eine schnelle und auch kurzfristige Nutzung des Teststrahls ohne lange Anreise sorgt für optimale Forschungsbedingungen. Ein weiterer Vorteil ist die zurzeit hohe Verfügbarkeit von X3ED, da die Beschleunigeranlage ELSA an kein Großforschungszentrum angeschlossen ist. Es steht sowohl genügend Zeit zum Aufbau als auch zum Test der Komponenten zur Verfügung.

Alleinstellungsmerkmal ist die Bereitstellung eines *primären* Elektronenstrahls, wodurch die Trajektorien der Elektronen bekannt sind und die Energieschärfe der Elektronen deutlich schmäler ist als bei einem tertiären Strahl. Mit einer Energie zwischen  $0,8 \text{ GeV}$  und  $3,2 \text{ GeV}$  und einer energieunabhängigen Teilchenrate zwischen 1 kHz und 400 MHz am Testplatz bietet X3ED weltweit einzigartige Möglichkeiten für Detektortests mit primären Elektronen. Somit wird die maximal erreichbare Teilchenrate des Testplatzes am DESY um nahezu sechs Größenordnungen überschritten, was beispielsweise bei Tests

von neuen und schnelleren Pixeldetektorauslesechips (z. B. [Gar+16]) von Interesse ist, da Datenraten zunehmend eine größere Herausforderung darstellen.

Die Strahlbreite kann in beiden transversalen Richtungen kontinuierlich von 1 mm bis zu 10 mm verändert werden, wodurch verschiedene Detektoreigenschaften untersucht werden können (siehe Abschnitt 3.1). Tabelle 1.1 fasst die Eigenschaften von X3ED zusammen.

Strahl	$\sigma$ / mm	$\sigma'_{\min}$	$E$ / GeV	$\Delta E/E$ / ‰	$I_{\text{ext}}$
Primäre $e^-$	1 – 10	0,1 mrad	0,8 – 3,2	0,2 – 0,8	0,1 fA – 100 pA

**Tabelle 1.1:** Eigenschaften von X3ED. Die Strahlbreite  $\sigma$ , die minimale Divergenz  $\sigma'_{\min}$ , die Energie  $E$ , die Energiebreite  $\Delta E/E$  sowie der externe Strahlstrom  $I_{\text{ext}}$  sind dargestellt.

### 1.2.1 Das Logo von X3ED

Dem geneigten Leser mag der Ausdruck *X3ED* aufgefallen sein, mit dem der Teststrahl hier bezeichnet wird. Dies rührt daher, dass für die neue Strahlführung ein Logo (Abbildung 1.3) geschaffen wurde, um die Vermarktung des Teststrahls zu fördern. Es basiert auf dem Namen des Experimentierplatzes **E3**, an dem der Testplatz lokalisiert ist. Aus der internen Bezeichnung des Projekts *Externe Strahlführung für Detektortests* ergeben sich der Anfangs- und Endbuchstabe der Wortmarke, die somit **X3ED** lautet. Darauffolgend wurde das Logo entwickelt. Der stilisierte, in rot gehaltene Buchstabe **E** hat als Mittelstrich einen Pfeil, der den auf die Detektoren geschossenen Elektronenstrahl symbolisiert. Gleichzeitig dient er auch als Mittelstrich für die stilisierte Zahl **3**, die als zweites Zeichen im Logo enthalten ist.



**Abbildung 1.3:** Logo von X3ED als Wort-Bild-Marke in der bilingualen Variante.

## 1.3 Die Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA

Die Geschichte der Beschleunigeranlage ELSA am Physikalischen Institut der Universität Bonn begann im Jahr 1953, als WOLFGANG PAUL den ersten stark fokussierenden Beschleuniger Europas – das 500 MeV-Synchrotron<sup>3</sup> – entwickelte. Um auch in Bonn an der sich rasant fortschreitenden Entwicklung im Bereich der Hochenergiephysik teilhaben zu können, ging im Jahr 1967 das 2,5 GeV-Synchrotron in Betrieb. Dieses dient dem ELSA-Ring seit dessen Inbetriebnahme im Jahr 1987 als Vorbeschleuniger (siehe [Hil06]). Eine Übersicht der gesamten Beschleunigeranlage in ihrem gegenwärtigen Aufbau bietet Abbildung 1.5.

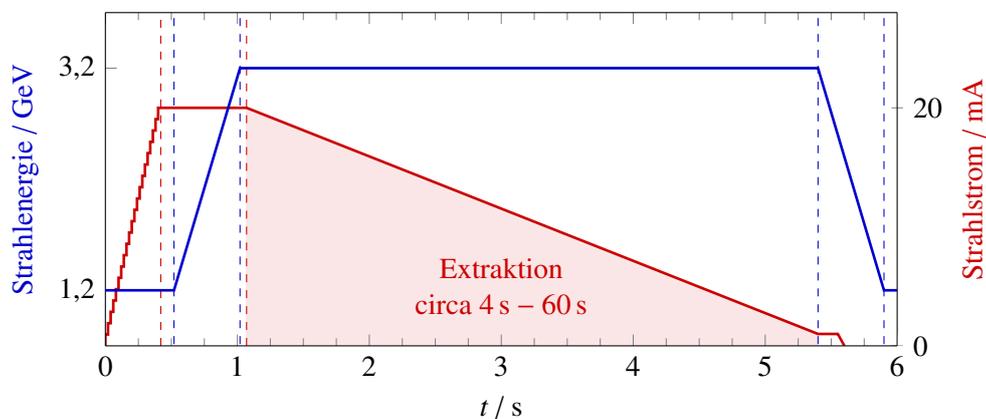
<sup>3</sup> Fünf der neun Magnetsegmente des Synchrotrons sind heute im Deutschen Museum Bonn [DMB] Teil der Dauerausstellung.

Die Beschleunigeranlage besteht aus drei kaskadierten Beschleunigerstufen: dem 26 MeV-Linearbeschleuniger LINAC<sup>4</sup> 2, dem heute meist bei einer Energie von 1,2 GeV betriebenen Booster-Synchrotron und dem ELSA-Ring, der Elektronen auf Energien von bis zu 3,2 GeV beschleunigen kann.

Der gepulste Elektronenstrahl wird wahlweise in einer thermischen Quelle oder einer Quelle für polarisierte Elektronen generiert. Nach dem Durchlaufen des Linearbeschleunigers und des sich diesem anschließenden Booster-Synchrotrons, in dem eine schnelle netzsynchrone Energieerhöhung der Elektronen stattfindet, wird der Elektronenstrahl in den ELSA-Ring injiziert. Dort wird eine variable Anzahl von Injektionen aus dem Booster-Synchrotron akkumuliert und langsam zu einem der drei Experimentierplätze extrahiert [Hil+17].

Die Experimentierplätze E1 und E2 der beiden Hadronenphysik-Experimente Crystal Barrel/TAPS [BT17] und BGO-OD [SK17] sowie der neu errichtete Platz E3 für den Test von neuen Entwicklungen im Bereich der Detektorphysik (z. B. [Bes17; Die17; Obe17; Sch]) bekommen den extrahierten Strahl zur Verfügung gestellt.

Bei Strahltrieb für Experimente wird der sogenannte *Boostermodus* als Beschleunigungsmodus genutzt, dessen Zyklus in Abbildung 1.4 gezeigt ist.

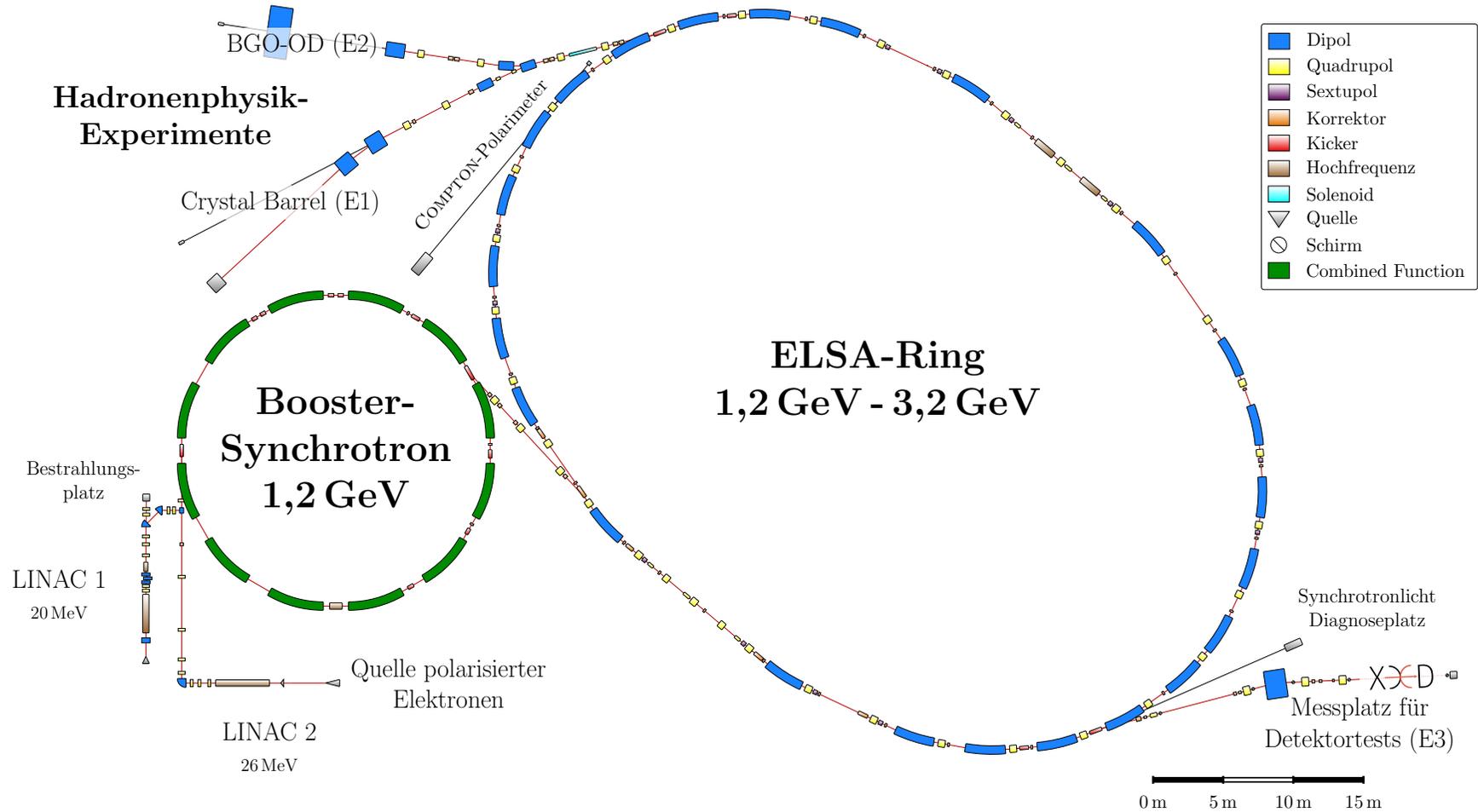


**Abbildung 1.4:** Beschleunigerzyklus im sogenannten Nachbeschleunigungs- oder *Boostermodus* mit einem typischen zeitlichen Verlauf der Energie und des Stroms bei einer Extraktion über mehrere Sekunden. Während dieser Phase wird einem der drei Experimente ein konstanter, aber in seiner Rate variabler Elektronenstrahl bereitgestellt. [Sch15a, Abschn. 1.1]

Durch das schnelle Booster-Synchrotron werden typischerweise innerhalb einer halben Sekunde bis zu 20 mA Strom bei einer Energie von 1,2 GeV im ELSA-Ring akkumuliert. Dort findet die Erhöhung der Energie der Elektronen auf bis zu 3,2 GeV statt. Der Verlauf und die Rate der Energieerhöhung können flexibel eingestellt werden. Üblicherweise wird eine lineare Energierampe mit einer Energieerhöhungsrate von maximal  $6 \text{ GeV/s}$  gewählt, was zu einer Präparationszeit von ungefähr einer Sekunde führt. Nach dieser Zeit kann mithilfe der Resonanzextraktion den Experimentierplätzen über viele Sekunden ein konstanter Strahlstrom bereitgestellt werden. Die Dauer dieser Extraktionsphase hängt vom Verhältnis aus gespeichertem und externem Strahlstrom ab. Anschließend werden die Magnete wieder auf die Injektionsenergie gestellt. Das makroskopische Tastverhältnis<sup>5</sup> für die externen Experimente liegt bei diesem Betriebsmodus in der Regel deutlich über 80 %. Der externe Strahlstrom kann mehrere Nanoampere betragen oder um viele Größenordnungen bis hin zu Einzelelektronen mit einer Rate von wenigen Kilohertz reduziert werden [Fro+16].

<sup>4</sup> *Linear Accelerator*, englisch für Linearbeschleuniger.

<sup>5</sup> Mit dem makroskopischen Tastverhältnis wird das Verhältnis aus der Zeit, in der ein Teilchenstrahl am Experiment bereitgestellt wird, zur gesamten Zykluszeit bezeichnet.



**Abbildung 1.5:** Die Beschleunigeranlage ELSA am Physikalischen Institut der Universität Bonn mit der neuen Strahlführung für Detektortests X3ED.

## Strahldynamik in Beschleunigern

Durch den Aufbau eines Beschleunigers – und die dadurch definierte elektrische und magnetische Feldverteilung – wird die Sollbahn der Teilchen festgelegt. Dabei definieren Dipol- und Quadrupolmagnetfelder die Bewegung der Teilchen und somit des Teilchenstrahls. Während dabei die Dipolmagnete die Teilchen auf Kreisbögen lenken, wirken die Quadrupolmagnete einem Divergieren der Teilchen entgegen.

Die Strahldynamik in der *Strahlführung* genannten Beschleunigerstruktur wird wegen der durch die Magnete erzeugten Wirkung auf den Strahl in Analogie zur Optik auch als *Strahloptik* bezeichnet. Die Ausdehnung des Strahls definiert sich dabei im Wesentlichen durch die Wirkung der Quadrupolmagnete.

In diesem Kapitel werden die Grundlagen zur linearen Strahldynamik – es wird sich auf lineare Effekte durch Dipol- und Quadrupolmagnete beschränkt – gelegt und die beiden genutzten Magnettypen erklärt. Der hier vorgestellte Matrixformalismus stellt eine einfache Möglichkeit dar, die Bewegungsgleichungen für eine Beschleunigerstruktur in eleganter Form zu erhalten.

### 2.1 Bewegung geladener Teilchen im magnetischen Feld

Um die Teilchen in einem Beschleuniger auf gekrümmte Bahnen zu lenken und außerdem die divergierenden Teilchen zur Sollbahn zurückzulenken, werden elektrische und magnetische Felder  $\vec{E}$  und  $\vec{B}$  genutzt. In diesen wirkt auf Teilchen<sup>1</sup> mit der Ladung  $e$  und der Geschwindigkeit  $\vec{v}$  die LORENTZ-Kraft

$$\vec{F}_L = -e (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) .$$

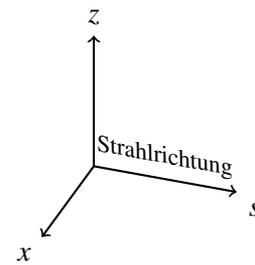
Es bieten sich demnach für die Ablenkung und Fokussierung der Teilchen sowohl elektrische als auch magnetische Felder an. Bei relativistischen Teilchen ( $v \approx c$ ) entspricht die LORENTZ-Kraft eines  $\vec{B}$ -Feldes von 1 T der eines  $\vec{E}$ -Feldes von  $3 \cdot 10^8$  V/m. Da eine Erzeugung von solch hohen elektrischen Feldstärken technisch nicht möglich ist, werden für die Ablenkung von Teilchen in Beschleunigern Magnetfelder genutzt. [Wie15, Abschn. 4.1]

Um die Teilchenbewegung in Beschleunigern zu beschreiben, wird ein rechtwinkliges Koordinatensystem  $K = (x, s, z)$  (siehe Abbildung 2.1) eingeführt. Die Achse in Strahlrichtung (*Strahlachse*) wird mit  $s$ , die horizontale mit  $x$  und die vertikale mit  $z$  bezeichnet. Der Einfachheit halber wird angenommen, dass sich die Teilchen im Wesentlichen nur parallel zur  $s$ -Achse bewegen und Magnetfelder nur transversale Komponenten  $\vec{B} = (B_x, 0, B_z)$  aufweisen. Die letzte Annahme ist bei planar aufgebauten Beschleunigern in guter Näherung erfüllt.

<sup>1</sup> Es wird sich von nun an immer auf Elektronen bezogen.

In reinen Dipolmagneten mit nur vertikalem Feld  $\vec{B} = (0, 0, B_z)$  und somit nur horizontaler Ablenkung gibt es in der horizontalen Ebene ein Kräftegleichgewicht zwischen LORENTZ-Kraft und Zentrifugalkraft, wenn sich geladene Teilchen durch den Magneten bewegen. Damit ergibt sich eine Beziehung zwischen Teilchenimpuls  $p$ , Biegeradius  $R$  und dem dafür benötigten vertikalen Feld  $B_z$ :

$$\frac{1}{R(x, s, z)} = \frac{e}{p} B_z(x, s, z) . \quad (2.1)$$



**Abbildung 2.1:** Koordinatensystem zur Beschreibung der Teilchenbewegung in einem Beschleuniger.

Da die transversalen Strahldimensionen klein gegen den Biegeradius der Teilchenbahn sind, kann das Magnetfeld in der Umgebung der Sollbahn entwickelt werden [Wil96, Abschn. 3.1]:

$$\begin{aligned} \frac{e}{p} B_z(x, z) &= \frac{e}{p} B_z \Big|_{x=0} + \frac{e}{p} \frac{\partial B_z}{\partial x} \Big|_{x=0} x + \frac{e}{p} \frac{1}{2!} \frac{\partial^2 B_z}{\partial x^2} \Big|_{x=0} x^2 + \dots \\ &= \frac{1}{R} + k x + m x^2 + \dots \end{aligned} \quad (2.2)$$

Das Magnetfeld in der Umgebung des Strahls kann also durch eine Multipolentwicklung beschrieben werden. Jeder Summand entspricht dabei einer anderen Wirkung auf den Teilchenstrahl.

- Der erste Summand in Gleichung (2.2) gibt den Zusammenhang von Gleichung (2.1) wieder. Er repräsentiert ein Dipolfeld, welches transversal konstant ist und den Strahl auf eine Kreisbahn mit dem Radius  $R$  lenkt.
- Die nächst höhere Ordnung entspricht einem Quadrupolfeld, das linear mit dem transversalen Abstand von der Sollbahn zunimmt und durch die Quadrupolstärke

$$k = \frac{e}{p} \frac{\partial B_z}{\partial x} \equiv \frac{e}{p} g \quad (2.3)$$

mit dem Gradienten  $g$  beschrieben wird.

- Der dritte Summand führt die Sextupolstärke  $m$  ein. Felder dieser Art werden beispielsweise zur Kompensation der *Chromatizität*<sup>2</sup> eingesetzt.

Höhere Multipole wie Sextupole, Oktupole, usw. sind nicht mehr Teil der *linearen Strahloptik*.

## 2.2 Strahlführungsmagnete

Für die durch die Reihenentwicklung in Gleichung (2.2) beschriebenen Magnetfelder soll im folgenden Abschnitt geklärt werden, wie die statischen Feldkonfigurationen durch Eisenmagnete erzeugt werden können.

<sup>2</sup> In einem realen Teilchenstrahl liegt immer eine gewisse Impulsverteilung um den Sollimpuls  $p_0$  vor. Dies führt in Quadrupolen zu einer durch eine veränderte Quadrupolstärke  $k(p) = k_0 - \Delta k$  hervorgerufene Abweichung der Fokussierstärke. Die Auswirkung auf den Strahl wird durch die sogenannte Chromatizität  $\xi$  erfasst.

Die Basis zur Berechnung dieser Magnetfelder  $\vec{H}$  sind die MAXWELL-Gleichungen (siehe z. B. [Tan05])

$$\begin{aligned}\vec{\nabla} \times \vec{H} &= \vec{j} \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{H} &= 0 ,\end{aligned}\tag{2.4}$$

wobei  $\vec{j}$  die elektrische Stromdichte ist. Im Bereich des Strahls, wo kein Strom fließt, gilt  $\vec{j} = 0$ , sodass daraus

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = 0$$

folgt und das Magnetfeld  $\vec{H}$  durch ein skalares Potential  $\varphi$  mit

$$\vec{H} = \nabla\varphi\tag{2.5}$$

dargestellt werden kann. Um die Berechnung zu vereinfachen, kann angenommen werden, dass nur transversale Feldkomponenten auftreten und ferner die Konfiguration des Feldes entlang der Strahlachse  $s$  konstant ist. Dies entspricht weitestgehend den Bedingungen in der Realität. Dadurch reduziert sich das dreidimensionale Problem in ein Problem, welches sich nur auf die  $x$ - $z$ -Ebene beschränkt.

Für einen bestimmten Potentialverlauf  $\varphi(x, z)$  müssen die Äquipotentiallinien  $\varphi(x, z) = \text{konst.}$  festgelegt werden. Dazu eignen sich hauptsächlich Oberflächen hochpermeabler Materialien wie Eisen<sup>3</sup>, das als Material für den Magnetkörper genutzt wird. Die Form der Magnetpole bestimmt somit das Potential  $\varphi(x, z)$  und daraus folgend auch das Magnetfeld  $\vec{H}$ .

Im Allgemeinen ist es jedoch praktischer, die magnetische Flussdichte  $\vec{B} = \mu_r \mu_0 \vec{H}$  statt des Magnetfeldes  $\vec{H}$  zu benutzen. Woraus sich mit dem Potential  $\phi(x, z) = \mu_r \mu_0 \varphi(x, z)$  analog zu Gleichung (2.5) die magnetische Flussdichte  $\vec{B}$  nach

$$\vec{B} = \nabla\phi$$

ergibt. Daraus folgt mit Gleichung (2.4) direkt die LAPLACE-Gleichung

$$\nabla^2\phi = 0 .$$

Damit sind die Grundlagen zur Berechnung der Feldverteilung von Magneten mit Eisenpolen gelegt. Hierbei muss der transversale Verlauf der Felder festgelegt werden, wobei es genügt, die vertikale Komponente  $\mathcal{Y}_z(x)$  entlang der  $x$ -Achse zu betrachten. Damit ist die gesamte Feldverteilung  $\vec{B}(x, z)$  spezifiziert.

Für das Potential  $\phi(x, z)$  ergibt sich schließlich [Wil96, Abschn. 3.3]

$$\phi(x, z) = \mathcal{Y}_z(x) x - \frac{1}{6} \frac{d^2\mathcal{Y}_z(x)}{dx^2} z^3\tag{2.6}$$

und daraus die Feldverteilung

$$\vec{B}(x, z) = \begin{pmatrix} \frac{d\phi(x, z)}{dx} \\ \frac{d\phi(x, z)}{dz} \end{pmatrix} .$$

<sup>3</sup> Eisen hat eine relative Permeabilität von  $\mu_r > 1000$ .

### 2.2.1 Dipolmagnete

Um geladene Teilchen auf eine Kreisbahn zu lenken, werden Dipolmagnete genutzt. Diese sollen entlang der  $x$ -Achse ein konstantes Magnetfeld aufweisen, sodass mit der Bedingung

$$\mathcal{V}_z(x) = B_0 = \text{konst.} \quad \Rightarrow \quad \frac{d^2 \mathcal{V}_z(x)}{dx^2} = 0$$

für das gesuchte Potential nach Gleichung (2.6) und somit für die Feldverteilung  $\vec{B}(x, z)$

$$\phi(x, z) = B_0 z \quad \Rightarrow \quad \vec{B}(x, z) = \begin{pmatrix} 0 \\ B_0 \end{pmatrix}$$

folgt. Die Äquipotentiallinie ist eine Parallele zur  $x$ -Achse mit  $z = h/2$  [Tan05, Abschn. 2.7]. Der Dipolmagnet besteht somit aus zwei parallelen Eisenpolen mit einem Abstand von  $h$  – dem Polschuhabstand – zueinander. In Abbildung 2.4(a) ist schematisch der Aufbau eines Dipolmagneten dargestellt. Die magnetische Flussdichte  $B_0$  eines solchen, aus Eisen gefertigten Dipolmagneten lässt sich durch

$$B_0 = \mu_0 \frac{n I}{h} \quad (2.7)$$

ausdrücken. [Wil96, Abschn. 3.3] Hier beschreibt  $n$  die Gesamtzahl der Windungen der Spulen und  $I$  den Strom, der durch die Spulen fließt.

Dieser lineare Zusammenhang gilt jedoch bei der Verwendung normalleitender Spulen nicht im gesamten möglichen Bereich des Stroms und somit der Flussdichte. In einem ferromagnetischen Stoff wird die magnetische Flussdichte  $B$  von der Stärke des erregenden Magnetfeldes  $H$  bestimmt. Aufgrund der physikalischen Eigenschaften von Eisen tritt eine Sättigung der Flussdichte auf. Ursächlich für die Sättigung sind die WEISSschen Bezirke – Kristallbereiche gleicher Magnetisierung, die als Elementarmagnete aufgefasst werden können. [Stö00, Abschn. 15.16] Diese Bezirke richten sich nach und nach in Feldrichtung aus. Sind alle Bezirke ausgerichtet, tritt Sättigung auf; die magnetische Flussdichte steigt nur noch sehr geringfügig mit der äußeren Erregung an.

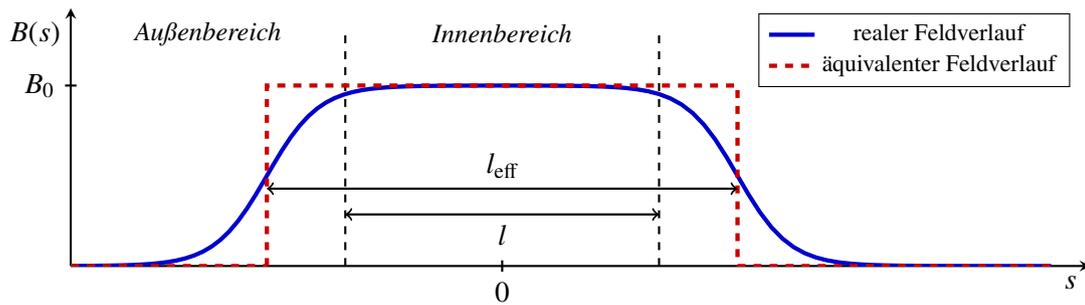
Außerdem wäre in der Praxis ein homogenes Feld nur dann möglich, wenn die Polschuhe unendlich breit wären. In der Nähe der Enden der Polschuhe auf der  $x$ -Achse fällt das Feld ab, da die Feldlinien dort nach außen drängen. Dadurch wird der Bereich eines konstanten Feldes kleiner. Dies kann durch das Anbringen von sogenannten *Nasen* (flache Eisenstreifen) an den Polen etwas kompensiert werden.

Auch entlang der Strahlachse  $s$  ist das Magnetfeld nicht konstant, sondern folgt einer Verteilungsfunktion, wie in Abbildung 2.2 dargestellt. Das Randfeld reicht bis in den durch das Ende der Polschuhe definierten Außenbereich des Magneten. Die effektive Länge  $l_{\text{eff}}$  wird aus dem Integral<sup>4</sup> über die Verteilungsfunktion  $B(s)$  [Hin08, Abschn. 3.1]

$$l_{\text{eff}} = \frac{1}{B_0} \int_{-\infty}^{+\infty} B(s) \, ds \approx \frac{2}{B_0} \int_{-\infty}^0 B(s) \, ds \quad (2.8)$$

erhalten. Demnach ist die effektive Feldlänge  $l_{\text{eff}}$  die Länge, die der Magnet hätte, um bei einem konstanten Magnetfeld mit der Flussdichte  $B_0$  die gleiche integrierte Flussdichte wie bei einem realen Feldverlauf zu erreichen. Der äquivalente Feldverlauf wird folglich durch ein Rechteck mit der Höhe  $B_0$  und Länge  $l_{\text{eff}}$  beschrieben.

<sup>4</sup> Bei einer symmetrischen Verteilungsfunktion kann auch bis zur Mitte integriert und der erhaltene Wert verdoppelt werden.



**Abbildung 2.2:** Darstellung zur effektiven Länge  $l_{\text{eff}}$  eines Magneten mit einer Länge der Polschuhe von  $l$ . Das Feld reicht bis in den Außenbereich des Magneten. Der reale Feldverlauf kann über einen rechteckigen Verlauf mit derselben maximalen Flussdichte  $B_0$  sowie der effektiven Länge  $l_{\text{eff}}$  approximiert werden.

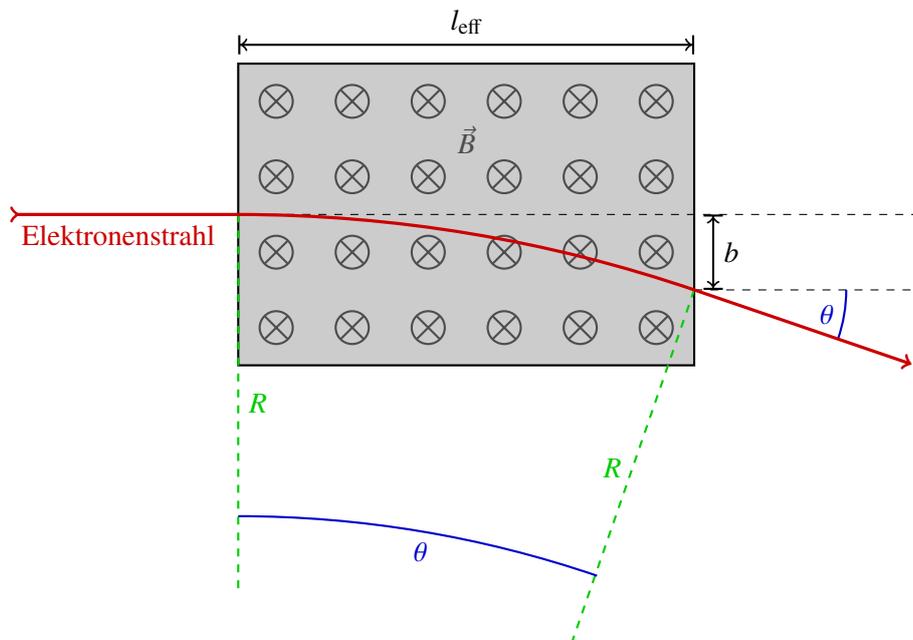
Die Ablenkung in einem Dipolmagneten mit der Flussdichte  $B$  erfolgt, wie schon beschrieben, durch die Wirkung der LORENTZ-Kraft und zwingt ein geladenes Teilchen mit Impuls  $p$  auf eine Kreisbahn mit Radius  $R$  (siehe Gleichung (2.1)).

In einem Magneten der Länge  $l_{\text{eff}}$ , in den das Teilchen senkrecht zu dessen Stirnfläche eintritt, wird es um den Winkel  $\theta$  abgelenkt (eine Skizze dazu findet sich in Abbildung 2.3). Dabei gilt:

$$\theta = \arcsin\left(\frac{l_{\text{eff}}}{R}\right) = \arcsin\left(\frac{B e l_{\text{eff}}}{p}\right). \quad (2.9)$$

Nach Durchlaufen des Magneten führt das Ablenken zu einer Ablage  $b$  von der Eintrittsposition:

$$b = l_{\text{eff}} \tan\left(\frac{\theta}{2}\right).$$



**Abbildung 2.3:** Skizze zur Ablenkung eines geladenen Teilchenstrahls in einem Dipolmagneten. Der Strahl wird im Magnetfeld  $\vec{B}$  auf eine Bahn mit Radius  $R$  gezwungen und um den Winkel  $\theta$  abgelenkt.

### 2.2.2 Quadrupolmagnete

Zur Strahlfokussierung werden Quadrupolmagnete genutzt. Das Feld soll auf der Strahlachse verschwinden und linear mit dem transversalen Abstand ansteigen (siehe Gleichung (2.2)). Daher kann ihr Feldverlauf durch die Funktion

$$\mathcal{V}_z(x) = \frac{\partial B_z}{\partial x} x \equiv g x \quad \Rightarrow \quad \frac{d^2 \mathcal{V}_z(x)}{dx^2} = 0$$

beschrieben werden. Daraus folgt für das gesuchte Potential nach Gleichung (2.6) und somit für die Feldverteilung  $\vec{B}(x, z)$ :

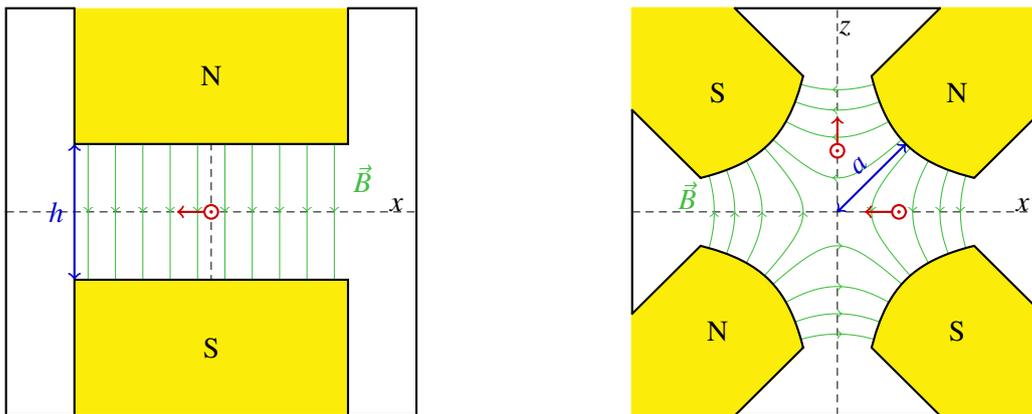
$$\phi(x, z) = g x z \quad \Rightarrow \quad \vec{B}(x, z) = \begin{pmatrix} g z \\ g x \end{pmatrix}. \quad (2.10)$$

Die Äquipotentiallinien folgen der Funktion  $x z = a^2/2$  [Tan05, Abschn. 2.7], welche eine gleichseitige Hyperbel beschreibt, deren Asymptoten mit den Koordinatenachsen zusammenfallen [Bro+00, Abschn. 3.5]. Ein Quadrupol ist daher aus vier Polschuhen mit hyperbelförmigen Flächen, die abwechselnd gepolt sind, aufgebaut. Der Abstand zwischen dem Magnetmittelpunkt und der Mitte einer Polschuhfläche wird als Aperturradius  $a$  bezeichnet. Ein Quadrupolmagnet ist in Abbildung 2.4(b) schematisch dargestellt. Aufgrund des Feldverlaufs wirkt ein horizontal fokussierender Magnet vertikal defokussierend, was es notwendig macht, zur Strahlfokussierung mindestens zwei Magnete einzusetzen, deren Polarität um  $90^\circ$  gegeneinander verdreht sind. Der Zusammenhang zwischen Erregerstrom  $I$ , der Windungszahl einer Spule  $n$  und dem Feldgradienten  $g$  ist durch

$$g = \frac{2 \mu_0 n I}{a^2} \quad (2.11)$$

gegeben. [Wil96, Abschn. 3.3]

Auch bei Quadrupolmagneten treten die beschriebenen Effekte wie Sättigung und Randfelder auf.



(a) Prinzip eines Dipolmagneten aus zwei parallelen Eisenpolen. Ein negativ geladenes Teilchen wird bei Flugrichtung aus der  $x$ - $z$ -Ebene heraus nach links abgelenkt. Der Abstand der Polschuhe ist mit  $h$  bezeichnet.

(b) Prinzip eines Quadrupolmagneten mit hyperbelförmigen Polflächen. Negativ geladene Teilchen werden bei Flugrichtung aus der  $x$ - $z$ -Ebene heraus bei horizontaler Ablage nach innen abgelenkt, bei vertikaler Ablage nach außen. Der Aperturradius  $a$  ist markiert.

**Abbildung 2.4:** Schematische Darstellung des Feldlinienverlaufs eines Dipol- und eines Quadrupolmagneten. Die Polschuhe aus Eisen sind jeweils farbig dargestellt. Nord- und Südpol sind markiert.

## 2.3 Lineare Strahldynamik

Die Anordnung der Magnete in einem Beschleuniger – faktisch jedoch die Feldverteilung der Magnete – definieren die Sollbahn. Da die transversalen Strahldimensionen im Allgemeinen sehr klein sind im Vergleich zu den Dimensionen eines Beschleunigers, eignet sich ein mitgeführtes Koordinatensystem zur Beschreibung der Teilchenbahnen um die Sollbahn herum. Dieses Koordinatensystem dreht sich in Dipolfeldern.

Mit der Annahme ausschließlich horizontal ablenkender Dipolfelder und reiner Quadrupolfelder kann die horizontale und vertikale Bewegung  $x(s)$  und  $z(s)$  der Teilchen durch die linearen Bewegungsgleichungen, die sogenannten HILLSchen Differentialgleichungen, beschrieben werden [Lee04, Abschn. 2.II]:

$$\begin{aligned} x''(s) + \left( \frac{1}{R^2(s)} + k(s) \right) x(s) &= \frac{1}{R(s)} \frac{\Delta p}{p_0} , \\ z''(s) - k(s) z(s) &= 0 . \end{aligned} \quad (2.12)$$

Dabei bezeichnen die gestrichelten Koordinaten die Ableitungen nach der longitudinalen Koordinate  $s$  und  $\Delta p$  die Impulsabweichung der Teilchen zum Sollteilchen mit Impuls  $p_0$ . Ferner wird angenommen, dass es keine Kopplung zwischen den transversalen Ebenen gibt.

### 2.3.1 Teilchenbahnen und Transformationsmatrizen

Zur Lösung der HILLSchen Differentialgleichungen wird sich der Tatsache bedient, dass zwischen den beiden transversalen Ebenen bei der Nutzung von idealen Dipol- und Quadrupolmagneten keine Kopplung auftritt. Damit genügt es beide Ebenen getrennt voneinander zu betrachten. Weiterhin wird angenommen, dass die Felder der Magneten entlang der Strahlachse durch Rechteckfunktionen beschrieben werden können, also ein idealer Feldverlauf vorliegt.

Zunächst wird vorausgesetzt, dass alle Teilchen die Sollenergie  $E_0$  haben, also eine verschwindende Impulsabweichung  $\Delta p/p_0 = 0$  zum Sollteilchen mit dem Impuls  $p_0$ .

Es wird sich herausstellen, dass die Lösungen der Bewegungsgleichungen, die die Transformation des Bahnvektors zu Beginn eines Elements der Beschleunigerstruktur bis zu dessen Ende beschreiben, in einer eleganten Matrizenform angeben werden können. Dazu wird angenommen, dass der Anfang des Elements bei  $s = 0$  ist, und die Teilchenbahn dort die Ablage  $x_0$  bzw.  $z_0$  und die Divergenz  $x'_0$  bzw.  $z'_0$  zur Sollbahn hat. Der Bahnvektor  $\vec{Y}_0$ , der die Bahn beschreibt, ist demnach durch

$$\vec{Y}_0 = \begin{pmatrix} x_0 \\ x'_0 \\ z_0 \\ z'_0 \end{pmatrix}$$

gegeben.

Sowohl die Lösung der Bewegungsgleichung für einen Quadrupol- als auch für einen Dipolmagneten kann analytisch gefunden werden. Diese Lösung kann in Matrizenform mit der Transformationsmatrix  $\mathbf{M}$

$$\begin{pmatrix} x(s) \\ x'(s) \\ z(s) \\ z'(s) \end{pmatrix} = \mathbf{M} \cdot \begin{pmatrix} x_0 \\ x'_0 \\ z_0 \\ z'_0 \end{pmatrix} \quad (2.13)$$

angegeben werden. Die Matrix  $\mathbf{M}$  beschreibt dann die Wirkung sowohl fokussierender als auch defokus-

sierender Quadrupolmagnete, Driftstrecken sowie Dipolmagnete mit oder ohne Kantenfokussierung auf die Teilchenbewegung.

Bei Rechteckmagneten sind die Stirnflächen – anders als bei Sektormagneten, dessen Stirnflächen senkrecht auf der Sollbahn stehen – um einen Winkel  $\zeta$  um die transversale Achse  $z$  gedreht. Da die Teilchen nun unter einem Winkel durch die Stirnflächen fliegen, erfahren sie eine Fokussierung, die als Kantenfokussierung bezeichnet wird. Bei einer Ablage  $x_0$  zur Sollbahn ist die Bahn im Magneten um  $\Delta l = x_0 \tan \zeta$  kürzer als bei einem Sektormagneten und somit der Ablenkwinkel ebenfalls kleiner, was einer horizontalen Defokussierung entspricht. Bei vertikaler Bewegung bewirken die Randfelder eine vertikale Fokussierung. [Wil96, Abschn. 3.6]

Mit den Transformationsmatrizen kann die Teilchenbahn innerhalb eines Elements der Strahlführung mit Gleichung (2.13) berechnet werden. Liegt nun eine Folge von  $n$  Elementen in einer Strahlführung vor, kann die Teilchenbahn durch diese Struktur ebenfalls mithilfe des Matrixformalismus berechnet werden. Dabei wird der transformierte Vektor am Ende des ersten Elements als Startvektor für das folgende Element genutzt. Der Bahnvektor  $\vec{Y}$  am Ende der Struktur ergibt sich dann durch Matrizenmultiplikation:

$$\vec{Y} = \mathbf{M}_n \cdot \mathbf{M}_{n-1} \cdot \dots \cdot \mathbf{M}_2 \cdot \mathbf{M}_1 \cdot \vec{Y}_0 .$$

### 2.3.2 Dispersion

Im Folgenden werden auch Teilchen betrachtet, die eine Impulsabweichung  $\Delta p/p_0 \neq 0$  haben. Nach Gleichung (2.12) hat eine Impulsabweichung nur in Ablenk magneten – wenn also  $1/R \neq 0$  ist – eine Wirkung auf die Teilchen; es gilt für ein reines Dipolfeld

$$x'' + \frac{1}{R^2} x = \frac{1}{R} \frac{\Delta p}{p_0}$$

und wegen der – im Idealfall – fehlenden Dipolfelder in der vertikalen Ebene

$$z'' = 0 .$$

Die Einführung einer als *Dispersionbahn* bezeichneten Bahn  $D(s)$  mit  $\Delta p/p_0 = 1$  hat sich als zweckmäßig erwiesen [Wil96, Abschn. 3.6]. Im Transversalen tritt eine Dispersion nur bei entsprechend vorhandenen Dipolfeldern in dieser Ebene auf. Es folgt dann

$$D(s)'' + \frac{1}{R^2} D(s) = \frac{1}{R} ,$$

was eine inhomogene Differentialgleichung ist, deren Lösung sich aus dem schon bekannten homogenen, durch ein Teilchen mit Sollimpuls hervorgerufenen Teil  $x(s)$  und dem inhomogenen, durch die Impulsabweichung hervorgerufenen Teil  $x_D(s)$  zusammensetzt:

$$x_{\text{ges}}(s) = x(s) + x_D(s) = x(s) + D(s) \frac{\Delta p}{p_0} .$$

Die Transformation durch eine Magnetstruktur kann wieder durch den Matrixformalismus erfolgen. Dabei gilt im Allgemeinen

$$\begin{pmatrix} x(s) \\ x'(s) \\ z(s) \\ z'(s) \\ \frac{\Delta p}{p_0} \end{pmatrix} = \mathbf{M} \cdot \begin{pmatrix} x_0 \\ x'_0 \\ z_0 \\ z'_0 \\ \frac{\Delta p}{p_0} \end{pmatrix},$$

wobei die Matrix  $\mathbf{M}$  nun eine  $5 \times 5$ -Matrix ist.

Mit diesen Matrizen – wiederum für Quadrupole, Driftstrecken und Dipolmagnete mit oder ohne Kantenfokussierung – ist es nun möglich, alle Bahnbewegungen durch eine beliebige Magnetstruktur auch unter Berücksichtigung einer Impulsabweichung zu berechnen.

Die Bahnlänge von relativistischen Teilchen, die auf einer Dispersionsbahn  $x_D(s) = D(s)\Delta p/p_0$  laufen, unterscheidet sich im Allgemeinen von der Länge der Sollbahn. Daher wird der *Momentum-Compaction-Faktor*  $\alpha_c$  eingeführt, der die durch die impulsabhängige, horizontale Ablenkung der Teilchen verursachte Änderung der Umlauflänge  $\Delta L$  in Bezug auf die Länge der Sollbahn  $L_0$  beschreibt:

$$\alpha_c = \frac{\Delta L/L_0}{\Delta p/p_0}. \quad (2.14)$$

### 2.3.3 Betafunktion

Einzelne Teilchenbahnen können mit dem Matrixformalismus beschrieben werden. Es kann jedoch keine Aussage über die Eigenschaften eines Teilchenstrahls getroffen werden. Bei einem solchen Ensemble aus mehreren Teilchen überlagern sich mehrere Einzelteilchenbahnen zu einem Teilchenstrahl.

Ansätze zur Lösung der Bewegungsgleichungen von Einzelteilchen in diesem Fall sind

$$x(s) = \sqrt{\epsilon_x \beta_x(s)} \cos(\psi_x(s) + \psi_x^0) + D_x(s) \frac{\Delta p}{p_0} \quad (2.15)$$

und

$$z(s) = \sqrt{\epsilon_z \beta_z(s)} \cos(\psi_z(s) + \psi_z^0).$$

Sie beschreiben eine pseudoharmonische Amplitudenschwingung der Teilchen um die Sollbahn, die Betatronschwingung genannt wird. Hierbei ist die Amplitude durch den Wurzelterm  $\sqrt{\epsilon \beta(s)}$  und die Phase durch  $\psi(s)$  gegeben, wobei die Anfangsphase  $\psi_0$  aus den Startbedingungen herrührt. Die positionsabhängige *Betafunktion* genannte Funktion  $\beta(s)$  ist durch die Magnetstruktur des Beschleunigers definiert. Die Betatronphase wird über

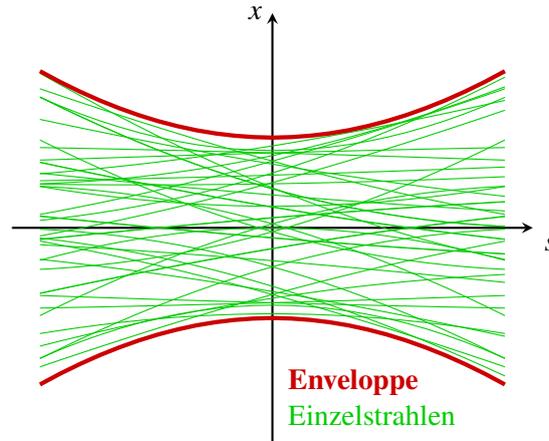
$$\psi_{x,z}(s) = \int_0^s \frac{1}{\beta_{x,z}(\varsigma)} d\varsigma$$

berechnet und liefert den Phasenvorschub. Der invariante Anteil der Amplitude  $\epsilon_{x,z}$  wird *Emittanz* genannt.

In Abbildung 2.5 ist ein Ausschnitt eines Strahls dargestellt. Die Teilchen führen beim Durchlaufen der Magnetstruktur Betatronschwingungen aus, deren ortsabhängige Amplitude durch

$$\mathcal{E}(s) = \sqrt{\epsilon \beta(s)} \quad (2.16)$$

gegeben ist, die auch als *Envelope* bezeichnet wird. [Wil96, Abschn. 3.7]



**Abbildung 2.5:** Darstellung der Enveloppe eines Teilchenstrahls aus mehreren Einzelstrahlen.

Die wegen der sich mit dem Ort verändernden Fokussierstärke ebenfalls ortsabhängige Betafunktion  $\beta(s)$  ist ein Maß für den Strahlquerschnitt. Die Enveloppe, die durch Gleichung (2.16) definiert ist, markiert die äußere Grenze der transversalen Bewegung, die die Teilchen um die Sollbahn ausführen.

Um nun die Teilchenbewegung in der  $x$ - $x'$ -Ebene – auch als Phasenfläche bezeichnet – beschreiben zu können, wird zunächst aus Gleichung (2.15) die Ableitung der Bahnfunktion  $x(s)$  bestimmt.

$$x'(s) = -\frac{\sqrt{\epsilon_x}}{\sqrt{\beta_x(s)}} \left( \alpha_x(s) \cos(\psi_x(s) + \psi_x^0) + \sin(\psi_x(s) + \psi_x^0) \right) + D'(s) \frac{\Delta p}{p_0}$$

Analoges gilt für die  $z$ - $z'$ -Ebene. Dabei wurde der sogenannte *Korrelationskoeffizient*  $\alpha(s)$  als

$$\alpha(s) = -\frac{\beta'}{2} \tag{2.17}$$

definiert. Ferner wird die Definition

$$\gamma(s) = \frac{1 + \alpha^2(s)}{\beta(s)} \tag{2.18}$$

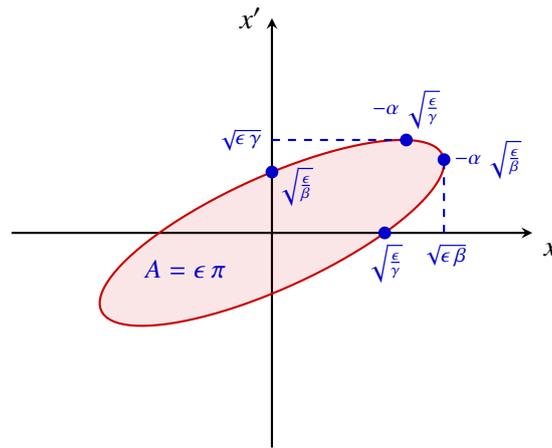
eingeführt, die als *Gammafunktion* bezeichnet wird.

Für die Emittanz  $\epsilon$  ergibt sich damit nach [Wil96, Abschn. 3.8]:

$$\epsilon = \gamma(s) x^2(s) + 2 \alpha(s) x(s) x'(s) + \beta(s) x'^2(s) .$$

Diese Gleichung ist die allgemeine Beschreibung einer Ellipse in der  $x$ - $x'$ -Ebene (siehe Abbildung 2.6). Die Emittanz ist mit der Fläche  $A = \epsilon \pi$  der Phasenellipse verknüpft. Diese Fläche ist nach dem Satz von LIOUVILLE konstant, falls nur konservative Kräfte wirken, wohingegen Ausrichtung und Form von der Position  $s$  abhängig sind. Ein Teilchen bewegt sich im Phasenraum  $(x, x')$  oder  $(z, z')$  auf dem Rand der sich stetig ändernden Phasenellipse. [Hin08, Abschn. 6.5]

In einem Teilchenstrahl, der aus vielen Teilchen besteht, die Bewegungen unterschiedlicher Amplitude ausführen, unterscheiden sich auch die Flächen der Phasenellipsen. Für die Angabe einer Emittanz eines Strahls wird davon ausgegangen, dass alle Teilchen in einer zeitlich konstanten Gleichgewichtsverteilung vorliegen. Bei Elektronen kann dies in sehr guter Näherung durch eine GAUSS-Verteilung erfolgen,



**Abbildung 2.6:** Phasenellipse der Teilchenbewegung in der  $x$ - $x'$ -Ebene. Die Schnittpunkte der Ellipse mit den beiden Achsen sowie die Koordinaten der Extrempunkte der Ellipse sind markiert.

die die transversale Ladungsdichte  $\rho(x, z)$  beschreibt [Wil96, Abschn. 3.9]

$$\rho(x, z) = \frac{N e}{2 \pi \sigma_x \sigma_z} \exp\left(-\frac{x^2}{2 \sigma_x^2} - \frac{z^2}{2 \sigma_z^2}\right)$$

und in Abbildung 2.7 gezeigt ist.  $N$  beschreibt dabei die Anzahl der Teilchen im Strahl und  $e$  ihre Ladung. Die Standardabweichungen  $\sigma_x$  und  $\sigma_z$  – also der Abstand von der Strahlachse, bei dem die Ladungsdichte auf den Wert  $\rho_0 \exp(-1/2)$  abgefallen ist – werden als horizontale und vertikale Strahlbreite bezeichnet.

Allen Teilchen, die eine Standardabweichung  $\sigma$  von der Strahlachse entfernt sind, kann nach

$$\sigma(s) = \sqrt{\epsilon_{\text{Sta}} \beta(s)}$$

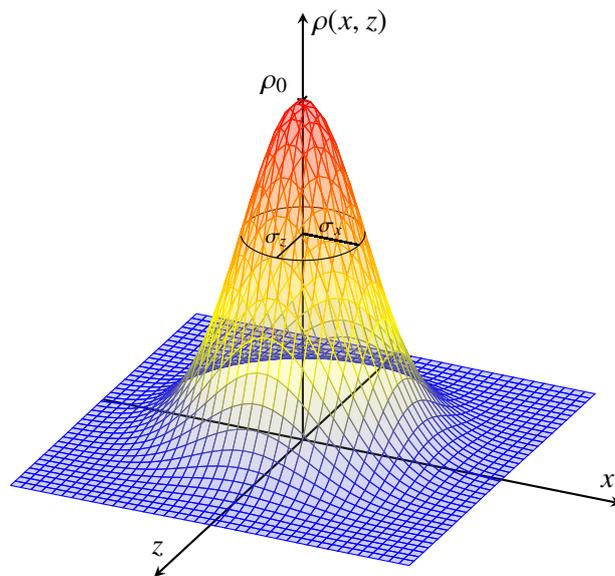
eine Emittanz des Gesamtstrahls  $\epsilon_{\text{Sta}}$  – im Folgenden ist mit  $\epsilon$  ohne Index immer  $\epsilon_{\text{Sta}}$  gemeint – zugeordnet werden.

Die Strahlbreite  $\sigma(s)$  wird also von der Emittanz und der Amplitude der transversalen Betatronschwingung sowie der zusätzlichen Verschiebung der Sollbahn aufgrund der Dispersion bestimmt:

$$\sigma_{x,z}(s) = \sqrt{\epsilon_{x,z} \beta_{x,z}(s) + \left(D_{x,z}(s) \frac{\Delta p}{p_0}\right)^2}. \quad (2.19)$$

Beim Betrieb eines Beschleunigers muss darauf geachtet werden, dass der Strahl im transversalen Phasenraum genügend Platz hat. Die den Strahl umgebende Vakuumkammer muss also eine genügend große Apertur aufweisen, um auch noch solchen Teilchen ein stabiles Umlaufen zu ermöglichen, die eine große Betatronschwingungsamplitude haben. Da die Breite des Strahls durch die positionsabhängige Betafunktion bestimmt wird, ist die Apertur  $a_{\text{VK}}$  der Vakuumkammer kein direktes Maß für den zur Verfügung stehenden Platz. Dafür eignet sich das Verhältnis  $a_{\text{VK}} / \sqrt{\beta(s)}$ , welches entlang der Sollbahn variiert und an der aus Sicht der Strahloptik engsten Stelle den kleinsten Wert annimmt. Analog zur Emittanz des Strahls kann nun die transversale Akzeptanz  $\mathfrak{A}$  [Wil96, Abschn. 3.9] definiert werden über

$$\mathfrak{A} = \left(\frac{a_{\text{VK}}^2}{\beta}\right)_{\min},$$



**Abbildung 2.7:** Transversale Ladungsdichteverteilung  $\rho(x, z)$  in einem Elektronenstrahl. In diesem Fall sind die Standardabweichungen  $\sigma_x$  und  $\sigma_z$  gleich groß.

wobei dies an der engsten Stelle gilt.

Um einen Verlust des Strahls an der Aperturbegrenzung zu vermeiden, sollte die Akzeptanz deutlich größer sein als die Emittanz des Strahls. Da bei Elektronenbeschleunigern wegen der Abstrahlung von Synchrotronlicht<sup>5</sup> alle Teilchen große Betatronamplituden erreichen können, würde eine zu kleine Akzeptanz zu Strahlverlust führen. Daher sollte mindestens ein Verhältnis  $\mathfrak{A}/\epsilon = 49$  beziehungsweise  $a_{\text{VK}}/\sigma = 7$  [Wil96, Abschn. 3.9] eingehalten werden.

---

<sup>5</sup> Synchrotronstrahlung wird bei der Beschleunigung geladener Teilchen tangential zu deren Bewegungsrichtung abgestrahlt. An Kreisbeschleunigern geschieht dies vor allem bei der Ablenkung der Teilchen in Dipolmagneten.

---

## Design einer neuen externen Strahlführung

---

Bedingt durch das Ende der an ELSA durchgeführten Experimente mit Synchrotronlicht stehen die dadurch nicht mehr genutzten Labore für andere Zwecke zur Verfügung. Die Nutzung als Detektortestareal besonders für die im Physikalischen Institut ansässigen Arbeitsgruppen mit dem Forschungsschwerpunkt Detektorentwicklung konnte mit dem Bau einer Strahlführung umgesetzt werden. Ein aus dem Beschleuniger extrahierter Elektronenstrahl wird in der Strahlführung zu einem Detektortestplatz transportiert. Dort dient der sowohl im Strom als auch in der Breite flexibel einstellbare Elektronenstrahl Tests an Detekorkomponenten.

Es gilt nun zu untersuchen, wie vom zukünftigen Nutzer gestellte Anforderungen an die Strahlparameter sowie an die Räumlichkeiten umgesetzt werden können. Es werden unterschiedliche Layouts – die Anzahl der Magnete samt deren Verteilung im Verlauf der Strahlführung – diskutiert. Dafür wird das Programm *MAD-X* genutzt, welches die Strahleigenschaften entlang der Strahlführung simuliert und so die am Testplatz möglichen Strahlparameter des jeweiligen Layouts ausgibt. Die in diesem Kapitel vorgestellten Layouts wurden in [Pat09] diskutiert, wo auch die Festlegung des endgültigen Layouts erfolgte. In diesem Kapitel werden die Layouts noch einmal zusammengefasst und erneut im Hinblick auf die Anforderungen aus dem Bereich der Hochenergiephysik untersucht, aber letzten Endes unverändert übernommen.

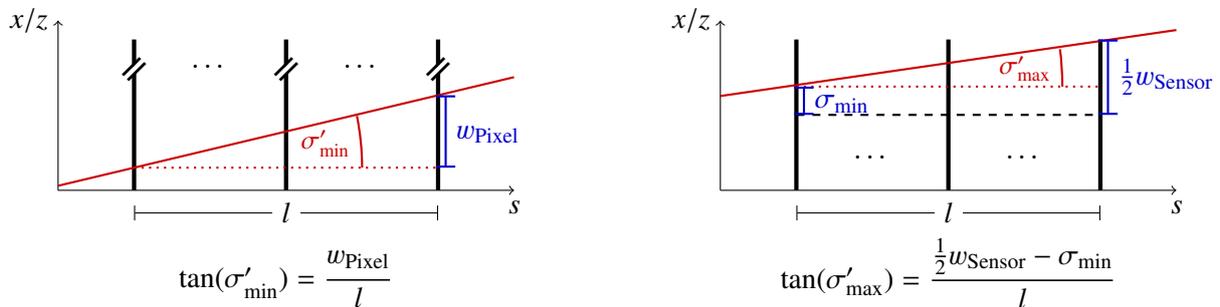
### 3.1 Anforderungen

Bei der Konzeption der neuen Strahlführung gilt es, die vom Nutzer gegebenen Anforderungen mit den räumlichen Gegebenheiten sowie denen des Strahlenschutzes<sup>1</sup> in Einklang zu bringen. Dabei gliedern sich die Anforderungen der Nutzer in zwei Bereiche: den Platzbedarf am Testplatz und die Strahleigenschaften des Elektronenstrahls ebendort. Der Platzbedarf richtet sich vor allem nach der Größe der zu testenden Detekorkomponenten, aber auch nach der Fläche für die datenverarbeitende Elektronik. Außerdem muss eventuell nötige Infrastruktur zum Betrieb der Testkomponenten installiert werden können. Die Strahleigenschaften am Testplatz sollen möglichst flexibel sein, um verschiedene

---

<sup>1</sup> Der Strahlenschutz zielt darauf ab, Mensch und Umwelt vor den schädigenden Wirkungen ionisierender und nicht ionisierender Strahlung aus natürlichen und künstlichen Strahlenquellen zu schützen. Mithilfe von gesetzlich festgelegten Dosisgrenzwerten können deterministische Strahlenwirkungen – Wirkungen, die meist unmittelbar Gewebe und Organe schädigen und oberhalb eines bestimmten Dosiswertes auftreten – verhindert werden. Stochastische Wirkungen – Wirkungen, die nicht unmittelbar auftreten und das Erbmaterial schädigen – haben keinen Schwellenwert und können somit nur auf ein angemessen minimiertes Maß reduziert werden. [BfS] In Kapitel 6 wird das Konzept des Strahlenschutzes – vor allem im Hinblick auf die praktische Durchführung an der neuen Strahlführung – erläutert.

Nutzerinteressen befriedigen zu können. Es sollen sowohl Strahlbreiten<sup>2</sup> im Bereich von 1 mm als auch solche im Bereich von 10 mm eingestellt werden können. Kleine Strahlbreiten im Bereich um 1 mm werden benutzt, um beispielsweise die Ortsauflösung eines Detektors zu testen; große Strahlbreiten in der Größenordnung von 10 mm dienen der Untersuchung der Effizienz des Detektors. In beiden Fällen ist eine möglichst kleine, jedoch keine verschwindende Divergenz des Strahls vorteilhaft. Eine verschwindende Divergenz lässt keine Erstellung des globalen Referenzsystems eines Teleskopaufbaus<sup>3</sup> zu. Ein solches ist zur Charakterisierung des Testobjekts nötig und muss wegen der immer leicht unterschiedlichen Ausrichtung der verschiedenen zum Teleskopaufbau genutzten Ebenen erstellt werden. Der Abstand der verschiedenen Ebenen zueinander kann nur bestimmt werden, wenn der Strahl eine gewisse Divergenz  $\sigma'_{\min}$  hat – also der Strahl auf der Länge  $l$  zwischen erstem und letztem Sensor mindestens eine Pixelbreite  $w_{\text{Pixel}}$  verschoben ist. Mithilfe von Abbildung 3.1(a) kann abgeschätzt werden, dass beispielsweise bei einer Pixelfläche eines FE-I4b-Detektors von  $250\ \mu\text{m} \times 50\ \mu\text{m}$  [I4B, Abschn. 2] und einer Teleskoplänge von 0,5 m eine minimale Divergenz von  $\sigma'_{\min, x} = 0,5\ \text{mrad}$  bzw.  $\sigma'_{\min, z} = 0,1\ \text{mrad}$  gewährleistet sein muss.



(a) Skizze zur Herleitung der minimalen Divergenz  $\sigma'_{\min}$  des Strahls. Zwischen erstem und letztem Sensor muss ein Versatz von mindestens einer Pixelbreite  $w_{\text{Pixel}}$  auftreten, um den Abstand der verschiedenen Sensorebenen zueinander bestimmen zu können.

(b) Skizze zur Herleitung der maximalen Divergenz  $\sigma'_{\max}$  des Strahls. Zwischen erstem und letztem Sensor muss bei mittigem Eintritt auf die Pixelfläche ein Versatz von höchstens einer halben Sensorbreite  $w_{\text{Sensor}}$  abzüglich der minimalen Strahlbreite  $\sigma_{\min}$  auftreten, damit der Strahl noch auf dem letzten Sensor liegt.

**Abbildung 3.1:** Skizze zur Herleitung der Anforderungen an die Strahldivergenz. Es wird jeweils ein Teleskopaufbau der Länge  $l$  betrachtet. Die Sensoren sind durch vertikale Linien dargestellt.

Wegen der Länge des Testaufbaus sollte die Divergenz nicht dazu führen, dass die Strahlbreite über die Länge des Testaufbaus größer wird als eine der Sensorflächen. In Abbildung 3.1(b) ist eine Skizze zur Abschätzung der maximalen Divergenz  $\sigma'_{\max}$  gezeigt. Ein mittig in den ersten Sensor eintretender Strahl der minimalen Strahlbreite  $\sigma_x^{\min} = 1\ \text{mm}$  sollte demnach bei einer Länge des Teleskops von  $l = 0,5\ \text{m}$  und einer Sensorbreite eines Mimos-Chips von  $w_{\text{Sensor}} = 10,6\ \text{mm}$  [Jan+16, Abschn. 3.1] maximal eine Divergenz von  $\sigma'_{\max} = 8,6\ \text{mrad}$  haben. Allerdings ist dieses Kriterium – anders als das der minimalen Divergenz – nicht zwingend für einen erfolgreichen Test von Detektoren.

Die Energie der Elektronen im Strahl ist im vom Aufbau der Beschleunigeranlage ELSA vorgegebenen Intervall von 0,8 GeV bis 3,2 GeV beliebig einstellbar.

Der externe Strom wird im unteren Bereich durch die genutzte Methode der Resonanzextraktion begrenzt, mit der bei homogener Füllstruktur ein Strom im Bereich von einigen Femtoampere erreicht

<sup>2</sup> Hierbei ist mit der Strahlbreite neben der horizontalen Strahlbreite  $\sigma_x$  auch die vertikale  $\sigma_z$  gemeint.

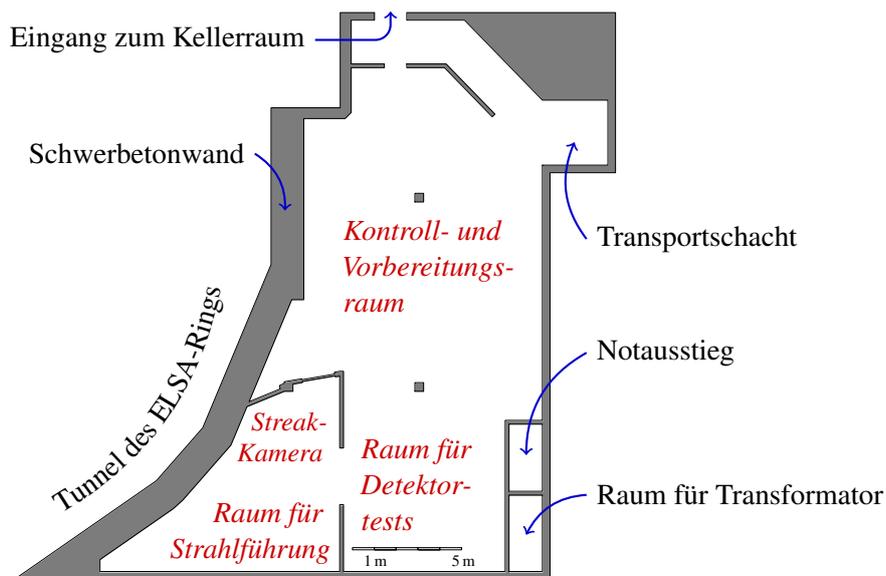
<sup>3</sup> Neben je einem Szintillationszähler, der sich am Anfang und Ende des Aufbaus befindet, besteht ein typischer Teleskopaufbau aus mehreren Detektoren, in deren Mitte sich die zu untersuchende Platine befindet (siehe z. B. [Mim]).

werden kann; eine Obergrenze ist vor allem durch die Forderungen des Strahlenschutzes gegeben und liegt bei 100 pA.

## 3.2 Räumliche Gegebenheiten

Als Standort der neuen Strahlführung bietet sich der *Syli-Keller* genannte Kellerraum an, in dem sich früher Synchrotronlichtlabore befanden. Die Nutzung der Labore zur Forschung mit Synchrotronlicht wurde im Zuge der Neuausrichtung der Beschleunigeranlage auf Strahlbetrieb für Experimente der Hadronenphysik aufgegeben, da ELSA nunmehr im Vergleich zu speziellen Beschleunigern zur Erzeugung von Synchrotronstrahlung unter anderem durch eine größere Emittanz eine geringere Brillanz<sup>4</sup> liefert. In Abbildung 3.2 ist der Grundriss der Labore gezeigt, die durch eine Schwerbetonwand mit einer Dicke von zwei Metern vom Beschleunigertunnel getrennt sind. Somit ist bei geschlossenen Beamshuttern<sup>5</sup> in den Vakuumrohren der neuen Strahlführung ein Aufenthalt im Bereich der Strahlführung selbst bei Strahlbetrieb für die Hadronenphysikexperimente möglich.

Der Syli-Keller hat einen Zugang über den Keller des Physikalischen Instituts, der wegen vorhandener Treppen allerdings nur bedingt zum Transport größerer Bauteile geeignet ist. Für den Transport sperriger und schwerer Komponenten gibt es einen mit einem Kran ausgestatteten Transportschacht mit einer Grundfläche von 3 m × 3 m.



**Abbildung 3.2:** Grundriss des Kellerraums, in dem sich die früheren Synchrotronlichtlabore befanden, kurz nach Beginn der Planungsphase der neuen Strahlführung. Der Raum ist vom Keller des Physikalischen Instituts zugänglich. Außerdem gibt es einen Transportschacht. Im hinteren Bereich des Raums ist ein Notausstieg installiert. Zum Tunnel des ELSA-Rings hin ist der Keller durch eine Schwerbetonwand getrennt.

Im Zuge der Planungen zur neuen Strahlführung wurden einige Wände abgerissen, die den Keller in

<sup>4</sup> Die Brillanz ist definiert als die Anzahl erzeugter Photonen pro Zeitintervall in einer gewählten Wellenlängenbandbreite von 0,1 % pro Öffnungswinkel und pro Quellenfläche. [HS08, Abschn. 10.8] Die Brillanz ist ein Maß für die Qualität einer Strahlung. Sie wächst mit abnehmender Elektronenstrahlfläche und einem gebündelten Strahl. Deswegen ist eine kleine Emittanz für hohe Brillanzen von Vorteil.

<sup>5</sup> Sogenannte Beamshutter – auch als Strahlverschlüsse bezeichnet – absorbieren in sie auftreffende Strahlung weitestgehend. Sie bestehen aus dichtem Material und werden in das Strahlrohr eingefahren, wenn der dahinter liegende Bereich von Strahlung abgeschirmt werden soll.

drei Räume aufteilen und die zukünftige Nutzung des Kellers behinderten. Dadurch werden zwei Räume geschaffen; ein großer Raum am Anfang des Kellers und ein kleinerer, dreiecksförmiger Raum an dessen Ende. In letzterem soll ein Großteil der Strahlführung aufgebaut werden. Ferner befindet sich im vorderen Bereich des Raums die Streackkamera<sup>6</sup>, die Teil der Diagnosestrahlführung mit Synchrotronlicht ist. An ELSA wird eine solche Kamera genutzt, um die zeitliche Struktur des Elektronenstrahls untersuchen zu können. Die Diagnosestrahlführung, deren Aufbau und Funktionsweise in [Zan13] beschrieben wird, endet mit dem optischen Aufbau samt Streackkamera im Syli-Keller.

Im sich anschließenden Bereich ist auf einer Fläche von über fünfundzwanzig Quadratmetern Platz für größere Detektorkomponenten samt benötigter Infrastruktur sowie den notwendigen, hinter dem Testplatz – quasi als letztes Element der Strahlführung – platzierten Strahlvernichter. Dieser sorgt dafür, dass dort ankommende Elektronen durch Vielfachstreuung in dessen Material ihre Energie verlieren und absorbiert werden. Allerdings werden bei bestimmten Prozessen auch Sekundärteilchen erzeugt, die unter Umständen den Strahlvernichter verlassen können. Entsprechend abgetrennt durch eine Strahlenschutzwand kann im vorderen Bereich des Kellers ein Kontroll- und Vorbereitungsraum geschaffen werden, in dem ein Aufenthalt auch bei Strahlbetrieb für Detektortests möglich ist.

Die bestehende Lüftungsanlage kann weitestgehend weitergenutzt werden. Auch die Wasser- und Stromversorgung der ehemaligen Labore kann genutzt und gegebenenfalls erweitert werden. Erstere wird durch einen eigenen Kühlwasserkreislauf zur Kühlung der Magnete und der Netzgeräte erweitert und über einen Wärmetauscher an die bestehende Kühlwasserinfrastruktur der Beschleunigeranlage angeschlossen. Letztere wird mit einem an das Mittelspannungsnetz angeschlossenen Transformator im Raum neben dem Notausstieg zur Versorgung der Netzgeräte und der sonstigen Infrastruktur ausgebaut.

Ein Vorteil der Nutzung der ehemaligen Synchrotronlichtlabore als Standort für die neue externe Strahlführung ist die Position, der für die Extraktion genutzten Septa. Diese können punktsymmetrisch zu den zurzeit verwendeten Extraktionsmagneten für die Hadronenphysikexperimente in die Beschleunigerhalbzellen 6 und 7 eingebaut werden. Somit ist zu erwarten, dass die Strahleigenschaften an den mit MSE6 und MSE7 bezeichneten Septummagneten ähnlich denen an den Extraktionssepten MSE22 und MSE23 der Hadronenphysikstrahlführung sind.

Um die geplante Aufteilung des Raums realisieren zu können und somit den Experimenten so viel Platz wie möglich zur Verfügung stellen zu können, sollte der Strahlvernichter möglichst in dem Raum des bestehenden Notausstiegs platziert werden. Der durch die Extraktionssepten extrahierte Strahl muss dafür mithilfe eines Dipolmagneten im Syli-Keller in Richtung des vorhandenen Notausstiegsschachts zum Strahlvernichter hin abgelenkt werden.

### 3.3 Diskussion verschiedener Layouts der Strahlführung

Zur Entwicklung eines geeigneten Layouts – also der Anordnung der verschiedenen Magnete – für die neue Strahlführung unter Berücksichtigung der räumlichen Gegebenheiten sowie der Nutzerwünsche wurde auf das Programm *MAD-X*<sup>7</sup> [Gro+16] zurückgegriffen. Dieses, am CERN<sup>8</sup> entwickelte Programm berechnet die optischen Funktionen eines Teilchenstrahls beim Durchlaufen einer Magnetstruktur. Ferner können die optischen Funktionen bei vorgegebenen Randbedingungen in einem festgelegten Rahmen optimiert werden. Für die Berechnungen bedient sich das Programm des Matrixformalismus

---

<sup>6</sup> Eine Streackkamera wird verwendet, um sehr schnelle Prozesse im Bereich von 1 ps zeitaufgelöst messen zu können. Ein Photonenstrahl mit einer zeit- und ortsabhängigen Intensitätsverteilung erzeugt einen dazu proportionalen Elektronenpuls, der durch ein sich zeitlich änderndes elektrisches Feld abgelenkt wird. Dadurch wird eine zeitliche Verteilung in eine räumliche Verteilung überführt. Dies sorgt für eine hohe zeitliche Auflösung der Kamera. [Dem15, Abschn. 6.2]

<sup>7</sup> *Methodical Accelerator Design*, Version 10.

<sup>8</sup> Der *Conseil européen pour la recherche nucléaire* (Europäische Organisation für Kernforschung) ist eine europäische Großforschungseinrichtung mit Sitz in der Schweiz.

(siehe Abschnitt 2.3.1) und löst numerisch ein hochdimensionales, aber lineares Gleichungssystem. *MAD-X* stellt vier unterschiedliche Optimierungsverfahren zur Verfügung, wobei in dieser Arbeit nur die *LMDIF-Methode*<sup>9</sup> [Net] benutzt wird. Dieser numerische Optimierungsalgorithmus löst nichtlineare Ausgleichsprobleme mithilfe der Methode der kleinsten Quadrate. Dabei vereint die LMDIF-Methode die Vorteile des Gradientenabstiegsverfahrens mit denen des GAUSS-NEWTON-Verfahrens. [Wei99] Startwerte mit großer Entfernung zum Minimum sind ebenso möglich, wie eine Suche in dessen Nähe. Das Verfahren ist lokal quadratisch konvergent, allerdings wird – wie bei vielen Optimierungsalgorithmen – nur ein lokales Minimum gefunden, welches nicht notwendigerweise mit dem globalen übereinstimmt.

Zur Simulation und Optimierung der Strahleigenschaften für verschiedene Designs der neuen Strahlführung mit *MAD-X* wird eine Datei erstellt. In dieser werden zunächst die Elemente der Strahlführung – hauptsächlich die Magnete – mit ihren Eigenschaften wie Position, Länge, Ablenkwinkel oder Quadrupolstärke definiert. Dabei sind die Quadrupolstärken variabel angelegt und nur durch deren maximale Quadrupolstärke begrenzt. Nun wird bei gegebenen Anfangseigenschaften des Strahls vor dem Septummagnet MSE6, welche aus einer mit *MAD-X* durchgeführten Simulation oder Messung der Strahleigenschaften im ELSA-Ring stammen (siehe Tabelle 3.1), durch Variation der Quadrupolstärken eine Optimierung auf vorgegebene Randbedingungen durchgeführt. Diese sind zum einen die maximalen Strahlbreiten im Verlauf der Strahlführung, um die Abmessungen der Strahlrohre zu berücksichtigen, zum anderen die gewünschten Strahleigenschaften am Testplatz. Dabei müssen für die Quadrupolstärken Anfangswerte gesetzt werden. Da sich jedoch bei der verwendeten Optimierungsmethode die Anfangswerte der zu optimierenden Parameter – also die Quadrupolstärken – empfindlich darauf auswirken, ob ein globales Minimum für die quadratische Abweichung gefunden wird oder nur ein lokales, werden durch verschachtelte Schleifen im *MAD-X*-Programm mehrere Optimierungsdurchgänge mit unterschiedlichen Startwerten durchgeführt.

Parameter	horizontal	vertikal
Betafunktion $\beta$ / m	16,71	2,79
Alphafunktion $\alpha$	2,67	-0,53
Dispersionsfunktion $D_x$ / m	2,60	
Dispersionsfunktion $D'_x$	-0,37	
Emittanz $\epsilon$ / nm rad	515	27
Impulsunschärfe $\Delta p/p_0$	$0,803 \cdot 10^{-3}$	

**Tabelle 3.1:** Strahlparameter am Anfang der Strahlführung vor dem Septummagnet MSE6 bei einer Energie von 3,2 GeV. Die Parameter wurden aus einer Simulation mit *MAD-X* oder durch Messungen (siehe [Pat09]) gewonnen.

Die in Abschnitt 3.1 in Bezug auf die Strahleigenschaften gemachten Anforderungen können aus mathematischer Sicht nicht alle gleichzeitig erfüllt werden. Die variablen Quadrupolstärken ergeben eine der Anzahl der verwendeten Quadrupolmagnete entsprechende Anzahl an Freiheitsgraden, die im Wesentlichen unabhängig voneinander sind. Die optischen Funktionen und die Dispersionsfunktion als Anfangsparameter ergeben sechs Randbedingungen ( $\beta_x, \beta_z, \alpha_x, \alpha_z, D_x, D'_x$ ). Ferner kommen zwei Randbedingungen für die Strahlbreite am Testplatz sowie mindestens eine für die maximale Strahlbreite im Verlauf der Strahlführung hinzu. Somit stehen den Freiheitsgraden 6 Anfangsparameter und mindestens 3 Randbedingungen gegenüber, die somit nicht alle zwingend gleichzeitig erfüllt werden können.

Die Anfangsparameter werden aus mit *MAD-X* durchgeführten Berechnungen der optischen Funktionen innerhalb der periodischen Magnetstruktur des ELSA-Rings gewonnen. Um den Einfluss der

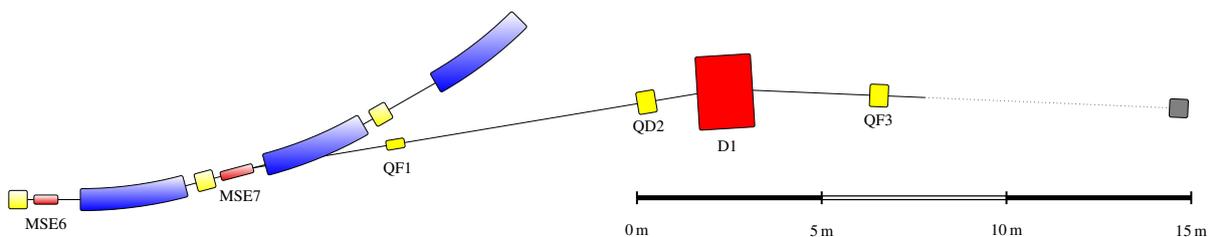
<sup>9</sup> LMDIF ist eine Implementierung des LEVENBERG-MARQUARDT-Verfahrens.

beiden Septa bei den Simulationen zur neuen Strahlführung berücksichtigen zu können, werden als Anfangsparameter die optischen Funktionen an der Stelle vor dem Septum MSE6 ausgelesen.

Der Simulationsprozess umfasst zwei Schritte. Zunächst führt das Programm mehrere Optimierungsdurchgänge mit unterschiedlichen Startparametern bei einer Energie von 3,2 GeV durch. Bei jedem erfolgreichen Durchgang wird überprüft, ob das gefundene Ergebnis im Verlauf der Strahlführung eine zu große Strahlbreite aufweist. Ist dies der Fall, wird dieses Ergebnis verworfen. Entscheidend für die maximale Strahlbreite ist die Apertur der Quadrupolmagnete. Mithilfe eines Skripts werden außerdem solche Resultate gelöscht, die eine zu große Ähnlichkeit mit anderen Resultaten haben und demnach keinen signifikanten Unterschied im Verlauf der optischen Funktionen aufweisen. Ist die Abweichung mehrerer Ergebnisse zueinander entsprechend gering, wird nur ein Ergebnis behalten, während die anderen verworfen werden.

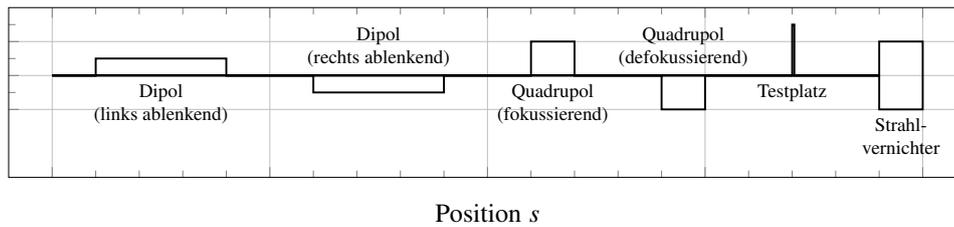
### 3.3.1 Layout 1 – Drei Quadrupole

Das erste Layout der Strahlführung sieht insgesamt drei Quadrupolmagnete vor. Abbildung 3.3 zeigt die Anordnung der drei Quadrupolmagnete im Verlauf der Strahlführung. Ein Vorteil dieses Layouts ist der geringe Platzbedarf, da die Strahlführung noch im ersten Raum endet und somit mehr Platz für den Testplatz bleibt. Allerdings ergibt sich auch der Nachteil von nur drei Freiheitsgraden, um alle Randbedingungen zu erfüllen. Damit wird es schwieriger, einen Strahl mit den vom Nutzer gewünschten Eigenschaften liefern zu können. Der Testplatz befindet sich hier drei Meter hinter dem letzten Quadrupol QF3. Der Abstand zum Strahlvernichter sollte wegen eventuell von dort stammender Untergrundstrahlung möglichst groß sein; jedoch hat sich gezeigt, dass für kleine Strahlbreiten am Testplatz besser ein größerer Abstand zum Quadrupolmagneten gewählt werden sollte. Dies wird dadurch begründet, dass ein kleiner Strahldurchmesser zwar durch kurze Fokallängen und entsprechend große Quadrupolstärken erreicht werden kann, dies jedoch bei deren Strombegrenzung nicht möglich ist und ferner mit einer großen Divergenz des Strahls einhergeht. Damit würde sich der Strahl bei einem ausgedehnten Testaufbau sehr stark in der Größe verändern und somit beispielsweise bei Tests, die eine Spurrekonstruktion als Ziel haben, nicht als Teststrahl dienen können.



**Abbildung 3.3:** Schematische Übersicht zu Layout 1. Es sind insgesamt drei Quadrupolmagnete vorgesehen, wobei sich noch einer im Tunnel des ELSA-Rings befindet. Die beiden anderen Magnete sind vor beziehungsweise hinter dem Dipolmagneten (D1) platziert. Als letztes Element, noch hinter dem Testplatz, ist der Strahlvernichter aufgestellt.

Für verschiedene Optimierungsdurchgänge wird im Folgenden der Verlauf der optischen Funktionen  $\beta_{x,z}$  und  $D_x$  sowie der Strahlbreiten  $\sigma_{x,z}$  dargestellt. Außerdem ist das Magnetprofil (die Legende dieses Profils findet sich in Abbildung 3.4) gezeigt, wobei Dipolmagnete durch ein nur halb so hohes Profil gekennzeichnet sind wie Quadrupolmagnete. Nach rechts ablenkende Dipolmagnete sind durch Rechtecke unterhalb der Mittellinie dargestellt; fokussierende Quadrupolmagnete durch Rechtecke oberhalb der Mittellinie. Für nach links ablenkende Dipolmagnete und defokussierende Quadrupolmagnete ist die Darstellung umgekehrt. Die Position des Testplatzes ist durch eine vertikale Linie, der Strahlvernichter durch ein Rechteck am Ende der Mittellinie markiert.



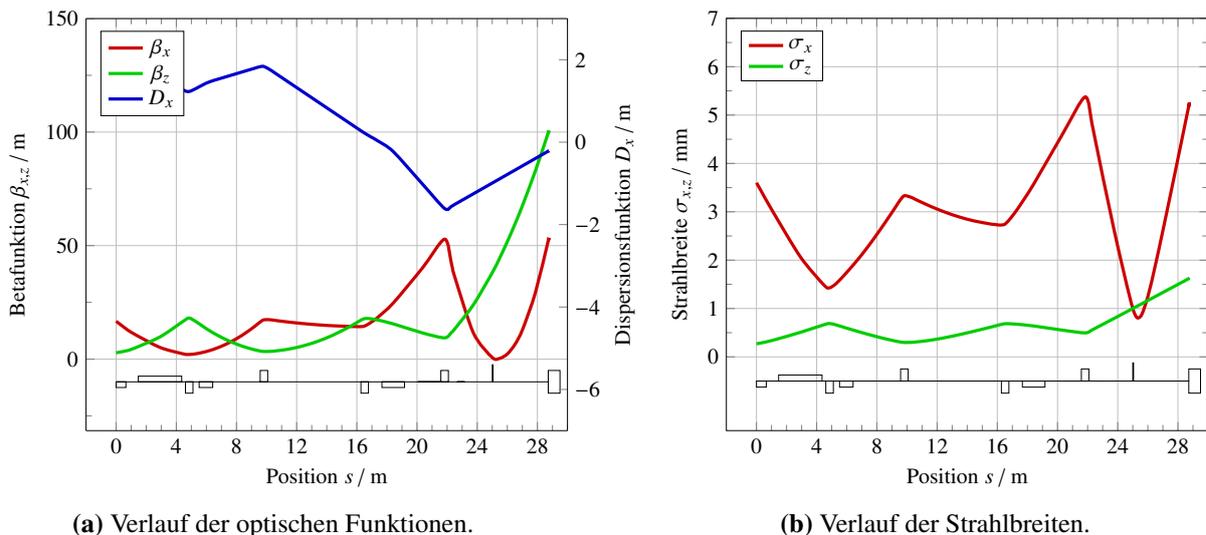
**Abbildung 3.4:** Legende des Magnetprofils einer fiktiven Strahlführung. Die Bedeutung der verschiedenen Geometrien ist jeweils gekennzeichnet. Das Profil findet sich in den Abbildungen zu den Simulationsergebnissen.

Zunächst wird für das Layout mit drei Quadrupolen der Fall einer größtmöglichen Fokussierung des Strahls am Testplatz betrachtet. Abbildung 3.5 zeigt den Verlauf der optischen Funktionen  $\beta_{x,z}$  und  $D_x$  sowie der Strahlbreiten  $\sigma_{x,z}$ .

Die Simulation zeigt, dass eine Strahlbreite von  $\sigma_x \approx \sigma_z \approx 1$  mm – also ein runder Strahl – mit verschwindender vertikaler Divergenz erreicht werden kann. Allerdings geht dies wegen der nötigen starken Fokussierung an Quadrupol QF3 mit einer starken horizontalen Divergenz von  $\sigma'_x = 1,37$  mrad des Strahls einher. Hier zeigt sich besonders der fehlende Freiheitsgrad.

Das Ergebnis einer Simulation für eine möglichst kleine Strahlbreite bei ebenfalls kleiner Divergenz ist in Abbildung 3.6 gezeigt. Hier können Strahlbreiten von  $\sigma_x = 3,2$  mm und  $\sigma_z = 1,5$  mm bei kleinen Divergenzen von  $\sigma'_x = 0,08$  mrad und  $\sigma'_z = 0,16$  mrad am Testplatz erreicht werden. Es zeigt sich hier, dass eine kleine Divergenz die Möglichkeit, einen runden, kleinen Strahl einzustellen, verhindert. Außerdem ist die Anforderung an die Divergenz nicht erfüllt, da der minimal erforderliche Wert nicht erreicht ist.

Abbildung 3.7 stellt das Simulationsergebnis für einen möglichst großen Strahl am Testplatz dar. Es kann ein elliptischer Strahl mit  $\sigma_x = 5,0$  mm und  $\sigma_z = 1,4$  mm eingestellt werden. Es gibt wieder eine horizontale Divergenz, die nicht den Anforderungen genügt.



**Abbildung 3.5:** Simulationsergebnis für eine möglichst kleine Strahlbreite am Testplatz bei Layout 1. Zusätzlich ist das Magnetprofil, dessen Interpretation in Abbildung 3.4 zu finden ist, gezeigt.

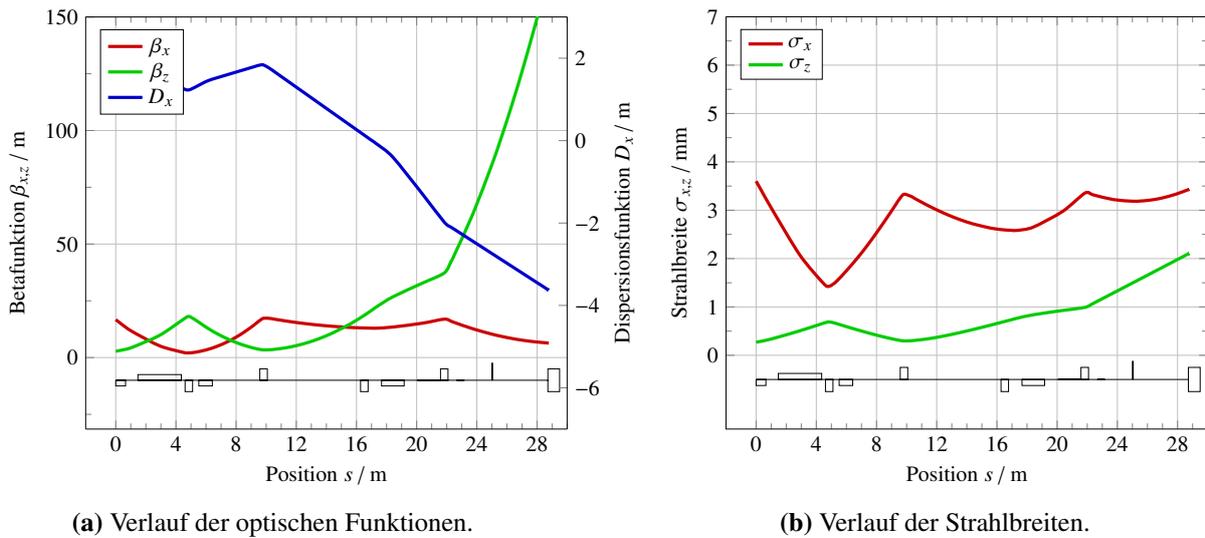


Abbildung 3.6: Simulationsergebnis für eine kleine Strahlbreite bei kleiner Divergenz am Testplatz bei Layout 1.

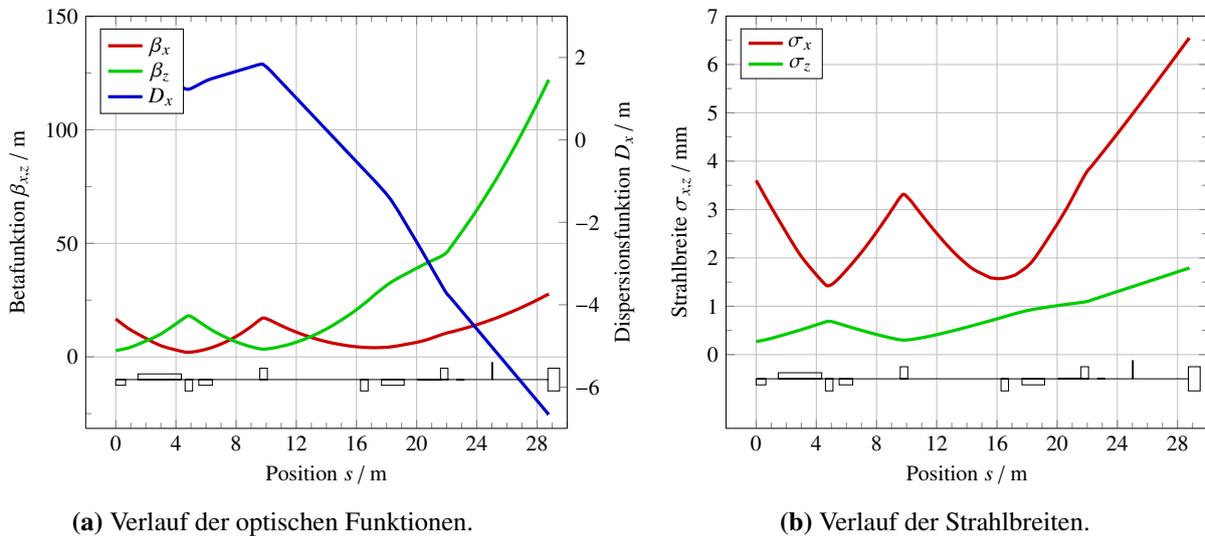
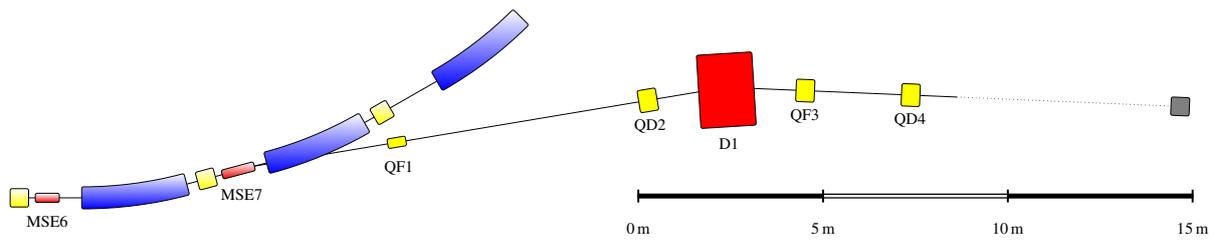


Abbildung 3.7: Simulationsergebnis für eine große Strahlbreite am Testplatz bei Layout 1.

### 3.3.2 Layout 2 – Vier Quadrupole

Da Layout 1 durch einen fehlenden Freiheitsgrad die Anforderungen der Nutzer nach großen Strahlbreiten nicht erfüllen kann, wird im folgenden Planungsvorschlag (siehe Abbildung 3.8) ein weiterer Quadrupolmagnet mit einbezogen. Die Anordnung der Magnete entspricht im Wesentlichen der von Layout 1, hingegen wird bei Layout 2 der Magnet QF3 näher zum Dipolmagneten hin installiert und Richtung Strahlführungsende ein weiterer Magnet QD4 eingesetzt. Damit ragt die Strahlführung zwar ungefähr 1,5 m in den für die Detektortests vorgesehenen Raum hinein, jedoch steht dort mit einer Länge von mehr als 4 m noch genug Platz für die Nutzer zur Verfügung. Der Testplatz sollte weiterhin so weit entfernt vom Strahlvernichter wie möglich platziert werden.

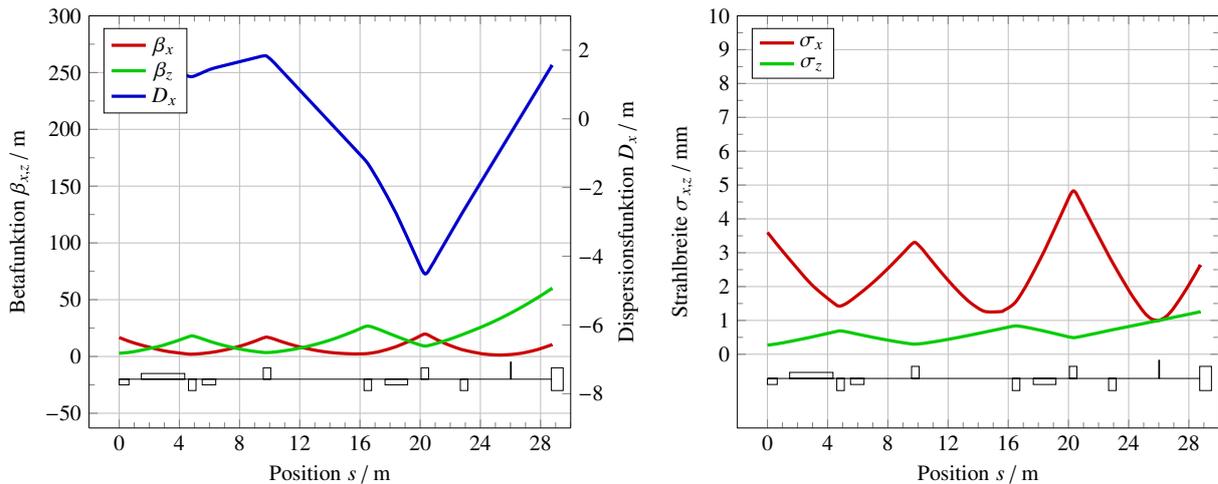
In Abbildung 3.9 wird ein Simulationsergebnis gezeigt, das auf einen möglichst kleinen, runden Strahl am Testplatz abzielt. Die Position des Testplatzes wird zunächst in die Mitte zwischen dem Ende der Strahlführung und dem Strahlvernichter gelegt. Eine davon abweichende Positionierung um einen



**Abbildung 3.8:** Schematische Übersicht zu Layout 2. Es sind insgesamt vier Quadrupolmagnete installiert. Wiederum befinden sich noch einer im Tunnel des ELSA-Rings, ein weiterer Magnet vor und zwei hinter dem Dipolmagneten.

Meter kann sich jedoch positiv auf die möglichen Strahleigenschaften auswirken. Auch bei diesem Layout kann ein Strahl mit Strahlbreiten von  $\sigma_x \approx \sigma_z \approx 1$  mm am Testplatz eingestellt werden. Im Gegensatz zu Layout 1 kann eine Divergenz des Strahl unterhalb von 0,8 mrad erreicht werden, was durch den zusätzlichen Quadrupolmagneten und dem damit hinzukommenden Freiheitsgrad erklärt werden kann.

Eine Aufweitung des Strahls, wie sie in Abbildung 3.10(b) dargestellt ist, kann mit Layout 2 ebenfalls erreicht werden. Es ist eine deutlich größere Strahlbreite möglich als bei Layout 1, jedoch ist der Strahl in beiden Ebenen sehr divergent (siehe Tabelle 3.2).



(a) Verlauf der optischen Funktionen.

(b) Verlauf der Strahlbreiten.

**Abbildung 3.9:** Simulationsergebnis für eine kleine Strahlbreite am Testplatz bei Layout 2.

### 3.3.3 Layout 3 – Fünf Quadrupole

Da jeder Quadrupol einen Freiheitsgrad für das lineare hochdimensionale Problem liefert, sollte untersucht werden, ob ein fünfter Quadrupolmagnet die Strahleigenschaften am Testplatz positiv beeinflusst. Um die Strahlführung im Vergleich zu der von Layout 2 nicht noch zu verlängern, wird der fünfte Quadrupolmagnet vor dem letzten Magneten eingebaut. Dies ist in Abbildung 3.11 zu sehen. Die drei Quadrupolmagnete stehen im gleichen Abstand zueinander. Diese Anordnung ist häufig bei Collidern installiert, um den Strahl am Wechselwirkungspunkt maximal zu fokussieren. Dies geht aber immer mit großen Strahlbreiten in den Magneten einher.

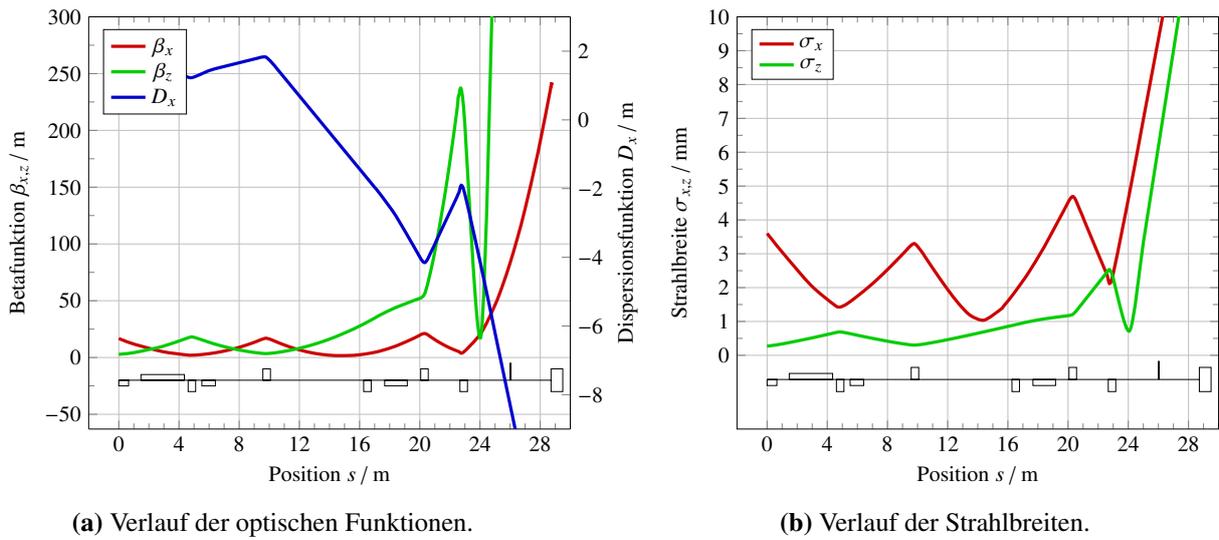


Abbildung 3.10: Simulationsergebnis für eine große Strahlbreite am Testplatz bei Layout 2.

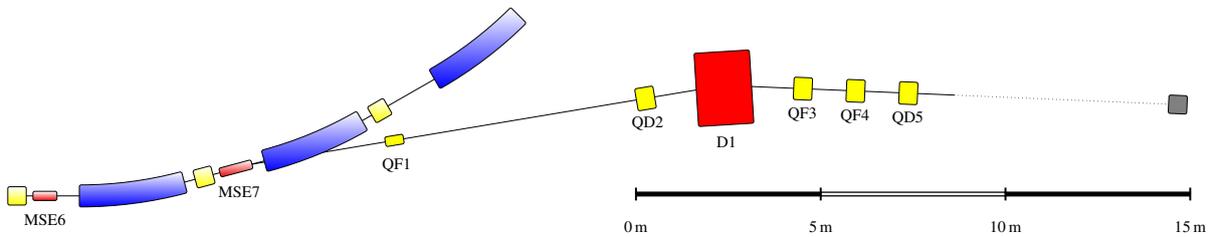


Abbildung 3.11: Schematische Übersicht zu Layout 3. Es sind insgesamt fünf Quadrupolmagnete installiert. Wiederum befinden sich noch einer im Tunnel des ELSA-Rings, ein weiterer Magnet vor und drei hinter dem Dipolmagneten.

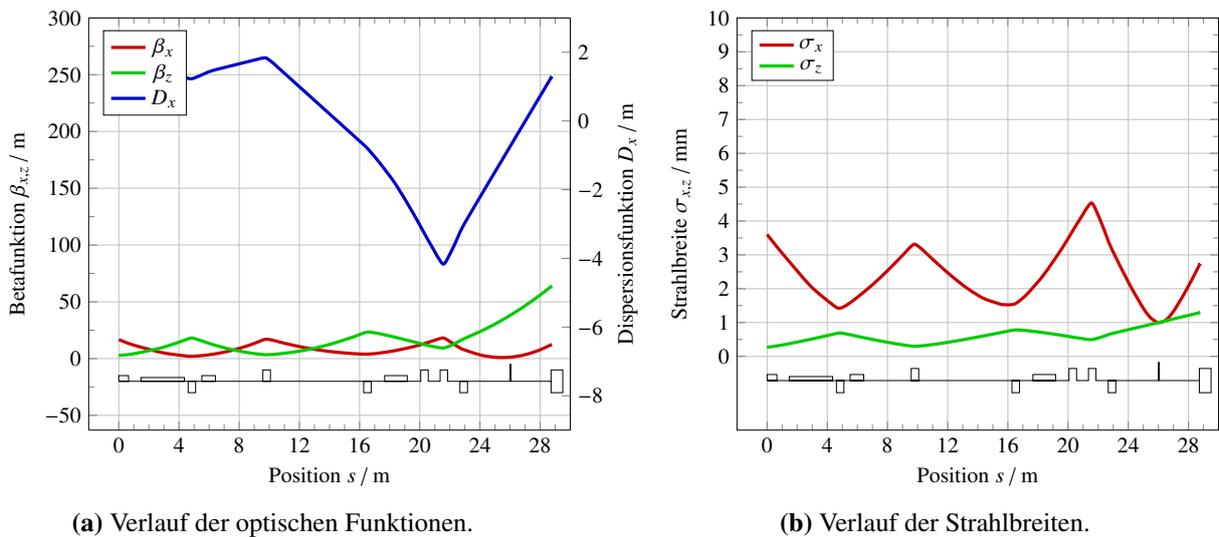
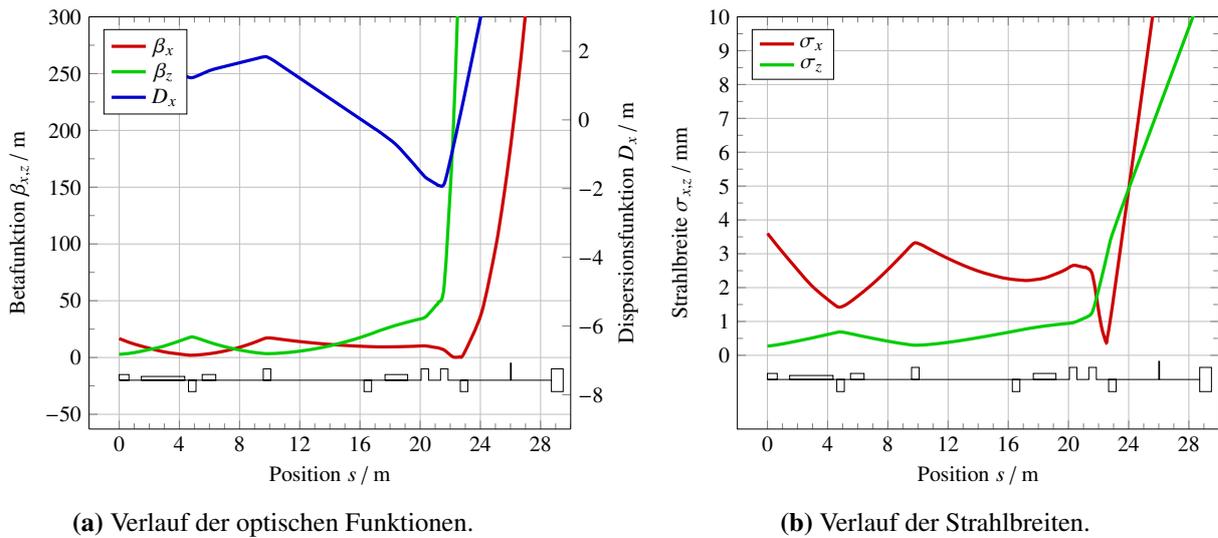


Abbildung 3.12: Simulationsergebnis für eine kleine Strahlbreite am Testplatz bei Layout 3.

In Abbildung 3.12(b) ist der Verlauf der Strahlbreiten für eine kleine Strahlbreite am Testplatz gezeigt.



**Abbildung 3.13:** Simulationsergebnis für eine große Strahlbreite am Testplatz bei Layout 3.

Der zusätzliche Magnet hat hier keinen nennenswerten Einfluss auf den Verlauf im Vergleich zu dem von Layout 2. Das Ergebnis gleicht dem aus Abbildung 3.9(b). Auch eine größere Strahlbreite mit einem wiederum sehr divergenten Strahl wie bei Layout 2 kann erreicht werden (siehe Tabelle 3.2).

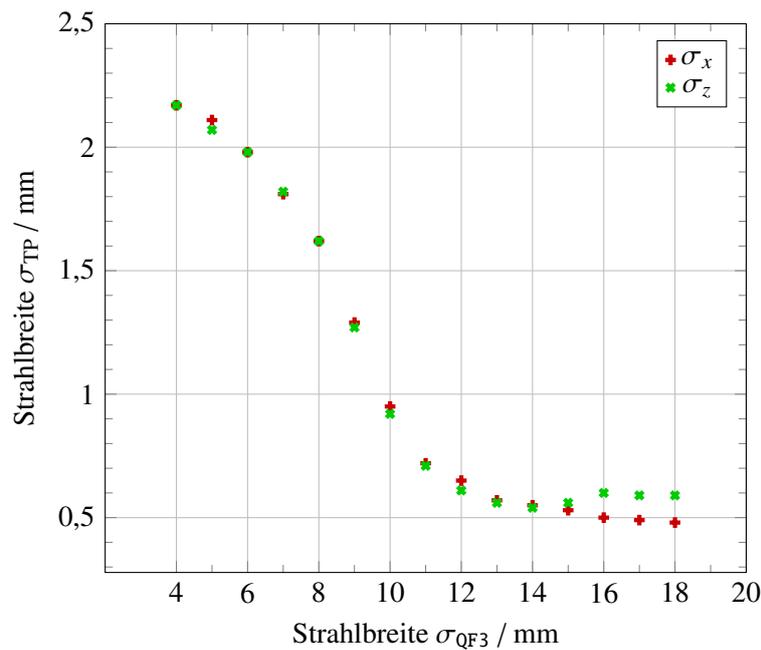
### 3.4 Wahl des Layouts

Die Untersuchungen der verschiedenen Layouts haben generell gezeigt, dass eine höhere Anzahl an Quadrupolmagneten dafür sorgt, dass der Strahl am Testplatz besser einstellbar ist und somit den Nutzeranforderungen in höherem Maße gerecht wird. Allerdings muss beachtet werden, dass die Strahlführung in ihrer Länge wächst, wenn mehr Quadrupolmagnete eingebaut sind. Denn für Strahldiagnose und Korrekturen müssen weitere Elemente in die Strahlführung installiert werden, die dann unter Umständen für deren Verlängerung sorgen.

Des Weiteren fällt auf, dass bei allen untersuchten Layouts die Strahlbreite an Magnet QF3 immer groß wird; vor allem bei einem minimalen Strahlradius am Testplatz. Diese Abhängigkeit wurde näher an einem allgemeinen Layout in [Pat09, Abschn. 4.4] untersucht, indem die Vorschrift für die Aussortierung der Ergebnisse eines Optimierungsdurchgangs – hier die Einschränkungen an die Strahlbreite an Quadrupol QF3 – immer weiter gelockert wurde. Dabei wurde der minimale Strahlradius am Fokuspunkt unter Beachtung der restlichen Randbedingungen aufgenommen, was in Abbildung 3.14 gezeigt wird.

Im Bereich der Strahlbreite im Quadrupol QF3 von 8 mm bis 14 mm kann ein antiproportionales Verhalten der Strahlbreiten beobachtet werden. Für Strahlbreiten unter 8 mm steigt die Kurve an und nähert sich einem Wert von  $\sigma_{\text{TP}} = 2,2$  mm, da kleinere Strahlbreiten im letzten fokussierenden Quadrupol durch die fehlende Fokussierung im nachfolgenden Quadrupol und somit auch fehlende Aufweitung zu keinen wesentlich kleineren Strahlbreiten am Testplatz führen können. Dies bedeutet für die weiteren Planungen, dass die Apertur des Strahlrohrs im Quadrupol QF3 möglichst groß gewählt werden sollte. Im Bereich über 14 mm können beide Strahlbreiten nicht mehr gleichzeitig verkleinert werden. Eine Reduktion der horizontalen Strahlbreite  $\sigma_x$  führt zu einer Vergrößerung der vertikalen Strahlbreite  $\sigma_z$ .

Diese Untersuchung kann auf die vorliegenden Layouts übertragen werden. Es hat sich bei den durchgeführten Simulationen ebenfalls gezeigt, dass im Quadrupol QF3 die Strahlbreiten meist im Bereich von über vier Millimetern liegen. Dies sollte an diesem Magneten mit einer deutlich größeren Apertur als an



**Abbildung 3.14:** Abhängigkeit der minimalen Strahlbreite am Testplatz von der Strahlbreite im Quadrupol QF3. [Pat09, Abschn. 4.4]

anderen Magneten berücksichtigt werden.

Die vom Nutzer gestellten Anforderungen eines möglichst fokussierten Strahls mit gleichzeitig möglichst kleiner Divergenz konnten mit allen der vorgestellten, möglichen Layouts erfüllt werden. Allerdings kann Layout 1 die minimal erforderliche Divergenz am Testplatz nicht realisieren. Für alle drei Layouts wurde mithilfe des Programms *MAD-X* die Flexibilität der Magnetanordnungen untersucht. Anhand von Tabelle 3.2 ist ein direkter Vergleich der erreichbaren Strahleigenschaften am Testplatz möglich. Alle drei Layouts können einen kleinen Strahl mit Strahlbreiten im Bereich von 1 mm mit Divergenzen kleiner als 1 mrad liefern. Strahlbreiten mit Werten über 6 mm lassen sich jedoch nur mit Layout 2 und Layout 3 erreichen. Der fehlende Freiheitsgrad von Layout 1 – durch nur drei Quadrupolmagnete – ermöglicht dies dort nicht.

		$\sigma_x$ / mm	$\sigma'_x$ / mrad	$\sigma_z$ / mm	$\sigma'_z$ / mrad
<b>Layout 1</b>	min. $\sigma$	1,0	1,37	1,0	0,17
	min. $\sigma$ , min. $\sigma'$	3,2	0,08	1,5	0,16
	max. $\sigma$	5,0	0,42	1,4	0,11
<b>Layout 2</b>	min. $\sigma$	1,0	0,72	1,0	0,10
	max. $\sigma$	9,4	2,33	6,0	2,79
<b>Layout 3</b>	min. $\sigma$	1,0	0,80	1,0	0,11
	max. $\sigma$	11,4	3,21	7,3	1,18

**Tabelle 3.2:** Erreichbare Strahlbreiten am Testplatz bei den drei Layouts. Neben den Strahlbreiten  $\sigma_{x,z}$  sind auch die jeweiligen Divergenzen  $\sigma'_{x,z}$  angegeben.

Der zusätzliche Quadrupolmagnet in Layout 3 bringt unter Berücksichtigung von dessen Platzbedarf

keine wirklich nennenswerten Vorteile gegenüber Layout 2. Der zusätzliche Magnet erlaubt zwar eine größere Strahlbreite, allerdings werden die beiden Quadrupole im vom Programm ausgegebenen Ergebnis nicht mit maximaler Fokussierstärke betrieben. Mit nur einem Magneten ließe sich derselbe Verlauf erreichen. Ferner steht bei Layout 3 im Testareal weniger Platz für die Testaufbauten zur Verfügung.

Folglich wird die neue externe Strahlführung nach Layout 2 aufgebaut. Damit können die räumlichen Gegebenheiten optimal genutzt werden sowie der Strahl am Testplatz unter Beachtung der Aperturen der Strahlrohre flexibel eingestellt werden.



---

## Simulationen zu möglichen Strahleigenschaften

---

Zur Wahl des Layouts der Strahlführung (siehe dazu Abschnitt 3.3) wurde das Simulationsprogramm *MAD-X* genutzt. Mithilfe der durchgeführten Simulationen wurden die extremalen Strahleigenschaften der verschiedenen Layouts untersucht. Dafür wurde ein Optimierungsalgorithmus genutzt, der die Fokussierstärken der verschiedenen Quadrupolmagnete variiert, um vorgegebene Strahleigenschaften zu erfüllen.

Nach der Festlegung des endgültigen Layouts werden detailliertere Untersuchungen sowohl mit dem schon zur Wahl eines geeigneten Layouts genutzten Programm *MAD-X* als auch mit dem Programm *elegant* [Bor00] gemacht. Mit letzterem wird ein weiterer Optimierungsalgorithmus genutzt und ebenso näher analysiert, welche Einstellungen des Strahls möglich sind. Ferner bieten die gewonnenen Ergebnisse eine Möglichkeit adäquate Netzgeräte für die Quadrupolmagnete auszuwählen.

### 4.1 Simulationsprogramme

Ergänzend zum Transportsimulationsprogramm *MAD-X*, das in Abschnitt 3.3 beschrieben ist und schon zur Festlegung des Layouts genutzt wurde, soll auch das Programm *elegant*<sup>1</sup> für detailliertere Studien zu den mit dem gewählten Layout möglichen Strahleinstellungen eingesetzt werden. Dieses quelloffene<sup>2</sup> Beschleunigersimulationsprogramm nutzt eine Variante von *MAD-X*-Eingabeformaten, um Beschleuniger und beispielsweise den Transport von Teilchen in Strahlführungen zu simulieren. Ebenso können Strahleigenschaften berechnet und eine Optimierung nutzerdefinierter Funktionen durchgeführt werden.

Folgend werden die beiden Programme zur näheren Untersuchung des gewählten Layouts der Strahlführung beschrieben.

#### 4.1.1 Simulationen mit *MAD-X*

Wie schon in Abschnitt 3.3 beschrieben, wird für die Nutzung von *MAD-X* (der Programmablauf ist in Abbildung 4.1 gezeigt) als Beschleunigersimulationsprogramm eine Datei erstellt, in welcher die Variablen der Strahlführung definiert sind. Dies sind neben den Eigenschaften der Magnete wie Länge und Ablenkwinkel oder Quadrupolstärke, die Energie der Elektronen sowie die Strahlparameter am Anfang der Strahlführung, welche aus einer Simulation der Strahleigenschaften im ELSA-Ring

---

<sup>1</sup> *electron generation and tracking*

<sup>2</sup> Der Quelltext von quelloffener Software ist öffentlich und von Dritten einsehbar. Genauer gesagt erfüllt quelloffene Software die von der Open Source Initiative [OSI] bestimmten Definitionen.

entnommen werden. Der Startpunkt der Simulation liegt unmittelbar vor dem Vorseptum MSE6; es wird also neben den beiden Septa noch ein Dipolmagnet sowie ein Quadrupolmagnet im ELSA-Ring in die Simulationsgeometrie mit einbezogen. Der jeweilige Ablenkwinkel der Septa ist den Einstellungen der beiden Septa zur Extraktion des Strahls zu den Experimenten der Hadronenphysik bei Standardbetrieb bei der in der Simulation verwendeten Energie entnommen.

Nach diesen grundlegenden Definitionen folgen die ineinander geschachtelten Schleifen, die die Startwerte – jeweils ein Vierertupel an Quadrupolstärken – der zu optimierenden Quadrupoleinstellungen liefern. Diese Schleifen sorgen dafür, dass der Optimierungsalgorithmus ein globales Minimum findet und ferner nicht immer zum selben Ergebnis kommt, sondern auch Quadrupoleinstellungen findet, die ohne die variierende Startwertvorgabe nicht erreicht werden könnten. Eine bestimmte Strahleigenschaft am Testplatz wie Breite und Divergenz kann durch verschiedene Kombinationen von Quadrupoleinstellungen erreicht werden. Deshalb kann es vorkommen, dass diese bestimmte Eigenschaft ausgehend von mehreren verschiedenen Startwerten eines Optimierungsvorgangs erreicht werden kann.

Für jedes Startwerttupel wird ein Optimierungsdurchgang durchgeführt. Dabei werden zunächst die Strahlführungselemente und deren Anordnung festgelegt. Darauf folgend werden die zu optimierenden Größen – die vier Quadrupolstärken – mit deren Variationsintervall und Schrittgröße definiert. Der Optimierungsvorgang mit der Vorgabe des Sollwerts der zu optimierenden Variablen – dies sind die Dispersion am Testplatz sowie die dort angestrebte Strahlbreite – wird nachfolgend durchgeführt. Die Angabe einer generellen maximalen Strahlbreite auf der Länge der ganzen Strahlführung führt dazu, dass der Algorithmus die angestrebten Strahlbreiten am Testplatz häufig nicht erreicht und wurde daher nicht implementiert. Für die eigentliche Optimierung werden noch die gewünschte Toleranz und die maximale Schrittzahl angegeben.

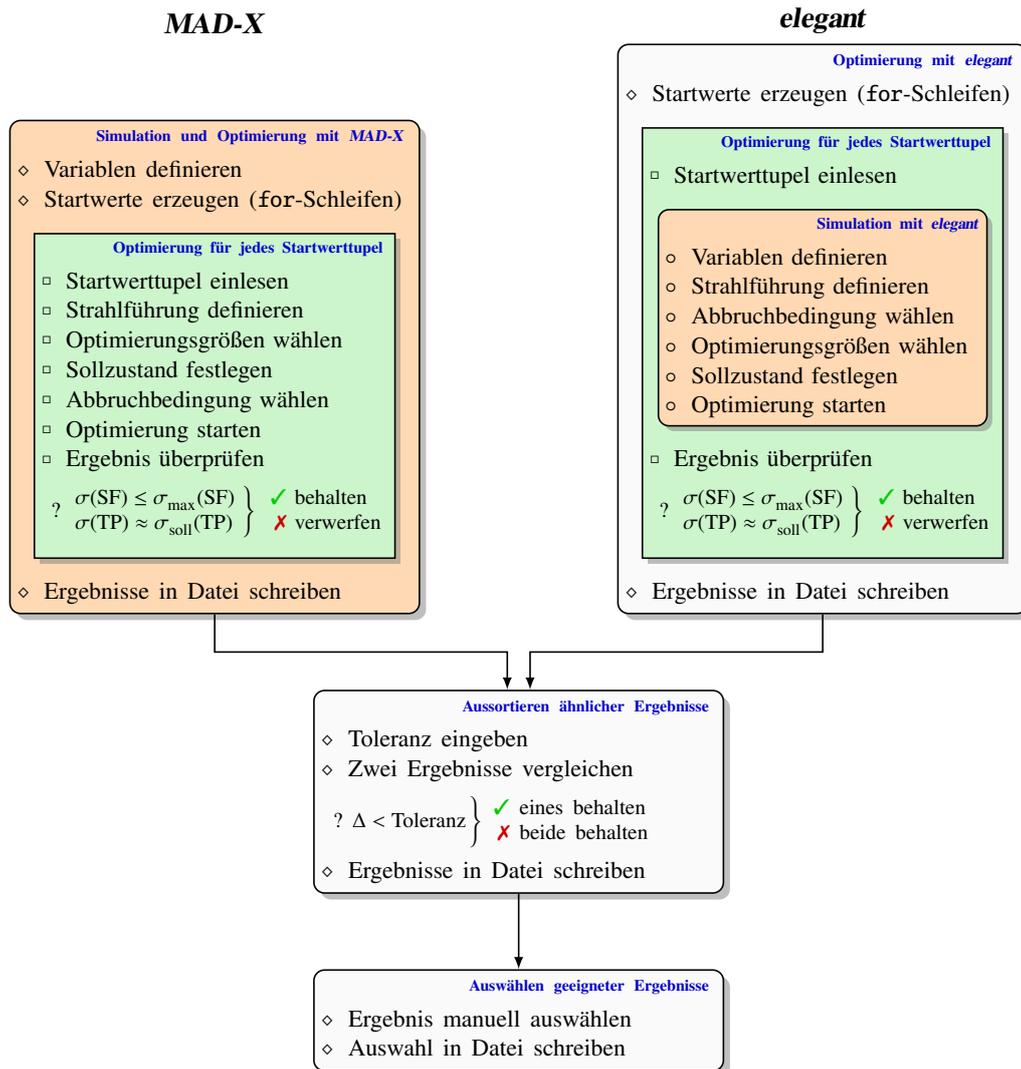
Nach einem Durchlauf der Optimierung wird das erhaltene Ergebnis auf dessen Eignung für den realen Strahlbetrieb überprüft. Überschreitet die Strahlbreite im Verlauf der Strahlführung  $\sigma(\text{SF})$  die durch die Apertur der genutzten Magnete vorgegebene Strahlbreite  $\sigma_{\text{max}}(\text{SF})$ , wird das Ergebnis verworfen. Dabei wird von einem Kriterium zur Akzeptanz<sup>3</sup> von  $\mathfrak{A}/\epsilon = 25$  ausgegangen. An der Position des Testplatzes, an dem die Strahlbreite keiner Aperturbegrenzung unterliegen muss, wird kontrolliert, ob die Strahlbreite  $\sigma(\text{TP})$  die gewünschten Werte  $\sigma_{\text{soll}}(\text{TP})$  hat. Weicht das Verhältnis einer gefundenen Breite zum Sollwert um mehr als einen Faktor drei von dem Verhältnis der Vorgaben ab, wird das Ergebnis des Optimierungsdurchgangs ebenfalls aussortiert.

Die behaltenen Ergebnisse der verschiedenen Optimierungsdurchgänge – also die gefundenen Vierertupel an Quadrupolstärken – werden in eine Datei geschrieben. Nachfolgend wird mit einem Skript überprüft, ob sich jeweils zwei gefundene Vierertupel zu ähnlich sind. Die Abweichung  $\Delta$  zweier Tupel zueinander muss unter einer definierten Toleranz liegen, da sich der Verlauf der Strahlbreite auf der Länge der Strahlführung sonst nur minimal unterscheidet. Der Grund für ein häufigeres Auftreten ähnlicher Tupel sind Optimierungsdurchgänge mit nur leicht unterschiedlichen Startparametern. Der Algorithmus findet dann ähnliche Ergebnisse, welche sich durchaus nur um weniger als 1 % unterscheiden können. Beim Vorgang des Aussortierens ist es irrelevant, welches Tupel behalten wird, da die Simulation nur Anhaltspunkte für mögliche Strahlbreiten am Testplatz liefern soll.

Nach der Reduktion der Anzahl der Ergebnisse durch das Aussortieren muss eine manuelle Selektion interessanter Ergebnisse erfolgen. Dabei werden die Ergebnisse zunächst als Verlauf der Strahlbreite in der Strahlführung visualisiert. Dann wird einzeln ausgewählt, welche Ergebnisse in einer Datei gespeichert werden sollen. Diese Datei beinhaltet dann die für einen Simulationsvorgang erhaltenen, ausgewählten Lösungen.

---

<sup>3</sup> Das in Abschnitt 2.3.3 vorgestellte Verhältnis, welches sich auf die Akzeptanz in einem Kreisbeschleuniger bezieht, ist hier kleiner als 49 gewählt, da in einer externen, linearen Strahlführung nicht mit der in [Wil96, Abschn. 3.9] beschriebenen Problematik – dem Erreichen großer Betatronamplituden durch die Abstrahlung von Synchrotronlicht – gerechnet werden muss.



**Abbildung 4.1:** Schematischer Ablaufplan der beiden Optimierungsprogramme. Ein ausführbares Programm – zum einen die Beschleunigersimulationsprogramme, zum anderen Skripte – ist durch die abgerundeten Rechtecke gekennzeichnet. Bei Verzweigungen im Programm wird eine Bedingung ausgewertet, und falls diese zutrifft (✓), wird anschließend die zur erfüllten Bedingung zugehörige Anweisung ausgeführt, anderenfalls (✗) wird die alternative Anweisung ausgeführt.

#### 4.1.2 Simulationen mit *elegant*

Der Programmablauf bei der Nutzung des Simulationsprogramms *elegant*, der in Abbildung 4.1 dargestellt ist, ähnelt dem bei der Nutzung von *MAD-X* als Simulationsprogramm. Wesentlicher Unterschied ist die Verwendung der zur Startwertgenerierung genutzten verschachtelten Schleifen. Die Startwerte werden in einem separaten Skript generiert und dann für den Optimierungsvorgang an das *elegant*-Programm übergeben.

Das Beschleunigersimulationsprogramm *elegant* nutzt eine ähnliche Programmsyntax wie das schon vorgestellte Programm *MAD-X*<sup>4</sup>. In der *elegant*-Datei erfolgt die Definition der Variablen und der

<sup>4</sup> Zur einfachen Konvertierung von *MAD-X*- in *elegant*-Dateien kann beispielsweise das Programm *palattice* [Sch15b] genutzt werden.

Strahlführung. Der Programmabschnitt zur Optimierung wird eingeleitet von der Wahl der Optimierungsmethode samt Angabe der Abbruchbedingung sowie der zu optimierenden Größen mit deren Variationsintervall und Schrittgröße. Die Vorgabe der Optimierungsziele – die Dispersion am Testplatz und die dort angestrebte Strahlbreite – folgt. Wie schon bei der Nutzung von *MAD-X* wird auf die Angabe einer maximalen Strahlbreite auf der Länge der gesamten Strahlführung verzichtet. Dies hat den Grund, dass die Optimierung über eine Minimierung der Abweichungen zwischen den Ist- und Sollwerten funktioniert. Dies impliziert, dass das Ergebnis eines Optimierungsdurchgangs stark von den Vorgaben abweichen kann. Daher wird eine diskrete Filterung der Ergebnisse in einem späteren Schritt vollzogen.

Das bei einem Optimierungsdurchgang gewonnene Ergebnis wird mit einem Akzeptanzkriterium, welches je nach Zielvorgaben gewählt wird, außerhalb des *elegant*-Programms auf Strahlbreiten überprüft, die größer als die Aperturbegrenzung der Vakuumkammer in den Magneten sind. Ergebnisse, auf die dies zutrifft, werden entfernt; ebenso solche, bei denen die Strahlbreite am Testplatz zu stark von der Vorgabe abweicht.

Die beiden folgenden Schritte – das Aussortieren sich nur gering unterscheidender Ergebnisse sowie das manuelle Selektieren von Ergebnissen – unterscheiden sich nicht von denen, die bei der Nutzung von *MAD-X* als Optimierungsprogramm folgen.

## 4.2 Ergebnisse der Simulationen

Aus den Ergebnissen der Simulationen lässt sich zum einen ableiten, welche Einstellungsmöglichkeiten des Strahls es am Testplatz gibt. Zum anderen lässt sich damit abschätzen, welche Netzgeräte die Quadrupolmagnete benötigen, um diese Einstellungsmöglichkeiten erfüllen zu können.

Die Simulationsparameter beziehen sich dabei immer auf die Maximalenergie der Anlage von 3,2 GeV, bei der folglich auch die Simulation durchgeführt wird. Die Ergebnisse der Simulationen lassen sich dann auf niedrigere Energien skalieren.

Die Simulationen wurden für verschiedene Strahlbreiten am Testplatz durchgeführt. Dabei wurden sowohl kleine Strahlbreiten im Bereich von einem Millimeter gefordert als auch solche, die mit zehn Millimetern eine Größenordnung darüber liegen. Ferner wurden Optimierungsdurchgänge gemacht, die auf eine kleine Divergenz abzielten. Insgesamt wurden dabei rund achtzehntausend Optimierungsdurchgänge durchgeführt; nach der automatisierten Überprüfung blieben insgesamt rund fünftausend Ergebnisse übrig.

### 4.2.1 Wahl der Netzgeräte

Durch den technischen Aufbau der vier verwendeten Quadrupolmagnete ist deren maximaler Feldgradient und somit deren erreichbare, impulsabhängige Quadrupolstärke  $k_{\max}$  bei Maximalenergie festgelegt. Bei den durchgeführten Simulationen wurde diese Grenze berücksichtigt. Für sinnvolle Strahlbreiten am Testplatz müssen jedoch nicht zwingend Tupel an Quadrupolstärken gefunden worden sein, die mindestens eine maximale Quadrupolstärke beinhalten. Daher ist es aus ökonomischen Gründen sinnvoll, aus allen ausgewählten Simulationsergebnissen die größte Quadrupolstärke eines jeden Magneten – und damit auch den maximal nötigen Strom – zu finden, um anschließend jedem Magneten ein adäquates Netzgerät zuzuteilen.

Die vier genutzten Quadrupolmagneten lassen sich in zwei Typen einteilen (siehe Abschnitt 5.1.1). Zum einen ein im ELSA-Ring verwendeter, quadratischer Typ, zum anderen ein runder Typ, der baugleich zu einem im Transferkanal vom Synchrotron zum ELSA-Ring verbauten Magneten ist. Für den Quadrupol QF1, welcher im Tunnel installiert ist, muss wegen der dortigen baulichen Gegebenheiten die

runde Bauform verwendet werden. Für alle anderen Magnete kann die quadratische Bauform genutzt werden. Dabei wird ausgehend von den in Abschnitt 3.4 diskutierten Eigenschaften des Strahls in der Strahlführung für den Magnet QF3 die unveränderte Apertur genutzt, während die Magnete QD2 und QD4 eine durch einen Polschuhaufsatz verkleinerte Apertur erhalten und so eine größere Quadrupolstärke erreichen (siehe Abschnitt 5.1.1).

Damit wird ausgehend vom maximalen Gradienten  $g_{\max}$ , der wiederum bei festem Aufbau von der maximalen Stromstärke  $I_{\max}$  abhängt, nach Gleichung (2.3) die maximale Quadrupolstärke  $k_{\max}$  bei einer Energie von 3,2 GeV eines jeden Magneten berechnet.

Nach dem Durchlaufen mehrerer Optimierungsdurchgänge, die auf verschiedene Strahlparameter am Testplatz abzielten, werden die erhaltenen Ergebnisse auf die vorkommenden maximalen Quadrupolstärken untersucht. Die in den Simulationen genutzten sowie die maximalen, aus den Simulationen stammenden Quadrupolstärken sind in Tabelle 4.1 gezeigt.

	QF1	QD2	QF3	QD4
$I_{\max} / \text{A}$	30	910	910	910
$k_{\max} / \text{m}^{-2}$	0,749	-3,747	0,937	-3,747
$k_{\max}^{\text{sim}} / \text{m}^{-2}$	0,69	-1,02	0,86	-2,34
$I_{\max}^{\text{sim}} / \text{A}$	28	248	836	569

**Tabelle 4.1:** Bei den Simulationen genutzte, durch den Aufbau festgelegte, maximale Quadrupolstärken  $k_{\max}$  bei einer Energie von 3,2 GeV nebst dazu gehörendem Strom  $I_{\max}$ . Ferner sind die bei den Ergebnissen der Simulationen auftretenden, maximal notwendigen Quadrupolstärken  $k_{\max}^{\text{sim}}$  nebst dem dazugehörigen maximal notwendigen Strom  $I_{\max}^{\text{sim}}$  eingetragen.

Es werden die maximal möglichen Quadrupolstärken bei keinem der vier Magnete benötigt, um für den Strahlbetrieb geeignete Strahlbreiten einstellen zu können. Mithilfe dieser Ergebnisse lassen sich folgend adäquate Netzgerät zuteilen.

### 4.2.2 Ausgewählte Szenarien

Mögliche Strahleinstellungen wurden schon in Abschnitt 3.3.2 dargestellt. Bei den mit beiden Programmen durchgeführten Optimierungen, die in Abschnitt 4.1 beschrieben werden, wurden neben den minimal und maximal möglichen Strahlbreiten auch Einstellungen zwischen diesen Extrema untersucht. Einige Einstellungen werden im Folgenden erörtert und sind in Abbildung 4.2 gezeigt.

In Abbildung 4.2(a) und Abbildung 4.2(b), wobei erstere aus einer Simulation mit *MAD-X* stammt und letztere aus einer mit *elegant*, sind Strahlverläufe gezeigt, die zu einer kleinen Strahlbreite von etwa 1 mm am Testplatz führen. Während die Divergenz in der  $z$ -Ebene verschwindet, ist diese in der  $x$ -Ebene an der unteren Grenze der Vorgaben und genügt so im Ganzen den Anforderungen der Nutzer. Beide Optimierungsprogramme liefern ähnliche Ergebnisse – der Verlauf der Strahlbreite innerhalb der Strahlführung weicht abschnittsweise kaum voneinander ab. Es gibt jedoch durchaus auch bei einem Optimierungsziel unterschiedliche Ergebnisse der beiden Programme, was auf leicht unterschiedlich implementierte Optimierungsalgorithmen zurückzuführen ist. Daher ist die Nutzung beider Programme sinnvoll, um ein breiteres Spektrum an Ergebnissen zu erhalten.

Abbildung 4.2(c) zeigt einen etwas aufgeweiteten Strahl mit größerer Divergenz in der Größenordnung von 0,3 mrad. Die Strahlform ist auf einer Strecke von über vier Metern rund. Am Testplatz wird eine Strahlbreite in beiden Ebenen von 2,6 mm erreicht. Eine solche Einstellung des Strahls wäre beispielsweise für lange Teleskopaufbauten geeignet, da der Strahl über die gesamte Länge des Aufbaus innerhalb moderat großer Detektorchipflächen läge.

Größere Strahlbreiten von über drei Millimetern gehen immer mit einer größeren Divergenz im Bereich von über 1 mrad einher. Eine kleinere Divergenz wäre möglich, wenn der Strahl schon am Anfang der Strahlführung aufgeweitet würde, was aber aufgrund der Aperturbegrenzung durch die Vakuumkammer nicht möglich ist. Ein Beispiel für eine Strahlbreite von 6 mm ist in Abbildung 4.2(d) zu sehen. Die dort auftretenden Divergenzen liegen unterhalb der vom Nutzer vorgegebenen Obergrenze.

Der in Abbildung 4.2(e) gezeigte Verlauf unterscheidet sich von den anderen Beispielen vor allem dadurch, dass die Strahlbreite in der  $z$ -Ebene um einen Faktor 2,6 größer ist als die in der  $x$ -Ebene. Normalerweise dominiert die Strahlbreite in letzterer aufgrund der vorhandenen Dispersion. Einsetzbar wäre eine solche Einstellung des Strahls bei Detektoren, die horizontal schmal, jedoch vertikal breit sind. Diese könnten dann entsprechend auf einer möglichst großen Fläche auf dem Chip vom Strahl ausgeleuchtet werden, ohne dass Teile des Strahls außerhalb der Detektorchipflächen auftreffen und somit die Effizienz der Messung herabsetzen.

Eine maximale Aufweitung des Strahls ist in Abbildung 4.2(f) dargestellt. Die Strahlbreite in der  $x$ -Ebene nimmt einen Wert von 9 mm, die in der  $z$ -Ebene von 4 mm an. Die Divergenz liegt beide Male im Bereich von 2 mrad. Diese Einstellung wird im Standardbetrieb für die Effizienzbestimmung von Pixeldetektoren der Hochenergiephysik genutzt.

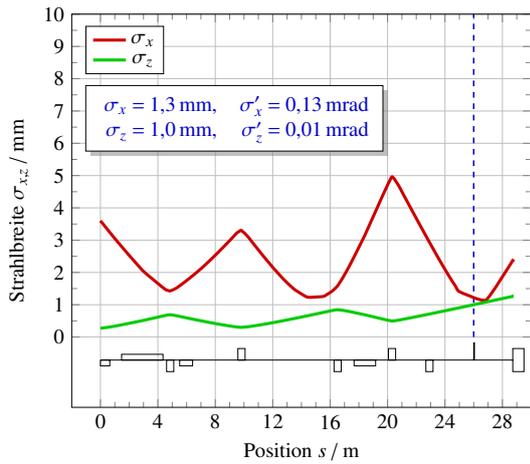
### 4.2.3 Zusammenfassung

Die detailliertere Untersuchung der Strahleigenschaften des gewählten Layouts mit zwei verschiedenen Optimierungsprogrammen liefert in zweierlei Hinsicht wichtige Ergebnisse.

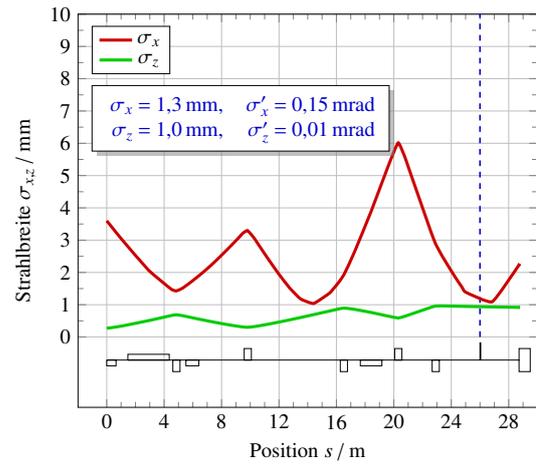
Zum einen kann über eine Begutachtung aller schon automatisiert gefilterten Ergebnisse abgeschätzt werden, welche Fokussierstärke die einzelnen Quadrupolmagnete maximal haben müssen. Damit kann jedem Magnet ein adäquates Netzgerät zugeteilt werden. Dies ist vor allem unter ökonomischen Gesichtspunkten wichtig. Ein Magnet, der laut Simulation nie mit Maximalstrom betrieben wird, benötigt auch kein Netzgerät, welches diesen Maximalstrom liefern kann. Die Maximalströme der Magnete samt der dazugehörigen Quadrupolstärken sind in Tabelle 4.1 gezeigt. Die Auswertung der Simulationsergebnisse zeigt bei zwei Magneten, dass der zur Quadrupolstärke proportionale Strom (siehe Gleichung (2.3)) nicht den Maximalwert erreicht. Somit können für diese Magnete adäquate Netzgeräte ohne einen überdimensionierten Maximalstrom beschafft werden, falls nicht schon welche vorhanden sind.

Die erhaltenen Ergebnisse haben zum anderen durch die Nutzung zweier unabhängiger Programme eine größere Diversität. Durch die leicht unterschiedlichen Optimierungsalgorithmen ergänzen sich die beiden Programme. Wie in Abschnitt 4.2.2 am Beispiel der minimalen Strahlbreiten diskutiert, werden bei demselben Optimierungsziel leicht unterschiedliche Quadrupoleinstellungen gefunden. Letztlich wurde eine Vielzahl unterschiedlicher Strahleinstellungen gefunden, durch die die Strahlführung – über die Flexibilität der Strahlenergie und des Strahlstroms hinaus – ein breites Spektrum von Nutzerinteressen abdecken kann.

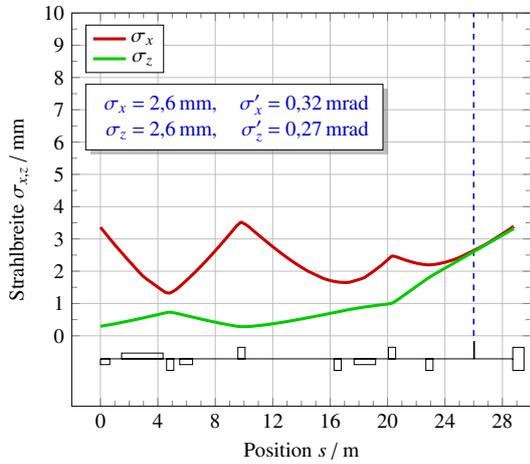
Allerdings muss davon ausgegangen werden, dass die Simulationen die realen Eigenschaften des Strahls nur unzureichend abbilden. Gründe dafür sind zum einen der in den Simulationen nicht zu implementierende Extraktionsmechanismus, Abweichungen der realen Feldverteilungen von den idealen, in den Simulationen verwendeten, sowie zum anderen die an der Strahlführung zum Zeitpunkt der Simulationen nicht durchführbare Messung der Eigenschaften des extrahierten Strahls. Diese Messung wurde im Rahmen einer Arbeit an der Strahlführung zu den Hadronenphysikexperimenten gemacht [Pat09; Zan13], deren Ergebnisse in der vorliegenden Arbeit genutzt werden. Es muss also mit einem möglicherweise breiteren Strahl am Testplatz gerechnet werden.



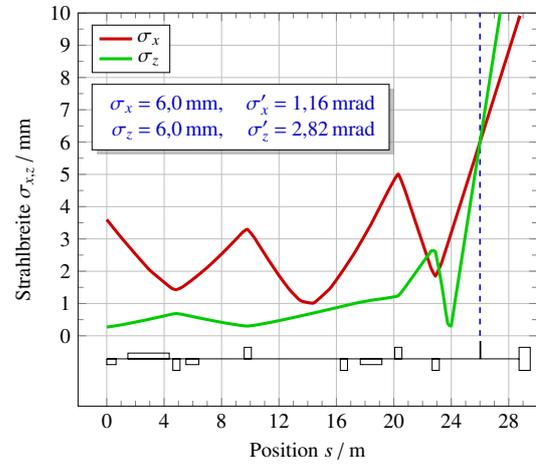
(a) Minimale Strahlbreiten am Testplatz, simuliert mit MAD-X.



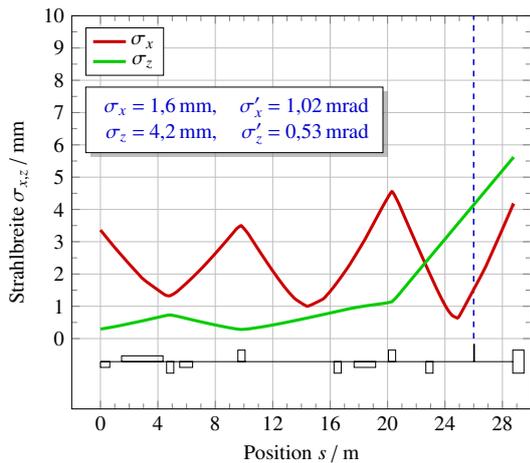
(b) Minimale Strahlbreiten am Testplatz, simuliert mit elegant.



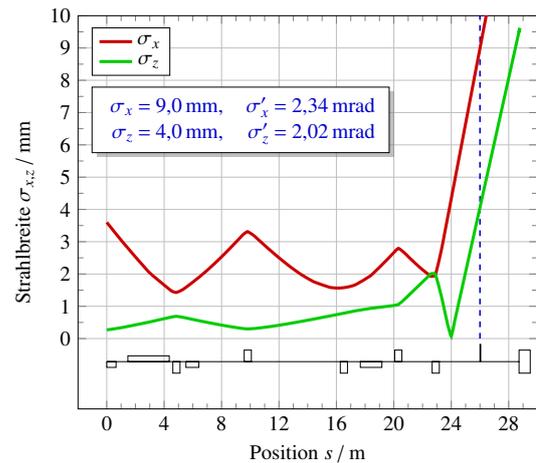
(c) Strahl, welcher am Testplatz und darüber hinaus rund ist.



(d) Aufgeweiteter Strahl mit größerer Divergenz; am Testplatz hat dieser eine runde Form.



(e) Strahl, der vertikal deutlich breiter ist als horizontal.



(f) Maximal aufgeweiteter Strahl. Eine runde Form kann nicht eingestellt werden.

**Abbildung 4.2:** Auswahl verschiedener möglicher Strahlstellungen, die mit den beiden Simulationsprogrammen MAD-X und elegant gewonnen wurden. Es sind jeweils die Strahlbreite und -divergenz am Testplatz angegeben. Hierbei ist zu beachten, dass die Angabe eines Fehlers nicht erfolgt, da es sich nur um Simulationen zum Aufzeigen der möglichen Strahlparameter handelt.



## Die neue externe Strahlführung X3ED

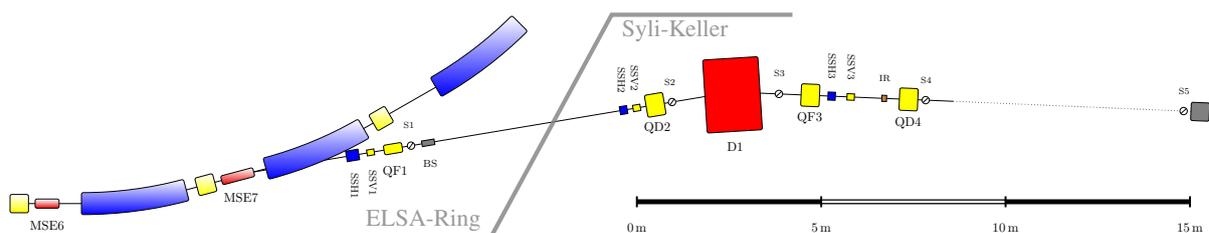
Für den Aufbau der neuen externen Strahlführung X3ED wurde ein Layout gewählt, das vier Quadrupolmagnete vorsieht. Mit diesem in Abschnitt 3.3.3 diskutierten Layout lassen sich die Strahleigenschaften am Testplatz flexibel und den Nutzerwünschen entsprechend einstellen.

Um eine Strahlführung aufbauen zu können, sind neben den Quadrupolmagneten, die die Strahloptik definieren, noch andere Elemente nötig. Diese lassen sich grob unterteilen in Magnete, Diagnoseelemente und Vakuumkomponenten sowie jeweils dazugehörige Infrastruktur.

In diesem Kapitel werden zunächst die an der Strahlführung genutzten Elemente beschrieben. Es wird ferner der Aufbau der Strahlführung einschließlich des Vakuumsystems erläutert.

### 5.1 Elemente der Strahlführung

In Abbildung 5.1 ist eine schematische Übersicht der neuen externen Strahlführung gezeigt. Die Strahlführung beginnt am Vorseptum MSE6, welches vor dem Dipolmagneten M6 im ELSA-Ring eingebaut ist und für die Vorauslenkung der für die Extraktion bestimmten Elektronen sorgt. Diese werden dann durch das Hauptseptum MSE7, das vor dem Dipolmagneten M7 installiert ist, vom umlaufenden Strahl getrennt und laufen durch das Vakuumrohr in Richtung Syli-Keller zum Testplatz.



**Abbildung 5.1:** Schematische Übersicht zum genutzten Layout. In der Strahlführung des ELSA-Rings sind die beiden Septa mit der Bezeichnung MSE installiert. In der externen Strahlführung sind der Dipolmagnet mit D und die Quadrupolmagnete mit QF bzw. QD bezeichnet. Die Korrekturmagnete sind je nach horizontaler oder vertikaler Ablenkung mit SSH bzw. SSV benannt. Diagnoseschirme sind mit S, der Intensitätsresonator mit IR und der Strahlverschluss mit BS markiert.

Die beiden Septummagnete sind baugleich zu denen in der bestehenden externen Strahlführung für die Hadronenphysikexperimente. Sie dienen in der ehemaligen Strahlführung zum PHOENICS-Experiment<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Am PHOENICS-Experiment (*Photon Experiments on Nuclei In Counter Setups*) wurden bis zum Jahr 1996 Versuche mit spinpolarisierten Targets durchgeführt. [Hil06]

als Septa. Die eigentliche Strahlführung beginnt nach dem Hauptseptum. Sie besteht im Wesentlichen aus zwei Magnettypen; den Dipol- und den Quadrupolmagneten. Daneben gibt es noch Diagnoseelemente wie Strahlschirme und einen Intensitätsresonator sowie Vakuumkomponenten wie Pumpen und Ventile, außerdem einen Strahlverschluss.

### 5.1.1 Quadrupolmagnete

In der neuen Strahlführung kommen insgesamt zwei verschiedene Quadrupolmodelle zum Einsatz. Für die Fokussierung nach dem Hauptseptum wird ein kompakteres Modell verwendet, das wegen des Einsatzes im Tunnel an der Decke befestigt werden muss, um weiterhin den Tunnel durchqueren zu können. Im weiteren Verlauf der Strahlführung werden dann die für ELSA typischen Quadrupolmagnete verwendet.

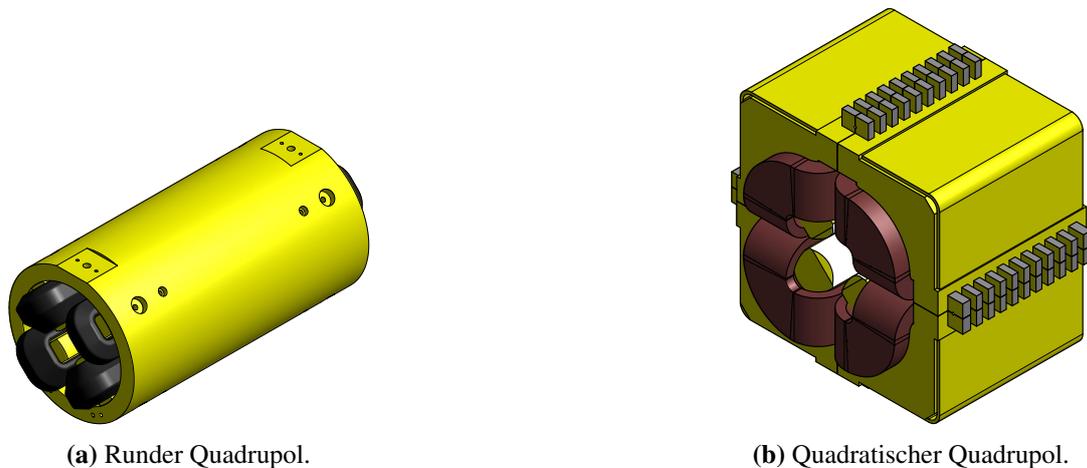


Abbildung 5.2: Darstellungen der genutzten Quadrupolmagnete.

#### Quadrupol in runder Bauform

Der erste Quadrupol (siehe Abbildung 5.2(a)) wird fokussierend betrieben und wird dementsprechend mit QF1 bezeichnet. Er ist baugleich mit den Quadrupolen im Transferkanal vom Booster-Synchrotron zum ELSA-Ring und hat eine Länge von 500 mm und einen Aperturradius von 25 mm. Der Magnet ist aus einem Eisenzylinder mit einem Außendurchmesser von 266 mm und vier einsetzbaren Polschuhen samt darauf geschobenen Spulen aufgebaut.

Durch seine kompakte Bauform ist er besonders für die hängende Montage im Beschleunigertunnel geeignet. Dies ist nötig, um unter dem Aufbau hindurch gehen zu können und den Fluchtweg frei von nicht zu überwindenden Hindernissen zu halten – was bei einem auf dem Boden montierten Gestell der Fall wäre. In Abbildung 5.18 ist ein Foto des von der Decke abgehängten Teils der Strahlführung gezeigt.

Mit einem Feldgradienten von  $8,8 \text{ T/m}$  ergibt sich nach Gleichung (2.2) bei einer Energie von 3,2 GeV eine maximale Quadrupolstärke von  $k_{\text{QF1}}^{\text{max}} = 0,824 \text{ m}^{-2}$ . Tabelle 5.1 fasst die Eigenschaften des Magneten zusammen.

#### Quadrupol in quadratischer Bauform

Alle im weiteren Verlauf der Strahlführung eingesetzten Quadrupole sind baugleich zu denen im ELSA-Ring (siehe Abbildung 5.2(b)). Die Bezeichnungen der Magnete erfolgen nach dem schon beim ersten

Magneten verwendeten Muster QD2, QF3 und QD4. Mit einer Länge von 450 mm ist der ELSA-Quadrupol etwas kürzer als derjenige mit der runden Bauform, die Breite ist mit 604 mm jedoch deutlich größer. Der Aperturradius in der normalen Bauform der Magnete beträgt 50 mm. Wie schon in Abschnitt 3.4 diskutiert, wird diese Apertur bei Magnet QF3 benötigt, jedoch können die beiden Quadrupole QD2 und QD4 in ihrer Apertur verkleinert werden. Dies erhöht den Gradienten und somit die maximal erreichbare Quadrupolstärke bei gleichem maximalen Strom. Dazu werden vier speziell an die Polschuhform der Magnete angepasste Aufsätze auf die Polschuhe gesetzt, was den Aperturradius auf 25 mm reduziert. Die in Abschnitt 3.3.2 besprochenen Simulationen zeigen, dass die verkleinerte Apertur an der Stelle der beiden Magneten mit den dort maximal erreichbaren Strahlbreiten vereinbar ist.

Die Besohlung wird bei Magnet QF3 nicht vollzogen, da der Strahl an dessen Position aufgeweitet werden muss, um einen kleinen Strahldurchmesser am Testplatz erreichen zu können. Für diesen unbesohlenen Magneten ergibt sich eine maximale Quadrupolstärke von  $k_{\text{QF3}}^{\text{max}} = 0,937 \text{ m}^{-2}$ , wiederum bei einer Energie von 3,2 GeV.

Da der maximal erreichbare Feldgradient, der linear in die Quadrupolstärke eingeht, quadratisch vom Aperturradius  $a$  des Magneten abhängt (siehe Gleichung (2.11)), ist die maximale Quadrupolstärke der beiden besohlenen Magnete durch

$$k_{\text{QD2/4}}^{\text{max}} = k_{\text{QF3}}^{\text{max}} \cdot \left( \frac{a_{\text{QF3}}}{a_{\text{QD2/4}}} \right)^2 = 3,747 \text{ m}^{-2}$$

gegeben.

Quadrupol-Bauform	rund	quadratisch
Durchmesser	266 mm	
Breite × Höhe		604 mm × 604 mm
Länge	500 mm	450 mm
Aperturradius unbesohlt $a_{\text{unbes}}$	25 mm	50 mm
Aperturradius besohlt $a_{\text{bes}}$		25 mm
Länge Eisenjoch $l$	500 mm	450 mm
Effektive Länge $l_{\text{eff}}$ [Pre07, Abschn. 4.2]	520 mm	499,7 mm
Windungszahl $n$ pro Polschuh	73	11
Max. Strom $I_{\text{max}}$	30 A	910 A
Max. Feldgradient unbesohlt $g_{\text{max}}^{\text{unbes}}$	8,8 T/m	10 T/m
Max. Feldgradient besohlt $g_{\text{max}}^{\text{bes}}$		40 T/m
Max. Feldgradient simuliert $g_{\text{max}}^{\text{sim}}$	$(8,78 \pm 0,01) \text{ T/m}$	$(9,93 \pm 0,01) \text{ T/m}$ $(39,4 \pm 0,1) \text{ T/m}$

**Tabelle 5.1:** Eigenschaften der beiden verwendeten Quadrupolmagnettypen.

### Simulationen zu den Feldgradienten der Quadrupolmagnete

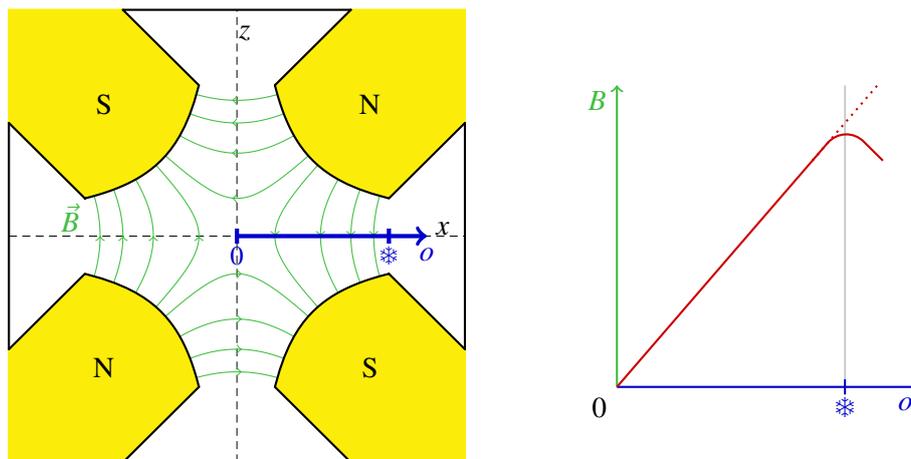
In den Datenblättern der beiden Quadrupolmagnettypen finden sich Angaben zum maximalen Feldgradienten  $g_{\text{max}}$ . Zusätzlich wurden mit dem Programmpaket *CST STUDIO SUITE*<sup>TM</sup> [CST] die magnetischen Feldkonfigurationen simuliert. Eine Untersuchung der elektromagnetischen Felder komplexer Strukturen ist nur mit numerischen Methoden möglich, da eine analytische Lösung der MAXWELL-Gleichungen nicht mehr erfolgen kann. Hier wird das *CST EM STUDIO*<sup>®</sup> (*CST EMS*) – speziell der sogenannte *magnetostatics field solver* – genutzt. Mit diesem Programm lassen sich dreidimensionale Geometri-

en mit bestimmten Materialeigenschaften erstellen. Zur Simulation wird diese Geometrie dann mit einem Gitter<sup>2</sup> genähert, welches zur Berücksichtigung detaillierterer Strukturen sehr fein gewählt werden kann. Für jeden Gitterpunkt werden mit der Methode der finiten Elemente [Wu07, Abschn. 2] die MAXWELL-Gleichungen numerisch gelöst.

Zur Simulation wurden die mit dem CAD-Programm<sup>3</sup> *Autodesk Inventor* [Inv] erstellten Geometrien des zu simulierenden Magneten importiert. Nach Zuweisung der Materialeigenschaften der importierten Komponenten werden die Spulen mit ihrer jeweiligen Windungszahl und ihrem maximalen Strom hinzugefügt.

Während des Simulationsprozesses werden die MAXWELL-Gleichungen numerisch gelöst und somit die magnetische Feldstärkeverteilung erhalten. Für die Bestimmung des Feldgradienten wird eine Achse  $o$  definiert (siehe Abbildung 5.3), die horizontal durch den Mittelpunkt des Magneten geht, also einer der Koordinatenachsen  $x$  oder  $z$  entspricht. Ebenfalls ist in der Abbildung 5.3 der erwartete Verlauf der magnetischen Flussdichte  $B$  in Abhängigkeit von der Position auf der Achse  $o$  gezeigt. Nach der Theorie – ausgedrückt durch Gleichung (2.10) – steigt die Flussdichte linear mit der Position auf der Achse. Allerdings sollte die Kurve ab dem Punkt wieder fallen, an dem der Abstand zweier benachbarter Polschuhe entlang der zur Achse  $o$  orthogonalen Achse minimal ist. An diesem Punkt endet der Polschuh – also auch dessen hyperbelförmiger Verlauf – sodass die Flussdichte wegen des steigenden Abstands kleiner wird.

Eine Auswertung der aus den Simulationen erhaltenen magnetischen Flussdichten entlang dieser Achse liefern die in Abbildung 5.4 gezeigten Graphen, aus denen über die Steigung der angepassten Geradenfunktion der Feldgradient  $g_{\max}$  bestimmt werden kann.

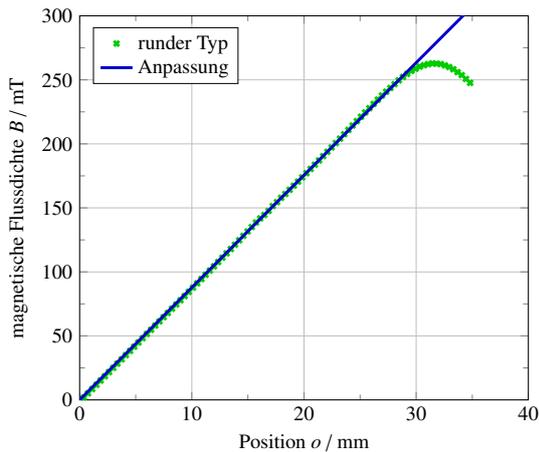


**Abbildung 5.3:** Skizze eines Quadrupolmagneten mit eingezeichneter Achse  $o$ , entlang derer die magnetische Flussdichte bei den CST-Simulationen ausgewertet wird. Der Punkt  $*$  markiert die Position, an der zwei benachbarte Polschuhe die geringste Entfernung zueinander haben und die Polschuhe enden. Der Verlauf der magnetischen Flussdichte  $B$  entlang der Achse  $o$  ist rechts dargestellt. Die Flussdichte steigt linear mit fortlaufender Position auf der Achse. Am Punkt  $*$  fällt die Flussdichte ab, da sich ab diesem Punkt der Abstand zwischen den benachbarten Polschuhen, der die Stärke der Flussdichte bestimmt, wegen des aus konstruktiven Gründen des Magneten endenden hyperbelförmigen Polschuhs stark vergrößert. Der Abfall kann auch schon kurz vor dem Punkt  $*$  auftreten, da der Polschuh konstruktionstechnisch auch schon vor dessen Ende nicht mehr eine Hyperbelform aufweisen muss.

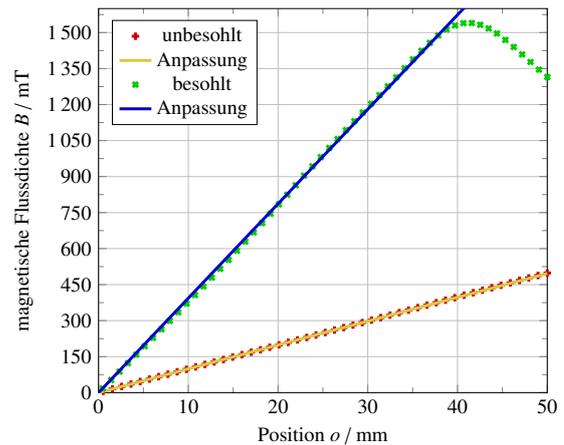
In Abbildung 5.4(a) ist der simulierte Feldverlauf für den runden Quadrupol gezeigt. Ausgehend von der Mitte der Auswertungskurve (Position  $o = 0$  mm), steigt die Flussdichte  $B$  linear an. Gegen Ende der

<sup>2</sup> Im Englischen auch als *Mesh* bezeichnet.

<sup>3</sup> CAD von engl. *computer-aided design*, zu Deutsch rechnerunterstütztes Konstruieren.



(a) Runder Quadrupol.



(b) Quadratischer Quadrupol.

**Abbildung 5.4:** Simulationen zum Feldgradienten der Quadrupolmagnete. Dargestellt ist der Verlauf der magnetischen Flussdichte  $B$  entlang der Position  $o$ .

Kurve ( $o \approx 30$  mm) fällt die Flussdichte wieder ab. Dieses Verhalten entspricht den Erwartungen.

Um nun den Gradienten  $g_{\max}$  zu bestimmen, wird eine Ursprungsgerade an die Datenpunkte angepasst. Die Steigung der Geraden liefert den Gradienten. Da der Kurvenverlauf nicht durchgängig linear ist, muss ein Bereich gewählt werden, in dem die Anpassung ausgeführt werden soll. Eine sinnvolle Wahl ist, für die Anpassung der Geraden nur Positionen kleiner als 27 mm zu berücksichtigen.

Die unter Berücksichtigung der eben genannten Einschränkungen durchgeführte Anpassung führt zu einem Gradienten von  $g_{\max}^{\text{sim}} = (8,78 \pm 0,01) \text{ T/m}$ , was sich mit durch die vorhergehenden Überlegungen und generellen Abweichungen zwischen idealisierten Simulationen und der Realität mit dem Wert aus dem Datenblatt deckt.

Die simulierten Feldverläufe des quadratischen Quadrupols in besohlter und unbesohlter Form sind in Abbildung 5.4(b) dargestellt. Der Verlauf der beiden Kurven ähnelt dem des runden Quadrupols. Im unbesohlenen Fall tritt das Abknicken und Abfallen der Kurve bei einer größeren Breite auf als im besohlenen und ist nicht mehr dargestellt. Um den Gradienten zu bestimmen, wird wieder die schon beim runden Quadrupol genutzte Methode angewendet.

Im Fall des unbesohlenen Magneten hat die Steigung der Geraden und somit der Gradient einen Wert von  $g_{\max}^{\text{sim}} = (9,93 \pm 0,01) \text{ T/m}$  und ist somit etwas kleiner als der Wert aus dem Datenblatt.

Der aus der Steigung der Geraden bestimmte Gradient des besohlenen Magneten hat einen Wert von  $g_{\max}^{\text{sim}} = (39,4 \pm 0,1) \text{ T/m}$  und ist demnach in guter Übereinstimmung mit der Erwartung einer vierfachen Steigung des unbesohlenen Magneten.

Generell zeigt sich bei den Ergebnissen der Simulationen, dass diese sich innerhalb der Fehler nicht mit den erwarteten Werten decken. Dies kann zum Teil daran liegen, dass die aus dem CAD-Modell übernommenen Polschuhe aus konstruktiven Gründen nicht auf der gesamten Breite die Form einer Hyperbel haben, sondern sich dieser Form vor allem zum Ende eines Polschuhs nur annähern. Die Abweichungen zur idealen Form sind jedoch eher vernachlässigbar, können sich jedoch schon in den Werten der durch die Simulation gefundenen Gradienten äußern. Diese dienen aber auch nur der groben Verifikation der Angaben auf den Datenblättern der Quadrupolmagneten. Da die Ergebnisse jeweils unterhalb der Angabe in den Datenblättern liegen, wie durch die Abweichungen der Polschuhformen erwartet, können diese als korrekt angesehen werden.

## 5.1.2 Dipolmagnete

In der neuen Strahlführung werden vier verschiedene Dipolmagnettypen eingesetzt. Zum einen ist dies ein Dipolmagnet, der den Elektronenstrahl im Syli-Keller ablenkt, um den Platz im Keller wie geplant nutzen zu können. Ferner kommen drei verschiedene Typen von Dipolmagneten als Korrektormagnete zum Einsatz. Einer davon ist wassergekühlt und etwas größer als die beiden anderen luftgekühlten.

### Dipol

Als Ablenkmagnet wird der nicht mehr verwendete Paarspektrometermagnet aus dem ehemaligen Detektortestareal am Booster-Synchrotron verwendet. Vorteil dieses Magneten ist dessen Eigenschaft, magnetische Flussdichten bis zur Sättigungsgrenze von etwa zwei Tesla zu erzeugen, ohne dabei supraleitende Technologie einsetzen zu müssen. Die hohen Flussdichten sind nötig, um den hochenergetischen Elektronenstrahl um einen signifikanten Winkel ablenken zu können. Die Eigenschaften des Magneten, der in Abbildung 5.5 zu sehen ist, sind wegen fehlender Datenblätter nicht bekannt. Daher wurde die Windungszahl der wassergekühlten Spulen experimentell bestimmt, indem die magnetische Flussdichte in Abhängigkeit des Spulenstroms gemessen wurde.

Abbildung 5.6 zeigt das Ergebnis der Messung. Zunächst wurde die magnetische Flussdichte bei steigendem Spulenstrom aufgenommen, dann wurde dies auch bei fallendem Spulenstrom gemacht. Dem Verlauf der beiden Messreihen kann entnommen werden, dass für diesen Magneten Hystereseffekte kaum eine Rolle spielen, da beide Punkteverläufe im Rahmen ihrer Fehler übereinstimmen. Ab einem Strom von 200 A tritt ein Sättigungseffekt auf, was am Verlauf der Kurve gut zu erkennen ist. Der Magnet hat einen Polschuhabstand von 60 mm. Nach Gleichung (2.7) kann mit einer Geradenanpassung an den linearen Teil der Messkurve die Windungszahl  $n$  bestimmt werden; in diesem Fall ergibt sich ein Wert von  $n = 452 \pm 9$ .

Für die neue externe Strahlführung ist ein Ablenkwinkel von mindestens  $12^\circ$  nötig, um den Kellerraum wie geplant nutzen zu können. Insbesondere ist damit die Positionierung des Strahlvernichters im hinteren Teil des Raums und die Nutzung des vorderen Teils als Kontroll- und Vorbereitungsraum möglich.

Mit den Bezeichnungen von Abbildung 2.3 sowie Gleichung (2.9) ergibt sich bei einer effektiven Länge<sup>4</sup> von  $l_{\text{eff}} = 1\,520$  mm und dem angestrebten Winkel bei einer Energie von 3,2 GeV eine nötige Flussdichte von  $B = 1,46$  T, was einem Strom von ungefähr 150 A entspricht. Die Daten des Magneten sind in Tabelle 5.2 zusammengefasst.

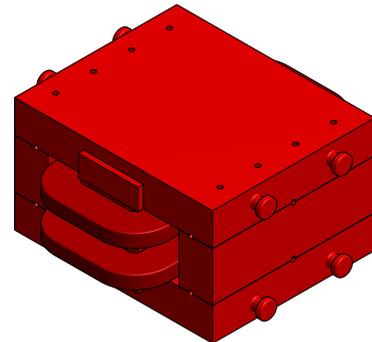
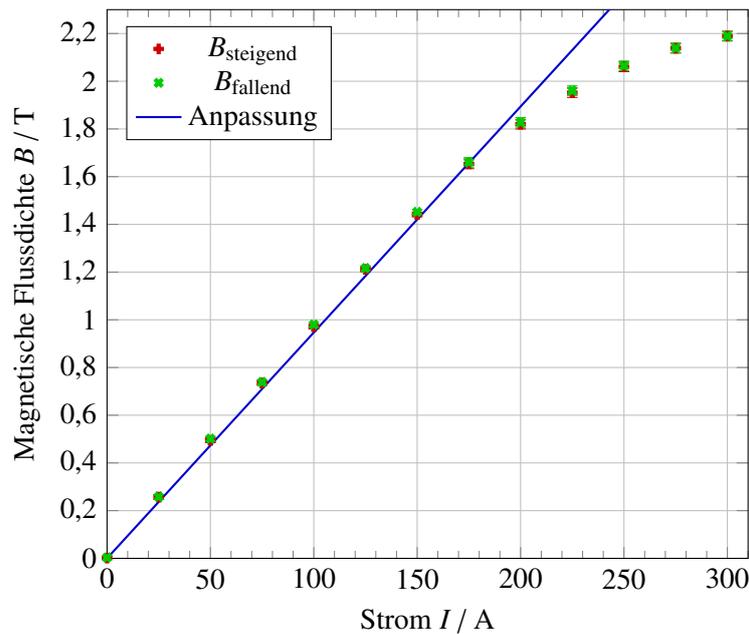


Abbildung 5.5: Darstellung des eingesetzten Dipols.

### Korrektordipol, wassergekühlt

Der in Abbildung 5.7(a) gezeigte Dipolmagnet ist ein wassergekühlter Korrektormagnet, wie er auch in der bestehenden externen Strahlführung eingesetzt wird. Der Magnet wird als horizontal ablenkender Korrektor – und somit als erster Magnet hinter dem Hauptseptum und daher noch im Beschleunigertunnel – genutzt. Im Gegensatz zu den anderen Korrektoren ist er der einzig wassergekühlte, wodurch er für einen Strom von bis zu 250 A geeignet ist. Dadurch kann der Strahl beim wassergekühlten Dipol im Vergleich zu den anderen beiden Modellen in einem größeren Winkelbereich horizontal abgelenkt werden

<sup>4</sup> Die Bestimmung dieser Länge erfolgte über eine Simulation des Feldverlaufs. Das Ergebnis ist in Abbildung 5.9(f) gezeigt. Eine ergänzende Messung mit einer HALL-Sonde zeigte einen schnellen Abfall der Flussdichte in einem Bereich von 20 mm nach Ende der Polschuhe, wonach mit keinen weit aus dem Magneten ragenden Randfeldern gerechnet werden muss.



**Abbildung 5.6:** Magnetische Flussdichte  $B$  des Ablenkmagneten in Abhängigkeit der Stromstärke  $I$ . Gemessen wurde einmal mit steigendem und einmal mit vom maximalen Strom ausgehend fallendem Strom. An den linearen Teil wurde eine Gerade angepasst, aus der die Windungszahl bestimmt werden kann.

Breite $\times$ Höhe	1 830 mm $\times$ 1 070 mm
Länge	1 500 mm
Polschuhabstand $h$	60 mm
Länge Eisenjoch $l$	1 380 mm
Effektive Länge $l_{\text{eff}}$	(1 520 $\pm$ 9) mm
Windungszahl $n$	452 $\pm$ 9
Max. Strom $I_{\text{max}}$	400 A

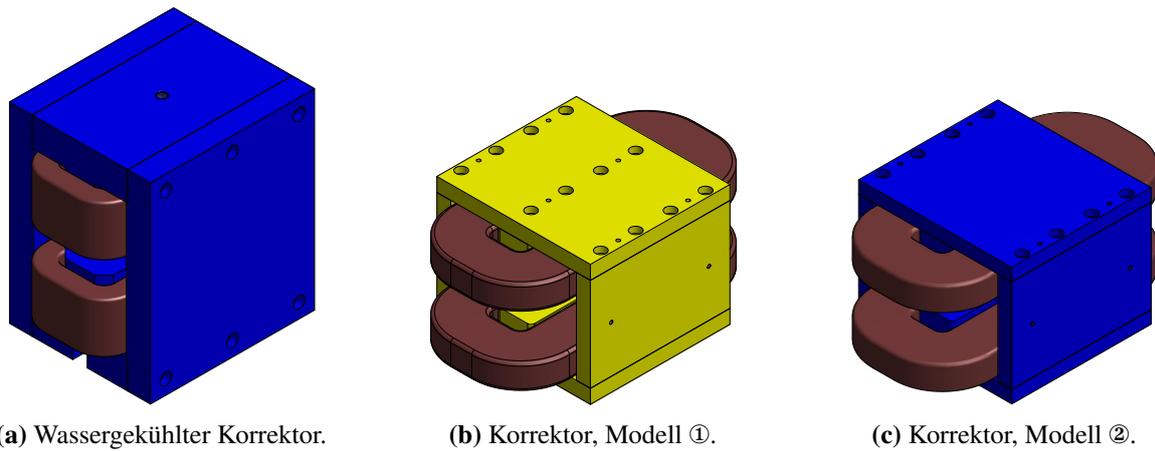
**Tabelle 5.2:** Eigenschaften des verwendeten Dipolmagneten.

(siehe Tabelle 5.3). Dies ist unter Umständen nötig, da der Winkel, unter dem der Strahl aus dem Septum kommt, zum Zeitpunkt der Planungen und auch des Einbaus der ersten Magneten nicht genau bekannt ist. Mit einem maximalen Ablenkwinkel bei einer Energie von 3,2 GeV von  $(20,0 \pm 0,3)$  mrad sollte die eventuell benötigte Ablenkung gewährleistet sein, was auch Erfahrungen im Betrieb an der bestehenden externen Strahlführung zeigen.

Obwohl der Magnet mit einer Höhe von 400 mm und einer Länge von 340 mm recht groß ist, kann er im Tunnel an einem Gestell von der Decke abgehängt werden, ohne den Durchgang zu versperren.

### Korrektordipole, Modell ① und Modell ②

Es stehen zwei weitere Typen von Korrektormagneten zur Verfügung, welche sich geometrisch kaum unterscheiden. Im Folgenden werden sie mit Modell ① und Modell ② bezeichnet (siehe Abbildung 5.7(b) und Abbildung 5.7(c)). Die Spulen sind jeweils luftgekühlt. Wegen fehlender Datenblätter, müssen die Windungszahlen experimentell ermittelt werden, damit die Magneten vollständig charakterisiert werden können und beispielsweise bei der Ansteuerung der Magneten der aktuelle Ablenkwinkel angegeben



**Abbildung 5.7:** In der Strahlführung verwendete Korrektordipolmagnete.

werden kann. Dazu wird die Abhängigkeit der magnetischen Flussdichte vom Spulenstrom untersucht. In Abbildung 5.8 sind die beiden Messungen gezeigt. Es zeigt sich jeweils ein linearer Verlauf ohne Sättigungseffekte. Nach Gleichung (2.7) ergeben sich mit den jeweiligen Polschuhabständen, welche in Tabelle 5.3 neben weiteren Daten der Korrektordipolmagnete zu finden sind, die Windungszahlen

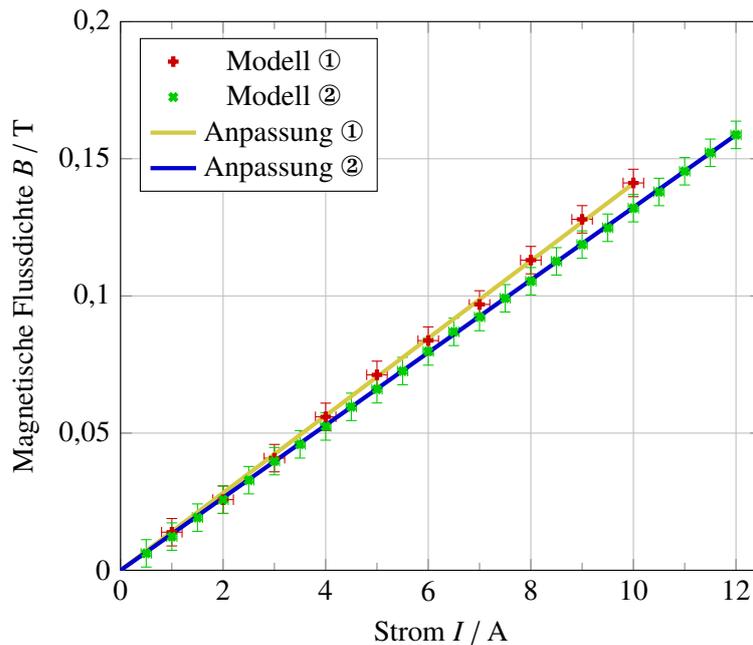
$$n_{\text{①}} = 705 \pm 23 \quad \text{und} \quad n_{\text{②}} = 546 \pm 21 \quad .$$

Dipol-Typ	wassergekühlt	Modell ①	Modell ②
Breite $\times$ Höhe	292 mm $\times$ 400 mm	220 mm $\times$ 175 mm	220 mm $\times$ 171 mm
Länge	340 mm	200 mm	200 mm
Polschuhabstand $h$	50 mm	63 mm	52 mm
Länge Eisenjoch $l$	340 mm	200 mm	200 mm
Effektive Länge $l_{\text{eff}}$	(385 $\pm$ 5) mm	(244 $\pm$ 5) mm	(245 $\pm$ 5) mm
Windungszahl $n$	88	705 $\pm$ 23	546 $\pm$ 21
Max. Strom $I_{\text{max}}$	250 A	10 A	12
Max. Ablenkwinkel $\theta_{\text{max}}$	(20,0 $\pm$ 0,3) mrad	(3,2 $\pm$ 0,1) mrad	(3,6 $\pm$ 0,1) mrad

**Tabelle 5.3:** Eigenschaften der verwendeten Korrektordipolmagnete.

Zur Bestimmung der effektiven Länge der beiden Korrektordipole wird zunächst an verschiedenen longitudinalen Positionen im Magnet der Zusammenhang zwischen Strom und magnetischer Flussdichte gemessen. Von der Mitte des Magneten ausgehend wird in eine Richtung alle 10 mm eine solche Kurve aufgenommen. Dann werden die Steigungen der einzelnen Kurven, die ähnlich wie die in Abbildung 5.8 gezeigten verlaufen, bestimmt. Diese sind ein Maß für die maximal erreichbaren Flussdichten an den verschiedenen Positionen im Magneten. Nun können die erhaltenen Steigungen – als auf die maximale Flussdichte normierte Flussdichte  $N$  – gegen die Position  $s$  aufgetragen werden (siehe Abbildung 5.9). Der Verlauf der Messwerte kann durch eine sogenannte *Sigmoidfunktion* [Don15, Abschn. 7.1] angenähert werden, die Sättigungsverhalten beschreibt. Daher wird an die Mess- und Simulationsdaten eine Funktion

$$N(s) = \frac{\tilde{a}}{1 + \tilde{b} \exp(\tilde{c} s)} \quad (5.1)$$



**Abbildung 5.8:** Magnetische Flussdichte  $B$  der beiden Korrektordipolmagnete in Abhängigkeit der Stromstärke  $I$ . An die Messpunkte wurden jeweils Geraden angepasst, aus deren Steigung die Windungszahl bestimmt werden kann.

mit den Parametern  $\tilde{a}$ ,  $\tilde{b}$  und  $\tilde{c}$  angepasst, aus der über Integration die effektive Länge  $l_{\text{eff}}$  (Gleichung (2.8)) über

$$l_{\text{eff}} = \frac{2}{\tilde{a}} \int_{-\infty}^m N(s) \, ds = \frac{2}{\tilde{c}} \ln \left( \frac{\exp(\tilde{c} s)}{1 + \tilde{b} \exp(\tilde{c} s)} \right) \Bigg|_{-\infty}^m = \frac{2}{\tilde{c}} \left( \ln \left( \frac{\exp(\tilde{c} m)}{1 + \tilde{b} \exp(\tilde{c} m)} \right) - \ln \left( \frac{1}{\tilde{b}} \right) \right)$$

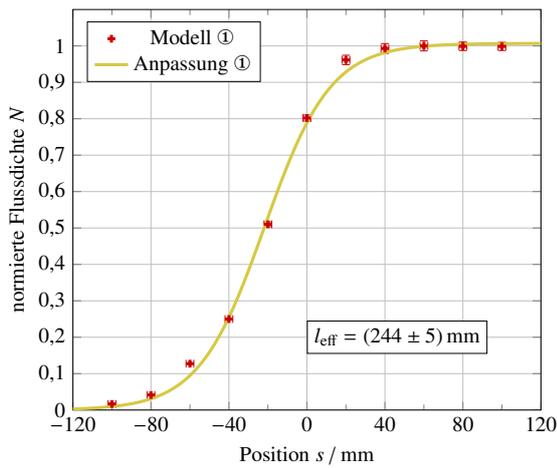
gewonnen wird. Die Integration erfolgt hier nur bis zur Mitte  $m$  des Magneten.

### 5.1.3 Fluoreszenzschirme

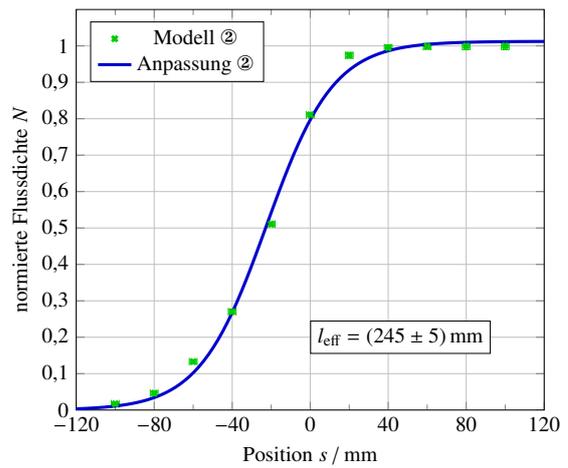
Während in Speicherringen grundsätzlich keine strahlzerstörenden Diagnoseelemente eingebaut werden, können in externen Strahlführungen ebensolche genutzt werden. Gut untersucht ist das Verhalten von Fluoreszenzschirmen aus Keramik. Dabei wird bei Schirmen im Vakuum meist auf Aluminiumoxid  $\text{Al}_2\text{O}_3$ , einen farblosen Feststoff zurückgegriffen. Ebenso häufig – auch in der Strahlführung X3ED – wird mit Chrom dotiertes Aluminiumoxid  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Cr}$ , durch den Anteil an Chrom rosa gefärbt, eingesetzt, da die Abgasrate des Materials extrem gering [Wil96, Abschn. 10.1] ist.

Diese Keramiken – das Material ist auch unter dem Namen *Chromox* bekannt – sind lichtdurchlässig und weisen einen Extinktionskoeffizienten<sup>5</sup> von  $(0,8 \pm 0,1) \, 1/\text{mm}$  [Joh90] bei den Wellenlängen des Fluoreszenzlichts auf. Die Dicke des Schirmmaterials ist daher entscheidend, um Teilchenstrahlen geringer Intensität beobachten zu können. Dabei ist es möglich, Teilchenfluenzen von bis zu  $1 \cdot 10^9 \, 1/\text{cm}^2$  pro Puls sichtbar zu machen. Ein weiterer Vorteil von *Chromox* ist dessen Strahlenbeständigkeit; Schäden wurden erst ab einer Elektronenfluenz von  $2 \cdot 10^{18} \, 1/\text{cm}^2$  [Joh90] beobachtet.

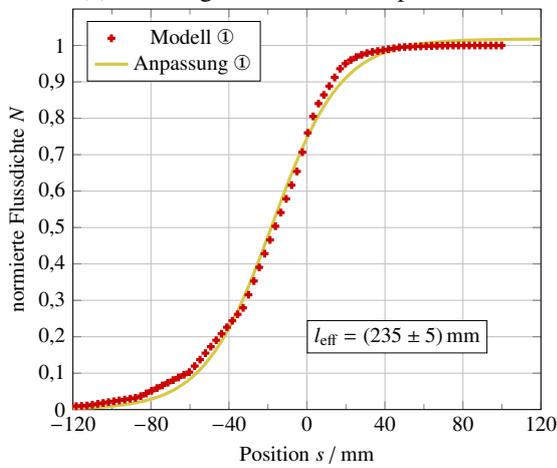
<sup>5</sup> Der Extinktionskoeffizient ist ein Maß für die Schwächung der Intensität elektromagnetischer Strahlung einer bestimmten Wellenlänge beim Durchgang durch ein Medium. Die Intensität nimmt dabei nach dem LAMBERT-BEERSCHEN Gesetz exponentiell mit der Dicke des durchstrahlten Mediums ab. [LPP09, Abschn. XXV]



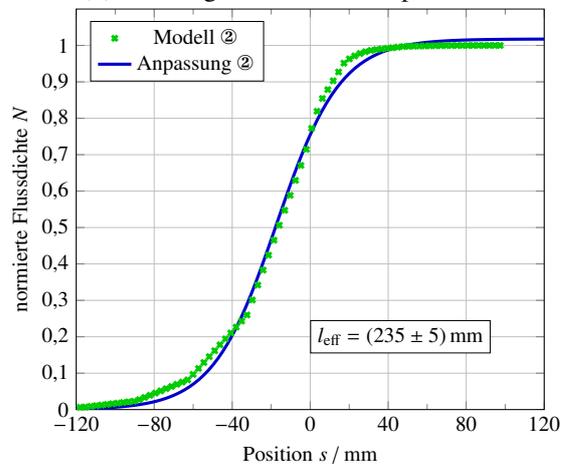
(a) Messung zum Korrektordipol ①.



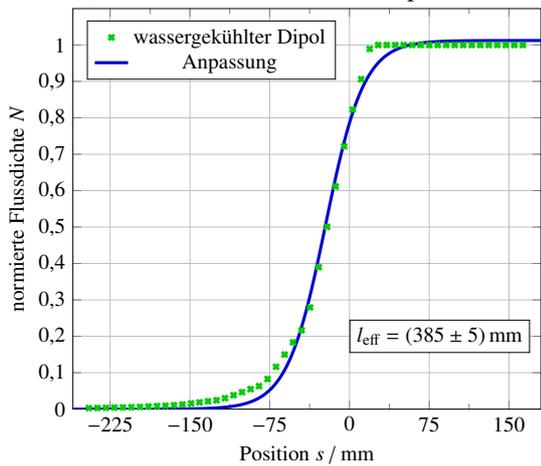
(b) Messung zum Korrektordipol ②.



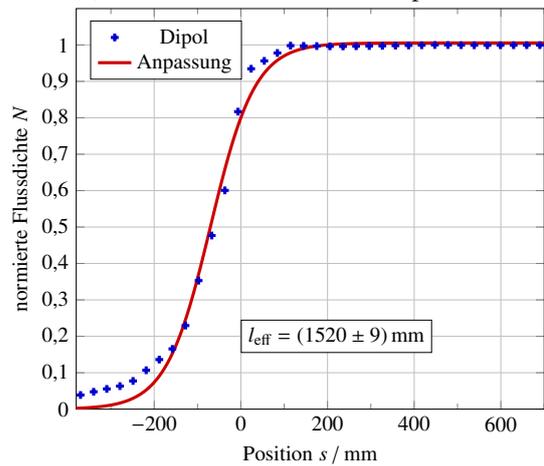
(c) Simulation zum Korrektordipol ①.



(d) Simulation zum Korrektordipol ②.



(e) Simulation zum wassergekühlten Korrektor.



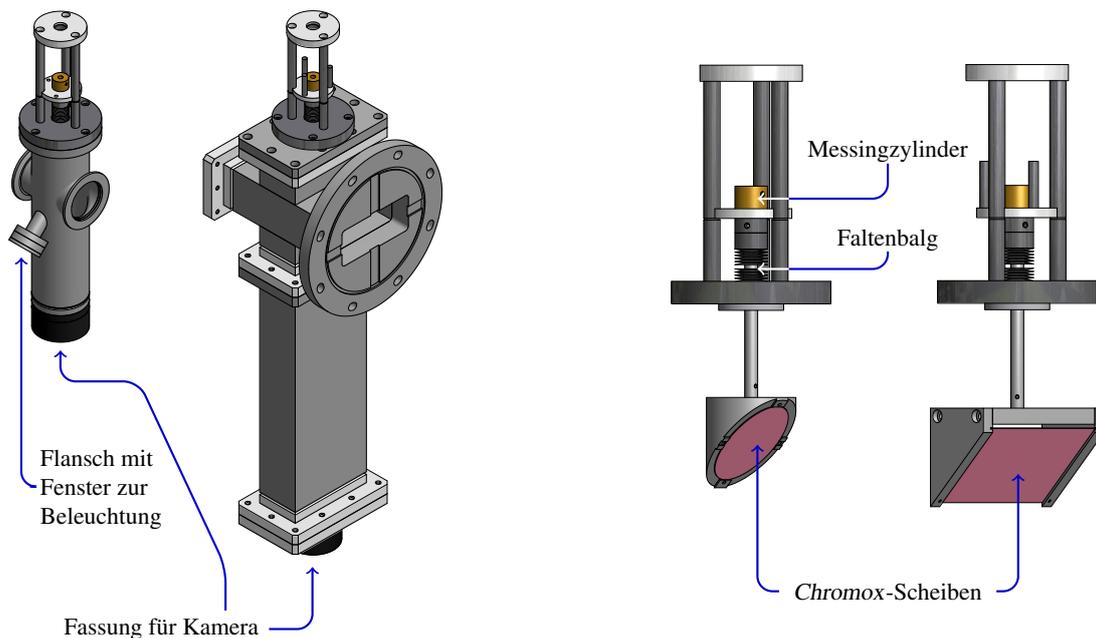
(f) Simulation zum Dipolmagneten.

**Abbildung 5.9:** Ermittlung der effektiven Länge  $l_{\text{eff}}$  der Dipolmagnete. Aufgetragen ist die longitudinale Position  $s$  des Magneten gegen die normierte Flussdichte  $N$ . Angepasst wurde die Funktion aus Gleichung (5.1). Durch die Nutzung des adaptiven *Mesh* bei den Simulationen können die Daten zum Teil nur linear interpoliert sein.

Um Strahlbreiten im Bereich von einigen Millimetern durch ein Kamerasystem samt geeigneter Software bestimmen zu können, sind Schirmdicken in der Größenordnung von 1 mm eine sinnvolle Wahl. Fehler der beobachteten Strahlbreiten aufgrund der Dicke des Schirms, wenn dieser um die Horizontale des Strahlkoordinatensystems gekippt ist, sind vernachlässigbar. Erst wenn die Dicke des Schirms größer ist als die Strahlbreite, tritt eine Verzerrung der Strahlbildes auf. [Joh88]

Für die Bestimmung der Strahlbreite mithilfe eines Bildverarbeitungsprogramms muss das Intensitätsprofil des Strahlflecks möglichst gut abgebildet werden. Dies ist erfüllt, da in guter Näherung ein linearer Zusammenhang zwischen Strahlintensität und Lichtausbeute besteht [Joh90]. Für Nichtlinearitäten ist eher der Rest des optischen Systems verantwortlich.

Generell sind Fluoreszenzschirme wegen ihrer Nachleuchtdauer von bis zu einigen Sekunden nicht zur zeitlichen Auslösung der Strahlstruktur der meisten Beschleuniger geeignet.



(a) Zu sehen ist links der kleine Monitor mit einem elliptischen Schirm und rechts der Rechteckschirm für den Einbau nach dem Ablenkdiplomagneten. Am jeweils unteren Ende der Konstruktion wird die Kamera zur Beobachtung des Schirms montiert. Ein Rohrstützen mit einem Flansch mit einem Fenster ermöglicht die Beleuchtung des Schirms.

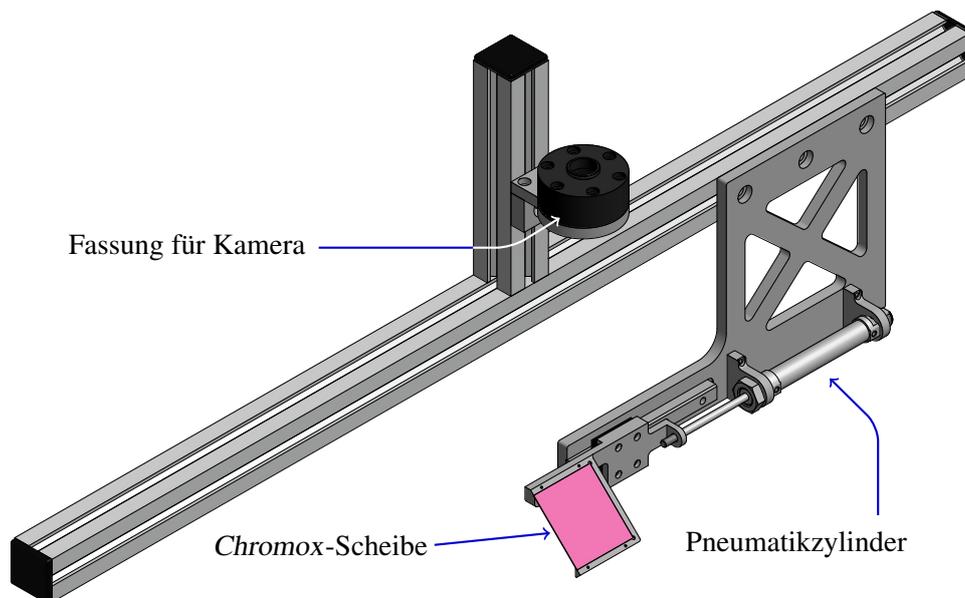
(b) Die Verfahrenseinheiten des kleinen Monitors (links) und des Rechteckmonitors (rechts). Die jeweils am Messingzylinder angreifenden Pneumatikzylinder sind nicht dargestellt. In der gezeigten Ansicht käme der Elektronenstrahl von rechts vorne und träfe die *Chromox*-Scheiben auf der hier sichtbaren Seite.

**Abbildung 5.10:** Die beiden in der Strahlführung genutzten Strahlschirmmodelle. Jeweils maßstabsgetreu sind zum einen die zum Anschluss an die Vakuumkammer fertig montierten Monitore (Abbildung 5.10(a)) und zum anderen die Verfahrenseinheit mit *Chromox*-Scheibe (Abbildung 5.10(b)) gezeigt.

In Abbildung 5.10 sind die in der Strahlführung installierten Monitortypen abgebildet. Drei der insgesamt vier verbauten Schirme haben elliptische *Chromox*-Scheiben, während der hinter dem Ablenkdiplomagneten verbaute Schirm rechteckig ist, um den dort divergenten Strahl besser erfassen zu können. Die *Chromox*-Scheiben, deren Maße in Tabelle 5.4 zu finden sind, sind jeweils so an einer pneumatisch fahrbaren Aufhängung montiert, dass sie um  $45^\circ$  in Richtung des einfallenden Strahls gekippt sind. Damit kann der Strahl in sehr guter Näherung verzerrungsfrei abgebildet werden. Um den Strahl beobachten zu können, wird der Schirm in das Strahlrohr eingefahren und das Bild mit einer unter

dem Strahlrohr befestigten Kamera aufgenommen. Um aus den mit der Kamera aufgenommenen Bildern den Mittelpunkt der Schirme auf dem Kamerabild bestimmen zu können (siehe Abschnitt 7.2.3), kann der Schirm beleuchtet werden.

Ein weiterer Monitortyp mit einem fast quadratischen Schirm und einer Kamera, die oberhalb des Schirms angebracht ist, ist für den Betrieb außerhalb des Vakuums vorgesehen (siehe Abbildung 5.11). Er ist direkt vor dem Strahlvernichter befestigt. Der Schirm wird mithilfe eines Pneumatikzylinders seitlich in den Strahl gefahren. Eine fest positionierte Kamera kann dann das Strahlabbild aufnehmen.



**Abbildung 5.11:** Schirm S5 samt Gestell. Die obere Stange (hier verkürzt dargestellt) ist direkt vor dem Strahlvernichter befestigt. Die Fassung für die Kamera und der Halter für den Pneumatikzylinder samt Verfahrenheit sind jeweils an der Stange angebracht. Die *Chromox*-Scheibe würde in der gezeigten Ansicht von einem von rechts vorne einfallenden Elektronenstrahl getroffen. Die Kamera ist über dem Schirm montiert. Ein Foto des Aufbaus findet sich in Abbildung 6.7.

Schirm	Scheibenform	Breite × Höhe × Dicke
S1, S2, S4	elliptisch	23 mm × 32 mm × 0,5 mm
S3	rechteckig	92 mm × 65 mm × 0,5 mm
S5	rechteckig	60 mm × 65 mm × 0,5 mm

**Tabelle 5.4:** Maße der drei verwendeten *Chromox*-Scheiben. Die Dicke der Scheiben ist bei den minimal erreichbaren Strahlbreiten klein genug, um keine Verzerrung des Strahlbildes zu verursachen.

#### 5.1.4 Intensitätsresonator

Für die nicht destruktive Messung des externen Strahlstroms wird ein Hohlraumresonator genutzt. Dabei regt der Strahl im Resonator eine elektromagnetische Schwingung an. Durch eine Schleife im Innenraum des Resonators kann ein zum Strahlstrom proportionales Signal ausgekoppelt werden. Dieses Verfahren funktioniert wegen der quadratischen Abhängigkeit der ausgekoppelten Leistung nur bei großen Strahlströmen. Bei sehr niedrigen Strömen können die durch den Elektronenstrahl erzeugten Signale nicht mehr vom Untergrundsignal getrennt werden.

## Kenngrößen von Hohlraumresonatoren

Ein Hohlraumresonator<sup>6</sup> ist ein Hohlraum mit elektrisch leitenden Wänden, in dem sich bei bestimmten Frequenzen definierte Konfigurationen von elektromagnetischen Wechselfeldern ausbilden, die als *Moden* bezeichnet werden. Deren Frequenz und räumliche Feldverteilung ergeben sich durch Lösen der MAXWELL-Gleichungen unter Berücksichtigung der geometrischen Randbedingungen des Hohlraums. Aufgrund der Randbedingung, dass an den elektrisch leitenden Wänden die elektrischen Feldkomponenten parallel zur Wandoberfläche und die magnetischen senkrecht dazu verschwinden, wird zwischen TM-Moden (Transversal Magnetisch), bei denen das elektrische Feld ausschließlich Komponenten in longitudinaler Richtung besitzt und nur magnetische Feldkomponenten senkrecht dazu aufweist, und TE-Moden (Transversal Elektrisch), bei denen es sich bei der Feldausrichtung genau umgekehrt verhält, unterschieden.

Für die Intensitätsdiagnose sind TM-Moden interessant, da durch diese dem Strahl, der den Hohlraumresonator longitudinal durchdringt, Energie entzogen werden kann. Daher eignen sich besonders Moden mit einem ausgeprägten elektrischen Feld parallel zur Bewegungsrichtung des Elektronenstrahls; zum Beispiel die  $TM_{m0}$ -Mode. Bei dieser tritt – repräsentiert durch den Index  $p = 0$  – im idealisierten Fall keine Änderung der elektrischen Feldstärke entlang der longitudinalen Achse auf. Der Index  $m$  gibt die Perioden in azimuthaler Richtung an,  $n$  beschreibt die Zahl der Halbwellen in radialer Richtung.

Im Fall des Intensitätsresonators wird die  $TM_{010}$ -Mode genutzt, da diese eine kreissymmetrische Feldverteilung um die Resonatorachse aufweist, weil wegen  $m = 0$  die azimuthale Abhängigkeit verschwindet. Das Feld durchläuft aufgrund des Indizes  $n = 1$  in radialer Richtung genau eine Halbwelle und ist auf der Symmetrieachse maximal.

Viele Eigenschaften eines Resonators lassen sich durch ein Ersatzschaltbild – einen extern angeregten LCR-Parallelschwingkreis – erläutern. Jede Mode lässt sich über die sogenannte *Güte* charakterisieren. Ist der Resonator nicht von außen beschaltet, gibt die sogenannte Leerlaufgüte  $Q_0$  dessen Eigenschaft an, in den Feldern gespeicherte Energie zu halten. Sie wird über den Quotienten aus der im Resonatorfeld gespeicherten Energie  $W$  und der Verlustleistung  $P_V$  pro Schwingungsperiode  $T$  definiert [Jac98, Abschn. 8.8]:

$$Q_0 = \frac{2\pi W}{T P_V} .$$

Bei einem mit einer zusätzlichen externen Last verschalteten Resonator, wird auch dessen Güte beeinflusst. Die unbelastete Güte  $Q_0$  sinkt durch die zusätzlich auftretende externe Güte  $Q_{\text{ext}}$  auf die sogenannte belastete Güte  $Q_L$  [Kla76, Abschn. III.4]

$$\frac{1}{Q_L} = \frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_{\text{ext}}} .$$

Eine höhere Güte bedeutet, dass es bei gleicher gespeicherter Energie länger dauert, bis die Schwingung aufgrund der Verluste auf einen bestimmten Wert abgeklungen ist. Die Resonanzkurve des Resonators – die Kurve, die sich bei Auftragung der Erregerfrequenz gegen die Schwingkreissspannung ergibt – hat eine endliche volle Halbwertsbreite  $\Delta\omega_H$ , die mit steigender Güte gemäß

$$Q_L = \frac{\omega_0}{\Delta\omega_H}$$

kleiner wird. [Jac98, Abschn. 8.8]

<sup>6</sup> Hohlraumresonatoren werden häufig auch mit dem englischen Begriff *Cavity* bezeichnet.

Bei äußerer Kopplung, die beispielsweise durch eine Schleifenkopplung<sup>7</sup> umgesetzt wird, definieren die Eigenschaften des Kopplungsnetzwerks die Stärke der Kopplung. Im Fall von kritischer Kopplung ( $\kappa = 1$ ) wird die gesamte Leistung in den Resonator eingekoppelt und es gibt keine Reflexionen. Für unterkritische ( $\kappa < 1$ ) und überkritische ( $\kappa > 1$ ) Kopplung kommt es jeweils zur teilweisen Reflexion der eingekoppelten Leistung. Die belastete Güte kann dann über

$$Q_L = \frac{Q_0}{\kappa + 1}$$

ausgedrückt werden [Kla76, Abschn. III.4].

Neben der Resonanzfrequenz ist die Shuntimpedanz  $R_S$  eine wichtige Größe einer Resonatormode. Diese setzt in Analogie zum Ohmschen Gesetz die Resonatorspannung  $U$  eines Resonators in Zusammenhang mit der Verlustleistung  $P_V$ . Dabei wird die Resonatorspannung  $U$  aus dem Integral der elektrischen Feldstärke  $E(s)$  über die Resonatorlänge  $L$  erhalten.

$$R_S = \frac{U^2}{2 P_V} = \frac{1}{2 P_V} \left( \int_{-L/2}^{L/2} E(s) ds \right)^2$$

Da sich die Felder im Resonator zeitlich verändern, erfährt ein ultra-relativistisches Teilchen eine effektive Beschleunigungsspannung  $U_{\text{eff}}$ , die stets kleiner als die Resonatorspannung  $U$  ist. Die effektive Shuntimpedanz  $R_S^{\text{eff}}$  ergibt sich mit dem sogenannten Laufzeitfaktor  $\Lambda$  zu [Wan08, Abschn. 2.2]:

$$R_S^{\text{eff}} = \Lambda \cdot R_S = \left( \frac{\int_{-L/2}^{L/2} E(s) \cos\left(\frac{\omega_0 s}{c}\right) ds}{\int_{-L/2}^{L/2} E(s) ds} \right)^2 \cdot R_S .$$

### Leistung der ausgekoppelten Hochfrequenzsignale

Das mittels Schleifenkopplung ausgekoppelte Signal eines Diagnoseresonators bei dessen Anregung durch den Teilchenstrahl hat die Leistung  $P_{\text{ext}}$  [Pus12, Abschn. 4.4]

$$P_{\text{ext}} = I_{\text{ext}}^2 B_B^2 R_S \frac{\kappa}{(1 + \kappa)^2} \frac{1}{1 + 4 Q_L^2 \left(\frac{\Delta\omega}{\omega_0}\right)^2} , \quad (5.2)$$

die unter anderem vom Strahlstrom  $I_{\text{ext}}$  abhängt. Ferner geht der Bunchfaktor<sup>8</sup>  $B_B$ , der von der Bunchlänge abhängt, sowie die Shuntimpedanz  $R_S$ , der Koppelfaktor  $\kappa$  und die belastete Güte  $Q_L$ , mit der dann auch eine Verstimmung des Resonators um  $\Delta\omega$  gegen die Resonanzfrequenz  $\omega_0$  berücksichtigt werden kann, mit ein.

<sup>7</sup> Bei der Schleifenkopplung erfolgt die Kopplung an das Magnetfeld eines Resonator.

<sup>8</sup> Der Bunchfaktor beschreibt die Struktur des Teilchenstrahls, der aus einzelnen Paketen – sogenannten *Bunchen* – besteht.

### Der genutzte Intensitätsresonator

Zur Messung des externen Strahlstroms in der externen Strahlführung der Hadronenphysikexperimente wurde im Rahmen einer früheren Arbeit [Klu94] ein Resonator konzipiert. Um den experimentellen Anforderungen, unter anderem mit deutlich kleineren externen Strömen, gerecht werden zu können, wurde ein neuer Resonator mit optimierter Resonatorgeometrie [Pat09; Sch09] sowie angepasster Messelektronik [Pus12] konzipiert und gebaut.

Die Kenndaten des mithilfe von Simulationen zur Optimierung der geometrischen und damit auch physikalischen Eigenschaften neu konzipierten Resonators sind in Tabelle 5.5 gezeigt. Eine Zeichnung des aus OFHC-Kupfer<sup>9</sup> gefertigten Resonators ist in Abbildung 5.12 zu sehen. Durch im Vergleich zum alten Resonatortyp geänderte *Nasenkegel* werden im Bereich der Symmetrieachse größere Feldstärken erreicht. Zwei Abstimmstempel erlauben die Feinabstimmung der Resonanzfrequenz durch das Verändern des Resonatorvolumens um kleine Beträge. Der maximale Frequenzhub beträgt 1,4 GHz [Pus12, Abschn. 7.2].

Größe	Messwert
Resonanzfrequenz $f_0$	$(1,49901 \pm 0,00001)$ GHz
Koppelfaktor $\kappa$	$1,025 \pm 0,010$
Leerlaufgüte $Q_0$	$17\,410 \pm 130$
Shuntimpedanz $R_S^{\text{eff}}$	$(2,94 \pm 0,16)$ M $\Omega$

**Tabelle 5.5:** Kenndaten des in der externen Strahlführung eingebauten Intensitätsresonators. Die Angaben wurden [Sch09] entnommen; das verwendete Exemplar ist dort unter der Nummer 2 geführt.

### 5.1.5 Vakuumpumpen

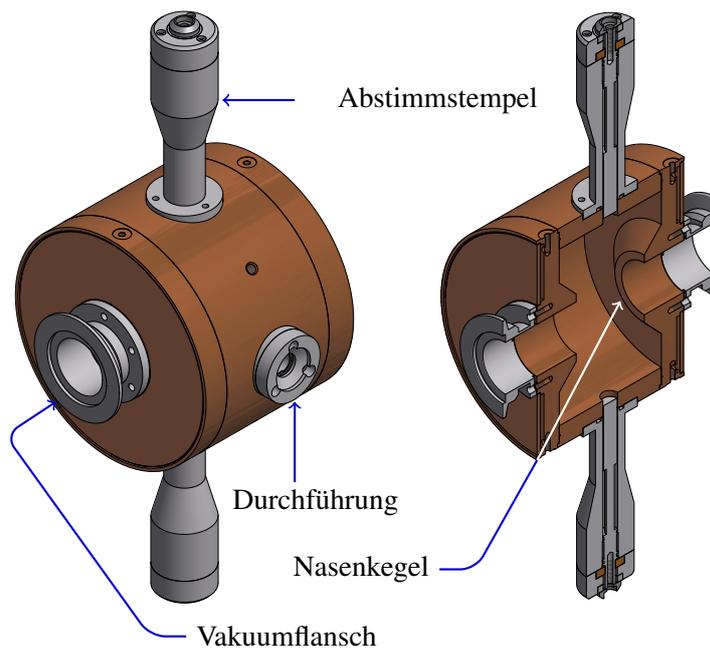
In Beschleunigern muss ein Vakuum herrschen, damit die umlaufenden Teilchen nicht durch Streuung an Restgasatomen verloren gehen. Insbesondere bei Kreisbeschleunigern, in denen die Teilchen sehr lange umlaufen, ist dies wichtig. Die erforderlichen Drücke liegen im Bereich von  $10^{-6}$  mbar bis  $10^{-10}$  mbar.

Die Wahl und Vorbereitung der Materialien der Vakuumkammer, die Art der eingesetzten Vakuumpumpen sowie ein eventuelles Ausheizen der Komponenten legt den erreichbaren Enddruck fest. Beim Evakuieren eines Vakuumrezipienten<sup>10</sup> werden zunächst die Moleküle innerhalb des Volumens abgesaugt, was in Abhängigkeit der Pumpleistung der angeschlossenen Pumpen zu einem zeitlich exponentiell abfallenden Druck führt. Im sich anschließenden Druckbereich, der durch die Desorption der Moleküle von der Oberfläche des Rezipienten dominiert ist, ist der Druck reziprok proportional zur Zeit. Bei Raumtemperatur dauert dieser Prozess mehrere Monate, bis sich der Bereich der Diffusion anschließt, in dem der Druckabfall reziprok zur Wurzel der Zeit beschrieben werden kann. [Del93, Abschn. 6.9] Allerdings ist für den im Beschleuniger vorherrschenden Druck von minimal  $10^{-9}$  mbar die Diffusion noch nicht dominant.

Um die Desorption der auf der Oberfläche angelagerten Moleküle zu verringern, kann die Vakuumkammer evakuiert und je nach Materialzusammensetzung der Bauteile auf bis zu 200 °C [Pup72, Abschn. 12.6] ausgeheizt werden. Durch dieses Ausheizen lösen sich Verunreinigungen von den Oberflächen, besonders aus der Luft kondensierter Wasserdampf, deutlich schneller als bei Raumtemperatur.

<sup>9</sup> Mit OFHC-Kupfer (*Oxygen Free High Conductivity*) wird sauerstofffrei geglühtes Kupfer hoher Leitfähigkeit bezeichnet.

<sup>10</sup> Bei ersten Versuchen mit Vakuum Mitte des 17. Jahrhunderts wurden zur besseren Beobachtung der Vorgänge im Vakuum Glasbehälter genutzt, die evakuiert wurden. Diese Behälter waren Arzneimittelflaschen, die *rezipienten* hießen; ein Ausdruck, der sich bis heute erhalten hat. [WAW82, Abschn. 1.1]



**Abbildung 5.12:** Zeichnung des Intensitätsresonators samt Schnittbild. Die im neuen Modell modifizierten Nasenkegel sind an den Öffnungen zu den Vakuumsflanschen erkennbar. Mit den beiden Abstimmstempeln kann die Resonanzfrequenz abgestimmt werden. Das Messsignal wird an der Durchführung ausgekoppelt.

Auswirkungen thermischer Längenausdehnungen im Bereich von Millimetern müssen bei durch Flansche zusammengesetzten Systemen durch entsprechende Maßnahmen abgefangen werden, damit keine Undichtigkeiten entstehen. [Hei14, Abschn. 6.2]

Zur Erzeugung des Vakuums werden je nach zu erreichendem Enddruck verschiedene Pumpenarten eingesetzt – in der Strahlführung werden jedoch nur drei Pumpentypen genutzt, deren Wirkungsweisen im Folgenden beschrieben werden.

### Ionen-Getter-Pumpen

Ionen-Getter-Pumpen (IGPs) sind Speicher-, Oberflächen- oder Sorptionspumpen. Ihre Pumpwirkung beruht auf der chemischen oder physikalischen Wechselwirkung von Gasteilchen mit Festkörperoberflächen. [E+78, Abschn. 9.5] Das als *Getter* bezeichnete Sorptionsmittel ist ein Gemisch von chemisch sehr reaktiven Metallen; bei IGPs wird meist nur Titan verwendet. [Pup72, Abschn. 18.3] Die auch Zerstäuberpumpen genannten IGPs können grundsätzlich in Dioden- und Triodenpumpen eingeteilt werden.

Bei Diodenpumpen (die Anode liegt auf positivem Potential, die Kathode, die das Gehäuse ist, auf Masse) werden atomare oder molekulare Restgaspartikel durch Elektronenstoß ionisiert und durch ein elektrisches Feld auf die Kathoden-Oberfläche beschleunigt. Beim Auftreffen auf die mit Gettermaterial beschichtete Oberfläche werden neben Elektronen, welche weiteres Restgas ionisieren können, auch Titan freigesetzt. Dieses setzt sich wieder auf den umgebenden Wänden und der Anode ab und bildet so eine Getterschicht für chemisch reaktive Gase. Um die Elektroden herum befindet sich ein Permanentmagnet, durch dessen Feld die Elektronen infolge der LORENTZ-Kraft Rotationsbewegungen um die Magnetfeldlinien ausführen. Dadurch ist die Bahn der Elektronen lang, wodurch sich eine hohe Ionenausbeute ergibt. Durch speziell geformte Kathodenoberflächen kann eine Erhöhung des Edelgassaugvermögens erreicht

werden. [E+78, Abschn. 9.5]

Das höchste Edelgassaugvermögen wird jedoch mit Triodenpumpen (die Anode und das Gehäuse liegen auf Masse, die Kathode auf negativem Potential) erreicht, bei der die gebildeten Ionen streifend auf die Flächen der wabenförmigen, vom Gehäuse isolierten Titankathoden auftreffen und Gettermaterial auf das Gehäuse zerstäuben. Edelgasatome können sowohl in die Kathode geschossen werden als auch in größerem Umfang entweder nach Neutralisation als schnelle Atome das Gehäuse erreichen oder auch als Ion durch die Kathode hindurchfliegen und vor dem Gehäuse so weit abgebremst werden, dass keine wesentliche Zerstäubung auftritt und es durch nachfolgende Titanatome begraben wird. [E+78, Abschn. 9.5]

Der Basisdruck für den Einsatz von IGPs muss kleiner als  $10^{-3}$  mbar sein, da die benötigte Leistung zum Erzeugen der Hochspannung von einigen Kilovolt sonst zu groß wird und das Gettermaterial zu schnell gesättigt wird. Nach dessen Sättigung müssen die gebundenen Moleküle durch Erhitzen auf bis zu  $350^\circ\text{C}$  und Beibehaltung dieser Temperatur über mehrere Stunden wieder abgelöst werden. Da IGPs keinen Gasauslass besitzen, müssen die desorbierten Moleküle beim Ausheizvorgang mit einer Pumpe zur Atmosphäre hin abgepumpt werden.

Ein Vorteil dieser Pumpen ist wegen des fehlenden Gasauslasses deren Sicherheit bei Stromausfall bezüglich eines ungewollten Belüftens sowie deren Wartungsfreiheit, da keine beweglichen Teile vorhanden sind. Die verfügbaren Pumpleistungen liegen zwischen  $0,2\text{ L/s}$  und  $1\,000\text{ L/s}$ , der erreichbare Enddruck unterhalb von  $10^{-11}$  mbar. [Hei14, Abschn. 6.2]

### Turbovakuumpumpen

Turbovakuumpumpen (TVPs) sind mechanische Pumpen, die nach dem Prinzip der Impulsübertragung an festen Flächen arbeiten und im Gegensatz zu Sorptionspumpen gasfördernde Vakuumpumpen sind, deren Gasaufnahmevermögen nicht begrenzt ist. [WAW82, Abschn. 7.1] Sie sind aus einem Rotor mit Rotorscheiben, zwischen denen Statorscheiben gesetzt sind, aufgebaut. Alle Rotor- und Statorscheiben sind an deren Rand mit einer größeren Anzahl an schrägen Schlitzen versehen, wobei die Schlitze im Rotor spiegelbildlich zu denen im Stator geneigt sind. [Pup72, Abschn. 18.2] Diese Anordnung erinnert an die Leit- und Radschaufeln einer Turbine.

Durch die spezielle Form der Rotor-Stator-Anordnung und der Rotationsgeschwindigkeit der Rotorscheiben, die in der Größenordnung der mittleren thermischen Geschwindigkeit der Gasteilchen liegt, ist die Wahrscheinlichkeit für Teilchen, sich vom Rezipienten wegzubewegen, größer als die entsprechende Wahrscheinlichkeit, sich in Richtung des Rezipienten zu bewegen. Es ergibt sich ein molekularer Fluss in Richtung Gasauslass.

Moleküle mit einem bestimmten Winkelbereich zur Senkrechten der Rotorscheiben können sich im Freiflug Richtung Gasauslass bewegen, während kein einziges Molekül in die umgekehrte Richtung fliegen kann. Nicht im Freiflug durch die Scheiben kommende Teilchen treffen auf die Rotorblätter und werden dort kurz adsorbiert und desorbieren isotrop. Zum einen kann es entweder zu gleichen Teilen zur Gasauslass- und zur Vakuumseite gelangen. Zum anderen kann je nach Schaufelseite der Raumwinkel in Richtung Gasauslass größer sein als der in die andere Richtung, sodass sich auch hier ein größerer Teilchenstrom in Richtung Gasauslass bildet als in die Gegenrichtung. Auch kann der Fall einer umgekehrten Vorzugsrichtung auftreten, aber wegen der geringeren Anzahl an Teilchen für diesen Fall dennoch ein größerer Teilchenstrom in Richtung Gasauslass auftreten. Aufgrund des Impulsübertrags durch die sich bewegenden Rotorscheiben, haben die Teilchen eine von der MAXWELLSchen Geschwindigkeitsverteilung abweichende Vorzugsrichtung in dieser Bewegungsrichtung. Aufgabe des Stators ist es, diese Abweichung zu beseitigen. [WAW82, Abschn. 7.3]

Durch die Anordnung vieler Rotor- und Statorblätter werden hohe, gasartabhängige Kompressions-

verhältnisse<sup>11</sup> im Bereich von  $10^5$  bis  $10^{11}$  [Pfe] erreicht. Es können Enddrücke von  $<10^{-9}$  mbar bei Saugvermögen von  $10 \text{ L/s}$  bis  $3\,000 \text{ L/s}$  erreicht werden.

Alle TVPs benötigen ein Vorvakuum auf der Gasauslassseite, da das Kompressionsverhältnis nicht ausreicht, um gegen Atmosphäre pumpen zu können und dabei einen ausreichend niedrigen Vakuumdruck im Rezipienten zu erzeugen. Zusätzlich würden die Motoren bei Dauerbetrieb in diesem Fall heißlaufen bzw. die Motorleistung wäre nicht ausreichend. Damit ergibt sich auch ein Nachteil dieser Pumpentypen. Bei Stromausfall würde sich die Drehzahl der Rotoren bis zum Stillstand verringern und der Rezipient belüftet. Es ist daher sinnvoll, ein solches Belüften durch den Einsatz von Ventilen zu verhindern.

## Membranpumpen

Membranpumpen sind trockene Verdrängerpumpen, die mithilfe einer Membran und Ein- und Auslassventilen einen Rezipienten evakuieren. Dabei wird die Membran über eine Pleuelstange und einen Exzenter von einem Elektromotor bewegt und der sogenannte Schöpfraum dadurch in seinem Volumen verändert. Druckgesteuerte Flatterventile sorgen für eine gerichtete Gasförderung.

Da der Schöpfraum durch die Membran zum Antrieb hin abgedichtet ist, wird das geförderte Medium weder durch Öl verunreinigt, noch kann die Mechanik durch aggressive Medien angegriffen werden.

Durch Hintereinanderschalten mehrerer Pumpstufen ist ein Enddruck von  $5 \cdot 10^{-1}$  mbar erreichbar. Kleinere Drücke können nicht erzielt werden, da dann die Kraft zum Öffnen des Einlassventils nicht mehr ausreicht. [Pfe]

Membranpumpen werden als Vorpumpe für TVPs eingesetzt. Sie erzeugen das für deren Betrieb notwendige Vorvakuum an deren Gasauslass; dabei läuft die Pumpe meist im Intervallbetrieb und wird nur in einem bestimmten Vordruckbereich, der durch eine höhere Leistung der TVP charakterisiert wird, angeschaltet. Um bei einem Ausfall der Pumpen den Rezipienten nicht zu belüften, werden zwischen Pumpe und Rezipienten schaltbare, im stromlosen Zustand geschlossene Ventile gebaut.

### 5.1.6 Wasserklappe

Das *Wasserklappe* genannte Bauteil, welches in Abbildung 5.13 zu sehen ist, wird als erstes Element der Strahlführung nach dem Hauptseptum MSE7 eingebaut. Es schützt die dahinter liegenden Ventile im geschlossenen Zustand vor Beschädigungen durch in den Dipolmagneten des ELSA-Rings abgestrahltes Synchrotronlicht.

Zu diesem Zweck wird eine Absperrklappe pneumatisch in die Strahlkammer eingefahren ohne jedoch das Rohr abzudichten. Um die Wärmeleistung abführen zu können, die beim Auftreffen des Synchrotronlichts auf die Klappe eingetragen wird, ist die Klappe wassergekühlt.

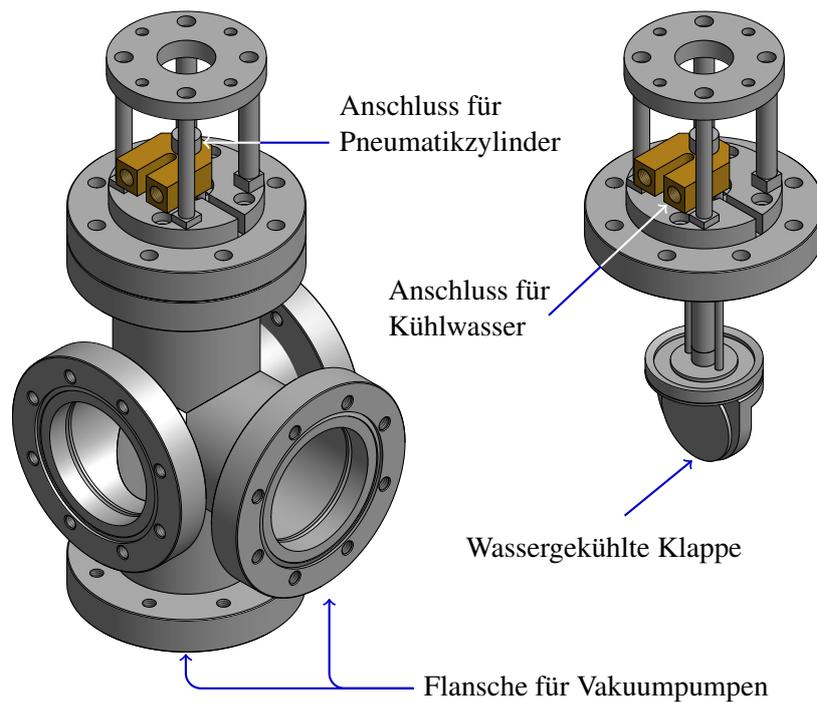
### 5.1.7 Strahlverschluss

Um sicherzustellen, dass auch bei Strahlbetrieb für die Hadronenphysikexperimente ein Aufenthalt im Teststrahlbereich möglich ist, wurde ein Strahlverschluss – auch als Beamshutter bezeichnet – konstruiert (siehe Abbildung 5.14). Dieser ermöglicht das Einfahren eines Absorbers in das Strahlrohr, sodass dieses verschlossen ist. Der Absorber besteht aus einem Zylinder mit einer Länge von 201 mm und einem Radius von 36,25 mm. Gefertigt ist dieser aus einer Wolfram-Legierung<sup>12</sup>, die unter dem Namen *Densimet*<sup>®</sup>[Pla] vertrieben wird.

---

<sup>11</sup> Das Kompressionsverhältnis einer Vakuumpumpe gibt das maximale Druckverhältnis zwischen Vorvakuumdruck und Hauptvakuumdruck an. Die Pumpe pumpt hierbei Gas aus dem Hauptvakuum in das Vorvakuum.

<sup>12</sup> Der Anteil an Wolfram in der Schwermetalllegierung beträgt über 90 %. Die restlichen Bestandteile sind Nickel und Eisen, was den Werkstoff leichter mechanisch bearbeitbar macht als einen aus reinem Wolfram. Hauptsächlich wird die Legierung wegen ihrer besonders hohen Dichte von  $17,0 \text{ g/cm}^3$  bis  $18,8 \text{ g/cm}^3$  genutzt.



**Abbildung 5.13:** Zeichnung der Wasserklappe mit separater Darstellung der Hubeinheit. Mithilfe eines Hydraulikzylinders wird eine wassergekühlte Klappe in das Strahlrohr gefahren. Dadurch werden nachfolgende Vakuumventile vor der Synchrotronstrahlung geschützt. An zwei Flanschen sind Vakuumpumpen – unterhalb des Strahlrohrs eine IGP und über ein Handdeckventil temporär eine TVP – angeschlossen.

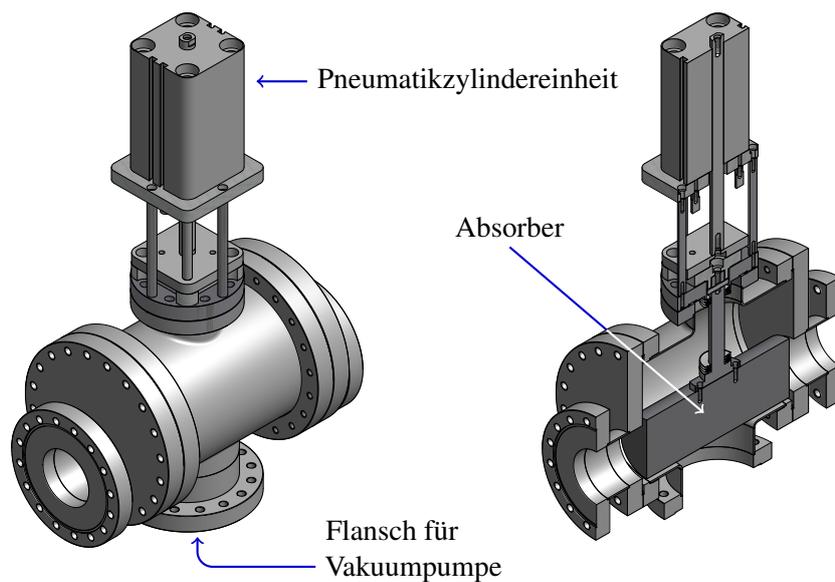
Wegen der hohen Dichte werden hochenergetische geladene Teilchenstrahlen beim Durchgang durch den Absorber in ihrer Intensität und Energie stärker geschwächt als in Material niedrigerer Dichte, sodass eine effiziente Abschirmwirkung auftritt. Ein Maß für diese Wirkung ist die materialspezifische *Strahlungslänge*<sup>13</sup>  $X_0$ . Für deren Berechnung existieren Näherungsformeln, die eine Abhängigkeit  $X_0 \propto Z^{-2}$  von der Kernladungszahl  $Z$  der Atome des Absorbers haben. Für Wolfram ergibt sich eine Strahlungslänge von  $X_0 = 3,504 \text{ mm}$  [OP14] – der vorliegende Absorber ist mit etwa 58 Strahlungslängen in jedem Fall ausreichend dimensioniert, um die gewünschte Abschirmwirkung zu gewährleisten.

Der Strahlverschluss ist direkt vor der Wand zwischen Tunnel und Syli-Keller installiert (siehe Abbildung 5.1).

## 5.2 Aufbau der Strahlführung

In Abschnitt 5.1 wurden die beschleunigerphysikalisch und technisch relevanten Komponenten der Strahlführung beschrieben. In diesem Abschnitt wird nun konkret der Aufbau der Strahlführung vorgestellt; gegliedert in die Beschreibung der Strahlführung mit ihren Elementen zur Strahlbeeinflussung und zur Diagnose sowie in die Darstellung des Vakuumsystems.

<sup>13</sup> Die Strahlungslänge ist ein Maß für den Energieverlust beim Durchgang geladener Teilchen durch Materie. Nach einer Strahlungslänge hat ein geladenes Teilchen im Mittel nur noch  $1/e$  seiner ursprünglichen Energie.



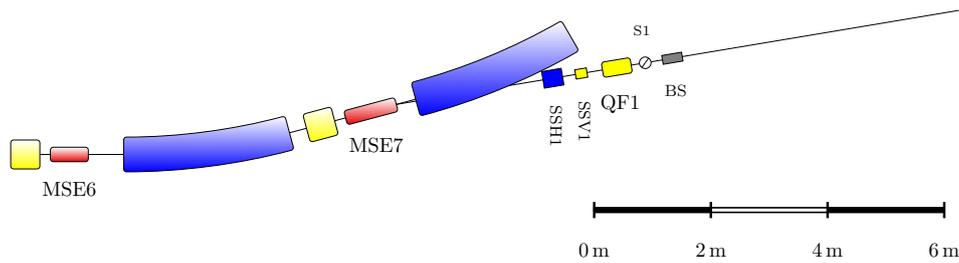
**Abbildung 5.14:** Zeichnung des Beamshutters samt Schnittbild. Mithilfe eines Pneumatikzylinders kann der Absorber das Strahlrohr verschließen. Unter dem Strahlverschluss wird eine Vakuumpumpe angeschlossen.

## 5.2.1 Die Strahlführung

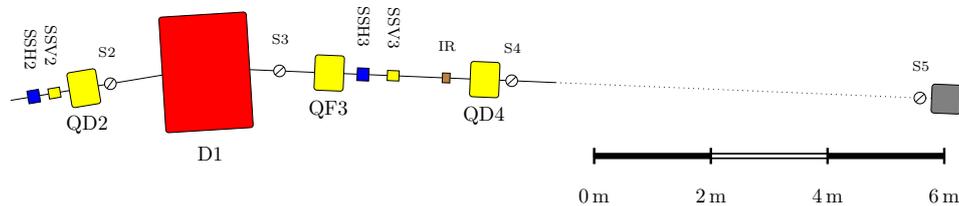
In Abbildung 5.15(a) ist der vordere, sich im Tunnel befindende Teil der Strahlführung schematisch dargestellt. Noch in den ELSA-Ring eingebaut sind die beiden Septummagnete, die baugleich zu denen in der bestehenden externen Strahlführung für die Hadronenphysikexperimente sind. Der vordere Teil der Strahlführung ist vom hinteren durch die Wand zwischen Tunnel und Syli-Keller getrennt. Daher kann auf einer Länge von ungefähr fünf Metern keine Beeinflussung des Strahls durch Magnete erfolgen. Insofern ist es besonders wichtig, den Strahl vor der Wand mithilfe der Magnete so einzustellen, dass dieser den Syli-Keller durch das Strahlrohr in der Wand erreicht. Die Bohrung durch die Wand wurde durchgeführt, als das Hauptseptum noch nicht eingebaut war. Daher konnte nicht experimentell bestimmt werden, unter welchen Winkeln der Strahl extrahiert werden kann. Der Winkel, unter dem das Strahlrohr der Strahlführung vom ELSA-Ring abzweigt, wurde aus der bestehenden Strahlführung übernommen. Um sicherstellen zu können, dass trotz der wegen der Symmetrie der Extraktionselemente im Beschleuniger gleichartigen Strahleigenschaften eine Winkelkorrektur ausreichender Größe möglich ist, muss eine horizontale Korrektur durch einen Dipolmagneten mit hoher Flussdichte und einer Positionierung in möglichst großer Entfernung zum Anfang der Bohrung vorgesehen werden. Dafür eignet sich der wassergekühlte Korrektormagnet, der durch seine Maße und den großen Spulenstrom eine ausreichend große Ablenkung aufweist. Direkt hinter dem mit SSH1 bezeichneten Magneten wird der vertikale Korrektor SSV1 installiert. Auch in der vertikalen Ebene sollte ein möglichst starker Magnet eingesetzt werden. In diesem Fall wird ein Korrektormagnet des Modells ② – jedoch wie alle Vertikalkorrektoren gelb lackiert – genutzt. Wie aus Abbildung 5.8 und Tabelle 5.3 ersichtlich, erreicht dieses Modell höhere Flussdichten als Modell ① und eignet sich demnach als Magnet für das Element SSV1.

Die Position des ersten Quadrupolmagneten QF1 wurde aufgrund der Simulationen zur Konzeption der Strahlführung (siehe Abschnitt 3.3) festgelegt. Wie schon in Abschnitt 5.1.1 erwähnt, wird aufgrund der räumlichen Gegebenheiten ein runder Quadrupol verwendet.

Zur Messung der Strahlposition und des -querschnitts ist der erste Schirm S1 hinter dem Quadrupol positioniert. Damit hat dieser einen ausreichend großen Abstand zum horizontalen Korrektor und zum



(a) Schematische Darstellung des vorderen Teils der Strahlführung. Beide Septa MSE6 und MSE7 sind im ELSA-Ring installiert. Als erste Elemente in der Strahlführung folgen die Korrektormagnete SSH1 und SSV1. Hinter dem darauffolgenden Quadrupolmagneten QF1 ist der erste Schirm S1 installiert. Der Beamshutter BS ist das letzte Element vor dem Strahlrohr, das durch die Wand zwischen ELSA-Ring und Syli-Keller verläuft.



(b) Schematische Darstellung des hinteren Teils der Strahlführung. Nach dem zweiten Korrektormagnetpaar SSH2 und SSV2 folgt der Quadrupolmagnet QD2, hinter dem sich der Schirm S2 befindet. Hinter dem Dipolmagneten D1 ist der Rechteckschirm S3 installiert. Nach dem Quadrupol QF3 folgt das Korrektormagnetpaar SSH3 und SSV3, der Intensitätsresonator IR und der letzte Quadrupolmagnet QD4, hinter dem die Vakuumkammer der Strahlführung nach einem kurzen Stück endet. Direkt vor dem Strahlvernichter am Ende der Strahlführung ist ein weiterer Diagnoseschirm (S5) installiert.

**Abbildung 5.15:** Schematische Darstellung des vorderen und hinteren Teils der Strahlführung.

Eintrittspunkt in die Wand, um gegebenenfalls zusammen mit dem zweiten Schirm im Syli-Keller kontrollieren zu können, ob und unter welchem Winkel der Strahl in den Syli-Keller überführt werden kann.

Als letztes Element ist der für die Funktionsfähigkeit der Strahlführung unwichtige, jedoch für den Strahlenschutz notwendige Beamshutter BS vor dem Strahlrohr in der Wand eingesetzt.

Der sich im Syli-Keller befindende hintere Teil der Strahlführung ist in Abbildung 5.15(b) schematisch dargestellt. Die Position der Quadrupolmagnete – und dadurch auch die des Dipolmagneten D1 – sind durch die in Abschnitt 3.3 beschriebenen Simulationen zur Festlegung des Layouts der Strahlführung bestimmt. Die Simulationen zeigen ferner, dass außer bei Magnet QF3 besohlte Magnete eingesetzt werden können. Bei den Korrektormagneten wird für Horizontalkorrektoren das Modell ② und für Vertikalkorrektoren das Modell ① genutzt; somit ist die erreichbare Flussdichte für die vertikalen Korrektoren kleiner als die der horizontalen. Die Zuteilung der Magnete ist dadurch begründet, dass aus Erfahrung<sup>14</sup> eine Ablenkung in der Horizontalen meist stärker erfolgen muss als in der Vertikalen. Der Extraktionsprozess beeinflusst den vertikalen Winkel zur Strahlachse der Strahlführung nicht, während der horizontale Winkel von der Einstellung der Septummagnete abhängt. Erfahrungsgemäß kann der

<sup>14</sup> Die Erfahrungen aus dem Strahlbetrieb in der Strahlführung der Hadronenphysikexperimente, die einen ähnlichen Aufbau wie die neue Strahlführung hat, lassen auf das Verhalten des Strahls in letzterer schließen.

Strahl nach der Extraktion in der Horizontalen nicht zwangsläufig parallel zur Strahlachse eingestellt werden; in der Vertikalen liegen meist nur geringe Abweichungen von der Parallelität vor.

Schirm S3 ist als Rechteckschirm konzipiert, während die beiden anderen, in der Strahlführung verbauten Schirme die in der Beschleunigeranlage standardmäßig eingesetzten, elliptischen Schirme sind. Außer Schirm S3 sind alle Schirme jeweils hinter einem Quadrupol installiert. Es kann der Einfluss der sich vor jeweils einem Schirm befindenden Magneten auf den Elektronenstrahl beobachtet werden. Damit ist ein für ein einfaches Einstellen der bei Strahlbetrieb geforderten Strahleigenschaften notwendiges Zentrieren des Strahls in den Quadrupolmagneten möglich. Der Rechteckschirm ist hingegen hinter dem Ablenkdiplomagneten eingebaut, um die Zentrierung des Strahls nach der Ablenkung überprüfen beziehungsweise eine solche erreichen zu können.

Der Intensitätsresonator IR sollte wegen seiner Apertur an einer Stelle mit relativ kleiner Strahlbreite aufgestellt werden. Ferner sollte hinter dem Resonator kein nennenswerter Strahlverlust auftreten, damit der gemessene Strom in guter Näherung dem Strom entspricht, der den Experimenten zugeführt wird. Der Resonator wird daher vor dem letzten Quadrupol installiert, da diese Stelle die eben genannten Bedingungen erfüllt.

Der aus Gründen des Strahlenschutzes notwendige Strahlvernichter ist am Ende der Strahlführung platziert. Kurz davor ist noch ein Diagnoseschirm samt Kamera installiert. Dieser, sich nicht mehr im Vakuum befindende Schirm S5 ermöglicht die Prüfung der Position und Breite kurz vor dem Strahlvernichter. Damit kann beispielsweise mithilfe der Strahlposition und -breite an Schirm S4 die Divergenz und ein eventuell vorhandener Winkel zur Strahlachse bestimmt und angepasst werden.

## 5.2.2 Das Vakuumsystem

Ein Vakuumsystem kann als ein Aufbau verstanden werden, der aus einem Rezipienten und einer Vakuumpumpe besteht. Der Rezipient ist bei Beschleunigern dabei eine Vakuumkammer, die meist aus einzelnen, lösbar verbundenen Einzelkammern aufgebaut ist. Zum Zusammenbau zweier Bauelemente werden die mit Dichtflächen ausgerüsteten Flanschflächen der Elemente gegeneinander gepresst. Da die Flächen nicht ideal plan sind, müssen auftretende Spalte durch Dichtmittel ausgefüllt werden, um keinen nicht zu tolerierenden Leckstrom zu erhalten. Bei den genutzten Metallkammern sind dies entweder gummielastische oder metallische Dichtelemente. Die Wahl des Dichtmittels hängt von dem zu erreichenden Vakuumenddruck ab. Für Drücke im Bereich unter  $10^{-7}$  mbar werden Metalldichtungen genutzt, bei höheren Drücken Gummidichtungen.

Metalldichtungen haben den Vorteil einer geringen Gasabgabe, benötigen jedoch hohe Abdichtkräfte und spezielle Flanschgeometrien; es werden beispielsweise sogenannte CF-Flansche eingesetzt. Diese bestehen aus zwei gleichen Flanschen aus nichtrostendem Spezialstahl hoher Härte, die eine keilförmige Dichtschneide haben. Zum Abdichten wird eine weichgeglühte Kupferscheibe zwischen beide Flanschflächen eingebracht. Beim Verschrauben der beiden Flansche dringen die Dichtschneiden in das weiche Dichtungsmaterial ein. Um erfolgreich Dichten zu können, müssen die Dichtflächen sowie der Dichtungsring sauber und frei von Kerben oder radial verlaufenden Kratzern sein.

Obwohl die Gasdurchlässigkeit<sup>15</sup> und Abgasrate<sup>16</sup> von Kunststoffen deutlich größer ist als die von Metallen, können für Drücke im Bereich über  $10^{-6}$  mbar gummielastische Dichtungen verwendet werden.

<sup>15</sup> Die Gasdurchlässigkeit von Metallen – im Allgemeinen dringt nur Wasserstoff durch – liegt vier Größenordnungen unter der von Kunststoffen. [WAW82, Abschn. 13.3]

<sup>16</sup> Die Abgasrate setzt sich aus der Desorption von der Oberfläche sowie der Diffusion aus dem Inneren eines Stoffes zusammen. Oberflächen adsorbieren meist in der Luft enthaltene Gase, die jedoch durch einen Ausheizvorgang gelöst werden können und sich dann eine geringere Desorptionsrate einstellt. Die Abgabe der im Inneren eines Festkörpers absorbierten Gase ist bei Kunststoffen zwei Größenordnungen höher als bei Metallen. [WAW82, Abschn. 13.4] Darüber hinaus ist bei Kunststoffen eine Reduktion der Abgasrate durch Erhitzen auf hohe Temperaturen nicht möglich, obgleich dies schon bei Metallen ein technisch schwieriger Prozess ist.

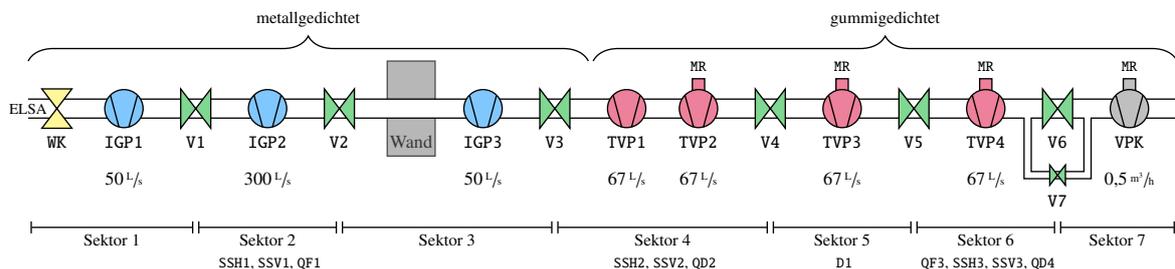
Bei der Nutzung von sogenannten Kleinflanschverbindungen (KF-Flanschen) tragen beide Flansche der zu verbindenden Bauteile konische Anzugsflächen, an denen ein Spannring oder eine Spannkette angesetzt wird. Zwischen die Flansche wird ein Zentrierring mit einem gummielastischen Dichtring gebracht und dann Spannring oder -kette angezogen, sodass die Flächen gedichtet werden. Alternativ können auch Schraubflanschverbindungen genutzt werden. Bei diesen kommen Dichtringe zum Einsatz, die entweder zwischen CF-Flansche oder in eine Nut in einem der Flansche eingesetzt werden.

Beim Zusammenbau mehrerer Vakuumkammern ist es sinnvoll, in gewissen Abständen Absperrelemente einzubauen, um die Vakuumkammer einer Strahlführung in mehrere Sektoren zu unterteilen. Als Absperrelemente werden Vakuumventile – im Speziellen durch ihre Arbeitsweise auch Vakuumschieber genannt – genutzt. So muss im Falle von Arbeiten, die ein Belüften der Kammer benötigen, nicht die komplette Vakuumkammer belüftet werden. Ferner können starke Vakuumeinbrüche<sup>17</sup> durch automatisiertes Schließen der Ventile bei Überschreitung von Druckschwellen auf einzelne Sektoren beschränkt werden. Neben elektropneumatisch betätigten Vakuumventilen, die hauptsächlich als Elemente der Vakuumkammer in der neuen Strahlführung eingesetzt werden, gibt es auch handbetätigte.

Die in der neuen Strahlführung eingesetzten Ventile der Firma VAT sind Vakuumschieber, die das VATLOCK-System [VAT] nutzen. Diese sind in geschlossener Stellung mechanisch verriegelt und stellen auch bei Differenzdruck in beiden Richtungen die Dichtheit sicher.

### Aufbau des Vakuumsystems

Der Aufbau des Vakuumsystems ist schematisch und nicht maßstabsgetreu in Abbildung 5.16 dargestellt. Die einzelnen Komponenten sind zur einfacheren Darstellung äquidistant angeordnet.



**Abbildung 5.16:** Schematischer Aufbau des Vakuumsystems der Strahlführung. Der sich an das ELSA-Vakuum anschließende Teil der Strahlführung ist bis nach Ventil V3 metallgedichtet; der restliche Teil gummigedichtet. Durch 7 Ventile wird die Strahlführung in 7 Sektoren eingeteilt. Insgesamt werden 3 IGPs, 4 TVPs sowie eine Membranpumpe (VPK) genutzt, deren Saugvermögen jeweils unter der entsprechenden Pumpe angegeben sind. Außerdem sind 4 Druckmessröhren (MR) installiert. Als erstes Element ist eine Wasserklappe (WK) eingebaut. Die in den Sektoren eingebauten Magneten sind unterhalb der Sektorenbezeichnung vermerkt.

Die Vakuumkammer der Strahlführung ist in insgesamt 7 Sektoren aufgeteilt, wobei der erste Sektor mit einem Sektor des ELSA-Rings zusammenfällt. Zum Schutz des Ventils V1 vor Beschädigungen durch Synchrotronlicht ist die Wasserklappe WK vor diesem installiert. Im ELSA-Ring liegt der Druck bei  $10^{-7}$  mbar bis  $10^{-8}$  mbar, in der Strahlführung selbst ist ein Druck von  $10^{-6}$  mbar ausreichend. Durch das sogenannte differenzielle Pumpen am Anfang der Vakuumkammer der Strahlführung wird das Vakuum im ELSA-Ring durch den niedrigeren Druck in der Strahlführung nicht beeinflusst. Dies wird durch den Einbau von Vakuumkammern mit einem kleinen Leitwert und durch entsprechend saugstarke Pumpen erreicht. Die geringen Leitwerte der Kammern halten die Rückströmung von Restgas gering; die Pumpen entfernen den Großteil der verbleibenden Teilchen der Rückströmung.

<sup>17</sup> Zumindest ein vollständiges Belüften der Vakuumkammer.

Eine Vakuumpumpe hat ein gasartabhängiges Saugvermögen  $S$ , welches als das pro Zeit durch die Fläche der Ansaugöffnung strömende Gasvolumen definiert ist. [WAW82, Abschn. 4.2] Wird die Pumpe über ein Rohr mit einem Rezipienten verbunden, muss der Gasstrom  $q_V$  das Rohr passieren, um zur Pumpe zu gelangen. Dazu ist zwischen den Rohrenden eine Druckdifferenz  $\Delta p$  nötig. Das Verhältnis  $\mathcal{L} = q_V/\Delta p$  wird – in Analogie zum elektrischen Fall – als Leitwert bezeichnet. [WAW82, Abschn. 4.3] Der Leitwert eines Bauteils wird in erster Linie durch dessen Geometrie und das durch dieses strömende Gas bestimmt. Allerdings dominieren in verschiedenen Vakuumbereichen unterschiedliche Strömungsarten, sodass sich je nach Druck auch unterschiedliche Leitwerte ergeben. In Beschleunigern dominiert im Regelfall die Molekularströmung. Die mittlere freie Weglänge ist dort größer als der Durchmesser  $d$  der Rohrleitung, sodass die Gasteilchen nicht untereinander, sondern nur mit der Kammerwand stoßen. Bezogen auf den Druck  $p$ , kann molekulare Strömung angenommen werden, wenn  $p \cdot d < 10^{-1}$  mbar mm gilt. [WAW82, Abschn. 4.1] Bei den in der Strahlführung verwendeten maximalen Rohrdurchmessern ist die Bedingung ab einem Druck von  $10^{-4}$  mbar erfüllt, sodass bei dem angestrebten Enddruck von  $10^{-6}$  mbar Molekularströmung angenommen werden kann.

Der Leitwert eines Rohrs nimmt mit der Rohrlänge ab und ist proportional zur dritten Potenz des Rohrdurchmessers [Pup72, Abschn. 7.2]. Drei Vakuumpumpen (Triodenpumpen) im Verlauf des insgesamt über 9 m langen Strahlrohrs der ersten drei Sektoren mit Leitwerten der drei Rohre zwischen den Pumpen von  $8 \text{ L/s}$ ;  $6 \text{ L/s}$  und  $11 \text{ L/s}$  werden genutzt, um das Vakuum im ELSA-Ring von demjenigen im hinteren Bereich der Strahlführung unbeeinflusst zu lassen. Die IGP2 im zweiten Sektor hat ein Saugvermögen<sup>18</sup> von  $300 \text{ L/s}$  und kann damit alle Gasströme<sup>19</sup> beider angrenzender Strahlrohre sorbieren. Da sie unter dem Strahlverschluss installiert ist, muss ein größeres Volumen evakuiert werden sowie bei dem Auftreffen von Elektronen auf das Absorbermaterial abgegebene Teilchen abgepumpt werden. Weiterhin sind zwei IGPs (IGP1 und IGP3) mit einem Saugvermögen von  $50 \text{ L/s}$  im ersten und dritten Sektor installiert. Damit kann jeder Sektor separat gepumpt werden und durch die differenzielle Pumpstrecke ein Druckabfall im ELSA-Ring verhindert werden. Wegen des geringen Drucks sind alle Vakuumverbindungen in den ersten drei Sektoren mit Metalldichtungen versehen.

Die restlichen Sektoren der Strahlführung sind dagegen mit gummielastischen Dichtungen zusammengebaut, da hier der Druck in der Größenordnung von  $10^{-6}$  mbar liegen soll. Bis auf den letzten Sektor sind im weiteren Verlauf der Strahlführung TVPs mit einem Saugvermögen von je  $67 \text{ L/s}$  installiert.

Das Volumen der Vakuumkammer im letzten Sektor wird durch eine Folie aus mit Titan bedampften *Kapton*<sup>®20</sup> gegen die Atmosphäre abgeschlossen. Mit einer Dicke von  $14 \mu\text{m}$  ist die Wechselwirkung von Elektronen (Strahlungslänge  $X_0 = 285,7 \text{ mm}$  [OP14]) mit der Folie zu vernachlässigen (die Dicke der verwendeten Folie entspricht  $5 \cdot 10^{-5}$  Strahlungslängen), sodass kein störender Effekt auf den Strahl zu erwarten ist. Jedoch hat die geringe Dicke auch den Nachteil, dass mechanische Beanspruchung, wie sie durch die Bewegung aufgrund von Druckunterschieden beim Belüften des Sektors entstünden, die Folie schädigen können. Um dies soweit wie möglich zu umgehen, soll der letzte Sektor in Zeiten ohne Betrieb immer unter geringem Druck im Bereich des unteren Grob-Vakuums bei einigen Millibar gehalten werden. Zu diesem Zweck ist eine Membranpumpe mit einem Saugvermögen von  $0,5 \text{ m}^3/\text{h}$  angeschlossen. Um den

<sup>18</sup> Mit dem Saugvermögen  $S$  ist das Saugvermögen am Flansch der Pumpe und nicht das effektive Saugvermögen  $S_{\text{eff}}$  gemeint. Letzteres beschreibt das Saugvermögen der Pumpe direkt am Rezipienten, wenn dieser nicht direkt mit der Pumpe verbunden ist. Dabei berechnet sich  $S_{\text{eff}}$  aus dem Saugvermögen  $S$  und dem Leitwert des Verbindungsbauteils  $\mathcal{L}$  über  $S_{\text{eff}}^{-1} = S^{-1} + \mathcal{L}^{-1}$ . Die Pumpen in der Strahlführung sind mit Bauteilen mit möglichst großen Leitwerten mit dem Strahlrohr verbunden, sodass das effektive Saugvermögen so groß wie möglich bleibt.

<sup>19</sup> Der Gasstrom kann sich aus mehreren Komponenten zusammensetzen. Neben dem durch die Druckdifferenz zwischen zwei Volumina entstehenden Strom spielen im Allgemeinen noch der durch Desorption von Teilchen von den Wänden sowie der durch eventuell vorhandene Lecks entstehende Strom eine Rolle. Außerdem sorgt das Auftreffen von Synchrotronstrahlung auf der Kammerwand zur vermehrten Desorption von Gasteilchen aus letzterer.

<sup>20</sup> *Kapton* ist ein bekannter Handelsname für Polyimid-Folien der Firma DuPont. Polyimide werden häufig in Beschleunigern wegen ihrer Hitzebeständigkeit, geringen Ausgasung und Strahlungsbeständigkeit genutzt. [Mül]

letzten Sektor auf den nur mit der Membranpumpe nicht zu erreichenden Betriebsdruck von  $10^{-6}$  mbar bringen zu können, ist ein Bypass vorgesehen, der mit einem Ventil (V7) geöffnet und geschlossen werden kann. Der Bypass besteht aus Vakuumbauteilen des Standards ISO-KF 16 und hat einen entsprechend dem kleinen Durchmesser von 16 mm kleinen Leitwert. Damit lässt sich der Druck im letzten Sektor durch Öffnen des Bypassventils langsam an den Druck in der Strahlführung anpassen, ohne dass die TVP4 durch einen zu hohen Gasstrom Schaden nehmen kann.

Die Sektoren, in denen TVPs installiert sind, können standardmäßig belüftet werden, wenn der Strahlbetrieb abgeschlossen ist. Das Belüften erfolgt mit Stickstoff; damit wird kein Wasser in Form von in Luft enthaltenem Wasserdampf in die Kammer eingelassen, welches auf den Wänden adsorbiert und den nach dem Anpumpen erreichbaren Enddruck verschlechtert. Alle anderen Sektoren bleiben angepumpt, da sich dort keine gasfördernden Pumpen befinden.

Um den Zustand des Vakuums kontrollieren zu können, muss eine Druckmessung in jedem einzelnen Sektor möglich sein. In den Sektoren 1 bis 3 wird der Druck im Volumen jeder IGP aus dem von deren Hochspannungsnetzgerät gelieferten Strom bestimmt. In den Sektoren 4 bis 7 ist jeweils im Pumpenkreuzstück gegenüber einer Pumpe eine Druckmessröhre der Firma Pfeiffer (Modell PKR 261) installiert, die kombiniert ein PIRANI- oder Wärmeleitungsvakuummeter sowie ein Kaltkathoden-Ionisationsvakuummeter nutzen, um einen möglichst großen Messbereich (bei dem genutzten Modell  $1 \cdot 10^3$  mbar bis  $5 \cdot 10^{-9}$  mbar [Pfe]) zu haben.

**Wärmeleitungsvakuummeter** (siehe [Pup72, Abschn. 10.3] und [WAW82, Abschn. 11.4]) nutzen die druckabhängige Wärmeleitfähigkeit von Gasen. Ein Draht, der in einem mit dem Rezipienten verbundenen Volumen gespannt ist, bildet einen Zweig einer mit einer konstanten Spannung betriebenen WHEATSTONESchen Brückenschaltung<sup>a</sup>. Der geheizte Draht wandelt die ihm zugeführte elektrische Leistung vollständig in Wärme um, welche über drei Prozesse abgeführt wird. Neben der Wärmestrahlung an die Umgebung des Drahts und der Wärmeleitung über dessen Aufhängung – beide Größen hängen nur vom geometrischen Aufbau und den Temperaturen des Drahts und dessen Umgebung ab – tritt Wärmeleitung durch das Gas auf. Dieser Prozess ist in einem bestimmten Druckbereich druckabhängig, was den Messbereich definiert. Infolge einer Druckänderung ändert der Draht seinen Widerstand und verstimmt so die Brücke. Die in der Brückendiagonalen messbare Spannung ist dann ein Maß für den Druck.

<sup>a</sup> Die WHEATSTONESche Brückenschaltung ist eine Anordnung aus vier Widerständen zur Messung von elektrischen Widerständen sowie kleinen Widerstandsänderungen. Die vier Widerstände sind zu einem Quadrat zusammengeschaltet. Eine Gleichspannungsquelle wird in der einen Diagonalen und ein Spannungsmessgerät in der anderen eingesetzt. Ändert sich ein Widerstand, so ändert sich auch die bei einer abgeglichenen Brücke verschwindende Diagonalspannung. Diese ist demnach ein Maß für die Widerstandsänderung. [SRZ14, Abschn. 3.3]

**Kaltkathoden-Ionisationsvakuummeter** (siehe [Pup72, Abschn. 10.6]) nutzen den durch Ionisation von Gasteilchen erzeugten Strom zur indirekten Druckmessung. Dieser Strom ist proportional zu der Teilchendichte im Restgas. Zwischen Anode und ungeheizter Kathode liegt eine Gleichspannung an. Aus der Kathode durch Ionen ausgelöste Elektronen legen aufgrund des elektrischen und eines überlagerten magnetischen Feldes lange Wege im Gas zurück. Dadurch werden weitere Gasteilchen ionisiert. Dabei erzeugte Sekundärelektronen werden in Richtung Anode beschleunigt und können ihrerseits erneut Gasteilchen ionisieren. Der so erzeugte Entladungsstrom zwischen Anode und Kathode wird vom Druck, der angelegten Spannung und der Flussdichte des Magnetfeldes bestimmt. Werden letztere konstant gehalten, ist der Strom proportional zum Druck.

Um sicherzustellen, dass sich Ventile nur bei annähernder Druckgleichheit zwischen den beiden vom Ventil getrennten Sektoren öffnen lassen und sich außerdem bei einem Vakuumeinbruch automatisch schließen, um evakuierte Sektoren nicht zu belüften, werden Ventiltreue festgelegt. Diese sind zum

einen abhängig von den gemessenen Drücken in den einzelnen Sektoren. In den Sektoren 1 bis 3 wird nur der durch die Netzgeräte der IGPs gemessene Druck zur Erteilung der Ventilfeigabe genutzt. In den Sektoren 4 bis 6 wird zusätzlich zu dem durch die Druckmessröhren bestimmte Druck auch geprüft, ob die Drehzahl der TVPs über 80 % der Solldrehzahl liegt. Im letzten Sektor, der durch zwei Ventile mit Sektor 6 verbunden ist, wird die Freigabe für Ventil V6 erst erteilt, wenn bei Erreichen der Druckschwelle für Sektor 6 dies auch in Sektor 7 erfüllt ist. Da dieser Sektor nur durch eine Membranpumpe evakuiert wird, erhält das Bypassventils V7 schon in der Nähe des Endrucks dieser Pumpe eine Freigabe. Damit kann nach Öffnen des Ventils eine kleine Gasmenge durch die TVP4 abgepumpt werden, bis der Druck für eine Freigabe von Ventil V6 ausreicht. Die Wasserklappe erhält nur dann eine Freigabe, wenn alle Ventile geöffnet sind. Damit wird eine Beschädigung der Ventilschieber durch Synchrotronstrahlung verhindert.

Jede Freigabe wird zurückgenommen, wenn eine der Bedingungen zur Freigabe nicht mehr erfüllt ist. Dies führt immer zur Schließung des Ventils und damit automatisch auch der Wasserklappe.

Zusätzlich zu dem schon beschriebenen Aufbau, ist noch eine Hubkolbenpumpe zum Evakuieren der Sektoren 4 bis 6 installiert, da die als Vorpumpen der TVPs genutzten Membranpumpen nicht für das Evakuieren größerer Rezipienten geeignet sind. Die Kolbenpumpe ist bei drei TVPs über ein T-Stück mit der Leitung zwischen TVP und zugehöriger Membranpumpe verbunden und kann über handbetätigte Ventile die drei Sektoren – auch selektiv – anpumpen.

Das in Abschnitt 5.1.5 angesprochene Ausheizen von Vakuumkammern zum Erreichen niedrigerer Drücke wurde nur bei dem nahezu vier Meter langen Strahlrohr, welches in der Wand zwischen Beschleunigertunnel und Syli-Keller verläuft, durchgeführt. Aufgrund der Rohrlänge und dem damit niedrigen Leitwert des Rohrs verschlechtert sich der Druck durch einen wegen der entsprechend großen Oberfläche großen Desorptionsstrom. Ein Ausheizen reduziert die Zahl an der Oberfläche sorbierter Teilchen und somit die Desorptionsrate, was zu einer dauerhaften Verbesserung des Drucks führt. Bei den meisten sonst genutzten Rohre wurden nach durchgeführten Schweißarbeiten die dadurch entstehenden Verunreinigungen durch Beizen entfernt. Außerdem erfolgte eine Reinigung mit Alkohol (z. B. Propan-2-ol), um die Oberflächen zu entfetten und gleichzeitig Wasser zu verdrängen [Fec28, Abschn. D].

### 5.3 Gesamtaufbau der Strahlführung

Der Gesamtaufbau der Strahlführung ist in Abbildung 5.17 dargestellt. Die Darstellung zeigt alle Komponenten der Strahlführung einschließlich der Vakuumkomponenten und wurde mit dem CAD-Programm *Inventor* erstellt. Um die Abbildung übersichtlich zu halten, wurden die Gestelle, auf denen die Elemente im Syli-Keller angebracht sind, sowie die Gestelle, an denen die Elemente im Beschleunigertunnel von der Decke abgehängt sind, nicht dargestellt. Ab Abbildung 5.18 sind Fotos der Strahlführung gezeigt.

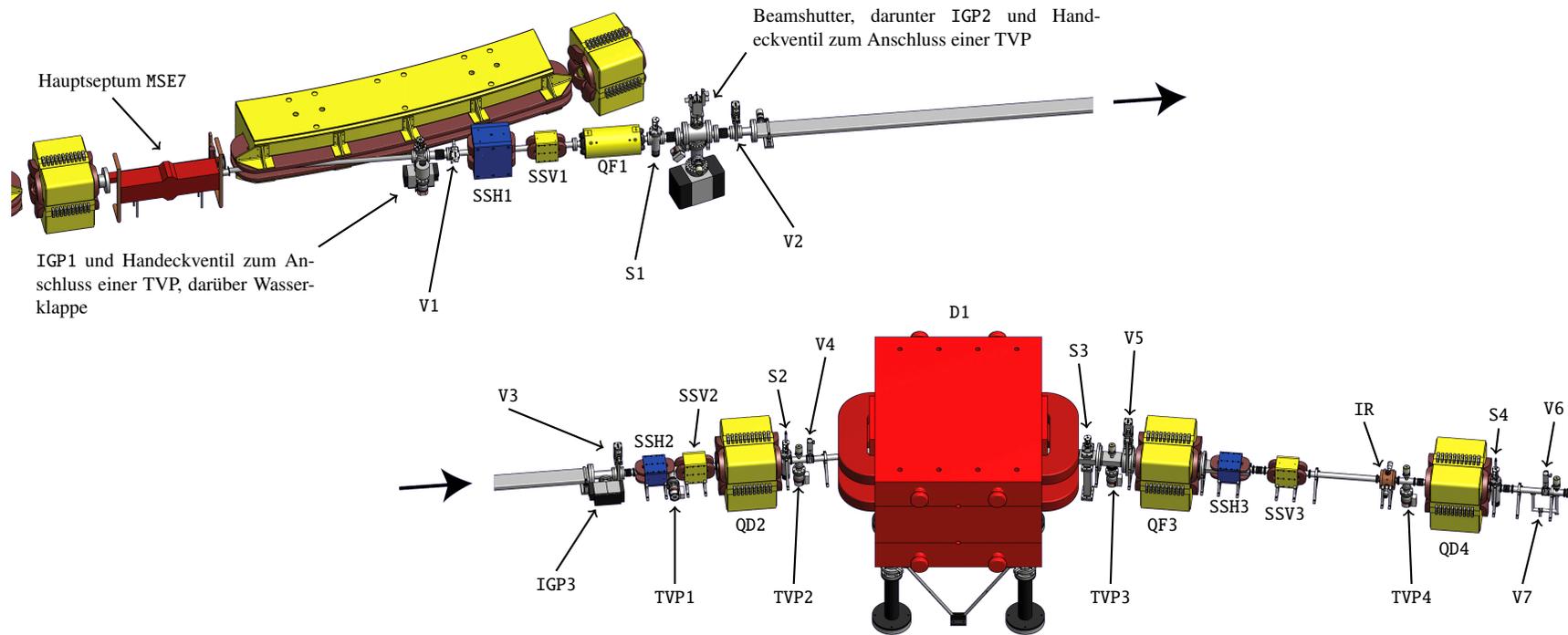
Um die Strahlführung bauen zu können, wurde der Syli-Keller umgestaltet, wie schon in Abschnitt 3.2 beschrieben. Die Bohrlöcher, die in der Schwerbetonwand zwischen Tunnel und Keller für die Nutzung der Synchrotronlichtexperimente vorhanden waren, konnten nicht für die neue Strahlführung genutzt werden. Daher wurden diese wieder mit Schwerbeton verfüllt, um eine nötige Abschirmwirkung gegen im Tunnel entstehende Strahlung zu gewährleisten. Für die Strahlrohre der Strahlführung für Detektortests und der Strahlführung für Diagnose mit Synchrotronlicht sowie für das Durchführen von Stromkabeln und Stromschienen<sup>21</sup> zur Stromversorgung von Magneten sowie Signal- und Steuerkabeln wurden insgesamt drei Löcher in die Schwerbetonwand gebohrt, in die Abdichtungsrohre aus Edelstahl einbetoniert wurden.

---

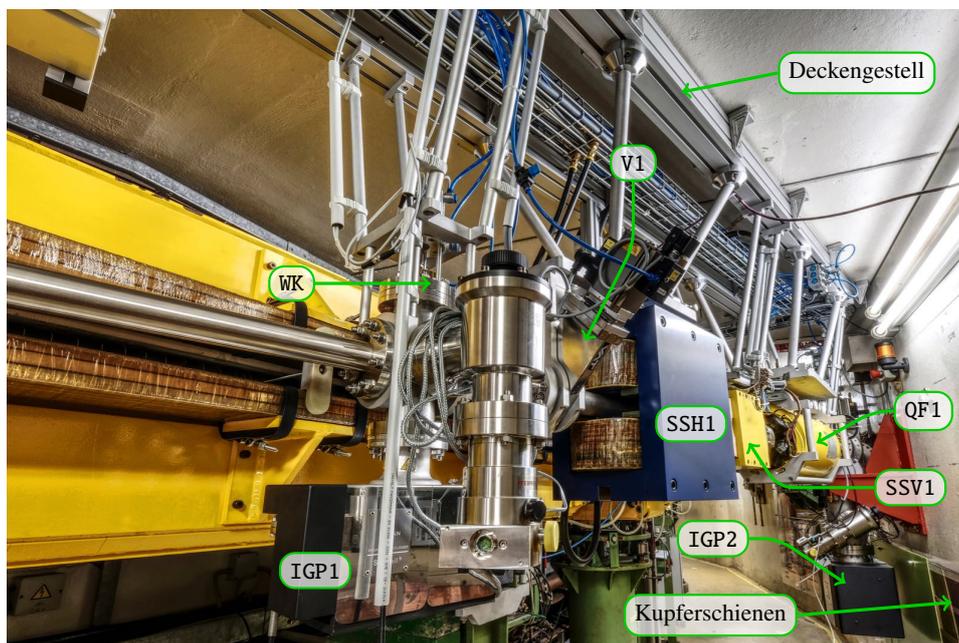
<sup>21</sup> Die Septa werden von sich im Syli-Keller befindenden Netzgeräten versorgt. Dabei muss die Stromversorgung von dort bis in den Tunnel durch ein Bohrloch erfolgen. Wegen des durch Ströme in der Größenordnung von bis zu 2 kA hervorgerufenen Stromwärmeverlustes eignen sich Stromschienen aus Kupfer, die im Bereich des Bohrlochs wegen der dort eingeschränkten natürlichen Kühlung durch Konvektion mit Wasser gekühlt werden.

Zur späteren einfachen Montage der Elemente wird das MiniTec-Profilsystem [Min] genutzt. Mit diesem System werden im Syli-Keller Gestelle gebaut, auf die alle Elemente über entsprechend angepasste Halter befestigt werden. Die eckigen Quadrupole und der Dipol stehen auf eigenen Gestellen; beim Teil der Strahlführung im Tunnel werden alle Elemente über Halter an der Decke befestigt. Ausgenommen sind die Halterungen für das Strahlrohr, welches in der Wand verläuft, und für den Beamshutter, die beide an der Tunnelwand angebracht sind. Die Gestelle sind alle auf dieselbe Höhe ausgerichtet und stehen in einer Flucht. Damit kann später mit angepassten Haltern eine einfache Montage der Elemente auf Strahlhöhe erfolgen.

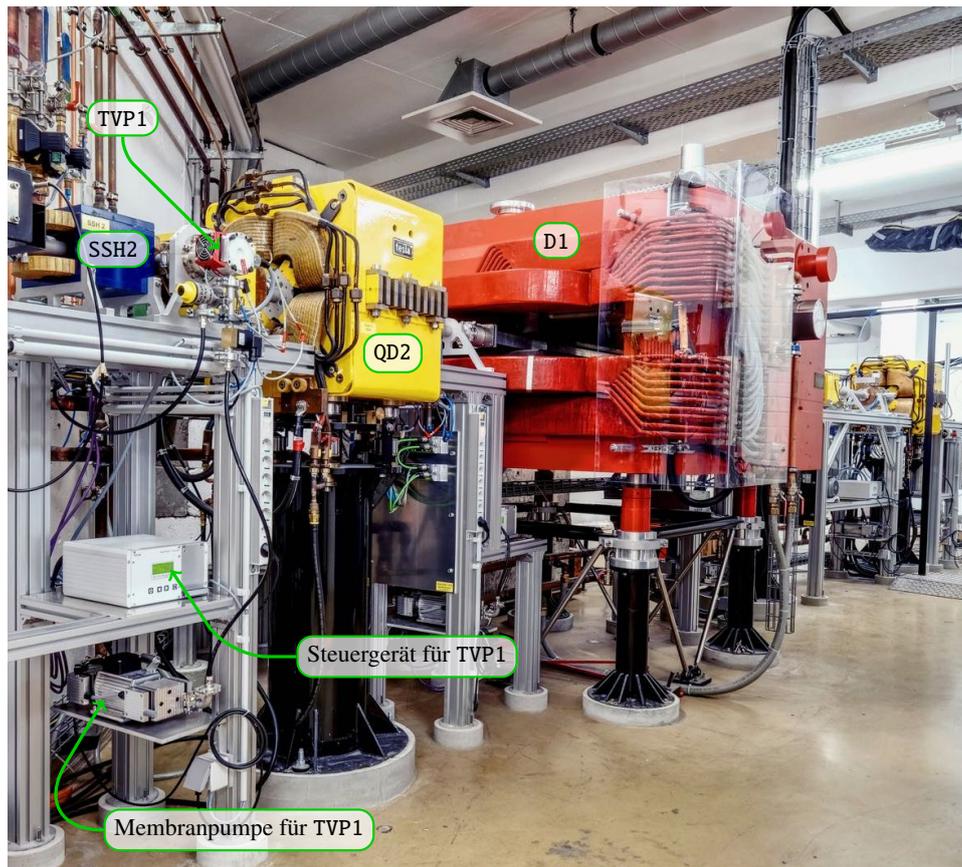
Wie vorhergehend schon erwähnt, werden einige Bauteile der Strahlführung durch Wasser gekühlt. Zu diesem Zweck gibt es zwei Kühlkreisläufe. Im Abschnitt des Tunnels wird zur Kühlung der ELSA-Magnetwasserkühlkreis genutzt, an den beide Septa, die Wasserklappe und der Magnet SSH1 angeschlossen sind. Der Teil der Strahlführung im Syli-Keller hat einen eigenen Kühlkreislauf. Dieser versorgt alle Quadrupolmagnete, den Dipolmagneten D1, den Intensitätsresonator sowie die beiden Netzgeräte der Septa und die Stromschiene mit Kühlwasser. Die Netzgeräte aller gekühlten Magneten können nur eingeschaltet werden, wenn durch die Magnete Kühlwasser fließt. Mithilfe von Durchflusswächtern wird dies kontrolliert; ferner wird auch die Temperatur des rücklaufenden Wassers gemessen. Das Fehlen des Durchflusses oder das Überschreiten einer festgelegten Temperaturschwelle führt zur elektrischen Verriegelung des jeweiligen Netzgeräts.



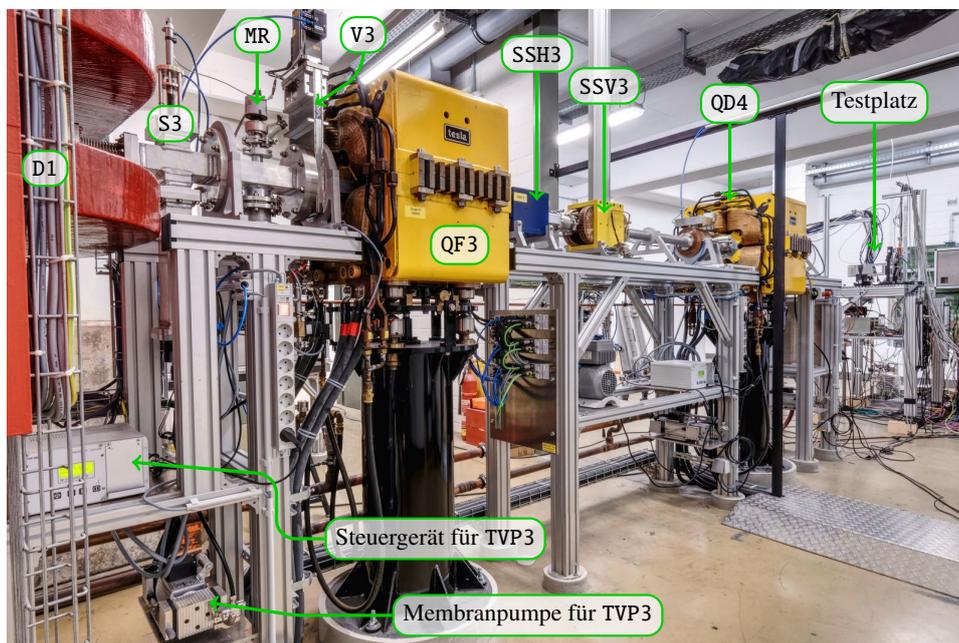
**Abbildung 5.17:** Die mit dem CAD-Programm *Inventor* erzeugte Ansicht der externen Strahlführung X3ED. Im oberen Teil des Bilds ist ein Teil des ELSA-Rings zu sehen, von dem die Strahlführung abzweigt. Dort ist der erste, sich im Beschleunigertunnel befindende Teil gezeigt, während im unteren Teil des Bilds der zweite Teil gezeigt ist, der sich im Syli-Keller befindet. Der besseren Übersicht halber sind die Deckengestelle, an denen die Strahlführungselemente im Bereich des Beschleunigertunnels aufgehängt sind, und die Gestelle, auf denen die Strahlführungselemente im Syli-Keller montiert sind, nicht gezeigt.



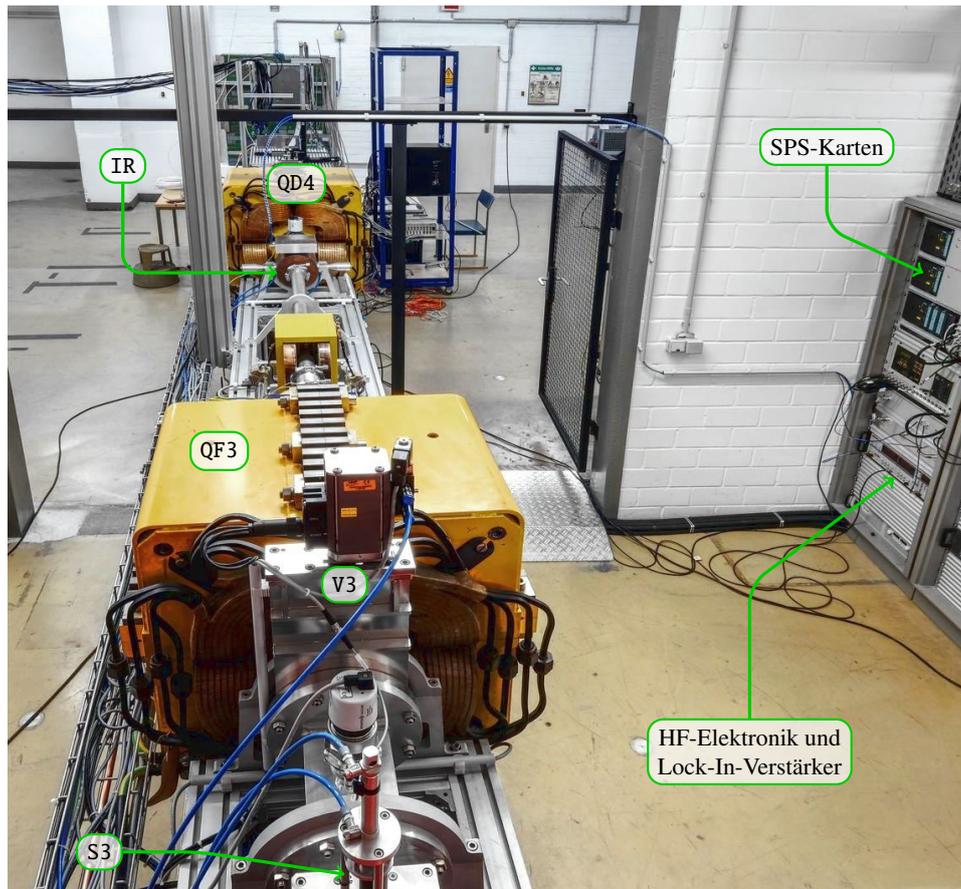
**Abbildung 5.18:** Foto des ersten, sich im Tunnel befindenden Teils der Strahlführung. Links im Bild ist ein ELSA-Dipolmagnet zu sehen. Das Strahlrohr von X3ED zweigt an dessen Anfang vom Strahlrohr von ELSA ab. Alle Elemente sind an der Decke befestigt. An der rechten Wand des Tunnels laufen hinter einer Acrylglasscheibe die Kupferschienen für die Stromversorgung der Septummagnete. Auf dem roten Wandgestell sitzt der Strahlverschluss. Wegen der hängenden Montage ist ein Unterqueren der Strahlführung möglich.



**Abbildung 5.19:** Foto des vorderen zweiten Teils der Strahlführung im Syli-Keller. Alle Elemente sind auf Gestellen montiert. Die zu jeder TVP gehörende Einheit aus Steuergerät und Membranpumpe ist jeweils unter der zugehörigen Pumpe installiert. Der Magnet SSH2 ist von der Pumpe TVP1 verdeckt.



**Abbildung 5.20:** Foto des hinteren zweiten Teils der Strahlführung im Syli-Keller. Alle Elemente sind auf Gestellen montiert. Direkt hinter dem Dipolmagneten D1 sitzt der Strahlschirm S3. Unterhalb der Druckmessröhre MR ist die Pumpe TVP3 installiert. Rechts daneben ist Ventil V3 zu sehen. Im Hintergrund kann der Testplatz mit einem Tisch und Elektronikkomponenten erkannt werden.



**Abbildung 5.21:** Foto des hinteren zweiten Teils der Strahlführung mit Blick Richtung Testplatz. Der Intensitätsresonator IR mit aufgeschraubtem Resonator-Modul sowie die HF-Elektronik und der Verstärker (siehe Abschnitt 7.2.2) sind gekennzeichnet. Im Hintergrund ist der Strahlvernichter (siehe Abschnitt 6.5.3) sowie der davor liegende Testplatz zu sehen.

---

## Praktischer Strahlenschutz

---

Die Anwendung der Grundsätze des Strahlenschutzes wird als *Praktischer Strahlenschutz* bezeichnet. Das Ziel von Strahlenschutzmaßnahmen ist die Vermeidung unnötiger Strahlenexpositionen, Kontaminationen oder Inkorporationen und deren Minimierung, wo diese unvermeidbar sind. Laut Strahlenschutzverordnung muss nicht jede Strahlenexposition verhindert werden, sondern die Exposition im Rahmen der festgelegten Grenzwerte und den Umständen entsprechend auf ein Minimum beschränkt werden. [GSW08, Abschn. 8]

In diesem Kapitel wird das Strahlenschutzkonzept von X3ED vorgestellt. Zunächst wird allgemein auf die Maßnahmen zum Schutz vor ionisierender Strahlung eingegangen. Dann wird beschrieben, wie mithilfe eines Simulationsprogramms eine wirkungsvolle Abschirmmaßnahme für den Bereich der Strahlführung entworfen wird. Abgeschlossen wird das Kapitel mit der Vorstellung der Messergebnisse der Dosis im Rahmen der Begutachtung des neuen Experimentierbereichs zur Erteilung der Betriebsgenehmigung.

Was unter dem Begriff Strahlenschutz zu verstehen ist und worauf dieser abzielt ist in Anhang A zusammengefasst. In Anhang B werden die Grundlagen der Strahlungsphysik erläutert.

### 6.1 Maßnahmen beim Strahlenschutz

Die oberste Grundregel beim Umgang mit ionisierenden Strahlen ist eine Strahlenbelastung von Menschen und Umwelt – selbst unterhalb von gesetzlichen Grenzwerten – so gering zu halten, wie dies mit vernünftigen Mitteln erreichbar ist. Diese Grundregel wird im sogenannten *ALARA-Prinzip*<sup>1</sup> zusammengefasst [GSW08, Abschn. 6]. Umgesetzt wird dieses wichtige Prinzip beim Arbeiten mit radioaktiven Stoffen durch das Halten von Abstand, der Verwendung einer Abschirmung, der Beschränkung der Aufenthaltszeit und der Aktivität sowie der Vermeidung von Inkorporationen.

### 6.2 Abschirmung von Strahlung

Um eine Verringerung der Strahlenexposition zu erreichen, kann das ALARA-Prinzip angewendet werden. Neben der Verkürzung der Aufenthaltsdauer im Strahlenfeld und der Vergrößerung des Abstandes zu einer Strahlenquelle (*Abstandsquadratgesetz*, siehe Abschnitt A.1.1), sind vor allem Abschirmmaßnahmen ein wichtiger Teil des Strahlenschutzes. Abschirmungen gegen ionisierende Strahlung haben die Aufgabe,

---

<sup>1</sup> ALARA ist das aus dem Englischen abgeleitete Kurzwort für *As Low As Reasonably Achievable*, was für *so niedrig wie vernünftigerweise erreichbar* steht.

die Intensität der Strahlung hinter der Abschirmung zu reduzieren und somit vor allem Personen, aber auch die Umwelt vor Strahlenschäden zu schützen.

### 6.2.1 Photonen

Photonenstrahlung besitzt im Gegensatz zu Strahlung aus geladenen Teilchen keine endliche Reichweite (siehe Abschnitt B.1.2). Daher müssen Schutzwände gegen Photonenstrahlen wesentlich dicker sein als diejenigen zur Abschirmung geladener Teilchen gleicher Energie. Die Anzahl an Primärteilchen verringert sich mit zunehmender Dicke der durchstrahlten Materie. Dieses Verhalten wird durch das Schwächungsgesetz in Gleichung (B.1) beschrieben, das in der praktischen Anwendung den Massenschwächungskoeffizienten nutzt. Dieser ist energie- und materialabhängig.

Als Materialien zur Abschirmung werden Blei oder Schwerbeton verwendet, da die Schwächung proportional zu der Dichte und der Ordnungszahl des genutzten Materials ist. Normaler Beton (Dichte von  $2,0 \text{ t/m}^3$  bis  $2,4 \text{ t/m}^3$ ) ist generell zur Abschirmung geeignet, jedoch kann durch Zuschläge die benötigte Schilddicke deutlich reduziert werden. Durch das Einbringen bestimmter Mineralien aus der Klasse der Oxide, Hydroxide und Sulfate kann die Dichte auf bis zu  $4,5 \text{ t/m}^3$  erhöht werden. [Sau83, Abschn. 16.2]

Bei der Schwächung von Photonenstrahlung werden als Sekundärteilchen Elektronen und bei Energien oberhalb von 6 MeV bis 20 MeV [Kri04, Abschn. 4.5] durch den Kernphotoeffekt auch Protonen und Neutronen erzeugt (siehe Abschnitt B.1.1). Diese können ihrerseits wieder Photonenstrahlen sowie Tertiärteilchenstrahlen generieren. Diese zusätzlichen Strahlungsfelder müssen ebenso abgeschwächt werden.

### 6.2.2 Neutronen

Bei Abschirmungen von Neutronenstrahlen müssen die Wechselwirkungsprozesse von Neutronen mit Materie beachtet werden. Der Energieverlust von Neutronen tritt nur bei gelegentlichen Stößen mit Atomkernen auf – wie in Abschnitt B.1.3 ausgeführt, gibt es keine endliche Reichweite. Da Neutronen im Allgemeinen eine umso größere Dosisleistung verursachen, je größer deren Energie ist (siehe Tabelle A.1 und Tabelle A.2), sollten schnelle Neutronen zunächst moderiert werden. [Sau83, Abschn. 16.3] Dazu eignen sich besonders Materialien mit leichten Atomkernen wie Wasserstoff. Wie in Abbildung B.6 illustriert, ist dann ein möglicher Energieverlust maximal. Auch sind die Wirkungsquerschnitte für schnelle Neutronen wesentlich kleiner als für thermische (siehe Abbildung B.7), was den Einfang von langsamen Neutronen wahrscheinlicher macht.

Eine preisgünstige Abschirmung für Neutronen ist Normal- oder Schwerbeton. Im Zement sind in physikalischer und chemischer Form maximal 40 % [GWK02, Abschn. 2.1] der Masse in Wasser gebunden, welches zur Moderation schneller Neutronen im Beton beiträgt.

Die bei Einfangprozessen von Neutronen an Atomkernen des Abschirmmaterials entstehende Photonenstrahlung (siehe Abschnitt B.1.3) ist sehr durchdringend. Dabei muss mit Photonenenergien zwischen etwa 2 MeV und 11 MeV [VS07, Abschn. 9.5] gerechnet werden. Auch durch inelastische Stöße von Neutronen mit Atomkernen können Photonen mit Energien einiger Megaelektronenvolt (Abschnitt B.1.3) erzeugt werden. Um die bei den verschiedenen Wechselwirkungsprozessen entstandenen Photonen wirkungsvoll abschirmen zu können, sollten Materialien hoher Dichte wie Schwerbeton solchen mit niedriger Dichte folgen. Alternativ können Materialien genutzt werden, die Atomkerne beinhalten, die einen besonders hohen Einfangwirkungsquerschnitt für thermische Neutronen aufweisen. Dies sind beispielsweise Bor oder Cadmium.

Bei der Wahl der Abschirmmaterialien ist zudem zu beachten, dass deren stabile Nuklide aktiviert werden können. Daher sollte die Wahl auf Materialien fallen, die wenige Nuklide enthalten, aus denen langlebige radioaktive Tochternuklide entstehen können.

Eine mehrschichtige Neutronenabschirmung ist gegenüber einer Abschirmung aus einem einzigen Stoff gleicher Wirkung deutlich raumsparender. Ein Beispiel für eine solche Abschirmung ist die Anordnung von einem Schwermetall als erste, der Neutronenquelle zugewandten Schicht, gefolgt von einer zweiten Schicht, die größere Mengen an Wasserstoff enthält, einer Schicht mit Material mit hohem Einfangwirkungsquerschnitt für thermische Neutronen und einer Schicht großer Dichte. In der ersten Schicht werden schnelle Neutronen inelastisch gestreut; deren Energie wird reduziert. In der zweiten Schicht findet durch elastische Streuung eine Moderation der Neutronen statt. In der dritten und vierten Schicht werden thermische Neutronen eingefangen. Die letzte Schicht mit hoher Dichte sorgt dafür, dass die bei den Wechselwirkungsprozessen entstehenden Photonenstrahlungsfelder geschwächt werden.

### 6.2.3 Geladene Teilchen

Geladene Teilchen haben, wie in Abschnitt B.1.5 ausgeführt, eine endliche Reichweite in Materie. Um ein Strahlungsfeld aus geladenen Teilchen abzuschirmen, muss die Dicke des Absorbermaterials größer sein als die maximale Reichweite der Strahlung in dem Material. Es muss außerdem beachtet werden, dass bei der Wechselwirkung von geladenen Teilchen mit Materie auch Photonen und Neutronen entstehen können.

Bei einem Elektronenstrahlungsfeld tritt die Bremsstrahlungserzeugung bevorzugt in Materialien mit hoher Kernladungszahl auf (siehe Abschnitt B.1.6). Um die Erzeugung dieser schlecht abzuschirmenden Strahlung zu verhindern, wird für Abschirmung von Elektronen als erste Schicht Kunststoff oder Aluminium genutzt, gefolgt von einer Schicht aus Blei oder Schwerbeton. Die Abschirmung wird also effizienter, wenn ein Strahlungsfeld zunächst in eine Schicht aus einem Material mit niedriger Kernladungszahl eintritt und erst anschließend in eines mit höherer [Sau83, Abschn. 16.1]. In Materialien mit niedriger Kernladungszahl erzeugen Elektronen nur zu einem geringen Teil niederenergetische Photonenstrahlung, da der AUGER-Effekt dominiert [Kri04, Abschn. 16.2].

Strahlungsfelder aus Kernteilchen wie beispielsweise Protonen oder Alphateilchen haben sehr kurze Reichweiten in Materie. In Luft ist die Reichweite von Alphateilchen mit einer Energie von 1 MeV in guter Näherung 1 cm. Entsprechend dem Verhältnis der Dichten von Luft und Gewebe ist die Reichweite von Alphateilchen in letzterem um einen Faktor Tausend untersetzt. [VS07, Abschn. 9.5] Durch die wegen deren Masse unterdrückte Bremsstrahlungserzeugung können Protonen mit relativ geringen Dicken eines dichten Absorbers abgeschirmt werden.

## 6.3 Auslegung von Abschirmungen

Für die verschiedenen Strahlungsarten gibt es Tabellen und Näherungsformeln, um für eine begrenzte Zahl von Einsatzgebieten geeignete Abschirmmaßnahmen auszulegen. Allerdings wird eine sichere Auslegung durch die Kontaminationen eines Strahlungsfeldes – zum Beispiel durch die Erzeugung von Sekundärstrahlung bei bestimmten Wechselwirkungsprozessen (siehe Abschnitt B.1) – erschwert. In vielen Fällen ist demnach die Aufgabenstellung durch die komplexen Wechselwirkungsprozesse nicht durch eine Näherungsmethode lösbar; beispielsweise hängen die Schwächungsfaktoren von Neutronen stark von der Geometrie der Quelle und der Abschirmung ab. Um die erforderlichen Maßnahmen für eine Neutronenschwächung genau zu planen, sind daher in der Regel Rechnungen zum Strahlungstransport erforderlich [VS07, Abschn. 9.5]. Für einen Photonenstrahl, der auf einfache geometrische Formen trifft, kann die Abschirmwirkung leicht mit Messungen untersucht werden. Für solche Einsatzzwecke kann dann auf die Messergebnisse zurückgegriffen werden und es wäre dann keine Simulation nötig. Allerdings ist eine Simulation prädestiniert für komplexere Geometrien, heterogene Medien und ausgedehnte Strahlungsfelder.

Solche Rechnungen oder Simulationen werden meist mit einem sogenannten *Monte-Carlo-Verfahren* durchgeführt. Diese Berechnungsmethode basiert auf dem Zufallsprinzip. In der Simulation zu Zwecken des Strahlenschutzes wird der Weg einzelner Teilchen in Materie verfolgt. Dazu müssen sowohl die Geometrie der Materialien sowie deren physikalische und chemische Zusammensetzung als auch das wechselwirkende Strahlungsfeld bekannt sein. Wird beispielsweise ein Photon betrachtet, bestimmen Zufallszahlen den ersten Wechselwirkungsort, die Art der Wechselwirkung und die Streuwinkel [KP89, Abschn. 7.4]. Dies bedeutet aber auch, dass alle möglichen Wechselwirkungsprozesse sowie die dabei möglicherweise entstehenden Teilchen bekannt sein müssen. Die physikalischen Grundlagen der Strahlungsphysik und des Strahlenschutzes müssen also implementiert werden. Das Ziel solcher Simulationen – die Erstellung einer makroskopischen Dosisverteilung mit vertretbar kleinen Fehlern – kann aus statistischen Gründen nur erreicht werden, wenn eine große Anzahl an Teilchen individuell verfolgt wird. Im Gegensatz zu den Anfangsjahren der Methode sind Simulationen mit Teilchenanzahlen von  $10^6$  bis  $10^9$  [LB05, Abschn. 1.6] heutzutage durch leistungsfähige Rechner kein Problem mehr.

### 6.3.1 Monte-Carlo-Simulationen

Mit Monte-Carlo-Simulationen wird versucht, Prozesse zu beschreiben, die einen zufälligen Charakter haben – also stochastischer Natur sind [LB05, Abschn. 1.1]. Es können analytisch nicht oder nur sehr aufwendig lösbare Probleme gelöst werden. In den Naturwissenschaften – besonders in der Mathematik und der Physik – wird diese Methode häufig angewendet, da die Gesetze der Wahrscheinlichkeit und der Statistik oft die Vorgänge in der Natur beschreiben. Die Grundlage des Verfahrens sind in geeigneter Weise erzeugte Verteilungen von Zufallszahlen. Jede dieser Verteilungen wird genutzt, um einen bestimmten Zufallsprozess in einer Reihe solcher Prozesse zu bestimmen. Zum Beispiel kann die Diffusion von Neutronen durch verschiedene Materialien durch die Monte-Carlo-Methode gut beschrieben werden; das Ergebnis entspricht in guter Näherung der realen Diffusion [And86].

Die Monte-Carlo-Methode basiert auf dem *Gesetz der großen Zahlen* und dem *Zentralen Grenzwertsatz*. Das Gesetz großer Zahlen besagt, dass die Wahrscheinlichkeit von Zufallsergebnissen eines Experimentes, das unter unabhängigen und gleichen Bedingungen beliebig oft wiederholt wird, gemessen werden kann wie eine physikalische Konstante [Hen10, Abschn. 26]. Laut Zentralem Grenzwertsatz ist das wahrscheinlichkeitstheoretische Verhalten einer Summe von  $\mathcal{V}$  unabhängigen und identisch verteilten Zufallsvariablen asymptotisch für  $\mathcal{V} \rightarrow \infty$  nur vom Erwartungswert und von der Varianz, nicht jedoch von der Beschaffenheit der Verteilung bestimmt [Hen10, Abschn. 27]. Die Stichprobenvarianz geht also bei großer Anzahl an Zufallsvariablen in die Varianz der Verteilung über. Für die Standardabweichung  $\sigma$  gilt:

$$\sigma \propto \sqrt{\frac{1}{\mathcal{V}}} . \quad (6.1)$$

Die Genauigkeit eines Ergebnisses wird also mit der Erhöhung der Anzahl an Ereignissen  $\mathcal{V}$  gesteigert.

Bei einer Monte-Carlo-Simulation hat demnach das Ergebnis einen kleineren Fehler, wenn die Anzahl an Ereignissen vergrößert wird, jedoch steigt auch die Berechnungszeit stark an; diese kann auch bei modernen Rechnern mehrere Stunden oder sogar Tage betragen. Aus diesem Grund wird das Programm häufig parallel auf mehreren Prozessoren gleichzeitig ausgeführt. Dies reduziert die Berechnungszeit.

Zur Simulation von einem Teilchentransport durch Materie gibt es eine Reihe an Monte-Carlo-Codes (siehe beispielsweise [DS12, Abschn. D]). In der vorliegenden Arbeit wird das Programm *FLUKA* (**F**luktuiierende **K**askade) genutzt und im Folgenden beschrieben.

## 6.4 Das Teilchentransportprogramm FLUKA

FLUKA ist ein Monte-Carlo-Programmpaket, das den Transport von Teilchen in und deren Wechselwirkung mit Materie simuliert [Fer+05; Böh+14]. Es wurde von verschiedenen, auch am INFN<sup>2</sup> und CERN ansässigen Wissenschaftlern entwickelt und wird neben der Berechnung von Abschirmungen, Aktivierungen und der Dosimetrie an Teilchenbeschleunigern und zum Detektordesign auch in der Medizinischen Physik genutzt.

Bei der Entwicklung des Programms wurden fundierte und moderne physikalische Modelle implementiert und fortgehend weiterentwickelt. Im Zuge der Weiterentwicklung des Programms wurden mikroskopische Modelle simuliert und die Ergebnisse von Reaktionsschritten mit experimentellen Daten verglichen. So konnte eine Verifizierung der Simulationsergebnisse erfolgen. FLUKA stellt über sechzig verschiedene Teilchen zur Verfügung, die auf ihrem Weg durch Materie verfolgt werden können. Neben Photonen und Elektronen im Energiebereich von 1 keV bis zu mehreren tausend Teraelektronenvolt können auch Neutrinos und Myonen beliebiger Energie sowie Hadronen mit Energien von bis zu 20 TeV gewählt werden. Darüber hinaus können auch Photonen im optischen Energiebereich transportiert und die Emission von Teilchen aus radioaktiven Kernen dargestellt werden. Durch die eingebundenen, komplexen physikalischen Modelle können Wechselwirkungsprozesse sowohl zwischen Teilchen als auch zwischen Teilchen und Kernen sowie Streuprozesse simuliert werden. FLUKA kann auch Kernphotoreaktionen, die bei der Berechnung von Abschirmungen bei Elektronenbeschleunigern ein wichtiger Wechselwirkungsprozess sind, betrachten. [Fer+05, Abschn. 1]

Die Simulation einer kompletten elektromagnetischen Kaskade, wie sie bei der Interaktion von Elektronen mit den Atomen von Materie entsteht, könnte durchaus durchgeführt werden. Doch müssten in diesem Fall alle erzeugten Elektronen und Photonen ebenfalls transportiert werden. Ein Elektron mit einer Energie von 0,5 MeV, das auf einen Aluminiumabsorber trifft, vollführt bis zu  $10^4$  Stöße, bevor es eine Energie von 1 keV hat [And91, Abschn. 2.3]. Bei den meisten Anwendungen ist eine solch detaillierte Simulation nicht zweckdienlich. Um das Problem zu umgehen, wurde die sogenannte *condensed history*-Methode eingeführt, bei der mehrere Wechselwirkungsschritte zu einem einzigen zusammengefasst werden. Bei der Methode werden *weiche Stöße* – Stöße mit einem kleinen Energieverlust und geringen Streuwinkeln – und *harte Stöße* – Stöße mit einem hohen Energieverlust und großen Streuwinkeln – separat betrachtet. Während bei hart stoßenden Teilchen alle Wechselwirkungen einzeln betrachtet werden, werden bei weich stoßenden Teilchen die einzelnen Wechselwirkungen zusammengefasst und durch einen geradlinigen Schritt mit einem Winkel ersetzt. [And91, Abschn. 2.3]

Die betrachtete Theorie ist nur begrenzt gültig. FLUKA nutzt als Grundlage zur Beschreibung der Vielfachstreuung die Theorie nach MOLIERE [Bet53], die eine gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Simulation des Teilchentransports geladener Teilchen aufweist. [Fer+05, Abschn. 7.1]

Der Transport geladener Teilchen endet, wenn eine festgelegte Minimalenergie (*Cutoffenergie*) erreicht ist oder die Teilchen vollständig absorbiert wurden. Mit der Festlegung dieser Energie kann ein Kompromiss zwischen Genauigkeit und zeitlicher Effizienz gemacht werden. [Fer+05, Abschn. 7.1]

FLUKA ist auch in der Lage, die Aktivierung von bestrahlten Materialien zu simulieren. Mit einer entsprechenden Option wird sowohl die Aktivierung als auch der Zerfall der radioaktiven Elemente berechnet. Dafür wird zunächst ein Bestrahlungsprofil definiert, was die Bestrahlungsintensität und -dauer festlegt. Weiterhin können verschiedene Abklingzeiten definiert werden, nach denen die Fluenz oder Dosis ausgewertet werden. Zusätzlich können die durch die Bestrahlung erzeugten Radionuklide sowie durch deren Zerfall erzeugte Radionuklide samt deren Aktivität erfasst werden. Dabei wird die Aktivität während und nach der Bestrahlung mithilfe der BATEMAN-Gleichung [Bat10] exakt berechnet.

<sup>2</sup> Das *Istituto nazionale di fisica nucleare* (Nationales Institut für Kernphysik) ist eine Forschungsgesellschaft für Kern-, Teilchen-, und Astroteilchenphysik in Italien.

[Fer+05, Abschn. 7.1]

Mit *FLAIR (FLUKA Advanced Interface)* wird eine grafische Benutzeroberfläche zur Verfügung gestellt, mit der eine Eingabedatei für *FLUKA* leicht erstellt und ein Simulationsvorgang gestartet werden kann [Vla09]. Der darin integrierte Geometrieeditor erlaubt die einfache Erstellung und Visualisierung der Simulationsgeometrie. Außerdem kann eine Aufbereitung der Simulationsdaten sowie deren grafische Darstellung erfolgen.

### 6.4.1 Erstellung einer Simulation

Die Grundlage jeder Simulation ist eine Datei, die alle nötigen Definitionen enthält, die in Form sogenannter *cards* vorliegen. Jede dieser *cards* enthält einen Befehl oder eine Funktion sowie deren Parameter und Optionen.

Der grobe Aufbau einer Simulationsdatei ist wie folgt:

- Erstellung der Simulationsgeometrie samt Definition und Zuweisung der Materialien
- Definition der Teilchenquelle
- Definition der *Detektoren*
- Definition von Transportoptionen zur Effizienzsteigerung
- Initialisierung der Zufallszahlensequenz
- Startsignal inklusive der Anzahl der zu simulierenden Primärteilchen

#### Erstellung der Geometrie

Fast jedes Monte-Carlo-Programm zum Teilchentransport nutzt ein kartesisches Koordinatensystem. Der dreidimensionale Raum, in dem die Teilchen transportiert werden, sollte von einer speziellen Außenregion umgeben sein. Diese Umgrenzung sorgt für eine Beschränkung der Rechenzeit, da alle Teilchen, die aus der Simulationsgeometrie in diese Region eintreten, dort *verschluckt* werden – der Teilchentransport endet dort. Bei der Erstellung der Geometrie muss demnach entschieden werden, wo diese Umgrenzungsregion beginnt. Die Aufgabenstellung der Simulation darf durch die getroffene Wahl nicht beeinflusst werden. [DS12, Abschn. 10.2]

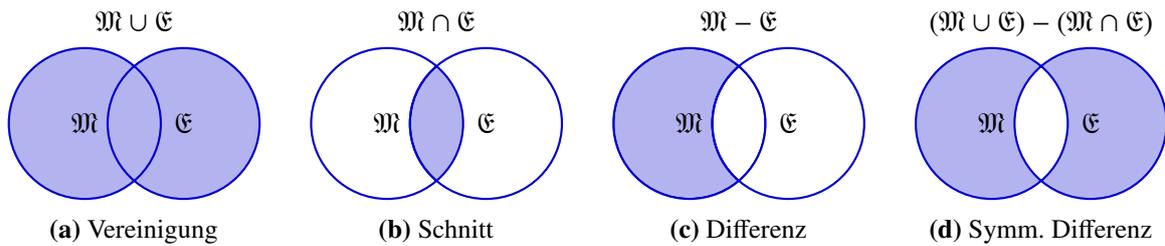
Durch die Nutzung der *Konstruktiven Festkörpergeometrie*<sup>3</sup> können auch komplexe Simulationsgeometrien erstellt werden. Die Grundlage jeder Geometrie sind *geometrische Primitive* – elementare ein-, zwei- oder dreidimensionale geometrische Formen. In *FLUKA* stehen beispielsweise rechtwinklige Parallelepipede, Sphären, Rotationsellipsoide, Kreiszyylinder, elliptische Zylinder, Kegelstümpfe, rechtwinklige Keile und konvexe Polyeder als geometrische Objekte zur Verfügung. Diese werden durch BOOLESCHE Operatoren verknüpft, wodurch die Simulationsgeometrie erstellt wird. In Abbildung 6.1 ist die Wirkung der verschiedenen Operatoren auf zwei sich überschneidende Kreise gezeigt.

Die Verknüpfung mehrerer Objekte oder aber auch ein einzelnes Objekt wird anschließend als *Region* definiert. Aus verschiedenen Regionen baut sich dann die Simulationsgeometrie auf. Jeder Region muss eine Materialeigenschaft – die chemische Zusammensetzung und die Dichte – zugeordnet werden. Die Nutzoberfläche *FLAIR* bietet eine Datenbank, in der die Eigenschaften der chemischen Elemente sowie der einiger gängiger Materialien (z. B. Luft, Wasser, Polyethylen) hinterlegt sind.

Es können jedoch auch Materialien definiert werden. Dazu muss deren chemische Zusammensetzung bekannt sein. Aus der Summenformel wird die molare Masse  $M$  eines jeden Bestandteils der Verbindung

---

<sup>3</sup> Die *Constructive Solid Geometry (CSG)* ermöglicht die Erzeugung komplexer geometrischer Strukturen, indem mithilfe von BOOLESCHE Operatoren einfache Objekte kombiniert werden.



**Abbildung 6.1:** Beispiele zur Konstruktiven Festkörpergeometrie anhand zweier sich überschneidender Kreise  $\mathfrak{M}$  und  $\mathfrak{E}$ . Dargestellt sind eine *Vereinigung*, ein *Schnitt*, eine *Differenz* und eine *Symmetrische Differenz*. Mit diesen Operationen lassen sich aus *geometrischen Primitiven* komplexe Objekte erstellen.

und deren Anteil an der molaren Masse der Verbindung bestimmt. Die Berechnung des Massenanteils  $p$  von Wasserstoffatomen H und Sauerstoffatomen O im Wassermolekül  $\text{H}_2\text{O}$  soll hier als Beispiel dienen.

$$p_{\text{H}} = \frac{M_{\text{H}} \cdot 2}{M_{\text{H}} \cdot 2 + M_{\text{O}} \cdot 1} = 11,19 \% \qquad p_{\text{O}} = \frac{M_{\text{O}} \cdot 2}{M_{\text{H}} \cdot 2 + M_{\text{O}} \cdot 1} = 88,81 \%$$

Der Massenanteil von Wasserstoff in Wasser beträgt also  $p_{\text{H}} = 11,19 \%$ , der von Sauerstoff  $p_{\text{O}} = 88,81 \%$ . Mit den dann bekannten Massenanteilen eines jeden Elements der Verbindung ist ein Material für die Simulation definiert.

### Definition der Teilchenquelle

Eine Voraussetzung zur Simulation des Teilchentransports ist die Definition der Teilchenquelle. Festgelegt werden die Teilchenart, die Verteilung der Energie sowie das Profil und die Divergenz des Strahlungsfeldes an der Startposition in der zuvor definierten Geometrie.

Meist emittieren Quellen Strahlung isotrop, jedoch gibt es auch anisotrope Quellen wie die von Teilchenbeschleunigern ausgesandte Teilchenstrahlung [DS12, Abschn. 10.3].

Bei der Definition einer solchen Teilchenquelle wird die mittlere Teilchenenergie und die Verteilung um diese Energie angegeben. Die Verteilung kann entweder einer Rechteck- oder einer GAUSS-Form folgen, deren volle Halbwertsbreite definiert wird.

### Definition von Detektoren

Es können bestimmte Bereiche in der Geometrie festgelegt werden, in denen eine bestimmte physikalische Größe wie beispielsweise die Dosis oder die Fluenz ermittelt werden soll. Ein solcher Bereich wird *Detektor* genannt.

Es gibt die Möglichkeit, einen *Detektor* zu definieren, der nicht an die Geometrie von *Regionen* gebunden ist. Es kann ein beliebiges Volumen in der Geometrie als *Detektorvolumen* festgelegt werden. In diesem Volumen kann die absorbierte Energie, aber auch die Fluenz registriert werden. Die Ausgabe kann nach einer Bearbeitung der Rohdaten grafisch dargestellt werden. Das Volumen wird dabei in Volumenelemente, die sogenannten *Voxel*<sup>4</sup> unterteilt.

<sup>4</sup> Bei einem *Voxel* handelt es sich um das dreidimensionale Äquivalent eines Pixels. Wegen der Analogie zum Pixel ist das Wort *Voxel* zusammengesetzt aus dem englischen Wort für Volumen *volume* – repräsentiert durch *vo* – und dem englischen Wort für Element *element* – repräsentiert durch *el*.

## 6.5 Das Strahlenschutzkonzept an X3ED

Zum Betrieb einer Beschleunigeranlage für Elektronen einer Endenergie von mehr als 150 MeV ist laut Strahlenschutzverordnung [StrlSchV, Abschn. 2] eine Betriebsgenehmigung erforderlich. Um diese zu erhalten, muss ein Gutachter feststellen, dass von der Anlage keinerlei Gefährdung für Mensch und Umwelt ausgeht. Dies wird durch entsprechende Maßnahmen sichergestellt. Dies ist zum Beispiel die Abschirmung der entstehenden Strahlung und die Überwachung relevanter Bereiche durch ein Sicherheitssystem.

Um den Bereich der Strahlführung X3ED als neuen Experimentierbereich E3 der Beschleunigeranlage ausweisen und genehmigen lassen zu können, musste zunächst ein Strahlenschutzkonzept erarbeitet werden. Dafür wurde die Ausgangslage analysiert, Forderungen für die Sicherheit und den Strahlenschutz aufgestellt und verschiedene Konzepte mithilfe des Simulationsprogramms *FLUKA* auf ihre Eignung überprüft.

### 6.5.1 Ausgangslage

Der Standort der neuen Strahlführung ist der *Syli-Keller* genannte Kellerraum, in dem sich früher Synchrotronlichtlabore befanden. In Abbildung 3.2 ist die geplante und auch bis auf den Kontroll- und Vorbereitungsraum umgesetzte Aufteilung des Kellerraums ohne Strahlenschutzmaßnahmen gezeigt. Um sich bei Strahlbetrieb in diesem Raum aufhalten zu können, muss den Forderungen des Strahlenschutzes – speziell denen des dort angestrebten Strahlenschutzbereiches – genügt werden. Dazu müssen Einschränkungen aufgrund der baulichen Gegebenheiten beachtet werden.

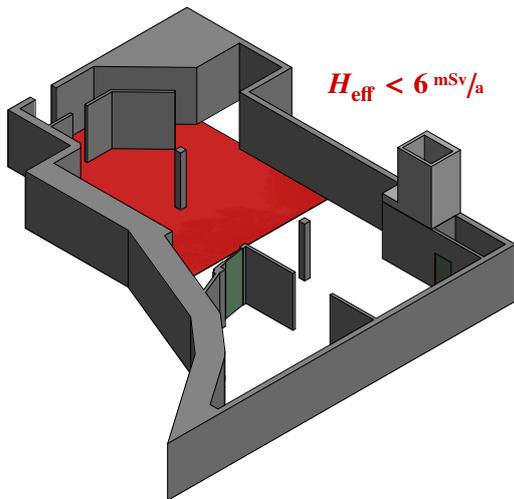
Die Forderungen für das Strahlenschutzkonzept an X3ED sind im Folgenden und anhand von Abbildung 6.2 erläutert.

- Um den Kontroll- und Vorbereitungsraum während des Strahlbetriebs für Personen zugänglich machen zu können, soll er als *Überwachungsbereich* ausgelegt werden. Dazu muss eine bauliche Abschirmung zwischen dem Bereich der Strahlführung sowie des Testplatzes und dem Kontrollraum eingebracht werden. Mit dieser Maßnahme soll die effektive Jahresdosis auf einen Wert  $H_{\text{eff}} < 6 \text{ mSv}$  beschränkt sein. Dargestellt ist diese Forderung in Abbildung 6.2(a).
- Bei der Wahl des nötigen Strahlvernichters muss beachtet werden, dass zum einen der einzige Notausstieg des Kellerraums (Abbildung 6.2(b)) auch nach den Baumaßnahmen zur Umsetzung des Strahlenschutzkonzepts weiterhin nutzbar bleiben muss. Zum anderen soll der Strahlvernichter so weit wie möglich in den Notausstiegsschacht integriert werden, damit am Testplatz genügend Fläche zu Verfügung steht (Abbildung 6.2(c)). Auch soll der Abstand zwischen Strahlvernichter und Testplatz wegen eventuell auftretender Rückstreuung von Teilchen möglichst groß sein.
- Zuletzt ist es zwingend erforderlich, die effektive Jahresdosis auf dem Areal über dem Syli-Keller, welches *Allgemeines Staatsgebiet* ist, auf einen Wert  $H_{\text{eff}} \leq 1 \text{ mSv}$  zu begrenzen. Vor allem im direkten Umfeld des Schachtausgangs könnte es ohne Abschirmmaßnahmen zu einer erhöhten Dosisleistung kommen.

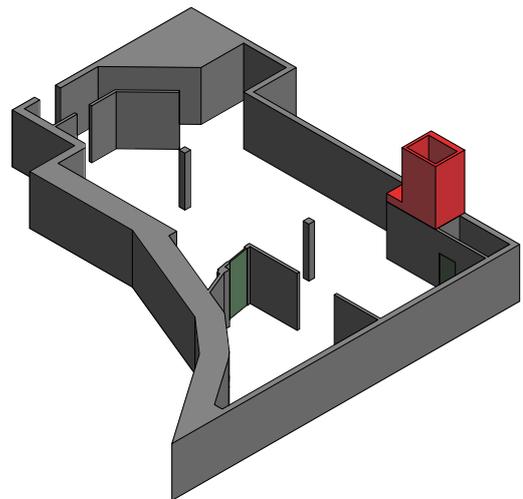
Zunächst werden zur Planung des Strahlenschutzkonzepts die baulichen Gegebenheiten erörtert. Der Syli-Keller ist durch eine Schwerbetonwand aus Hämatitbeton<sup>5</sup> mit einer Trockenrohddichte von  $3,8 \text{ t/m}^3$  vom ELSA-Ring getrennt. Die Außenmauern des Syli-Kellers haben laut Bauplan eine Dicke von 350 mm

---

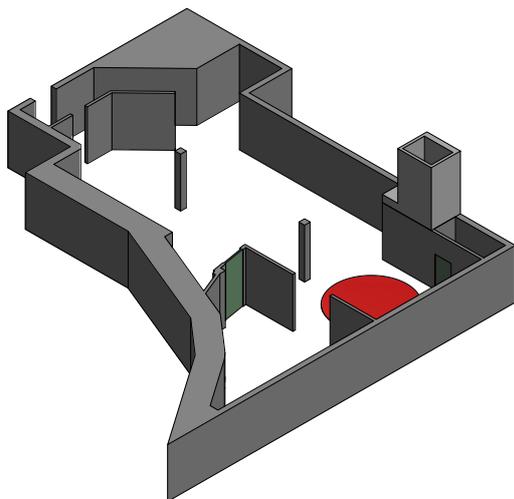
<sup>5</sup> Zur Herstellung von Hämatitbeton wird als Zuschlag Hämatit ( $\text{Fe}_2\text{O}_3$ ) genutzt, welcher eine Dichte von bis zu  $5,2 \text{ t/m}^3$  [MM15, Abschn. 1.7] hat. Das wegen seiner Farbe auch Roteisenstein genannte Mineral findet sich häufig in der Gesteinseinheit *Sedimentär Rotliegend*.



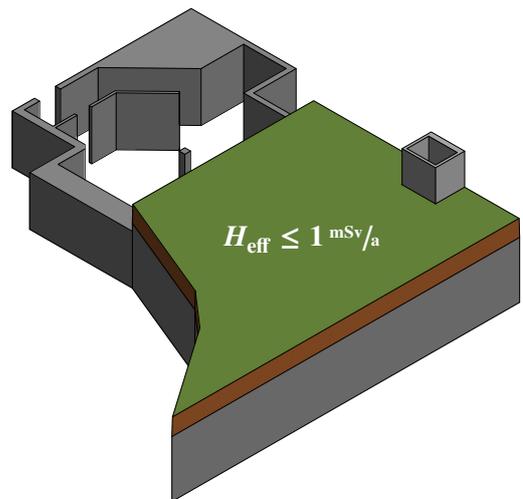
(a) Der Kontrollraum muss durch geeignete Maßnahmen von der im Bestrahlungsbereich entstehenden Strahlung abgeschirmt werden. Der Raum soll als *Überwachungsbereich* ausgewiesen werden, so dass die effektive Jahresdosis  $H_{\text{eff}}$  kleiner als 6 mSv sein muss.



(b) Bei den baulichen Maßnahmen und der Wahl des Strahlvernichters muss darauf geachtet werden, dass der einzige im Syli-Keller vorhandene Notausstieg weiter genutzt werden kann.



(c) Für den Testplatz muss genügend Fläche vorgesehen werden. Der Strahlvernichter muss daher so weit wie möglich in den Notausstiegsschacht geschoben werden.



(d) Das Areal über dem Syli-Keller ist *Allgemeines Staatsgebiet*. Daher darf die effektive Jahresdosis  $H_{\text{eff}}$  dort maximal 1 mSv betragen.

**Abbildung 6.2:** Darstellung der Forderungen für das Strahlenschutzkonzept an X3ED. Gezeigt ist jeweils der Grundriss des Syli-Kellers mit dem bis auf das Straßenniveau reichenden Notausstiegsschacht.

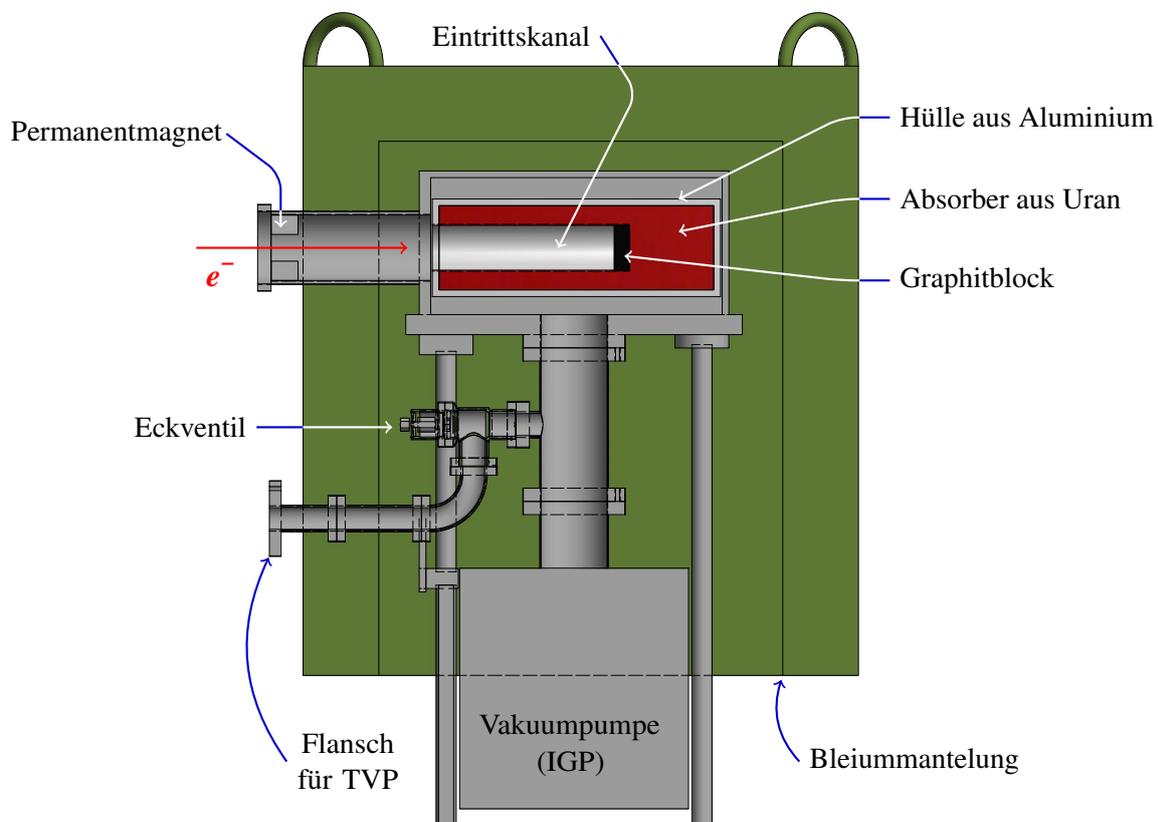
und wurden aus Beton der Festigkeitsklasse B35 (nach neuer Norm C30/37) errichtet. Damit liegt eine Trockenrohddichte zwischen  $2,0 \text{ t/m}^3$  und  $2,6 \text{ t/m}^3$  [IZB13] vor. Dieselbe Betonfestigkeitsklasse hat auch der Deckenbeton, wobei die Dicke dort 500 mm beträgt. Das Erdreich über dieser Decke hat eine Dicke von ungefähr 1 200 mm. Alle Innenwände sind aus Kalksandsteinen gemauert.

## 6.5.2 Strahlvernichter

Ein Strahlvernichter ist ein Aufbau, der die Energie von Teilchen aus einem Teilchenstrahl absorbieren soll. Der Kern eines Strahlvernichters kann aus unterschiedlichen Materialien wie Eisen, Kupfer, Aluminium, Beryllium, Blei oder Wolfram<sup>6</sup> bestehen.

Bei hohen Teilchenenergien kann das Material des Strahlvernichters aktiviert werden, Neutronen und andere Sekundärteilchen können erzeugt werden. Daher ist meist eine weitere Abschirmung um den eigentlichen Strahlvernichter nötig. Der Bau eines solchen Strahlvernichters ist daher recht aufwendig. Für die Strahlführung X3ED kann auf einen Strahlvernichter zurückgegriffen werden, der ab Ende der 1970er-Jahre als Strahlvernichter an dem Aufbau der Elektronenstreuexperimente am Bonner Synchrotron eingesetzt wurde. Konzipiert und gebaut wurde der Strahlvernichter im Rahmen von [Meh79].

Ein Vorteil des Strahlvernichters ist der integrierte FARADAY-Becher. Mit diesem ist eine Messung der in den Kern des Vernichters eintretenden Ladung möglich. Ein Schnittbild des Strahlvernichters bietet Abbildung 6.3.



**Abbildung 6.3:** Schnitt durch den eigentlichen Strahlvernichter mit integriertem FARADAY-Becher. In grün zu sehen ist die Bleiummantelung, die den Aufbau umgibt. Der einfallende Elektronenstrahl tritt über ein  $10\ \mu\text{m}$  dünnes Kupferfenster in das Vakuumsystem des FARADAY-Bechers ein. Der in rot dargestellte Absorber aus Uran, der von einer Aluminiumhülle umschlossen ist, ist elektrisch getrennt vom umliegenden Gehäuse angebracht und dient der primären Vernichtung des Strahls. Das Vakuum wird durch eine IGP aufrechterhalten. Um den erforderlichen Druck für den Betrieb der IGP zu gewährleisten, muss temporär eine TVP angeschlossen werden.

Prinzipiell soll ein FARADAY-Becher die gesamte in den Absorber kommende Ladung registrieren. Er muss also so dimensioniert sein, dass ihn möglichst keine Sekundärteilchen verlassen können. Allerdings

<sup>6</sup> Der in der Strahlführung genutzte Strahlverschluss besteht beispielsweise aus einer Wolframlegierung (siehe Abschnitt 5.1.7).

kommt es beim Eintritt von Strahlungsfeldern in den Absorber zu Rückstreuungen, die nicht gänzlich verhindert werden können. Diese Verluste können jedoch durch ein Material mit einer niedrigen Kernladungszahl reduziert werden, weshalb vor den eigentlichen Absorber eine Schicht aus Graphit angebracht wird. Auch die Geometrie des Absorbers hat einen Einfluss auf die Größe der Verluste. Der Absorber erhält einen Eintrittskanal (siehe Abbildung 6.3), an dessen Ende der Graphitblock sitzt. Durch diese Geometrie können nur noch Teilchen mit einem kleinen Winkel – beim genutzten Absorber ist dies ein Winkel<sup>7</sup> von  $7,52^\circ$  [Meh79, Abschn. 3.3] – den Absorber verlassen.

Der Absorber hat eine Hülle aus Aluminium. Diese soll verhindern, dass bei Wechselwirkungsprozessen von Teilchen mit dem Absorber erzeugte Photonen im Oberflächenbereich des Absorbers durch den Photo- und COMPTON-Effekt Elektronen auslösen, die beim Verlassen des Absorbers die Ladungsmessung verfälschen. Ein Material mit niedriger Kernladungszahl  $Z$  wird genutzt, da die Wahrscheinlichkeit für eine Wechselwirkung beim Photoeffekt mit  $Z^3$  bis  $Z^{3,5}$  und beim COMPTON-Effekt mit  $Z$  steigt, wie in Abschnitt B.1.1 ausgeführt wird.

Um Verluste durch Streuung von Elektronen an Teilchen aus der Luft zu minimieren, ist der Absorber in eine Vakuumkammer integriert. So findet nach dem Eintritt in den Strahlvernichter keine starke Verfälschung der Ladungsmessung statt. Das Eintrittsfenster für den Strahl besteht aus einer dünnen Folie ( $10\ \mu\text{m}$ ) aus Kupfer, wodurch Verluste durch Streuung gering gehalten werden. Aufgrund der Wechselwirkung mit der Folie erzeugte niederenergetische Sekundärelektronen werden durch einen Permanentmagneten vom Absorber ferngehalten, damit die Ladungsmessung nicht verfälscht wird.

Als Pumpe für das Vakuumsystem wird eine IGP genutzt, da diese weitestgehend wartungsfrei ist. Zur Erzeugung des zum Betreiben der IGP (in diesem Fall eine Diodenpumpe) benötigten Drucks, kann eine TVP über ein von Hand zu bedienendes Eckventil an den Rezipienten angeschlossen werden.

Die in der Pumpe ablaufenden Gasentladungen lassen auch geladene Teilchen und Photonen im UV-Bereich entstehen, die den Absorber erreichen können. Dies kann wiederum bei niedrigen Strahlströmen von unter  $100\ \mu\text{A}$  zu einer Verfälschung der Ladungsmessung führen. Verhindert wird dies durch ein System aus Gittern und Blenden, welches zwischen der Pumpe und dem Gehäuse des Absorbers eingebaut ist und an das eine Gegenspannung von  $20\ \text{V}$  [Meh79, Abschn. 4.1] angelegt wird.

Um einen kompakten FARADAY-Becher bauen zu können, wurde als Material für den Absorber abgereichertes Uran mit einer Zusammensetzung von  $(99,7 \pm 0,1)\%$   $^{238}\text{U}$ ,  $(0,3 \pm 0,1)\%$   $^{235}\text{U}$  und circa  $0,0028\%$   $^{234}\text{U}$  [Meh79, Abschn. 3.3] genutzt. Der Absorber hat eine Länge von  $390\ \text{mm}$  und einen Radius von  $65\ \text{mm}$ . Der Eintrittskanal hat eine Länge von  $260\ \text{mm}$  und einen Radius von  $35\ \text{mm}$ . Umgeben wird der  $81,15\ \text{kg}$  schwere Absorber von einer Hülle aus Aluminium mit einer Dicke von  $5\ \text{mm}$ . Am Ende des Eintrittskanals sitzt ein Zylinder aus Graphit mit einer Dicke von  $20\ \text{mm}$ .

Der ursprüngliche Aufbau des FARADAY-Bechers wurde weitestgehend weitergenutzt. Das Gestell, welches das Vakuumgehäuse samt Absorber trägt, sowie die Vakuumrohre wurden allerdings erneuert.

Eine vollständige Absorption der in den FARADAY-Becher eintretenden Elektronen und der bei den Wechselwirkungsprozessen entstehenden Sekundärteilchen ist mit der vorliegenden Geometrie nicht möglich. Daher wurde eine Abschirmung aus Blei gegossen, die als ein Stück über den FARADAY-Becher gesetzt werden kann. Die Wandstärke des Bleis, welches von  $6\ \text{mm}$  dicken Stahlplatten umgeben ist, beträgt  $100\ \text{mm}$ . Dieses Abschirmgehäuse hat ein Gewicht von ungefähr  $2,6\ \text{t}$ . [Meh79, Abschn. 3.3]

### 6.5.3 Simulationen zum Strahlenschutzkonzept

Um eine geeignete Umsetzung eines Strahlenschutzkonzepts für die in Abschnitt 6.5.1 vorgestellten Rahmenbedingungen zu finden, werden Simulationen mit *FLUKA* durchgeführt. Zu diesem Zweck wird die Geometrie des Syli-Kellers in vereinfachter Form nachgebildet. Das bedeutet, dass auf die wirklich-

<sup>7</sup> Dabei wird angenommen, dass der Strahl punktförmig und entlang der Mittelachse des Eintrittskanals einfällt.

keitsgetreue Nachbildung des kompletten dreieckigen Raums, in dem der Großteil der Strahlführung aufgebaut ist, verzichtet wurde. Es wird stattdessen ein rechteckiges Modell des Syli-Kellers erstellt, das die Dimensionen des in Abbildung 3.2 gezeigten Grundrisses wiedergibt. Alle äußeren Wände, das den Keller umgebende Erdreich sowie der Bereich der Wiese über dem Keller samt Notausstiegsschacht sind ebenfalls modelliert. Von den Elementen der Strahlführung selbst ist nur das Vakuumrohr mit Austrittsfenster im Modell implementiert. Ein Schnittbild des Grundrisses der Simulationsgeometrie ist in Abbildung 6.8 gezeigt.

Ein für den Strahlenschutz relevantes Element ist der Strahlvernichter. Dafür wird ein originalgetreues Modell des in Abschnitt 6.5.2 beschriebenen Strahlvernichters erstellt. Um der Anforderung nach ausreichendem Platz für die Aufbauten für Detektortests genügen zu können, muss der Strahlvernichter samt seiner Bleihülle teilweise in den Schacht des Notausstiegs integriert werden. Mit der so erstellten Geometrie – der modifizierte Kellerraum samt Strahlvernichter – werden erste Simulationen durchgeführt.

Die Teilchenquelle ist am Anfang des modellierten Vakuumrohrs positioniert. Die Energie der Teilchen wird zu 3,5 GeV mitsamt der aus dem realen Beschleunigerbetrieb stammenden Energieunschärfe festgelegt. Die Ausdehnung der Teilchenquelle entspricht der Strahlbreite aus den Simulationen mit *MAD-X* und *elegant*.

Die relevanten Größen, die durch die Simulation dargestellt werden sollen, sind die Teilchenfluenz und die Äquivalentdosis. Zur späteren Auswertung der Simulationsergebnisse wird dazu die Geometrie in Volumenelemente aufgeteilt. Die in einem solchen Element von Teilchen deponierte Energie beziehungsweise deren Fluenz werden in auf die Anzahl der Primärteilchen normierte Äquivalentdosen umgerechnet. Zur Umrechnung der Fluenzen in Dosisgrößen bedient sich *FLUKA* Daten aus [ICR74; Pel00].

Die Simulation wird für eine frei wählbare Anzahl von Teilchen durchgeführt, wobei für eine statistisch aussagekräftige Simulation mehrere Durchläufe mit einer Teilchenzahl größer als  $10^6$  gemacht werden sollten. Insgesamt wird auf 12 Prozessorkernen je ein Simulationsdurchlauf parallel vollzogen. Damit sind 12 Durchläufe in ungefähr einem Zwölftel der Zeit im Vergleich zu einer seriellen Vorgehensweise durchführbar.

Die Simulationen zur Untersuchung geeigneter Abschirmmaßnahmen werden zunächst jedoch mit einer um bis zu zwei Größenordnungen reduzierten Teilchenzahl gestartet, um den Zeitaufwand in einem verträglichen Maß zu halten. Damit lassen sich zwar keine statistisch aussagekräftigen Ergebnisse erhalten, jedoch kann die Wirkungsfähigkeit einer Abschirmmaßnahme bewertet werden. Mit solchen Simulationen wird sukzessive das bauliche Konzept für den Strahlenschutz entwickelt.

### Strahlenschutzschleuse

Zuerst wird durch den Einsatz einer Strahlenschutzschleuse die effektive Jahresdosis im Kontrollraum auf einen Wert von unter 6 mSv begrenzt. Als Material dieser Schleuse wird Schwerbeton verwendet. Dieser eignet sich sowohl zur Abschirmung von Photonen als auch von Neutronen und geladenen Teilchen. Um neben den Aspekten des Strahlenschutzes auch ökonomische zu berücksichtigen, werden – soweit dies möglich ist – schon vorhandene Schwerbetonsteine zur Errichtung der Abschirmungen genutzt. Im Bereich der Beschleunigeranlage ELSA werden diese Steine schon zur Abschirmung von Strahlung eingesetzt. Sie haben eine Dichte von  $3,6 \text{ t/m}^3$  und wurden aus Magnetitbeton<sup>8</sup> hergestellt. Es stehen Steine mit zwei verschiedenen Maßen zur Verfügung; zum einen solche mit einer Länge und Höhe von 1 000 mm und einer Breite von 500 mm, zum anderen nur halb so hohe. Dadurch lassen sich die Mauern

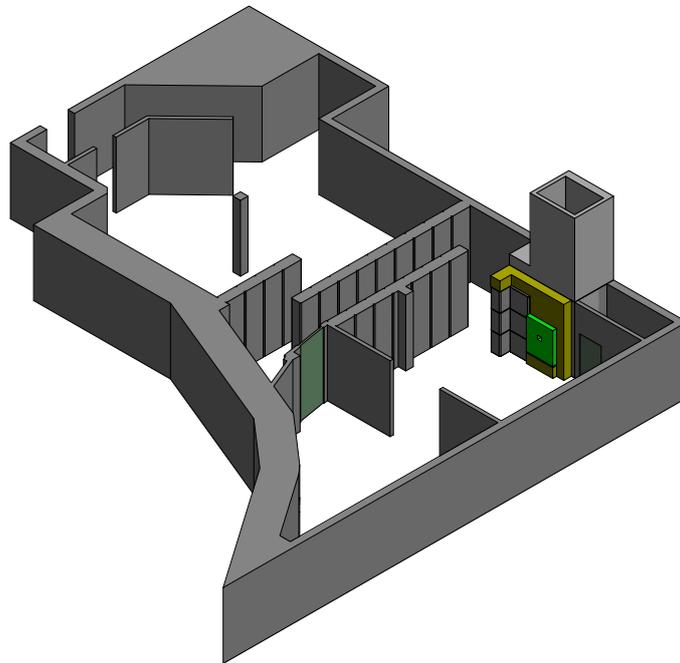
---

<sup>8</sup> Zur Herstellung von Magnetitbeton wird als Zuschlag Magnetit ( $\text{Fe}_3\text{O}_4$ ) genutzt, welcher eine Dichte von bis zu  $5,2 \text{ t/m}^3$  [MM15, Abschn. 1.7] hat.

bis kurz unterhalb der Decke<sup>9</sup> mit den vorhandenen Steinen aufbauen. Die Lücke zur Decke muss mit Strahlenschutzmauerwerk geschlossen werden.

Um den Zutritt zu dem Testbereich zu gewährleisten, gab es Überlegungen, ein bewegliches Tor als Zugang zum Testplatz – vor allem für den Transport sperriger Komponenten – vorzusehen. Diese aufwendige und teure Konstruktion kann durch den Bau einer labyrinthartigen Schleuse aus versetzt aufgebauten Wänden umgangen werden. Diese wird so geplant, dass eine Europoolpalette (Breite und Länge maximal 1 200 mm [EPAL]) durch die Schleuse transportiert werden kann.

Nach mehreren Simulationen wird sich für die in Abbildung 6.4 gezeigte Lösung mit drei unterschiedlich langen Mauern entschieden. Die beim Testplatz gelegene Mauer läuft nicht bis an die Außenwand, da es dort einen Zugang zum Notausstieg geben muss, der vom Kontrollraum auf möglichst kurzem Weg erreichbar ist. Daher muss eine weitere Abschirmung des Strahlvernichters erfolgen. Die Simulationen zeigen andernfalls zum einen eine zu geringe Abschirmung der entstehenden Strahlung im Kontrollraum, zum anderen eine zu hohe Dosis auf dem Areal über dem Keller.



**Abbildung 6.4:** Darstellung zur Umsetzung der Strahlenschutzschleuse und der Abschirmung des Strahlvernichters. Mit den Schwerbetonsteinen werden insgesamt drei Mauern errichtet, die zusammen die Schleuse bilden. Außerdem ist die Umsetzung der Einhausung des Strahlvernichters zu sehen, der in dessen vorderer linken Ecke auch aus den zur Errichtung der Mauern genutzten Schwerbetonsteinen gebaut wurde.

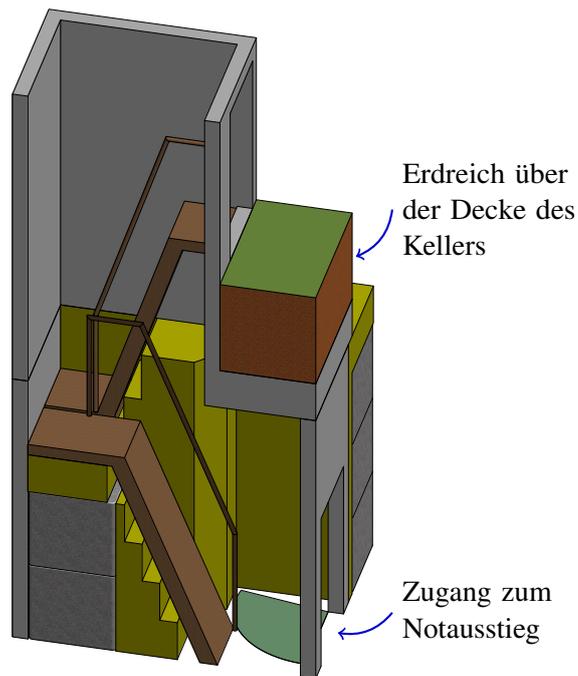
### Abschirmung des Strahlvernichters

Bei der Planung der Abschirmung des Strahlvernichters muss darauf geachtet werden, dass der Notausstieg weiterhin genutzt werden kann. Die im Notausstiegsschacht vorhandene Treppe wird daher beibehalten. Direkt neben diesem Ausgang beginnt die Einhausung des Strahlvernichters. Um das Erdreich hinter der Außenwand und den Raum, der den Transformator beherbergt, vor Strahlung abzuschirmen, wird die erste Treppe um 500 mm zum Zugang hin versetzt und unter der Treppe ebenfalls Schwerbeton

<sup>9</sup> Die Höhe des Kellerraums beträgt ungefähr 3 500 mm.

eingebraucht. Es wurde sichergestellt, dass sich die Tür zum Notausstiegsschacht komplett öffnen kann, um den Fluchweg nicht zu beengen. Es können für die Einhausung acht der schon für die Schleuse genutzten Schwerbetonsteine Verwendung finden. Das restliche Volumen wird mit Strahlenschutzmauerwerk und Barytbeton<sup>10</sup> einer Dichte von mindestens  $3,5 \text{ t/m}^3$  gefüllt.

Simulationen mit diesem Aufbau zeigen, dass die Abschirmung zum direkten Umfeld des Notausstiegsschachts oberhalb des Kellers nicht ausreichend ist. Daher wird der Bereich unter der zweiten Treppe im Notausstiegsschacht bis auf Höhe der Decke des Kellers ebenfalls noch mit Schwerbeton gefüllt. Eine Darstellung der umgesetzten Baumaßnahmen ist in Abbildung 6.5 gezeigt.



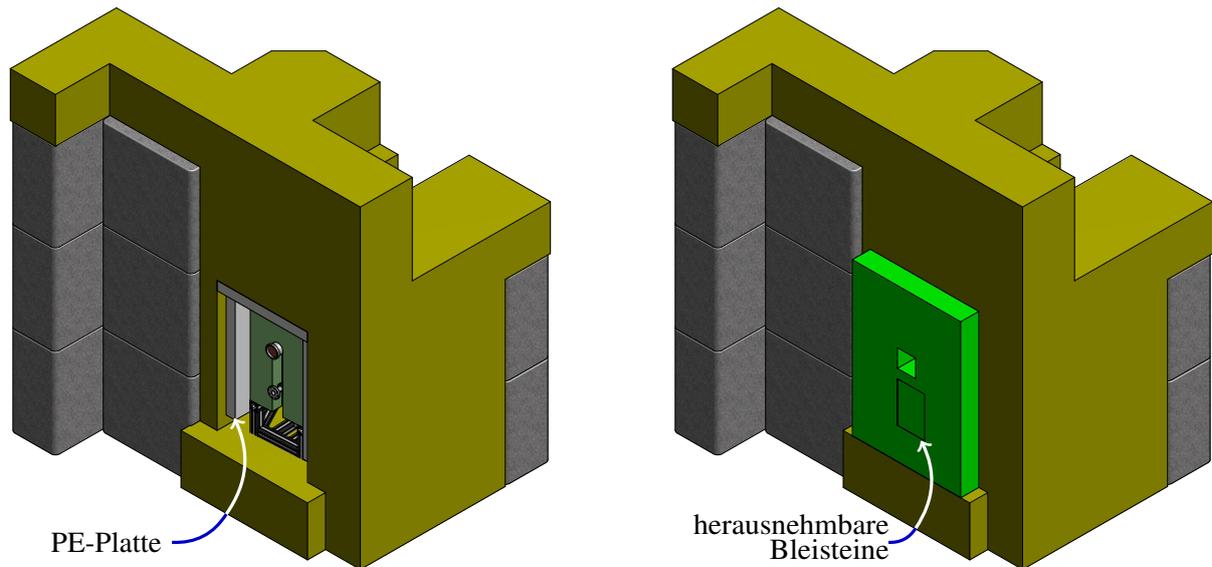
**Abbildung 6.5:** Schnittdarstellung des Notausstiegsschachts mit den umgesetzten Baumaßnahmen – die Außenmauer des Syli-Kellers ist nicht zu sehen. Der Schwenkbereich der Tür ist durch die blassgrüne Fläche markiert. In ockergelb sind alle Elemente aus Barytbeton dargestellt. Unter der ersten Treppe sind zudem zwei Schwerbetonsteine verbaut. Die Einhausung hat an der zur ersten Treppe zugewandten Seite eine Fase, um Verletzungen vorzubeugen, die durch eine scharfe Kante im Zusammenspiel mit der möglichen Hektik beim Flüchten auftreten könnten. Auch die Bereiche unter den Treppen sind mit Schwerbeton gefüllt.

Das Konzept zur Abschirmung des Strahlvernichters nutzt somit allen zur Verfügung stehenden Platz – sowohl im Notausstiegsschacht als auch im Bereich des Testplatzes – zum Einbringen von Schwerbeton. Damit ist eine Abschirmung von Strahlung, die den Strahlvernichter nach hinten und zu den Seiten verlässt, gewährleistet. Allerdings zeigen die Simulationen, dass auch eine Abschirmung in Richtung des einfallenden Strahls nötig ist. Zu diesem Zweck wird eine 200 mm dicke Mauer aus Bleisteinen errichtet, die im Bereich des Eintrittsfensters eine Aussparung hat. Der Vorteil dieser Mauer ist, dass durch eine abgetrennte Mauerweise der Zugang zu dem Flansch des Vakuumsystems des FARADAY-Bechers gewährleistet ist, ohne die komplette Mauer abbauen zu müssen.

Bei der Vernichtung des Elektronenstrahls entstehen unter anderem über den Kernphotoeffekt Neutronen. Um diese wirkungsvoll abschirmen zu können, werden die Innenwände der Öffnung der Einhausung, in der der Strahlvernichter untergebracht ist, mit Platten aus Polyethylen ( $(\text{C}_2\text{H}_4)_n$ ) – als Akronym ist PE

<sup>10</sup> Zur Herstellung von Barytbeton wird als Zuschlag Baryt ( $\text{BaSO}_4$ ) genutzt, welcher eine Dichte von bis zu  $4,5 \text{ t/m}^3$  [MM15, Abschn. 1.7] hat.

gebräuchlich – verkleidet. Diese Platten haben jeweils eine Dicke von 100 mm; die Platte rechts neben dem Strahlvernichter eine Dicke von 150 mm. Die Platte, die direkt hinter der Bleimauer sitzt, hat eine herausnehmbare Klappe, um den Zugang zum Vakuumflansch des FARADAY-Bechers zu ermöglichen. Die im Polyethylen enthaltenen Wasserstoffatome sorgen für eine effiziente Moderation der Neutronen (siehe Abschnitt B.1.3). Dies reduziert die Fluenz aus Neutronen am Testplatz um einen Faktor zehn, was damit begründet ist, dass die moderierten Neutronen im thermischen Energiebereich liegen, in dem die Abschirmmaterialien höhere Wirkungsquerschnitte aufweisen als in höheren Energiebereichen. Der finale Aufbau der Abschirmung des Strahlvernichters ist in Abbildung 6.6 zu sehen. Ein Foto des Strahlvernichters mit Fokus auf die Bleimauer findet sich in Abbildung 6.7.



(a) Ansicht mit nicht verschlossener Öffnung. Der Strahlvernichter sitzt auf einem Gestell, das teilweise in den aus Barytbeton gegossenen Sockel integriert ist. Umgeben ist der Strahlvernichter von insgesamt fünf Platten aus Polyethylen. Nur unter dem Strahlvernichter befindet sich keine solche Platte.

(b) Ansicht mit Bleimauer und Polyethylenplatte vor der Öffnung. In der Bleimauer ist ein Bereich vorgesehen, der aus getrennt von der restlichen Mauer gemauerten Bleisteinen gebaut ist. Dahinter befindet sich eine Wartungsklappe in der Polyethylenplatte, um zum Vakuumflansch des FARADAY-Bechers gelangen zu können.

**Abbildung 6.6:** Darstellung der Einhausung des Strahlvernichters. Dieser sitzt in einer Öffnung in der Einhausung. Für den Aufbau wurden insgesamt acht vorhandene Schwerbetonsteine verwendet und Barytbeton – entweder in Form von Mauerwerk oder Ortbeton – genutzt.

### Finale Simulationsgeometrie

Die finale Simulationsgeometrie ist in Abbildung 6.8 gezeigt. Der Kellerraum ist vereinfacht modelliert; jedoch sind alle für die Strahlenschutzberechnungen ausschlaggebenden Gegebenheiten originalgetreu wiedergegeben. Der Aufbau des Strahlvernichters ist – wie auch alle Schwerbetonelemente – detailliert in die Geometrie implementiert worden.

Die Geometrie wurde im Rahmen mehrerer Simulationen optimiert. Es wurden teilweise kleinere Veränderungen der zur Abschirmung bestimmten Maßnahmen umgesetzt. Anhand der Simulationsergebnisse konnte dann die Wirkung dieser Maßnahmen beurteilt werden und diese gegebenenfalls verworfen oder geändert werden.



**Abbildung 6.7:** Foto der Bleimauer vor dem Strahlvernichter. Vor der Mauer ist der Schirm S5 installiert. Um die Verfahreinheit und die Kamera zu schützen, ist eine Schutzhaube um beide gesetzt. Die Bleimauer ist auf den Schwerbetonsockel gesetzt und mit zwei gewinkelten Blechen an der Schwerbetonmauer befestigt. Es ist der unterste rechte Bleistein der herausnehmbaren Bleisteine (3 Spalten  $\times$  8,5 Reihen) markiert.

#### 6.5.4 Simulationsergebnisse

Die Simulationen zielen auf die Untersuchung der Dosiswerte im Kontrollraum und auf dem Areal über dem Syli-Keller sowie auf die Abschätzung einer möglichen Aktivierung des Strahlvernichters und somit einer möglichen Dosis in dessen Umfeld in Zeiten nach einem Strahlbetrieb ab.

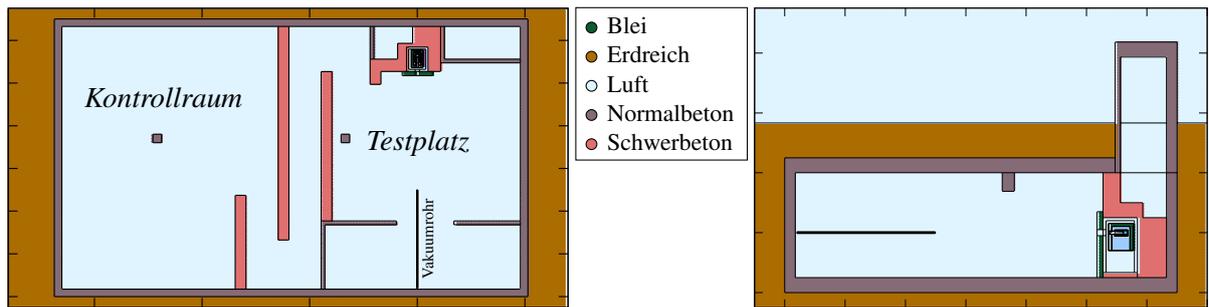
Nach einem Simulationsdurchlauf – also insgesamt 12 parallel durchgeführten Simulationen – werden die einzelnen Daten zusammengeführt. Für jeden definierten Detektor entsteht so eine Datei, die den aufgenommenen Parameter samt Fehler enthält. Dabei sind die Parameter auf die in der Simulation verwendete Teilchenanzahl normiert. Dies hat den Vorteil, dass eine Skalierung der Ergebnisse auf eine bestimmte Primärteilchenrate respektive einen Strom erfolgen kann.

Zur Darstellung der Parameter wird auf Projektionen des Detektorvolumens mit seinen Elementen auf eine Ebene zurückgegriffen. Im Koordinatensystem  $x$ - $y$ - $z$  kann das Detektorvolumen als dreidimensionale Matrix  $\mathbf{D}$  mit den Einträgen  $\mathbf{d}_{ijk}$  – den einzelnen Voxeln – angesehen werden. Dabei enthalten die Einträge jeweils die vom Detektor registrierte Größe. Durch die Projektion dieser Matrix auf beispielsweise die  $y$ - $z$ -Ebene, also entlang der  $x$ -Achse innerhalb der Projektionsgrenzen  $x_{\min}$  und  $x_{\max}$ , wird eine Matrix  $\mathbf{P}$  erhalten mit den Einträgen  $\mathbf{p}_{jk}$ , welche die Mittelwerte

$$\mathbf{p}_{jk} = \frac{1}{x_{\max} - x_{\min}} \sum_{i=x_{\min}}^{x_{\max}} \mathbf{d}_{ijk}$$

samt Fehler (statistischer Fehler, Fehler der Mittelung und Fehler der Projektion) enthalten.

Zunächst werden die Fluenzen von Elektronen, Photonen und Neutronen untersucht, da aus diesen die Dosis gewonnen wird. Dann wird die Verteilung der Dosis in dem Bereich des Kellers und dem Areal



(a) Grundriss der Simulationsgeometrie. Dargestellt ist ein Schnitt auf Höhe der Mittelachse des Vakuumrohrs.

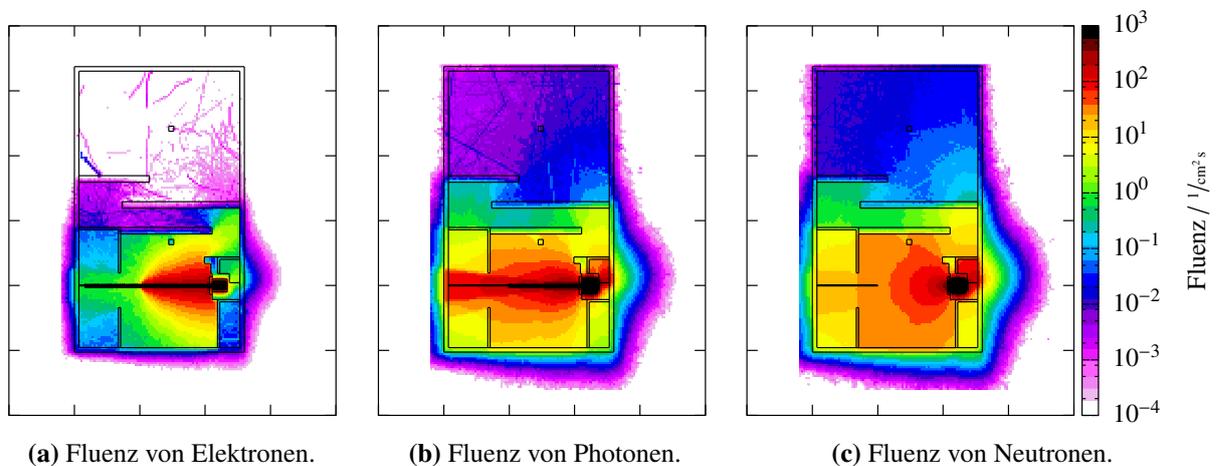
(b) Seitenansicht der Simulationsgeometrie. Dargestellt ist ein Schnitt entlang der Mittelachse des Vakuumrohrs.

**Abbildung 6.8:** Simulationsgeometrie von X3ED für die Strahlenschutzberechnungen mit *FLUKA*. Es wird ein vereinfachtes Modell der in Abbildung 6.4 gezeigten Geometrie verwendet – die ausschlaggebenden Formen werden jedoch originalgetreu implementiert.

darüber dargestellt. Zum Schluss wird auf die Aktivierung des Strahlvernichters eingegangen.

## Fluenz

Durch die Definition entsprechender Detektoren kann *FLUKA* die Fluenz (siehe Abschnitt A.1.1) einzelner Teilchenarten im Detektorvolumen simulieren. In Abbildung 6.9 sind die auf den Grundriss der Simulationsgeometrie projizierten Fluenzen dargestellt.



(a) Fluenz von Elektronen.

(b) Fluenz von Photonen.

(c) Fluenz von Neutronen.

**Abbildung 6.9:** Verteilung der Fluenz im Syli-Keller bei einer Energie von 3,5 GeV und einem externen Strom von 100 pA. Das definierte Detektorvolumen endet nach den Außenmauern des Kellers im linken Teil der Bilder, was sich durch eine scharfe Begrenzung der dargestellten Fluenz zeigt. In der Realität befindet sich dort der Tunnel des ELSA-Rings; eine Betrachtung der Fluenz in diesem Bereich ist nicht relevant für das Strahlenschutzkonzept. Das Detektorvolumen ist im unteren und rechten Teil der Bilder deutlich auf den Bereich außerhalb der Außenmauern ausgeweitet, da sich dort Erdreich befindet, in welchem eine Betrachtung der Fluenz für das Strahlenschutzkonzept relevant ist.

Die Fluenz von Elektronen (Abbildung 6.9(a)) ist im Bereich des Elektronenstrahls maximal. Nach dem Verlassen des Strahlrohrs in Richtung Strahlvernichter weitet sich der Strahl auf. Zum einen durch die Abstoßung der Elektronen untereinander, zum anderen durch Wechselwirkungsprozesse wie die

Streuung an den Molekülen der Luft. Im Bereich um das Strahlrohr ist eine Fluenz aus Sekundärelektronen mit einer Flugrichtung entgegen der Richtung des Strahls ersichtlich. Diese werden durch die Wechselwirkungsprodukte der Elektronen mit Materie (siehe Abschnitt B.1.5) erzeugt. Die Fluenz im Kontrollraum liegt etwa sieben Größenordnungen unter der maximalen Fluenz im Strahl, da eine Abschirmung von Elektronen durch die Schwerbetonelemente gut realisiert werden kann.

Die Fluenz von Photonen ist in Abbildung 6.9(b) gezeigt. Durch die Wechselwirkungen der Elektronen mit Materie werden Photonen aus Bremsstrahlungsprozessen erzeugt. Im Strahlvernichter ist dieser Prozess wegen der hohen Dichte und Massenzahl des Absorbers aus Uran dominant (siehe Abschnitt B.1.6). Im Bereich hinter dem Strahlvernichter kann eine asymmetrische Verteilung der Photonen erkannt werden, welche aus der asymmetrischen Konstruktion der Einhausung des Strahlvernichters folgt. Durch Sekundärprozesse ist auch ein Photonenstrahlungsfeld in rückwärtiger Richtung vorhanden. Dieses kann beispielsweise durch Paarbildung Elektronen erzeugen. Wegen der exponentiellen Abschwächung von Photonen – die in Abschnitt B.1.2 vorgestellt wird – treten im Kontrollraum nur um etwa fünf Größenordnungen untergesetzte Fluenzen in Bezug zur maximalen Fluenz auf.

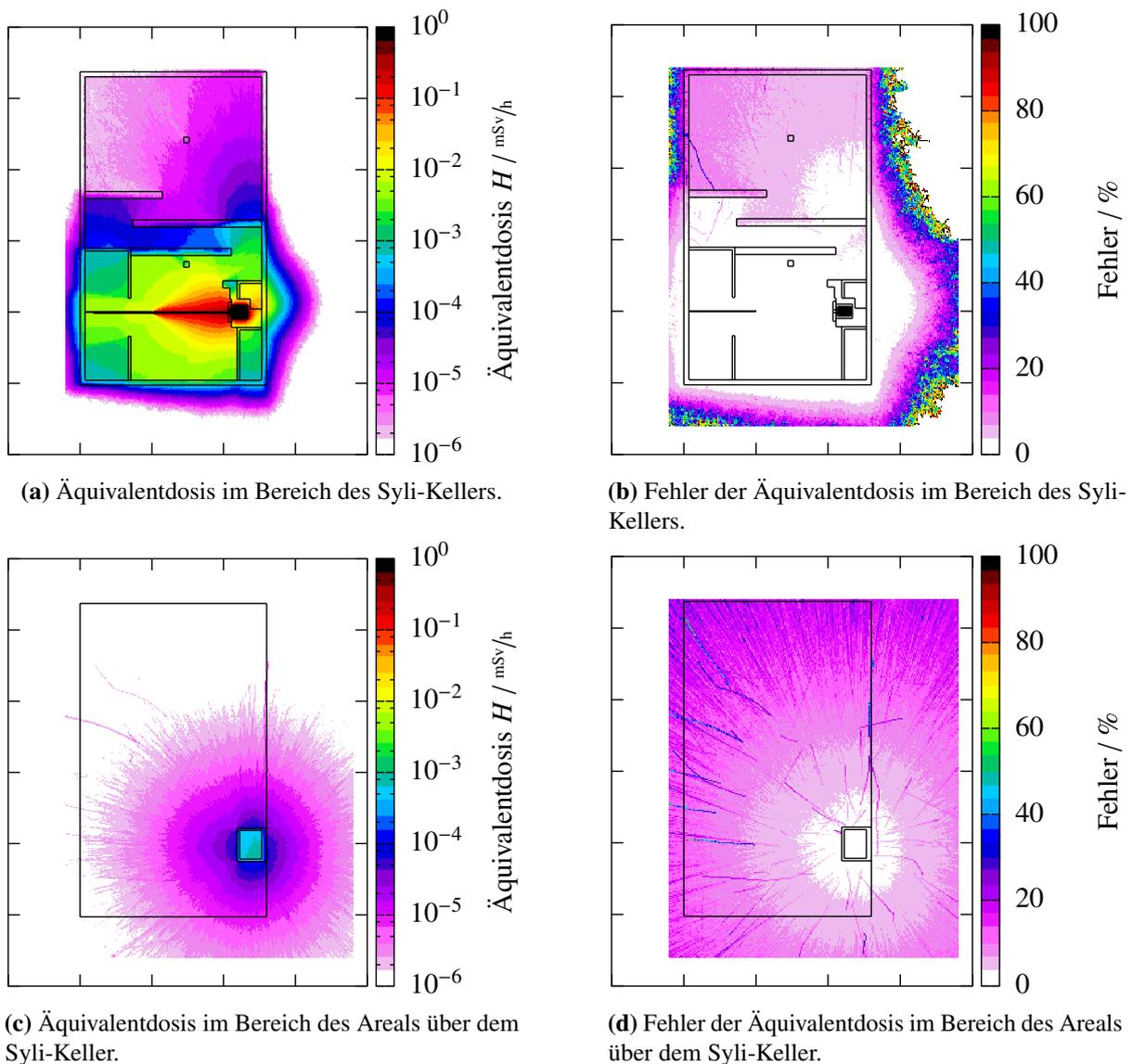
Abbildung 6.9(c) zeigt die Fluenz von Neutronen. Die Erzeugung der Neutronen findet hauptsächlich durch den Kernphotoeffekt (Abschnitt B.1.1) statt. Die dazu nötigen hochenergetischen Photonen werden durch Bremsstrahlungsprozesse der Elektronen erzeugt. Ferner können Neutronen bei der Spallation aus Atomkernen freigesetzt werden. Diese Prozesse finden vorwiegend im Strahlvernichter statt, was eine Art *Strahlungskeule* am Testplatz erzeugt, die vom Strahlvernichter ausgeht und durch die fehlende Abschirmung vor dem Eintrittsfenster des FARADAY-Bechers verursacht wird. Eine Verringerung der Neutronenfluenz um einen Faktor von ungefähr zehn konnte durch die Verwendung der Polyethylenplatten – auch vor dem Eintrittsfenster – erreicht werden. Die somit moderierten Neutronen lassen sich besser durch die Schwerbetonelemente und die Bleimauer abschirmen als schnelle Neutronen. Im Kontrollraum ist ebenfalls wegen der exponentiellen Schwächung von Neutronenstrahlung bezüglich der maximalen Fluenz nur eine um etwa fünf Größenordnungen abgeschwächte Fluenz vorhergesagt. Allerdings wird die fehlende Abschirmung im Notausstiegsschacht durch eine erhöhte Fluenz im rechten unteren Bereich des Kontrollraums ersichtlich.

### Dosis

In Abbildung 6.10 sind die Dosiswerte (siehe Abschnitt A.1.3) in einer Projektion auf den Grundriss der Simulationsgeometrie – einmal für den Bereich des Syli-Kellers und einmal für den Bereich des Areals darüber – dargestellt. Da die Dosis aus der Fluenz errechnet wird, kann aus der dargestellten Verteilung der Fluenzen aus Abbildung 6.9 auf die dominanten Strahlungsarten bei der Verteilung der Dosis geschlossen werden. Dabei ist zu beachten, dass in der dargestellten Fluenz zwar keine Information über die Energie der Teilchen enthalten ist, diese jedoch in dem erzeugten Datensatz der Fluenz vorliegt und somit bei der Berechnung der Dosis berücksichtigt wird.

In Abbildung 6.10(a) ist die Verteilung der Äquivalentdosis  $H$  im Bereich des Syli-Kellers dargestellt, die sich pro Stunde ergibt, wenn ein Strahlstrom von 100 pA bei einer Energie von 3,5 GeV in den Bereich von X3ED extrahiert wird. Das Schauern des Strahls nach dem Austritt aus dem Vakuumrohr wird visualisiert. Zu erkennen ist generell die Abschirmwirkung der Mauern – vor allem des Schwerbetons – durch die Abnahme der Dosis hinter den Abschirmwänden.

Die Schleuse in der Ausführung dreier Mauern bietet eine ausreichende Abschirmung von im Bereich der Strahlführung entstehender Strahlung. Die Bereiche, die hinter zwei Mauern liegen, erhalten eine bis zu einem Faktor 10 geringere Dosis als Bereiche hinter nur einer Mauer, wie dies an der rechten Außenwand des Kellers der Fall ist. Ein weiterer Grund dafür ist die fehlende Abschirmung im Bereich des Türbereichs im Notausstiegsschacht. Die Bauweise der Einhausung des Strahlvernichters – und damit auch dessen Abschirmwirkung – ist ferner durch eine asymmetrische Verteilung der Dosis zu erkennen.



**Abbildung 6.10:** Verteilung der Äquivalentdosen bei X3ED bei einer Energie von 3,5 GeV und einem externen Strom von 100 pA.

In das den Keller umgebende Erdreich dringt die entstehende Strahlung ein, da die Außenmauern nicht aus Schwerbeton bestehen. Allerdings liegen die Dosen unterhalb von  $10^{-4} \text{ mSv/h}$ ; direkt hinter dem Strahlvernichter unterhalb von  $10^{-2} \text{ mSv/h}$ . Daher sollte untersucht werden, ob eine Aktivierung des Erdreichs erfolgen könnte. Im Kontrollraum ist lokal eine in einer Stunde akkumulierte Dosis unterhalb von  $10^{-3} \text{ mSv}$  zu erwarten. Im restlichen Kontrollraum sind Dosen zwischen  $10^{-5} \text{ mSv}$  und  $10^{-6} \text{ mSv}$  vorhergesagt. Damit muss der Kontrollraum als *Überwachungsbereich* mit einer maximalen Dosis von  $3 \cdot 10^{-3} \text{ mSv/h}$  ausgewiesen werden. Die Forderung aus Abschnitt 6.5.1 ist somit erfüllt.

Im Bereich oberhalb des Syli-Kellers (Abbildung 6.10(c)) sorgt die Decke samt des darüber liegenden Erdreichs für eine weitestgehend vollständige Abschirmung der im Syli-Keller entstehenden Strahlung. Dennoch ist wegen der eingeschränkten Abschirmung im Notausstiegsschacht eine Dosis im Bereich um den Ausgang des Notausstiegs auf Straßenniveau von unter  $10^{-4} \text{ mSv/h}$  vorhergesagt. Damit ist die zwingende Forderung für die Ausweisung als *Allgemeines Staatsgebiet* mit einer maximalen Dosis von

$5 \cdot 10^{-4} \text{ mSv/h}$  erfüllt.

Die Fehler der Dosen sind klein und liegen in Bereichen mit hohen Fluenzen unter 5 %. Dort wo die Fluenzen abnehmen, steigt der Fehler an (siehe auch Gleichung (6.1)) und erreicht in den für das Strahlenschutzkonzept relevanten Bereichen noch ungefähr 10 %.

### Aktivierung

Eine spezielle Simulation zur Untersuchung einer möglichen Aktivierung der bestrahlten Materie im Bereich des Strahlvernichters wurde zusätzlich zu den Simulationen zur Abschätzung der Dosis durchgeführt. Die Simulationsgeometrie wurde beibehalten. Als Bestrahlungsintensität wurde ein Strom von 100 pA mit einer Dauer von 1 000 h gewählt. Eine derart lange Bestrahlungsdauer ist zwar nicht realistisch, jedoch kann im Strahlenschutz zur Sicherheit von zu großen Faktoren ausgegangen werden – also eine Überbewertung erfolgen. Damit ist sichergestellt, dass die erhaltenen Größen in jedem Fall in der Realität nicht erreicht werden können.

Mit der Definition eines Detektors in der gesamten Simulationsgeometrie wird die Aktivität der durch die Bestrahlung und den Zerfall entstehender Radionuklide sowie die Dosis der beim Zerfall abgegebenen Strahlung registriert.

Nach Abschnitt B.2.10 werden Radionuklide hauptsächlich durch die im Strahlvernichter entstehenden Neutronen erzeugt, aber auch Photonenstrahlen können über den Kernphotoeffekt aktivierend wirken.

Abbildung 6.11 zeigt die durch die Bestrahlung erzeugten Radionuklide nach verschiedenen Abklingzeiten. 15 min nach der Bestrahlung sind vor allem Nuklide vorhanden mit einer Neutronenzahl zwischen 50 und 90 sowie einer Protonenzahl zwischen 30 und 60. Die Nuklide befinden sich rechts des Stabilitätstals (siehe Abschnitt B.2.2) – unterliegen also meist dem Beta-Minus-Zerfall. Es werden also Elektronen als Primär- und Photonen als Sekundärstrahlung erzeugt. Auch bei Neutronenzahlen zwischen 110 und 150 sowie Protonenzahlen zwischen 80 und 90 sind Nuklide zu finden, die sich hauptsächlich über den Alphazerfall oder den Beta-Plus-Zerfall umwandeln, sodass neben Positronen auch Alphateilchen erzeugt werden. Auch können Photonen aus dem Gammazerfall von diesen Nukliden ausgehen. 24 h nach der Bestrahlung ist die Aktivität der meisten erzeugten Nuklide gesunken.

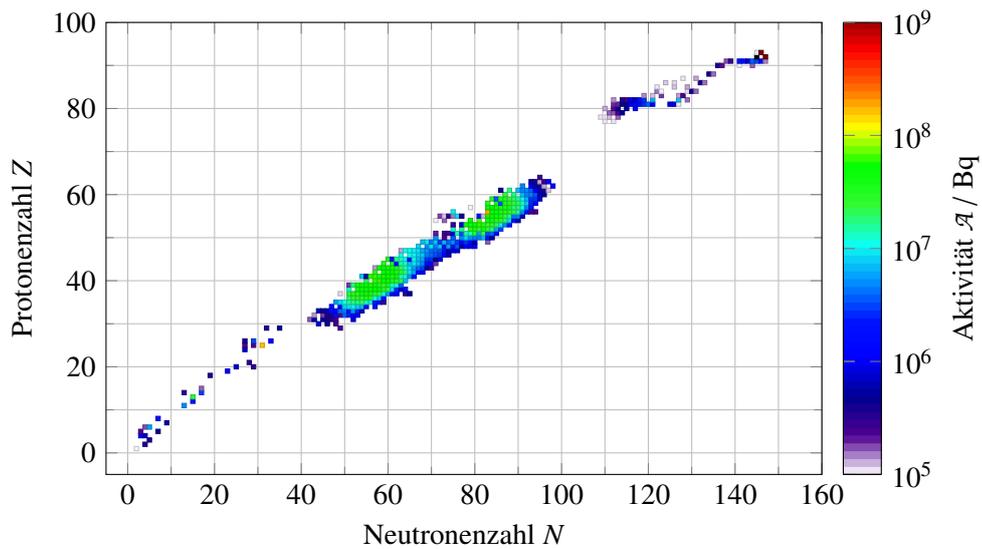
Es kann davon ausgegangen werden, dass die meisten Nuklide im ersten, oben genannten Bereich durch den in den Strahlvernichter eintretenden Elektronenstrahl, in geringerem Maß auch im Bereich des Strahlrohrs, erzeugt werden oder durch die spontane Spaltung des Urans (siehe Abschnitt B.2.8) im Absorber stammen. Im zweiten Bereich dominieren Radionuklide, die natürlicherweise aus dem Zerfall des Urans  $^{238}_{92}\text{U}$  aus dem Absorber herrühren und daher zu jeder Zeit vorhanden sind.

Um nun eine Aussage über den Ort der erzeugten Nuklide in der Geometrie und darüber hinaus auch über die beim Zerfall entstehende Strahlung und die daraus resultierende Dosis zu erhalten, ist in Abbildung 6.12 die Dosis nach zwei verschiedenen Abklingzeiten dargestellt.

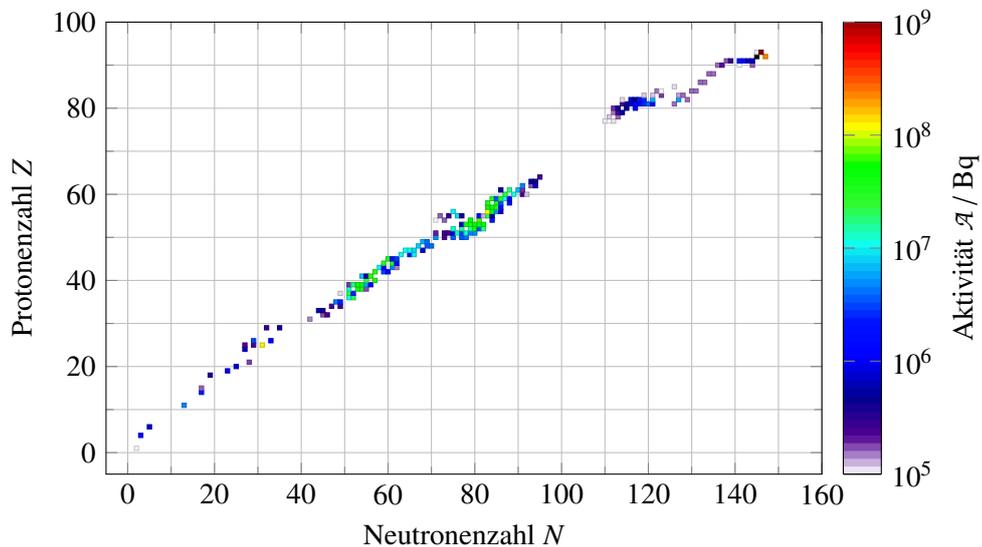
Es ist zu erkennen, dass die Radionuklide hauptsächlich im Bereich des FARADAY-Bechers entstehen. Damit ist keine Aktivierung des Erdreichs zu erwarten. Ferner zeigt sich ein schneller Abfall der Dosis nach der Bestrahlung. Im Bereich um den Strahlvernichter erreicht die Dosis nach einer kurzen Abklingzeit von 15 min Werte unter  $10^{-3} \text{ mSv/h}$ . Nach 24 h ist die Dosis um mindestens drei Größenordnungen gesunken. Eine Klassifizierung des Raums als *Überwachungsbereich* in Zeiten, in denen kein Strahl in den Bereich extrahiert wird, wird daher vorgeschlagen.

### 6.5.5 Prüfung und Abnahme des neuen Experimentierbereichs E3

Die zwingend erforderliche Begutachtung des baulichen Strahlenschutzes an X3ED erfolgte durch das Sachverständigenbüro JOHN. Zur Erteilung einer Betriebsgenehmigung durch die Bezirksregierung Köln wird zum einen das Personensicherheitssystem überprüft und zum anderen durch Messungen der Dosis



(a) Radionuklide nach einer Abklingzeit von 15 min.



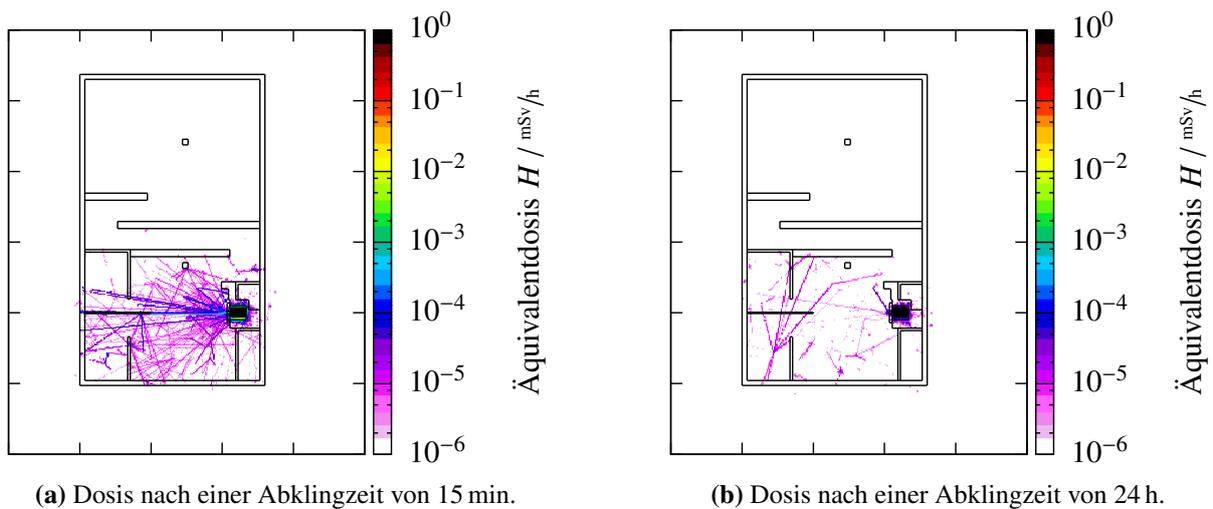
(b) Radionuklide nach einer Abklingzeit von 24 h.

**Abbildung 6.11:** Erzeugte Radionuklide sowie deren Aktivität nach verschiedenen Abklingzeiten.

im Innen- und Außenbereich der Strahlführung während und nach Strahlbetrieb der im Rahmen dieser Arbeit erstellte bauliche Strahlenschutz auf dessen Wirksamkeit überprüft.

Im Zuge des Antrags der Betriebsgenehmigung für X3ED wurde eine Änderung der Betriebsgenehmigung für ELSA angestrebt. Der neue Experimentierbereich wird im Antrag mit E3 bezeichnet. In diesem Bereich wurde ein Personensicherheitssystem installiert, das aus Lichtgittern, Tastern und einer ODL-Anlage<sup>11</sup> besteht. Ein solches System ist ebenfalls in der gesamten Beschleunigeranlage installiert. Damit wird sichergestellt, dass kein Betrieb des Beschleunigers möglich ist, wenn sich noch Personen in Sperrbereichen aufhalten und wenn die Ortsdosis in Überwachungs- und Kontrollbereichen die gesetzlichen Grenzwerte überschreitet.

<sup>11</sup> Eine Ortsdosisleistungs-Anlage (ODL-Anlage) ist ein System aus Sonden, die an verschiedenen Messorten inner- und außerhalb der Beschleunigeranlage die Ortsdosisleistung messen.



**Abbildung 6.12:** Dosis durch den Zerfall der erzeugten Radionuklide nach einer Bestrahlung.

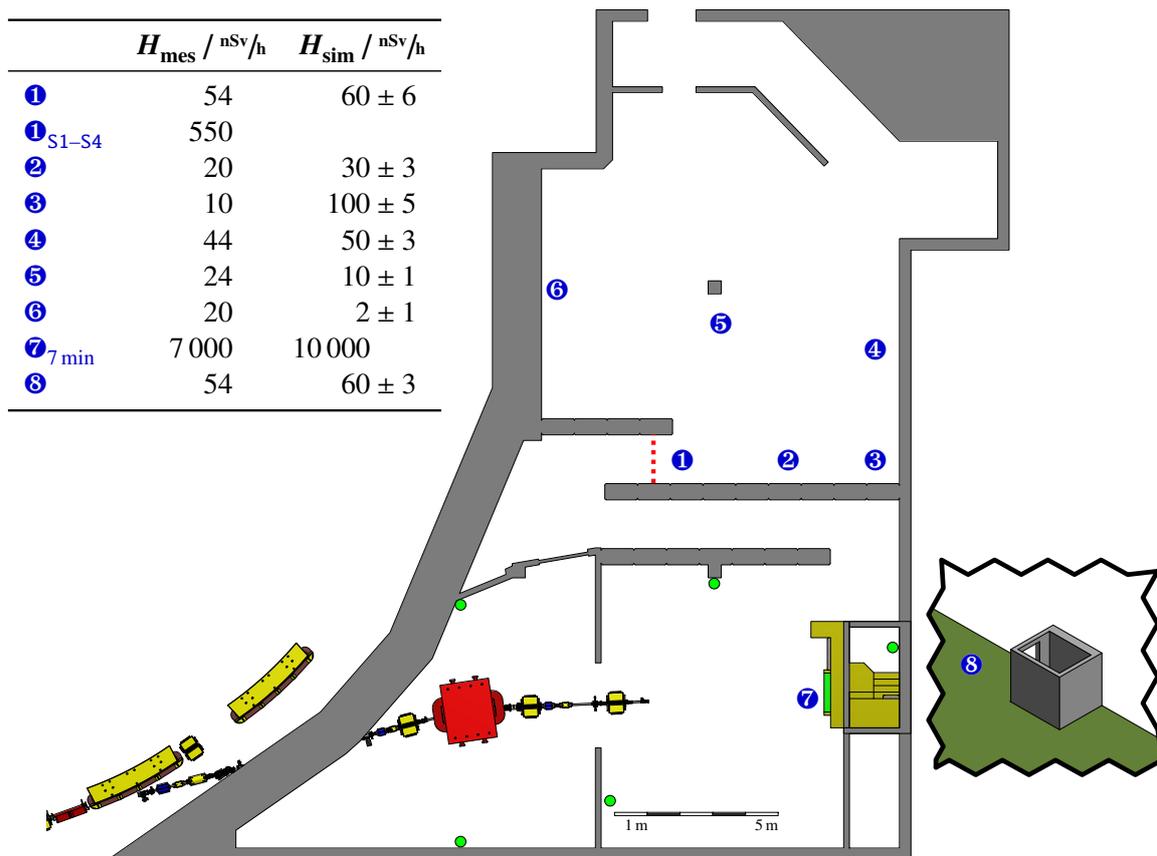
Dies wird dadurch erreicht, dass ein Bereich nur Sperrbereich werden kann, wenn durch ein Absuchen des jeweiligen Bereichs sichergestellt ist, dass sich dort keine Personen aufhalten. Dazu müssen Taster betätigt werden, die sich im abzusuchenden Bereich befinden. Diese sind so platziert, dass auch nicht direkt einsehbare Orte abgesucht werden müssen. Sich noch im Bereich aufhaltende Personen erhalten einen Schlüssel. Fehlt ein solcher Schlüssel, kann kein Strahl erzeugt werden. Die Lichtgitter sorgen dafür, dass keine Personen unbewusst in Sperrbereiche gelangen können. Wird ein solches Lichtgitter durchschritten, wenn der dahinter liegende Bereich Sperrbereich ist, wird der im Beschleuniger gespeicherte Strahl sofort vernichtet. Somit ist die Gefahr der Aufnahme einer gesundheitsgefährdenden Dosis ausgeschlossen. Die ODL-Anlage überwacht Kurz- und Langzeitwerte der Dosisleistung und schaltet den Beschleuniger bei einer Überschreitung von gesetzlich definierten Grenzwerten ab.

In Abbildung 6.13 sind die Standorte des Lichtgitters und der Taster gekennzeichnet. Ferner sind dort 8 Messstellen gezeigt, an denen die Ortsdosisleistung im Zuge der Begutachtung des neuen Experimentierbereichs E3 gemessen wurde. Dabei befinden sich 6 Messstellen (❶ bis ❹) im Kontrollraum, eine (❺) vor dem Strahlvernichter zur Messung der Aktivierung des Strahlvernichters und eine (❻) vor dem Ausgang des Notausstiegsschachts. An der Messstelle ❶ wurden auch vier Messungen mit jeweils einem eingefahrenen Strahlschirm (S1 bis S4) gemacht. In Abbildung 6.13 sind die Messwerte sowie die simulierten Werte der Dosis gezeigt.

Aus dem Bericht des Sachverständigenbüros [JJ16] lässt sich entnehmen, dass die Ortsdosisleistungswerte in einem sehr niedrigen Bereich liegen. Ferner sind diese insgesamt zu klein bzw. zu ungenau, um Proportionalitäten zwischen Strahlintensität und Ortsdosis insbesondere am Zugang zur Schleuse verifizieren zu können. Dies gilt auch für den Außenbereich. Es wird im Bericht bemerkt, dass bei eingefahrenen Strahlschirmen – insbesondere im Zugangsbereich der Schleuse – der Strahlenpegel deutlich höher ist als ohne eingefahrene Schirme.

Zur Aktivierung im Bereich des Strahlvernichters macht der Bericht die Aussage, dass nennenswerte Aktivierungen im Wesentlichen nur unmittelbar am Strahleintrittsfenster des Strahlvernichters auftreten, diese jedoch vergleichsweise schnell abklingen. Es wird konstatiert, dass eine unzulässige Strahlenexposition des Personals durch eine Aktivierung des Strahlvernichters angesichts der getroffenen Schutzmaßnahmen beim Anlagenbetrieb nicht zu erwarten sein dürfte.

Der Bericht schließt mit der Zusammenfassung, dass keine Bedenken gegen die Aufnahme des Strahlbetriebs im Experimentierbereich E3 unter den genehmigten Betriebsbedingungen bestehen.



**Abbildung 6.13:** Messergebnisse der Strahlenschutzabnahme im Innen- und Außenbereich des Experimentierbereichs E3 durch das Sachverständigenbüro JOHN [JJ16]. Markiert sind die Standorte zweier Bestandteile des Personensicherheitssystems: das Lichtgitter (.....) und die Tasten (●). Ferner sind die Messpunkte markiert und in einer Tabelle die dort gemessenen Dosiswerte  $H_{\text{mes}}$  den simulierten  $H_{\text{sim}}$  gegenübergestellt.

Damit ist das im Rahmen der vorliegenden Arbeit entworfene und umgesetzte Konzept zum Strahlenschutz in vollem Umfang erfolgreich und wirkungsvoll abgeschlossen worden.

Die simulierten und gemessenen Dosiswerte (siehe Abbildung 6.13) zeigen leichte Abweichungen zueinander. Dies kann zum einen daran liegen, dass die Messwerte wegen des niedrigen Strahlenpegels vergleichsweise hohen Schwankungen unterliegen [JJ16]. Zum anderen war die Energie der Elektronen bei den Simulationen höher (3,5 GeV) als bei der Begutachtung (3,2 GeV). Dies kann in den Simulationen zu einer höheren Dosis führen. An Messstelle ③ liegen Mess- und Simulationenwert um eine Größenordnung auseinander. Dafür lässt sich allerdings keine naheliegende Erklärung finden. Die Diskrepanz bei Messstelle ⑥ kommt dadurch zustande, dass in den Simulationen nicht berücksichtigt wurde, dass im Beschleunigertunnel Strahlung entsteht, die durch die Schwerbetonmauer zwischen Tunnel und Syli-Keller nicht vollständig abgeschirmt wird. Die Aktivierungsmessung an Messstelle ⑦ wurde nach einer Abklingzeit von 7 min durchgeführt nach einer Strahldauer von 40 min bei einem Strahlstrom von 100 pA [JJ16]. In der Simulation wird von einer Strahldauer von 1 000 h und einer Abklingzeit von 15 min ausgegangen, was die Abweichungen der beiden Werte zueinander erklärt.



---

## Betrieb und Steuerung von X3ED

---

In den vorhergehenden Kapiteln wurde das Konzept der Strahlführung X3ED eher auf theoretischer als praktischer Ebene vorgestellt. Die Anordnung der Magnete in der Strahlführung und der Bau der Strahlführung fußt allein auf Berechnungen mit Transportsimulationsprogrammen. Erst mit der Inbetriebnahme konnte die Funktionalität der Strahlführung verifiziert werden. Zunächst wurden interne Tests durchgeführt, später wurde die bestimmungsgemäße Verwendung im Betrieb für Detektortests aufgenommen.

In diesem Kapitel wird erläutert, wie der Betrieb und die Steuerung von X3ED funktioniert. Darüber hinaus werden die Ergebnisse von Messungen der Strahleigenschaften vorgestellt und von ersten Erfahrungen im Betrieb berichtet.

### 7.1 Ansteuerung der Strahlführung

Die gesamte Strahlführung ist über das an ELSA entwickelte Kontrollsystem (siehe z. B. [PFH13a; PFH13b]) steuerbar. Über verschiedene Menüs kann auf alle im Kontrollsystem hinterlegten Parameter der Beschleunigeranlage zugegriffen werden. Diese Menüs visualisieren den Status von Komponenten der Anlage und erlauben deren Überwachung und Steuerung. Neben den Hauptapplikationen des Kontrollsystems gibt es sogenannte *Experten*. Diese Applikationen rechnen physikalische Werte wie beispielsweise Quadrupolstärken in technische Werte wie Ströme um, sodass eine Steuerung der Anlage mit beschleunigerphysikalischem Wissen möglich ist.

Das Kontrollsystem stellt die erste Schicht dar. Die zweite ist die Hardware – zum Beispiel ein Netzgerät, das angesteuert und dessen Status ausgelesen werden soll. Die Kommunikation mit der Hardware erfolgt über verschiedene Schnittstellen. Die Ansteuerung der externen Strahlführung erfolgt größtenteils über ein SPS-System<sup>1</sup>. Für diesen Zweck sind zwei Schaltschränke mit je einem SPS-Untersystem vorgesehen. Einer der beiden Schränke steuert alle Elemente, die sich im Beschleunigertunnel befinden – mit Ausnahme der beiden Netzgeräte für die Septummagnete – und ist auch dort lokalisiert. Der andere Schrank übernimmt die Steuerung der Elemente im Syli-Keller und ist ebendort aufgestellt.

Die SPS-Programmierung kann Regeln und Bedingungen für das Schalten von steuerbaren Elementen festlegen. Somit ist sichergestellt, dass bestimmte Komponenten nur betrieben werden können, wenn ein Schaden für die Komponente selbst oder andere Komponenten ausgeschlossen ist, der durch den Betrieb verursacht würde. Diese Maßnahme wird häufig mit dem Fachwort *Interlock* – im Englischen steht *interlock* für Verriegelung – bezeichnet.

---

<sup>1</sup> Eine Speicherprogrammierbare Steuerung (SPS) ist ein auf digitaler Basis programmiertes Gerät, das zur Steuerung von Maschinen oder Anlagen eingesetzt wird.

### 7.1.1 Netzgeräte

Tabelle 7.1 zeigt die für die einzelnen Magnete vorgesehenen Netzgeräte samt ihrem maximalen Strom  $I_{\max}$  sowie deren Standort. Bei der Wahl der Netzgeräte für die Quadrupolmagnete wurde sich an den maximalen Spulenströmen des jeweiligen Magneten orientiert. Diese stammen aus den in Kapitel 4 beschriebenen Simulationen, aus denen die maximal benötigten Quadrupolstärken eines jeden Quadrupols berechnet wurden.

Magnet	Modell	$I_{\max}^{\text{sim}} / \text{A}$	$I_{\max} / \text{A}$	Standort
MSE6	Heinzinger TNs 5-5000		1 000	Syli-Keller
MSE7	Foeldi PCT		2 000	Syli-Keller
SSH1	TET Hercules		250	ELSA-Tunnel
SSV1	$\delta$ -Elektronika SM 6020		20	ELSA-Tunnel
QF1	fug NTN 900M-30	28	30	ELSA-Tunnel
SSH2	$\delta$ -Elektronika SM 6020		20	Syli-Keller
SSV2	$\delta$ -Elektronika SM 6020		20	Syli-Keller
QD2	TET Hercules	248	250	Syli-Keller
D1	BBC Netzschrank		1 000	Syli-Keller
QF3	Heinzinger TNs 5-5000	836	1 000	Syli-Keller
SSH3	$\delta$ -Elektronika SM 6020		20	Syli-Keller
SSV3	$\delta$ -Elektronika SM 6020		20	Syli-Keller
QD4	TDK-Lambda GEN-8-600	569	600	Syli-Keller

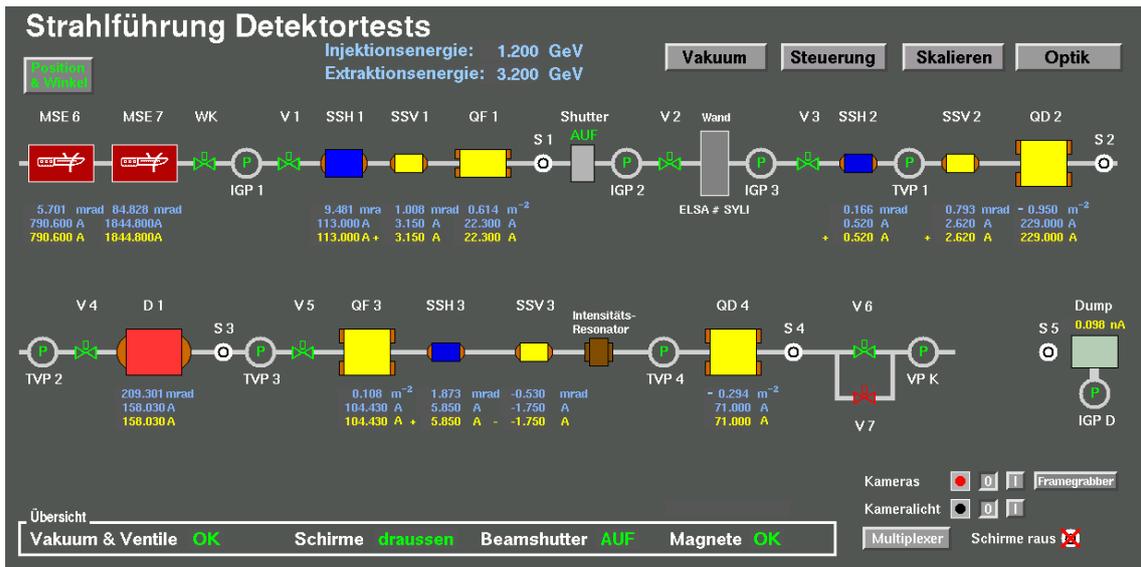
**Tabelle 7.1:** Liste der für die verschiedenen Magnete verwendeten Netzgeräte, deren maximaler Strom  $I_{\max}$  sowie deren Standort. Für die Quadrupolmagnete sind die bei den Simulationen maximal auftretenden Ströme  $I_{\max}^{\text{sim}}$  (siehe Tabelle 4.1) ergänzt.

Die beiden Septa sind an die Netzgeräte angeschlossen, mit denen sie schon betrieben wurden, als sie noch an anderer Stelle im Beschleunigertunnel eingebaut waren. Der Standort im Syli-Keller wurde wegen der möglichst kurzen Verbindung der Netzgeräte mit den Magneten gewählt. Die Verbindung wird, wie in Abschnitt 5.3 erläutert, über Stromschienen aus Kupfer hergestellt. Dies ermöglicht im Beschleunigertunnel eine platzsparende Montage der Zuleitungen an der Wand.

Einzig das Netzgerät der Firma TDK-Lambda für den Quadrupol QD4 musste neu beschafft werden; alle restlichen Magnete konnten mit schon vorhandenen Geräten versorgt werden. Soweit dies durchführbar war, sind die Netzgeräte durch möglichst kurze Stromkabel mit den Magneten verbunden. Damit lassen sich die elektrischen Verluste in den Leitungen gering halten.

### 7.1.2 Kontrollsystemmenüs für X3ED

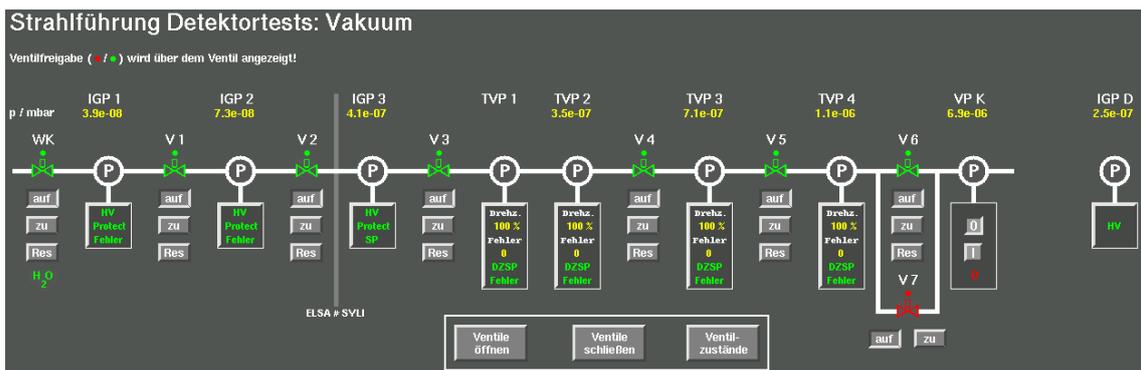
Ausgehend von einem Hauptmenü (Abbildung 7.1), das die Strahlführung samt ihrer einzelnen Bauelemente schematisch darstellt, kann auf verschiedene Untermenüs zugegriffen werden. Diese umfassen im Wesentlichen ein Menü zur Steuerung des Vakuumsystems und eines zur Steuerung der Magnete. Diese beiden Menüs dienen zunächst als Übersichtsmenüs, von denen aus weitere Untermenüs erreichbar sind. Ferner gibt es Verknüpfungen zu einem Dialogmenü, in welchem eine Skalierung der Optikeinstellungen für eine andere als die eingestellte Energie erfolgen kann, sowie zu einem Menü, welches die simulierten optischen Funktionen und die Strahlbreiten im Verlauf der Strahlführung für die eingestellte Magnetoptik darstellt. Die Strahlschirme lassen sich über das Hauptmenü fahren; die zu den Schirmen gehörenden Kameras schalten sowie das Menü zum Videomultiplexer erreichen. Außerdem ist die



**Abbildung 7.1:** Hauptmenü der Strahlführung X3ED im Kontrollsystem. Von diesem Menü aus sind alle weiteren, im Zusammenhang mit der Strahlführung stehenden Menüs erreichbar. Dies sind die Menüs zur Steuerung des Vakuums, der Magnete, des *FrameGrabber* und weiterer Diagnoseelemente. Es wird auch der Status der einzelnen für einen Strahlbetrieb notwendigen Elemente angezeigt.

Kontrollsystemschnittstelle des *FrameGrabber* (siehe Abschnitt 7.2.3) verknüpft. Um einen schnellen Überblick über mögliche Fehler zu erhalten, sind Statusmeldungen der wichtigsten, zum Betrieb nötigen Betriebseinheiten im Hauptmenü platziert. Auch andere Meldungen – der Strom und die Winkel bzw. die Quadrupolstärken der Magnete oder Fehlermeldungen einzelner Vakuumpumpen – sind in dem Menü integriert.

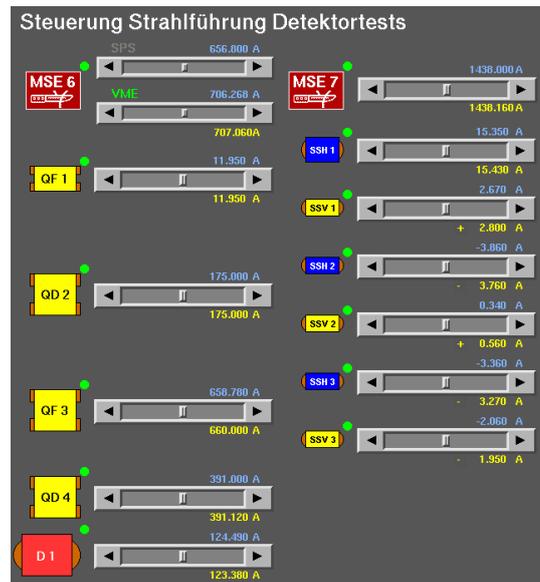
Im Menü zum Vakuum (Abbildung 7.2) sind alle für die Vakuumerzeugung notwendigen Elemente der Strahlführung steuerbar. Der Status eines jeden Ventils – einschließlich der Wasserklappe – sowie



**Abbildung 7.2:** Menü zum Vakuum der Strahlführung X3ED im Kontrollsystem. Die Meldungen der Pumpen sowie die Anzeige des Drucks in den einzelnen Sektoren werden am schematischen Modell des Vakuumsystems gezeigt. Es können einzelne oder alle Ventile geschaltet werden. Außerdem sind die Menüs zur Steuerung der TVPs und IGP's verknüpft.

die Drücke in den einzelnen Sektoren (siehe Abbildung 5.16) werden dort angezeigt. Die Ventile lassen sich durch das Menü einzeln oder im Verbund schalten. Außerdem werden die Meldungen der einzelnen Pumpen dargestellt; separate Menüs für die TVPs und IGP's sind verknüpft.

Das Übersichtsmenü zur Steuerung der Magneten ist in Abbildung 7.3 gezeigt. Von diesem Menü aus



**Abbildung 7.3:** Menü zur Steuerung der Magneten der Strahlführung X3ED im Kontrollsystem. Neben der Verknüpfung der Menüs eines jeden Magneten, wird der auch über das Menü einstellbare Strom angezeigt sowie eine Meldung des Status gegeben.

sind die Menüs der einzelnen Magnete erreichbar. Eine Einstellung der Ströme der einzelnen Magnete ist möglich. Ferner werden die aktuell eingestellten Ströme sowie der Status der Magneten gezeigt.

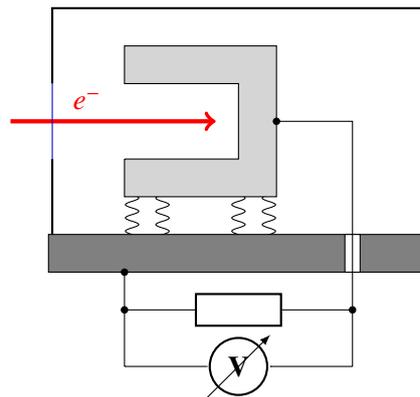
## 7.2 Strahldiagnose

An der Strahlführung ist ein aus verschiedenen Einheiten bestehendes Diagnosesystem installiert. Neben dem Intensitätsresonator, der den Strom noch in der Strahlführung misst, ist im Strahlvernichter ein FARADAY-Becher aufgenommen, der den Strom hinter den Experimenten misst. Zur Bestimmung der Strahlposition und -breite dienen die fünf Strahlschirme.

### 7.2.1 FARADAY-Becher

Der in den Strahlvernichter (siehe Abschnitt 6.5.2) integrierte FARADAY-Becher – eine schematische Darstellung des genutzten Aufbaus ist in Abbildung 7.4 gezeigt – dient zur Messung der in den Strahlvernichter gebrachten elektrischen Ladung. Zu diesem Zweck ist der Absorber mittels vier 50 mm hohen Isolatoren mit einem Widerstand von 20 G $\Omega$  von der Masse getrennt. Im Gehäuse des Absorbers ist eine Durchführung angebracht, über die der Absorber mit einer Schaltung mit Integrator verbunden ist, mit der während eines Extraktionszyklus in den Becher fließende Strom integriert wird. Dabei werden Spannungspulse mit einer zum fließenden Strom proportionalen Frequenz generiert und mit einer Zähllogik summiert. Diese Vorgehensweise hat den Vorteil, dass das so erzeugte Signal unempfindlich gegenüber Störungen ist und über längere Strecken transportiert werden kann.

Die Frequenz dieser Pulse wird mithilfe einer bis in den Bereich von Picoampere genauen Konstantstromquelle kalibriert. Damit lässt sich der über einen Zyklus erhaltene Wert des Zählers in eine Ladung umrechnen. Wird diese durch die Integrationszeit geteilt, wird der mittlere Strahlstrom des Zyklus erhalten.



**Abbildung 7.4:** Schematischer Aufbau des genutzten FARADAY-Bechers. Der Strahl tritt durch eine dünne Folie in das vakuumierte Gehäuse, in dem der FARADAY-Becher auf Isolatoren angebracht ist. Über einen angeschlossenen hochohmigen Widerstand fließen die Elektronen aus dem FARADAY-Becher zur Masse. Am Widerstand fällt eine Spannung ab, welche ein Maß für die Stärke des Stroms ist.

### 7.2.2 Intensitätsresonator

Eine Möglichkeit, den Strahlstrom in der externen Strahlführung zu messen, ist die Nutzung eines Hochfrequenz-Resonators<sup>2</sup>, der mit IR bezeichnet wird. Der Resonator [Pat09; Sch09] samt der Elektronik [Pus12] zur Auslese der durch den Strahl induzierten Signale wurde im Rahmen dreier Arbeiten konzipiert. Die Eigenschaften des Resonators werden in Abschnitt 5.1.4 beschrieben; in diesem Abschnitt wird die Elektronik vorgestellt.

Die Leistung der aus dem Resonator ausgekoppelten Signale liegt bei einem typischen Strahlstrom von 100 pA in der Größenordnung einiger Femtowatt. Um Signale in diesem Leistungsbereich von dem Rauschen aller Komponenten der Elektronik unterscheiden und detektieren zu können, muss auf eine schmalbandige Signalverarbeitung zurückgegriffen werden – insbesondere kommt ein sogenannter *Lock-In-Verstärker* zum Einsatz. [Pus12, Abschn. 2.4]

Ein solcher Lock-In-Verstärker arbeitet nach dem Prinzip der *phasensensitiven Gleichrichtung*. Ein schwaches Messsignal wird dabei mit einem bekannten Referenzsignal multipliziert. Das erhaltene Signal, dessen Amplitude die Amplituden sowohl des Messsignals als auch des Referenzsignals enthält, oszilliert umso langsamer, je näher die Frequenzen der beiden Eingangssignale zusammen liegen. Nach einem Tiefpassfilter, das auf thermisches Rauschen und sonstige Störeinflüsse zurückzuführende Frequenzanteile dämpft, kann die gesuchte Amplitude des Messsignals durch die Messung der Phasendifferenz beider Signale berechnet werden. Die Funktionsweise eines Lock-In-Verstärkers ist detaillierter beispielsweise in [Pus12, Abschn. 8.2] dargestellt.

Zur Umsetzung des Konzepts müssen die in [Pus12, Abschn. 8.3] erläuterten und im Folgenden zusammengefassten Einschränkungen beachtet werden:

- Als Referenzsignal für die phasensensitive Gleichrichtung wird wegen der Resonanzfrequenz des genutzten Resonators die dritte Harmonische der Hochfrequenz<sup>3</sup> der Beschleunigungsresonatoren im ELSA-Ring gewählt. Diese wird durch ein aktives HF-Bauteil in deren Frequenz verdreifacht.
- Der Arbeitsbereich des genutzten Lock-In-Verstärkers benötigt zwingend Signale mit einer Frequenz unterhalb von 102 kHz [SRS05]. Daher müssen Referenz- und Messsignal mittels Einsatz

<sup>2</sup> Statt des Worts *Hochfrequenz* ist die Abkürzung *HF* gebräuchlich.

<sup>3</sup> Zur Beschleunigung der Teilchen in einem Beschleuniger werden hochfrequente Wechselfelder in Hohlraumresonatoren genutzt. Die Frequenz dieser Wechselfelder wird meist *Hochfrequenz* genannt und mit  $f_{\text{HF}}$  bezeichnet.

von Mischern<sup>4</sup> jeweils in ihrer Frequenz um etwa vier Größenordnungen herabgesetzt werden. Die zum Mischen nötige Frequenz wird durch das Oszillator-Modul bereitgestellt.

- Durch die zur Frequenzmischung nötige Verknüpfung von Referenz- und Messsignalzweig der Schaltung, gibt es das Risiko eines anteiligen Übersprechens des Referenzsignals auf das Messsignal. Um dies zu verhindern, werden vier Zirkulatoren<sup>5</sup> zwischen Referenz- und Oszillator-Modul eingesetzt.
- Zur Verstärkung des aus dem Resonator stammenden Messsignals wird ein HF-Verstärker mit einem Verstärkungsfaktor von etwa 60 dB genutzt.
- Der Oszillator, der das Oszillatorsignal liefert, wird durch einen Zirkulator vor rücklaufenden Signalen geschützt.
- Es kommen weiterhin zur Filterung der Signale vor und nach aktiven HF-Bauteilen Filter zum Einsatz. Diese dämpfen störende Frequenzkomponenten.
- Die einzelnen Funktionseinheiten sind in Module in Aluminiumgehäusen ausgelagert. Demnach gibt es drei Module: das Oszillator-Modul, das Referenz-Modul und das Resonator-Modul. Außerdem sind weitere HF-Bauteile zusammen mit den beiden erstgenannten Modulen in einem 19"-Einschubgehäuse zusammengefasst. Damit werden gegenseitige Beeinflussungen der einzelnen HF-Komponenten weitestgehend ausgeschlossen.
- Eine notwendige Trennung der Massen muss nach [Pus12, Abschn. 8.4] erfolgen. Daher haben alle Durchführungen für die Signalkabel durch die Frontplatte des Einschubgehäuses keinen Kontakt mit dieser. Ferner sind die Massen des HF-Signals und des Einschubgehäuses getrennt. Der Ausgang des Referenz-Moduls ist über einen 1:1-Trenntransformator an den Lock-In-Verstärker angeschlossen.

Der nach diesen Punkten entworfene Aufbau der Elektronik ist in Abbildung 7.5 gezeigt. Fotos der einzelnen Einheiten sind in Abbildung 7.6 zu finden. Dort sind die drei Module, das Einschubgehäuse sowie die ausgelagerten Komponenten zu erkennen. Die Funktion der einzelnen Funktionseinheiten wird im Folgenden erläutert. In Tabelle 7.2 finden sich die Modellbezeichnungen der Bauteile für die einzelnen Module.

**Oszillator-Modul** Alle Schaltungsbauteile mit Bezug zum für die Frequenzmischung benötigten lokalen Oszillatorsignal sind in dem Oszillator-Modul untergebracht. Der spannungsgesteuerte Oszillator<sup>6</sup> (VCO) gibt ein Signal mit einer Frequenz von 1,499 GHz aus, welche durch eine Gleichspannung<sup>7</sup> zwischen 0 V und 12 V um  $\pm 3$  MHz verändert werden kann. Der folgende Zirkulator schützt den VCO vor rücklaufenden Signalen. Ein Bandpass filtert das Signal, welches auf einen Leistungsteiler (*Splitter*) mit zwei Ausgängen gegeben wird.

---

<sup>4</sup> Ein Mischer ist ein HF-Bauteil mit zwei Eingängen (Eingangssignal und Oszillatorsignal) und einem Ausgang (Ausgangssignal). An diesem liegt ein Signal mit einer zum Eingangssignal proportionalen Amplitude an, welches ein Frequenzgemisch enthält. Dieses besteht vor allem aus einer Frequenzkomponente mit der Differenz zwischen Eingangs- und Oszillatorsignal. [Mei+92a, Abschn. G.1]

<sup>5</sup> Zirkulatoren sind HF-Bauteile mit mindestens drei Ein- bzw. Ausgängen. Ein an einem Eingang eintreffendes Signal wird jeweils nur an den zu einer Seite benachbarten Ausgang weitergeleitet. An dem jeweils anderen Ausgang liegt ein durch eine hohe Sperrdämpfung abgeschwächtes Signal an. [Mei+92b, Abschn. L.8]

<sup>6</sup> Der spannungsgesteuerte Oszillator wird mit VCO abgekürzt, was der Abkürzung des englischen Begriffs *voltage-controlled oscillator* entspricht.

<sup>7</sup> Die zur Steuerung des VCO genutzte Gleichspannung wird durch ein SPS-Modul mit schwebender Masse erzeugt.

Einheit	Bauteil	Modell	Hersteller
Oszillator-Modul	VCO	521020, CRO, 1499 MHz	API Technologies
	Zirkulator	CC 1,5	TKI Ferrit
	Bandpass	MC1500-201-3AA	Lark Engineering
	Splitter	4372-2, FSCM 99899	Narda Miteq
Referenz-Modul	Bandpass	BP03/5000-024AA	Filtek
	Verdreifacher	LNOM-500-3-13-10-AP-AP	Wenzel Associates
	Bandpass	MC1500-201-3AA	Lark Engineering
	Mischer	DM0052 LA 2	Narda Miteq
Resonator-Modul	Verstärker	AMF-4F-01100180-04-13P-R	Narda Miteq
	Mischer	DM0052 LA 2	Narda Miteq
	Tiefpass	FLL-100K	Sirius Microwave
Einschubgehäuse	Zirkulator	CC 1,5	TKI Ferrit
	Bandpass	BP03/5000-024AA	Filtek
	Verstärker	GDP 402/404	Avantec
	Tiefpass	FLL-100K	Sirius Microwave
außerhalb	Tiefpass	FLL-100K	Sirius Microwave

**Tabelle 7.2:** HF-Bauteile für die Messelektronik zur Auslese des Intensitätsresonators.

**Referenz-Modul** Im Referenz-Modul wird das vom Hauptgenerator der Beschleunigeranlage erzeugte Signal über ein Bandpassfilter gegeben, an dessen Ausgang ein aktiver Frequenzverdreifacher angeschlossen ist. Im Anschluss dämpft ein Bandpassfilter störende Frequenzkomponenten. Das so geformte Signal wird als Eingangssignal für den nachfolgenden Mischer genutzt; das Oszillator-signal aus dem Oszillator-Modul wird über ein Bandpassfilter auf den Mischer gegeben.

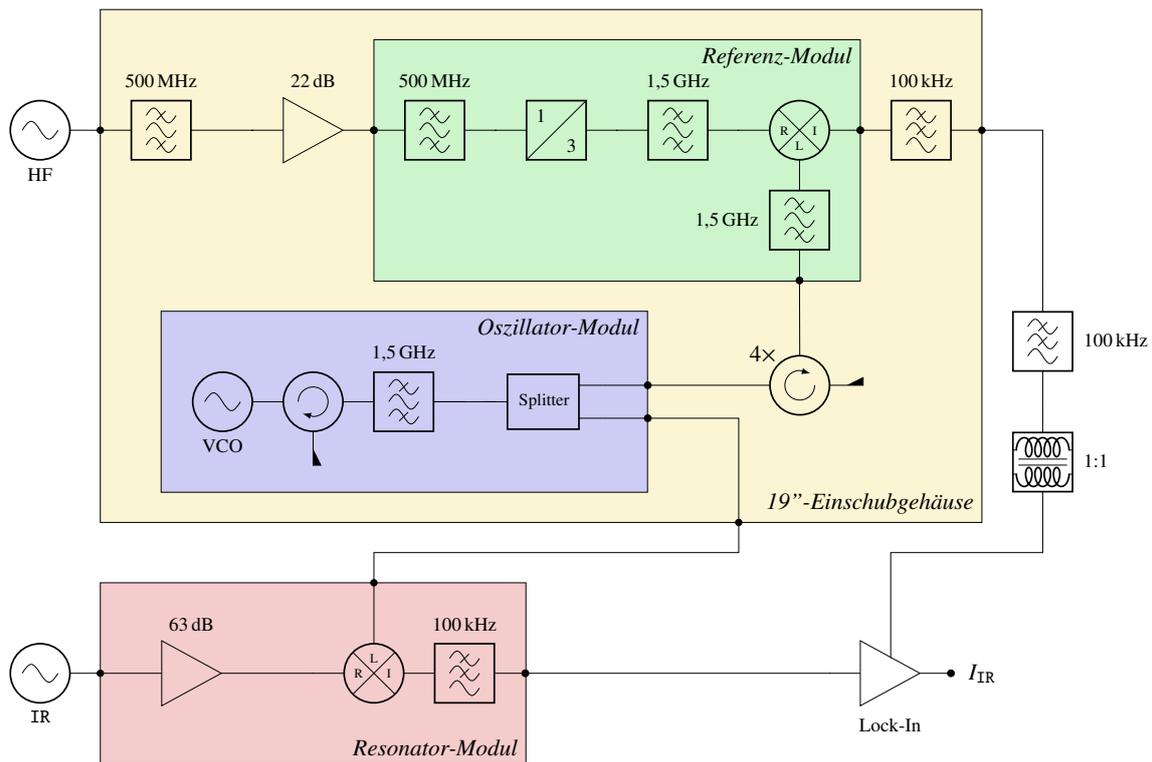
**Resonator-Modul** Um die Signale aus dem Resonator verarbeiten zu können, erfolgt im Resonator-Modul deren Vorverstärkung. Ferner wird das Signal zusammen mit dem Signal aus dem Oszillator-Modul auf den Mischer gegeben. Um Einflüsse auf das Signal vor der ersten Verstärkung zu minimieren, ist das Gehäuse des Moduls direkt auf den Resonator geschraubt. Durch ein Tiefpassfilter werden störende Frequenzanteile hinter dem Mischer zusätzlich gedämpft.

**Einschubgehäuse** Das Einschubgehäuse umfasst die zur Aufbereitung des vom Hauptgenerator der Beschleunigeranlage erzeugten Signals zunächst über ein Bandpassfilter und einen Verstärker. Diese Verstärkung ist zwingend erforderlich, da der Signalpegel am Eingang des Frequenzverdrei-fachers mindestens 10 dB betragen muss. Durch die Dämpfung des Kabels vom Generator bis in den Syli-Keller wird dieser Pegel ohne Verstärkung nicht erreicht.

Außerdem sind die vier kaskadierten Zirkulatoren im Gehäuse untergebracht, die eine ausreichende Isolation zwischen Referenz-Modul und Oszillator-Modul sicherstellen.

Am Ausgang des Referenz-Moduls ist ferner noch ein Tiefpassfilter angeschlossen, das Frequenzen oberhalb von 100 kHz dämpft.

Zur Spannungsversorgung der aktiven HF-Bauteile (VCO, Verstärker, Frequenzverdreifacher) ist zudem ein Schaltnetzteil kleiner Restwelligkeit (*Low emission Stromversorgung MAAK 15.1,6* der Firma Kniel) im Gehäuseeinschub integriert.



**Abbildung 7.5:** Elektronik zur Messung des Strahlstroms mithilfe des Intensitätsresonators. Die einzelnen Module bestehen aus Aluminiumgehäusen, in denen die HF-Bauteile integriert sind. Das Resonator-Modul ist direkt auf dem Intensitätsresonator IR montiert. Die beiden anderen Module sind mit weiteren HF-Bauteilen in einem hochfrequenzdichten 19"-Einschubgehäuse zusammengefasst.

Zur Verkabelung der einzelnen HF-Bauteile werden Verbindungen mit geringer Dämpfung genutzt. Innerhalb der Aluminiumgehäuse der Module sind dies entweder starre SMA-Adapter<sup>8</sup> oder Koaxialkabel des Typs *Sucoform 86* der Firma HUBER+SUHNER mit SMA-Steckern.

Außerhalb der Module und des Gehäuses werden Koaxialkabel des Typs *PE-P141* der Firma Pasternack mit SMA-Steckern zur Verbindung zwischen den Einheiten genutzt.

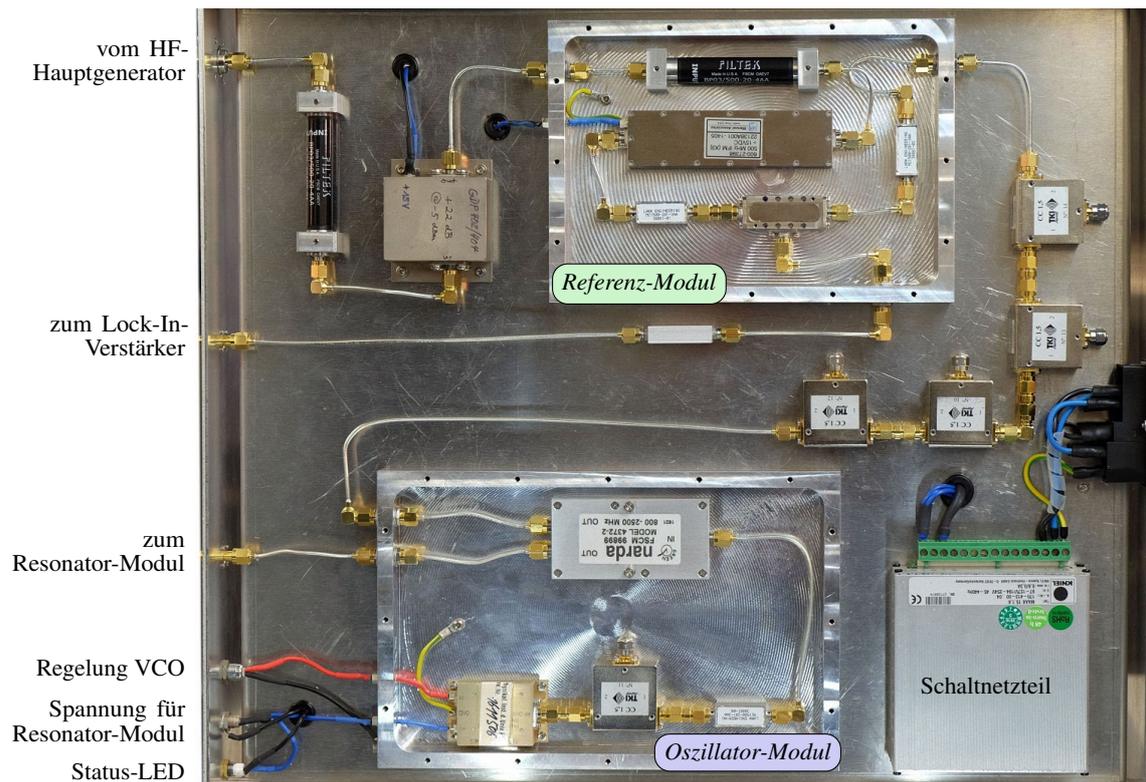
Die gesamte zur Verarbeitung des Messsignals nötige Elektronik ist im Syli-Keller in der Nähe zum Intensitätsresonator (siehe Abbildung 5.21) untergebracht. Damit lassen sich geringe Kabellängen und somit geringe Dämpfungen der Signale realisieren.

Die vom Lock-In-Verstärker ausgegebene Spannung kann verwendet werden, um den Strahlstrom zu berechnen. Dazu wird Gleichung (5.2) in der Form

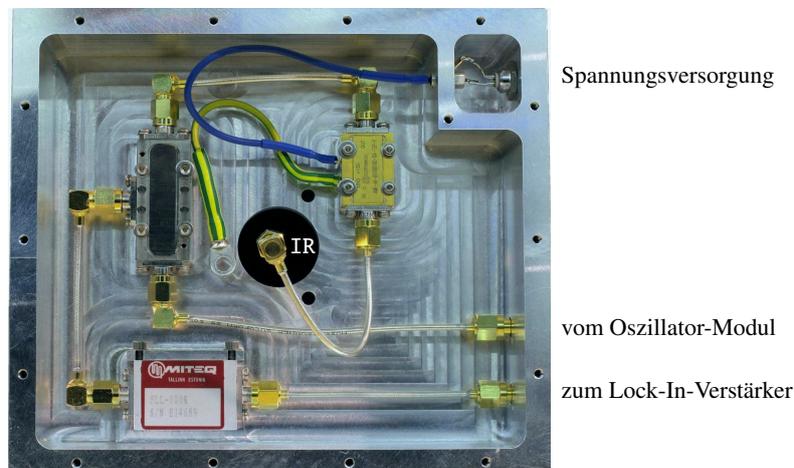
$$I_{\text{IR}} \equiv I_{\text{ext}} = U \sqrt{\frac{1 + 4 Q_L^2 \left(\frac{\Delta\omega}{\omega_0}\right)^2}{V R_{\text{koax}} B_B^2 R_S \frac{\kappa}{(1+\kappa)^2}}} \quad (7.1)$$

genutzt. In die Berechnung geht die nach Abzug der auf dem Signalpfad erfolgenden Dämpfung verbleibende Verstärkung  $V$  des Signals mit ein. Der Wellenwiderstand der Koaxialleitungen  $R_{\text{koax}}$  beträgt  $50 \Omega$ . Die auf dem Signalpfad vom Intensitätsresonator zum Lock-In-Verstärker verursachte Änderung der Signalleistung  $\Delta P_{\text{ext}}$  beträgt  $57,67 \text{ dB}$  (siehe Tabelle 7.3). [Pus12, Abschn. 11.4]

<sup>8</sup> SMA-Steckverbinder sind Koaxialstecker für Anwendungen in Hochfrequenzbereich. SMA steht dabei für *Sub-Miniature-A*.



(a) Einschubgehäuse mit geöffnetem Oszillator- und Referenz-Modul. Die Spannungsversorgung der aktiven HF-Bauteile ist ebenfalls im Gehäuse integriert.



(b) Geöffnetes Resonator-Modul zum direkten Anschluss an den Intensitätsresonator. Das Gehäuse enthält die Komponenten zur Vorverstärkung, Frequenzmischung und Filterung des Messsignals.

**Abbildung 7.6:** Fotos der Elektronik zur Messung des Strahlstroms.

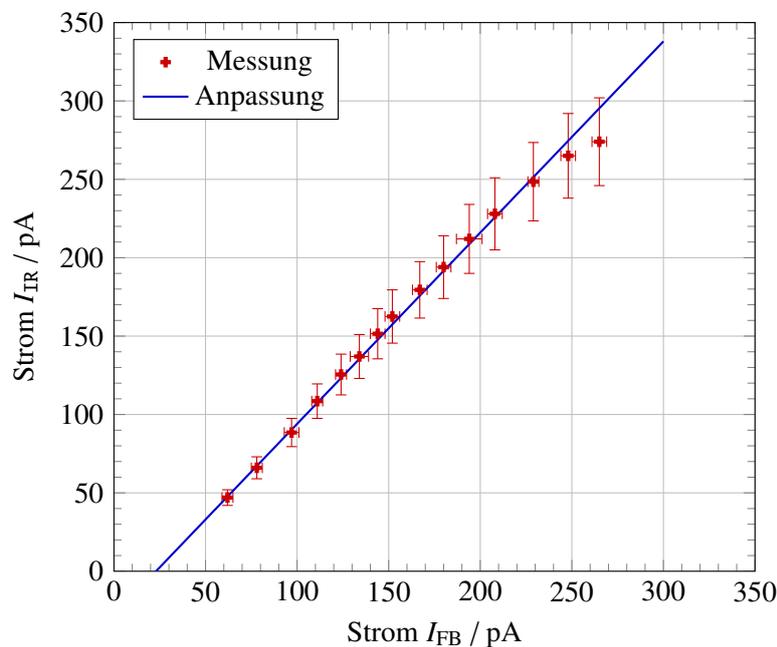
Zur Kommunikation mit dem Kontrollsystem existiert eine in [Pus12, Abschn. 9] beschriebene Software, die aus dem Ausgangssignal  $U$  des Lock-In-Verstärkers den Strom  $I_{\text{TR}}$  über Gleichung (7.1) berechnet sowie die Frequenz des VCO stabilisiert. Die Strommessung über den Intensitätsresonator kann nur erfolgen, wenn die Mischer ein in der Frequenz stabilisiertes lokales Oszillatorsignal erhalten. Da die

Bauteil	Quelle	$\Delta P_{\text{ext}} / \text{dB}$
Verstärker	Datenblatt	+63
Mischer	Datenblatt	-4,8
Tiefpass	Datenblatt	-0,2
Kabel im Resonator-Modul	Messung	-0,3
Kabel IR $\rightarrow$ Lock-In-Verstärker	Messung	-0,03

**Tabelle 7.3:** Die von den Bauteilen im Weg der Signale vom Intensitätsresonator zum Lock-In-Verstärker verursachte Änderung der Signalleistung  $\Delta P_{\text{ext}}$ .

Frequenz des Signals aus dem VCO stark von der Temperatur des VCO abhängt, ist eine Regelung der Steuerspannung und damit der Frequenz des VCO unumgänglich.

Eine vergleichende Messung zwischen dem mit dem FARADAY-Becher gemessenen Strom  $I_{\text{FB}}$  und dem mit dem Intensitätsresonator gemessenen Strom  $I_{\text{TR}}$  wurde bei einer Energie von 3,2 GeV durchgeführt. Das Ergebnis ist in Abbildung 7.7 gezeigt. Es zeigt sich eine Kurve, die anfangs linear ist und ab einem Wert von  $I_{\text{FB}} = 200 \text{ pA}$  leicht abfällt. Das theoretisch erwartete Verhalten mit einem Proportionalitätsfaktor von eins lässt sich nicht beobachten. Der bestimmte Wert von  $(1,22 \pm 0,02)$  ist dadurch begründet, dass auf dem vom Strahl zurückgelegten Weg vom Intensitätsresonator zum Strahlvernichter einige Elektronen durch Streuung den FARADAY-Becher nicht erreichen. Mit steigender Energie sinkt zwar der Anteil der beim Eintritt in den Strahlvernichter rückgestreuten Elektronen [Meh79, Abschn. 3.3], dennoch kann Ladung den FARADAY-Becher verlassen und somit nicht registriert werden. Ferner kommt es bei einer Fokussierung des Strahls am Testplatz unweigerlich zu einer Aufweitung des Strahls vor dem



**Abbildung 7.7:** Vergleichsmessung der mit dem Intensitätsresonator und mit dem FARADAY-Becher gemessenen Ströme  $I_{\text{TR}}$  und  $I_{\text{FB}}$ . Die Proportionalität wird durch die Gerade  $I_{\text{TR}} = (1,22 \pm 0,02) \cdot I_{\text{FB}} - (28 \pm 2) \text{ pA}$  beschrieben. Die Fehler der Messung mit dem FARADAY-Becher ergeben sich aus den Schwankungen der Messwerte während eines Zyklus. Die Unsicherheit bei der Bestimmung des Stroms mit dem Intensitätsresonator ergibt sich aus den Unsicherheiten der in die Berechnung des Stroms eingehenden Faktoren nach [Pus12, Abschn. 11.4] zu 5%.

Strahlvernichter. Ist die Fläche des Strahls dann größer als die des Eintrittsfensters, führt dies ebenso zu Abweichungen der beiden Messergebnisse zueinander.

Die angepasste Gerade hat einen Achsenabschnitt von  $(28 \pm 2)$  pA. Dieser äußert sich durch einen Untergrund von  $(22,9 \pm 0,4)$  pA bei der Messung mit dem FARADAY-Becher und kann durch Störsignale verursacht sein, die beim Betrieb des Beschleunigers auftreten; denn nur in diesem Fall ist der erwähnte Untergrund vorhanden.

Der ab einem Strom von 200 pA zu erkennende Abfall der Messwerte kann keinem der beiden Messinstrumente zugeordnet werden. Sowohl eine Überschätzung der in den FARADAY-Becher eintretenden Ladung als auch eine Unterschätzung des Stroms durch den Intensitätsresonator kann nicht schlüssig erklärt werden.

Obgleich die Vergleichsmessung ein zufriedenstellendes Ergebnis liefert, könnte eine Kalibrierung des ausgelesenen Strahlstroms mit einem Szintillationszähler, der direkt hinter dem Austrittsfenster des Strahlrohrs positioniert wird, durchgeführt werden. Ein solcher Zähler wird während der Experimente mit Detektorkomponenten als Trigger genutzt. Aus der damit gemessenen Zählrate kann ein geeigneter Kalibrierungsfaktor für den Strom gewonnen werden.

### 7.2.3 Strahlschirme

In Abschnitt 5.1.3 wurde der Aufbau der Strahlschirme vorgestellt. Ein Strahlschirm besteht aus einer *Chromox*-Scheibe, die an einer in das Strahlrohr fahrbaren Aufhängung befestigt ist, und einer CCD-Kamera (Modell *WAT-902B* der Firma Watec), mit deren Hilfe das Abbild des Strahl auf dem Schirm digitalisiert, betrachtet und nachfolgend bearbeitet werden kann.

Die auf den *Chromox*-Scheiben treffenden Elektronen regen diese zur Fluoreszenz auch im sichtbaren Bereich des Spektrums an. Die Intensität des abgegebenen Lichts ist proportional zur Elektronenfluenz. Somit kann aus der Intensitätsverteilung, welche die Kamera aufnimmt, auf die Intensitätsverteilung innerhalb der transversalen Ebene des Strahls geschlossen werden.

Um eine Verfälschung des Bildes wegen eines auftretenden längeren Nachleuchtens im infraroten Bereich des Spektrums weitestgehend zu unterbinden, sind vor den Kameras Infrarot-Sperrfilter angebracht. Damit sind Effekte durch das Nachleuchten nach ungefähr einer Minute vernachlässigbar. Die *Chromox*-Scheibe wird durch die auftreffenden Elektronen erwärmt. Der Grund für das Nachleuchten ist der im Vakuum fehlende Wärmeaustausch zwischen der *Chromox*-Scheibe und dem diese umgebenden Medium.

Die Kameras verfügen über Auto-Shutter zur Regulierung der Belichtung, wodurch meist für eine ausreichende, nicht übersteuerte und somit auswertbare Intensität des aufgenommenen Bildes gesorgt wird. Eine zu hohe Teilchenfluenz führt jedoch zu einer Sättigung der Lichtabgabe der *Chromox*-Scheibe. Dieser Effekt kann von der Kamera nicht korrigiert werden – auch das aufgenommene Intensitätsprofil ist in Sättigung.

Das Bild wird von einer im Haus entwickelten Software – dem sogenannten *FrameGrabber* – ausgewertet. Mit diesem Programm ist es möglich, Kontrast und Helligkeit des Bildes einzustellen, über mehrere Bilder zu mitteln und einen Untergrundabzug vorzunehmen. Hauptaufgabe ist allerdings die Bestimmung des Schwerpunkts und der Breiten der aufgenommenen Intensitätsprofile. Dafür können verschiedene Funktionen an die von der jeweiligen Kamera gelieferten Daten angepasst werden. In den meisten Fällen wird eine GAUSS-Funktion mit einem konstanten Untergrund genutzt. Der *FrameGrabber* passt die Funktion innerhalb eines einstellbaren Bereichs – der sogenannten *area of interest* (AOI) – an das Intensitätsprofil an. Diese AOI kann zum einen ein horizontaler oder vertikaler Schnitt sein, der einen Ausschnitt einer einzelnen Bildzeile oder -spalte beschreibt, oder ein rechteckiger Bereich, in dem die Intensitäten über verschiedene Zeilen oder Spalten gemittelt werden. Die aus der Anpassung resultierenden Positionen und Breiten sind zunächst in Pixeln angegeben und beziehen sich auf die obere

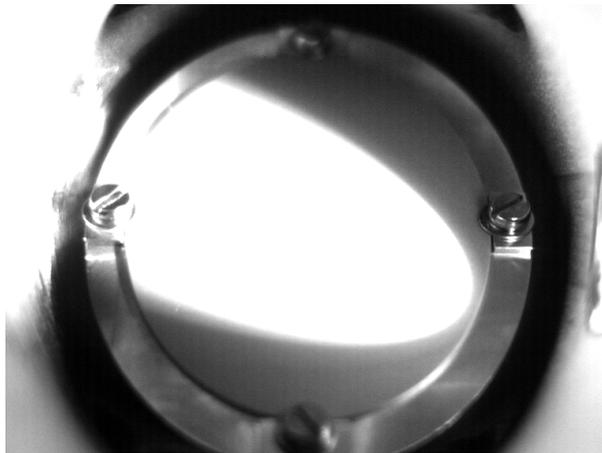
linke Ecke des Bildes. Diese Parameter müssen in eine physikalische Längeneinheit umgerechnet werden. Dafür müssen der Abbildungsmaßstab, der die Anzahl an Pixel für einen Millimeter angibt, und ferner die Mittelpunkte der Schirme als Pixelkoordinate auf dem Kamerabild bekannt sein.

### Bestimmung der Mittelpunkte der Schirme

Durch die Konstruktion der Schirme fällt der Mittelpunkt der auf der Verfahreinheit montierten *Chromox*-Scheiben mit dem Mittelpunkt des Strahlrohrs zusammen. Abweichungen der beiden Mittelpunkte zueinander können lediglich durch die Lagerung der Verfahreinheit verursacht sein und liegen im Bereich von maximal  $\pm 1$  mm. Allerdings ist nicht sichergestellt, dass die Mitte des von der Kamera aufgenommenen Bildes auch der Mitte des entsprechend abgebildeten Schirms entspricht. Daher ist die Bestimmung der Mittelpunkte der Schirme auf dem Kamerabild nötig.

Die Mittelpunkte der Schirme in der externen Strahlführung wurden im Rahmen von [Büc16, Abschn. 3] bestimmt. Im Vorfeld der Messung sind die Kameras so auf die jeweiligen Fassungen montiert, dass die Achsen der Schirme parallel zu denen des aufgenommenen Bildes sind und die gleiche Ausrichtung haben. Ferner wurde das jeweilige Bild mithilfe der Kameraobjektive scharf gestellt.

Ausgehend von den  $768 \text{ Pixel} \times 576 \text{ Pixel}$  großen Bildern der beleuchteten<sup>9</sup> Schirme (als Beispiel dient ein Bild von Schirm S2, das in Abbildung 7.8 gezeigt ist) können die Mittelpunkte der Schirme über charakteristische Merkmale der Halterung der *Chromox*-Scheiben unter Nutzung eines Bildbearbeitungsprogramms und der technischen Zeichnungen der Halterungen ermittelt werden.



**Abbildung 7.8:** Bild des beleuchteten Strahlschirms S2. Die elliptische *Chromox*-Scheibe ist mittels Schrauben mit Unterlegscheiben auf der Halterung (siehe Abbildung 5.10(b)) befestigt. Der Schirm wird mit einer Leuchtdiode beleuchtet. Es ist zu erkennen, dass das Bild aufgrund einer engen Schärfentiefe nur im Bereich der Schirmmitte scharf ist. Eine weite Schärfentiefe wäre mit einer größeren Blendenzahl – einer kleineren Blendenöffnung – erreichbar, jedoch wird das Abbild des Strahls wegen dessen geringer Intensität dann nicht mehr von der Kamera erfasst.

Die Position der Mittelpunkte auf dem Kamerabild werden in einer Konfigurationsdatei gespeichert und können im *FrameGrabber* geladen und angezeigt werden.

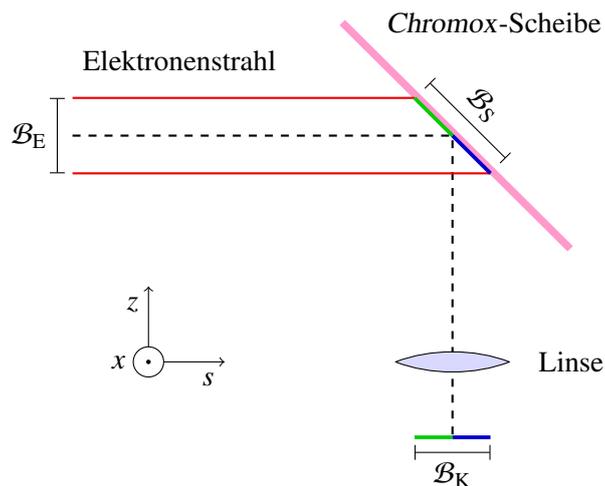
---

<sup>9</sup> Außer bei Schirm S3 gibt es bei allen am Strahlrohr montierten Schirmen fest installierte Leuchtdioden; bei Schirm S3 wurde eine temporäre Beleuchtungsquelle genutzt.

### Bestimmung der Abbildungsmaßstäbe

Bei der Bestimmung der Abbildungsmaßstäbe müssen verschiedene Aspekte berücksichtigt werden. Zum einen sind die Pixel der Kameras nicht quadratisch und somit die Abbildungsmaßstäbe in vertikaler und in horizontaler Richtung unterschiedlich. Zum anderen sind die Schirme um  $45^\circ$  zur Strahlachse gekippt.

Dies sorgt dafür, dass ein Punkt auf dem Schirm, der oberhalb der horizontalen Mittellinie liegt, weiter von der Kamera entfernt ist als ein Punkt, der unterhalb dieser Mittellinie liegt. Der Zusammenhang ist in Abbildung 7.9 für einen auf einen Strahlschirm auftreffenden Elektronenstrahl skizziert.



**Abbildung 7.9:** Schematische Darstellung der Bilderzeugung an einem Strahlschirm. Die gestrichelte Linie beschreibt die Mittelachse des Strahls und des Schirms. Vom Schirm ausgehend fällt ein Lichtstrahl Richtung Kamera. Der Elektronenstrahl hat eine Breite von  $B_E$ ; auf dem Schirm hat die Verteilung – bedingt durch den Winkel von  $45^\circ$ , den der Schirm zur Einfallsrichtung des Strahls hat – die Breite  $B_S = \sqrt{2} B_E$ . Auf der Kamera hat der Strahl die ursprüngliche Breite  $B_K \equiv B_E$ . Licht aus dem grün gekennzeichneten, oberen Bereich des Bildes auf dem Schirm hat einen größeren Abstand zur Kamera als solches aus dem blau gekennzeichneten, unteren Bereich.

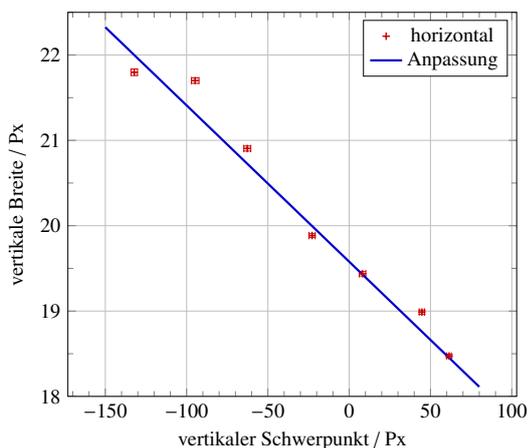
Die Wirkung des Aufbaus auf das Kamerabild kann mithilfe der Eigenschaften eines optischen Systems mit einer Linse beschrieben werden. Der Abstand zwischen Schirm und Kamera entspricht der Gegenstandsweite. Das Verhältnis zwischen Bildgröße und Gegenstandsgröße ist gleich dem Verhältnis zwischen Bildweite und Gegenstandsweite. Demnach werden bei konstanter Bildweite, im oberen Bereich des Schirms entstehende Bilder kleiner dargestellt als im unteren Bereich entstehende. Dadurch kommt es zu einer Variation des Abbildungsmaßstabes mit der vertikalen Position auf dem Schirm, welche proportional zur vertikalen Achse des Kamerabildes ist.

Durch diesen von der vertikalen Position abhängigen Abbildungsmaßstab tritt eine asymmetrische Verzerrung eines Intensitätsprofils in vertikaler Richtung auf. Die aus einem Bild des Profils auf dem Schirm berechnete Breite des Profils ist verfälscht. Auf der horizontalen Achse sind die Abbildungsmaßstäbe konstant, sodass es zu keiner Verzerrung kommt. Durch Messungen konnte jedoch gezeigt werden, dass der Effekt der Verzerrung bei den typischerweise auftretenden Strahlbreiten und einem nahe der Schirmmitte auftreffenden Elektronenstrahl vernachlässigbar ist [Büc16, Abschn. 3.2]. In diesem Fall entsprechen die Abbildungsmaßstäbe in der Mitte eines Schirms aufgrund der symmetrischen Kompensation eines größer dargestellten Bereichs mit dem eines kleiner dargestellten Bereichs den *mittleren Abbildungsmaßstäben*.

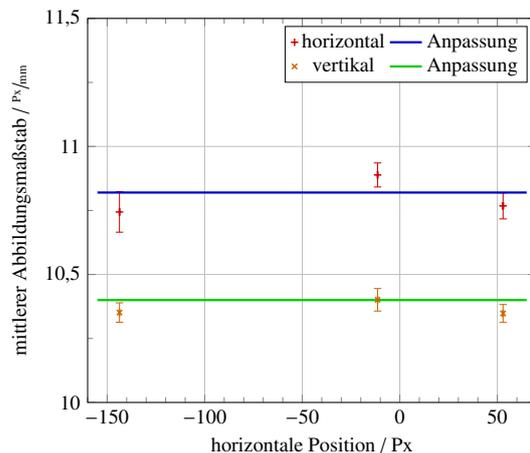
Zur Bestimmung der Abbildungsmaßstäbe werden die Breiten eines Laserstrahls an verschiedenen Positionen auf den *Chromox*-Scheiben der Schirme S3 und S4 gemessen. Es wird dabei ein Raster mit

mehreren Punkten pro Zeile und mehreren Reihen auf den Schirmen genutzt. Die beiden genutzten Schirme sind die einzig für den verwendeten Messaufbau zugänglichen. Zur Messung wird ein Teil des Strahlrohrs zwischen dem Korrektormagneten SSV3 und dem Intensitätsresonator IR ausgebaut und an dieser Stelle ein Aufbau bestehend aus einem Laser und einem Linsensystem eingebaut. Mit diesem Aufbau kann ein Laserstrahl erzeugt werden, dessen Intensität zu keinem Übersteuern der CCD-Kamera führt und dessen Divergenz möglichst gering ist, um einen Strahlfleck konstanter Größe an den Positionen der Schirme zu erhalten. Durch die Montage des Aufbaus auf einem manuellen Koordinatentisch können in horizontaler und vertikaler Richtung unabhängige Positionsvariationen durchgeführt werden, sodass ein diskretes Raster auf dem zu vermessenden Schirm abgetastet werden kann, ohne durch eine Winkelveränderung eine zusätzliche Verzerrung des Strahlflecks zu erzeugen. Die für die Messung notwendigen Kenntnisse der Eigenschaften des Laserstrahls werden mithilfe eines *ModeMasters* der Firma Coherent erfasst.

An die Messwerte einer Spalte des Rasters wird eine Gerade angepasst – Abbildung 7.10 zeigt beispielhaft die Messwerte einer Messung an Schirm S4. Aus dem Achsenabschnitt kann der Abbildungsmaßstab in der Mitte des Schirms gewonnen werden. Die Abbildungsmaßstäbe mehrerer Spalten werden gemittelt, wodurch sich der mittlere Abbildungsmaßstab eines Schirms ergibt – also der Abbildungsmaßstab, der in der Nähe der horizontalen Mittellinie des Schirms angewendet werden kann.



(a) Vertikale Breite in Abhängigkeit der vertikalen Position auf Schirm S4. Gemessen an dessen horizontaler Position ( $52,91 \pm 0,03$ ) Px. Aus dem Geradenabschnitt wird der mittlere Abbildungsmaßstab zu  $(10,76 \pm 0,05)$  Px/mm bestimmt.

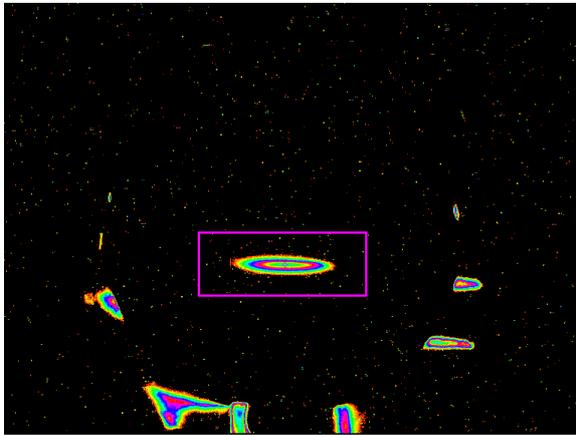


(b) Mittlere Abbildungsmaßstäbe in Abhängigkeit der horizontalen Position auf Schirm S4. Als Mittelwerte ergeben sich: horizontal  $(10,82 \pm 0,04)$  Px/mm und vertikal  $(10,40 \pm 0,02)$  Px/mm.

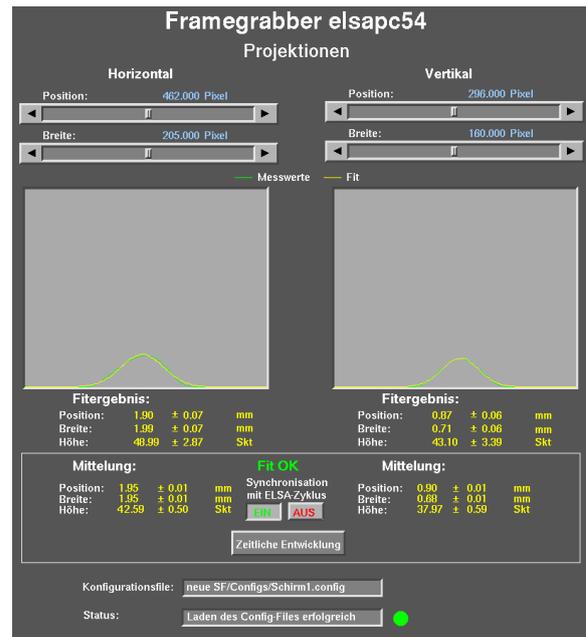
**Abbildung 7.10:** Beispiel einer Messung an Schirm S4 zur Bestimmung der mittleren Abbildungsmaßstäbe. [Büc16, Abschn. 3.2]

### Bestimmung der Position und Breite des Strahls

Nach Bestimmung der Mittelpunkte der Schirme sowie deren Abbildungsmaßstäbe, können mithilfe des *FrameGrabber* die Position und die Breiten eines Strahlflecks bestimmt werden. Ein Bild eines Strahlflecks ist in Abbildung 7.11(a) gezeigt. Zur besseren Darstellung der Intensitätsverteilung wurde dort das Farbmodell *Doppeltes Spektrum* gewählt. Innerhalb der gewählten AOI passt die Software nun an die beiden projizierten Intensitätsprofile eine GAUSS-Funktion an. Damit lässt sich dann Position und Breite des Strahlflecks ermitteln. Über das Kontrollsystemmenü (siehe Abbildung 7.11(b)) können die



(a) Bild eines Strahlflecks an Schirm S1 in Falschfarbendarstellung. Das Rechteck um den Strahlfleck markiert die AOI. Neben dem Strahlfleck sind auf dem Bild der Kamera wegen der Nähe des Schirms zum Extraktionsseptum noch Reflexionen von Synchrotronstrahlung an der Halterung der *Chromox*-Scheibe zu sehen, welche aber nicht stören. Diese treten bei allen anderen Schirmen nicht auf.



(b) Kontrollsystemmenü des *FrameGrabber* mit den Ergebnissen der Anpassungen einer Gauss-Funktion an die Projektionen des Intensitätsprofils innerhalb der AOI. Neben den Ergebnissen der aktuellen Anpassung werden auch die über einen Zyklus gemittelten Werte angezeigt. Durch das Laden der Konfigurationsdatei des jeweiligen Schirms erfolgt die korrekte Umrechnung der Variablen der Anpassung. Alle dargestellten Werte werden vom *FrameGrabber* an das Kontrollsystem übertragen.

**Abbildung 7.11:** Bild des Strahls auf einem Strahlschirm und des Menüs zur Bestimmung von Strahlposition und -breite.

Profile samt Anpassungsfunktion betrachtet und die erhaltenen Werte abgelesen werden.

Die Konfigurationsdateien der einzelnen Schirme werden geladen, sodass eine zum jeweiligen Schirm passende Umrechnung der bei der Anpassung gefundenen Werte erfolgt. Neben der Anzeige der Werte der aktuell durchgeführten Anpassung werden auch über einen Zyklus gemittelte Werte angezeigt.

## 7.3 Zentrierung des Elektronenstrahls in den Quadrupolmagneten

Ein Quadrupolmagnet sorgt – wie in Abschnitt 2.2.2 beschrieben – für die Fokussierung oder Defokussierung eines sich durch die Mittelachse des Magneten bewegenden Teilchenstrahls. Tritt der Strahl unter einem Winkel in den Magneten ein und/oder hat er eine Ablage zur Sollbahn<sup>10</sup>, wirkt das Magnetfeld des Quadrupolmagneten zusätzlich wie das Feld eines Dipolmagneten; der Strahl wird zusätzlich zur Fokussierung auch abgelenkt.

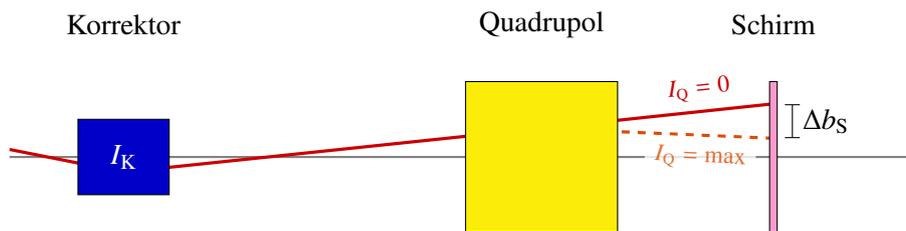
Eine Zentrierung des Strahls in den Quadrupolmagneten ist immer dann zwingend notwendig, wenn eine Änderung der Fokussierstärken der einzelnen Magnete im Zuge von Untersuchungen der Strahleigenschaften erfolgen soll. Denn dann führt eine Ablage des Strahls in einem Quadrupolmagneten zu

<sup>10</sup> Die Sollbahn fällt per Definition mit der Mittelachse des Magneten zusammen.

einer Ablenkung und somit einer Änderung der Strahlage auf der ganzen Länge einer Strahlführung. Dies würde bedeuten, dass nach jeder Änderung der Quadrupolstärke eines Magneten eine mitunter zeitaufwendige Korrektur der Strahlage mithilfe der Korrektoren erfolgen müsste.

Um an der neuen Strahlführung X3ED die Strahleigenschaften bestimmen zu können, sollte mithilfe der Septummagneten sowie der Korrektormagneten eine automatische Zentrierung des Strahls in allen Quadrupolmagneten erfolgen. Im Rahmen von [Büc16, Abschn. 4] wurde ein Programm entwickelt, das den Prozess automatisiert.

### 7.3.1 Prinzip des Programms



**Abbildung 7.12:** Schematische Darstellung zum Prinzip des Programms zur Zentrierung des Elektronenstrahls in den Quadrupolmagneten. Wird der Quadrupol nicht mittig passiert, ändert sich die Strahlposition  $\Delta b_S$  auf dem Schirm, wenn der Strom des Quadrupols von Null auf den Maximalwert gestellt wird.

Das dem Programm zugrunde liegende Prinzip ist, die Ablenkung zu messen, die ein nicht mittig den Quadrupolmagneten passierender Strahl erhält. Diese Ablenkung ist linear abhängig von der Ablage  $b_Q$  beim Eintritt in den Magneten und von der Quadrupolstärke. Wird nun die Position des Strahls auf einem Strahlschirm hinter dem Magneten einmal ohne Strom und einmal mit Maximalstrom des Quadrupolmagneten gemessen, kann die Änderung der Position  $\Delta b_S$  auf dem Schirm bestimmt werden (siehe Abbildung 7.12). Durch die Änderung der Ablage  $b_Q \rightarrow b_Q + \Delta b_K$  mithilfe eines Korrektormagneten kann die Positionsänderung auf dem Schirm verschwinden. Die Änderung der Ablage durch den Korrektormagneten ist proportional zum Strom  $I_K$ . Es ergibt sich demnach eine lineare Abhängigkeit:

$$\Delta b_S = m I_K + n \quad (7.2)$$

Wird für verschiedene Ströme  $I_K$  die Positionsänderung auf dem Schirm  $\Delta b_S$  gemessen, kann durch die Anpassung der Funktion aus Gleichung (7.2) an die Messwerte über die Werte für die Steigung  $m$  und den Achsenabschnitt  $n$  der Strom  $I_{K,0}$  bestimmt werden, mit dem die Positionsänderung  $\Delta b_S$  verschwindet – also bei dem der Strahl mittig durch den Quadrupolmagneten geht.

$$I_{K,0} = \frac{-n}{m}$$

Voraussetzung für eine aussagekräftige Messung ist die sinnvolle Wahl der Kombination aus Quadrupolmagnet, Strahlschirm und Korrektormagnet. Dabei muss die Position des Korrektormagneten vor der des Quadrupolmagneten liegen, die des Schirms wiederum dahinter. Ferner muss die Ablage, die der Korrektormagnet verursacht, ausreichend für die Zentrierung im Quadrupolmagneten sein. Dies wird durch eine ausreichende Entfernung zwischen Korrektor und Quadrupol sichergestellt. Kombinationen, die diese Bedingungen erfüllen, sind in dem Programm hinterlegt. Zum Beispiel wird bei der horizontalen Zentrierung in Magnet QD2 der Korrektor SSH1 genutzt.

Bei der Bestimmung der Position des Strahls aus dem Schirm ist zu beachten, dass das schon erwähnte Nachleuchten auf dem Schirm dazu führen kann, dass auch ohne extrahierten Strahl eine Position

gemessen werden kann. Um dies zu verhindern, werden nur Positionswerte aufgenommen, wenn auch Elektronen aus dem ELSA-Ring extrahiert werden. Auch kann das Nachleuchten eine nicht korrekte Bestimmung des Schwerpunkts des Strahlflecks verursachen, wenn der verschobene Strahl teilweise mit dem durch das Nachleuchten erzeugten Strahlfleck überlappt. Zur Umgehung dieses Problems wird die Position über mehrere Beschleunigerzyklen gemittelt, bis das Nachleuchten hinreichend abgeklungen ist; dann konvergiert der Positionswert. Als Kriterium dafür dient die *laufende Varianz*<sup>11</sup> der aufgenommenen Positionswerte (siehe [Büc16, Abschn. 4.1]).

#### 7.3.2 Programmablauf

Beim Programmaufruf müssen dem Programm einige Parameter übergeben werden; andere sind teilweise auf einem Standardwert eingestellt und müssen nicht eingegeben werden. Die Angabe des Quadrupols, in dem die Zentrierung des Strahl erfolgen soll, ist obligatorisch; die Wahl des zur Zentrierung genutzten Korrektormagneten und des Schirms erfolgt – soweit nicht angegeben – automatisch. Es kann außerdem festgelegt werden, in welcher Ebene die Optimierung stattfinden soll. Prinzipiell ist das Programm in der Lage, die Optimierung sowohl in der horizontalen als auch in der vertikalen Ebene simultan durchzuführen.

Um die Laufzeit der Zentrierung in einem Magneten so kurz wie möglich zu halten, sollte der Strahl manuell auf jedem Schirm grob in dessen Mitte liegen.

Nach dem Start des Programms wird zunächst ausgehend von dem aktuell eingestellten Strom des gewählten Korrektormagneten unter Einbeziehung des Maximalstroms die Anzahl der aufzunehmenden Messpunkte bestimmt. Diese Messpunkte werden symmetrisch um die aktuelle Stromstärke des Korrektors verteilt.

Im darauffolgenden Programmschritt wird der Strom des zu optimierenden Quadrupols auf Null gesetzt. Um dem Quadrupol genügend Zeit zu geben, seinen Sollwert zu erreichen, wird zwei Sekunden gewartet. Dann wird der erste Positionswert aufgenommen. Für die Messung des zweiten Positionswerts wird die Quadrupolstärke auf ihr Maximum gestellt. Beide Positionswerte werden verworfen, wenn deren Fehler zu groß sind.

Nachdem bei allen zuvor gewählten Messpunkten verwertbare Positionsmessungen durchgeführt wurden, kann mittels der Geradenanpassung an die aufgenommenen Positionswerte der Strom  $I_{K,0}$  bestimmt werden, bei dem auf dem Schirm hinter dem Quadrupolmagneten keine Positionsveränderung beim Wechsel zwischen keinem und maximalem Strom in den Spulen des Quadrupols mehr auftritt.

Der gefundene Wert des Stroms  $I_{K,0}$  wird eingestellt; ein Programmdurchlauf ist beendet und kann für andere Quadrupolmagneten wiederholt werden.

#### 7.3.3 Nutzung des Programms

Die Nutzung des Programms ist durchaus sinnvoll, wenn die Strahleigenschaften in der externen Strahlführung untersucht werden sollen. Denn nur durch die Zentrierung des Strahls in den Quadrupolmagneten wird sichergestellt, dass die Wirkung der Quadrupole in guter Näherung durch den Matrixformalismus beschrieben werden kann. Dieser wird zum Beispiel bei den Bestimmungen der Dispersion und der Emittanz benötigt, die in Abschnitt 7.4 beschrieben werden.

Bei der Anwendung des Programms hat sich gezeigt, dass eine Zentrierung des Strahls in allen vier Quadrupolmagneten – also ein viermaliger Programmdurchlauf – dazu führen kann, dass sich die Strahllagen in den ersten Quadrupolmagneten geändert haben und diese daher nicht mehr mittig vom Strahl

---

<sup>11</sup> Als *laufende Varianz* wird hier die Varianz bezeichnet, die sich aus maximal zehn Messwerten ergibt, auch wenn mehr als zehn Messwerte aufgenommen werden. Dies bedeutet, dass der zuerst genommene Wert gelöscht wird, wenn der elfte Wert zur Messreihe hinzugefügt wird. Dies führt zu einer schnelleren Konvergenz der Positionswerte.

durchgesetzt werden. Der Grund dafür ist, dass zur Änderung der Ablage nicht die Korrektormagneten genutzt werden, die direkt vor dem Quadrupolmagneten sitzen, wie schon in Abschnitt 7.3.1 erläutert wurde. Zum Beispiel wird zur Zentrierung des Strahl in Magnet QF1 das Septum MSE7 als Korrektormagnet genutzt. Im Fall von Magnet QD2 wird der Korrektor SSH1 zur Verschiebung des Strahls in Anspruch genommen. Da dieser Korrektor vor dem Magneten QF1 sitzt, verschiebt er in geringem Maße auch die Strahllage an dessen Anfang. Dies äußert sich durch eine beobachtbare Verschiebung des Strahls auf dem ersten Schirm, während der Strom des Quadrupolmagneten von Null auf seinen Maximalwert gefahren wird. Ein nochmaliger Durchgang der Zentrierung in allen vier Quadrupolmagneten beseitigt die geringen Ablagen und liefert die gewünschte Zentrierung in allen Magneten. Dies äußert sich durch eine verschwindende Verschiebung des Strahls, wenn die Strahlposition einmal ohne Strom und einmal mit Maximalstrom des Quadrupolmagneten beobachtet wird.

Der Durchlauf des Programms für einen Quadrupolmagneten in einer Ebene dauert im Schnitt bis zu zehn Minuten; ein zweimaliger Komplettdurchlauf demnach bis zu achtzig Minuten.

Für den regulären Betrieb im Rahmen von Detektortests scheint die Nutzung des Programms aufgrund der geringen zeitlichen Effizienz nicht sinnvoll, da eine grobe manuelle Einstellung des Strahls bezüglich der Zentrierung in den Quadrupolmagneten für die Zwecke der Tests von Detektoren ausreichend ist. Bei einem solchen Testbetrieb wird meist während der ganzen Strahlzeit eine am Anfang des Tests gemachte Einstellung der Strahloptik beibehalten.

## 7.4 Messung der Strahleigenschaften

Die Strahleigenschaften der Strahlführung X3ED werden vor allem im Hinblick auf die Bestimmung der Dispersion und der Emittanz untersucht. Dadurch kann überprüft werden, ob diese Eigenschaften mit den in den Simulationen angenommenen übereinstimmen.

Im Vorfeld der in diesem Abschnitt vorgestellten Messungen wurde eine Zentrierung in den Quadrupolmagneten durchgeführt, wie sie in Abschnitt 7.3.3 erläutert wurde. Die Messungen wurden bei einer Energie von 3,2 GeV durchgeführt.

Zur Bestimmung der Emittanz in der externen Strahlführung werden die transversalen Strahlprofile aufgenommen. Dies kann an den Stellen erfolgen, an denen Strahlschirme installiert sind. Aus dem Strahlprofil kann die Strahlbreite  $\sigma(s)$  bestimmt werden, die neben dem Anteil durch die Betafunktion  $\beta(s)$  und der Emittanz  $\epsilon$  zusätzlich einen Anteil durch die Dispersion  $D(s)$  und die Impulsunschärfe  $\Delta p/p_0$  hat (siehe Abschnitt 2.3). Es gilt nach Gleichung (2.19) für die Strahlbreiten

$$\sigma_x(s) = \sqrt{\epsilon_x \beta_x(s) + \left( D_x(s) \frac{\Delta p}{p_0} \right)^2} \quad \text{und} \quad \sigma_z(s) = \sqrt{\epsilon_z \beta_z(s)} ,$$

wobei in der vertikalen Ebene wegen der dort fehlenden Dipolfelder keine Dispersion auftritt, also  $D_z(s) = 0$  gilt und die Strahlbreite nur durch die Emittanz und die Betafunktion bestimmt wird. Die Kenntnis der Dispersion an der Position der Strahlschirme ist also notwendig, um die Emittanz in der horizontalen Ebene bestimmen zu können. In jedem Fall muss jedoch die Betafunktion an der Position der Strahlschirme bekannt sein.

### 7.4.1 Prinzip der Messung der Dispersionsfunktion

Die Dispersion ist sowohl von der Position  $s$  als auch von der Magnetooptik in der Strahlführung abhängig. Um die Dispersionsfunktion  $D(s)$  für verschiedene Magnetooptiken berechnen zu können, müssen die Dispersion  $D_0$  und die Änderung der Dispersion  $D'_0$  am Startpunkt der Strahlführung ermittelt werden.

Dann kann bei Kenntnis der Matrixeinträge der Transportmatrix  $\mathbf{M}$  – der Matrixformalismus wird in Abschnitt 2.3.1 erläutert – die Dispersionsfunktion  $D(s)$  nach [Hin08, Abschn. 6.7] gemäß

$$D(s) = D_0 \mathbf{m}_{11} + D_0' \mathbf{m}_{12} + \mathbf{m}_{16} \quad (7.3)$$

berechnet werden.

Zur Messung der Dispersion  $D(s)$  wird der Impuls  $p_0$  der beschleunigten Teilchen um einen kleinen Betrag  $\Delta p$  geändert. Der Schwerpunkt des Strahls verschiebt sich dadurch um einen Betrag

$$\Delta x(s) = D(s) \frac{\Delta p}{p_0}$$

auf eine Dispersionsbahn.

Die Variation des Impulses der Teilchen muss dabei so erfolgen, dass die Magneto-optik nicht verändert wird. Dazu wird die Frequenz  $f_{\text{HF}}$  der Beschleunigungsresonatoren im ELSA-Ring um kleine Beträge  $\Delta f_{\text{HF}}$  verändert. Damit ändert sich die Bahnlänge  $L_0$  um einen Betrag  $\Delta L$ . Diese Änderung wird durch den Momentum-Compaction-Faktor  $\alpha_c$  (siehe Gleichung (2.14)) beschrieben, der bei bekannter Strahloptik berechnet werden kann. Da die Bahnlänge ein ganzzahliges Vielfaches der Wellenlänge  $\lambda_{\text{HF}}$  ist, ist die relative Bahnlängenänderung proportional zur relativen Hochfrequenzänderung:

$$\frac{\Delta L}{L_0} = -\frac{\Delta f_{\text{HF}}}{f_{\text{HF}}}.$$

Somit ergibt sich ein linearer Zusammenhang zwischen der Verschiebung des Schwerpunkts und der relativen Änderung der Hochfrequenz.

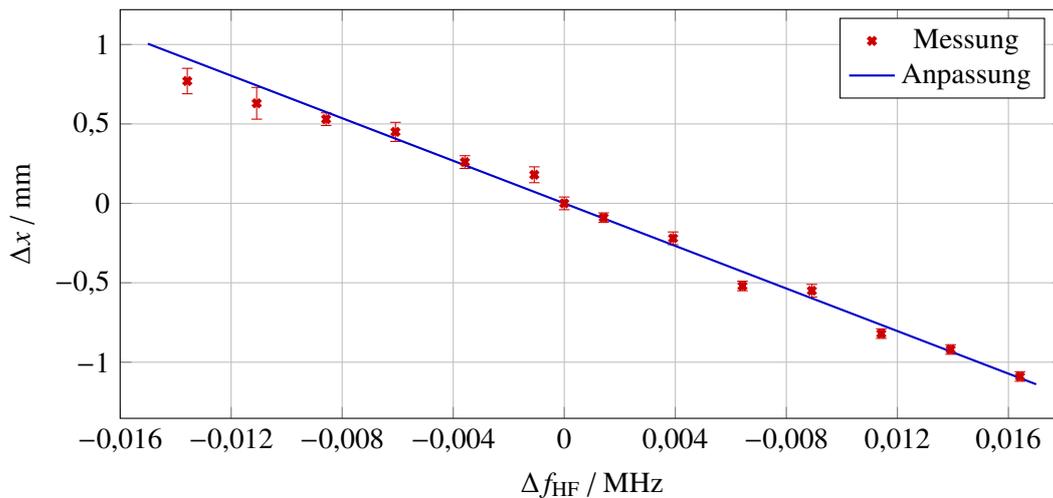
$$\Delta x(s) = -\frac{D(s)}{\alpha_c} \frac{\Delta f_{\text{HF}}}{f_{\text{HF}}} \quad (7.4)$$

Durch Messung der Veränderung des Schwerpunkts des Strahlprofils an einem Strahlschirm aufgrund einer Hochfrequenzänderung kann demnach die Dispersion an der Stelle des Schirms ermittelt werden. [Wil96, Abschn. 10.7]

### 7.4.2 Messung der Dispersionsfunktion in der externen Strahlführung

Zur Messung der Dispersionsfunktion in der externen Strahlführung wird das in Abschnitt 7.4.1 beschriebene Verfahren angewendet. An den Positionen der Schirme S1, S2, S3 und S4 wird die Position des Schwerpunkts des Strahlprofils in Abhängigkeit der Hochfrequenzänderung aufgenommen. Dabei wird die Position über mehrere Beschleunigerzyklen gemittelt und mit dem jeweiligen Fehler angegeben. Das Ergebnis der Messung bei einer Energie von 3,2 GeV ist in Abbildung 7.13 beispielhaft für Schirm S1 gezeigt. Da nach Gleichung (7.4) eine lineare Abhängigkeit der Messgrößen erwartet wird, wird eine Gerade an die Daten angepasst. Aus deren Steigung lässt sich die Dispersionsfunktion ermitteln. Für die Einstellung der Magneto-optik im ELSA-Ring gibt das ELSA-Modell<sup>12</sup> einen Momentum-Compaction-Faktor von  $\alpha_c = 6,272959 \cdot 10^{-2}$  aus. Damit ergeben sich an den Positionen der verschiedenen Strahlschirme die in Tabelle 7.4 gezeigten Dispersionsfunktionen  $D(s)$ . Die Magneto-optik in der Strahlführung wurde bei der Messung so eingestellt, dass auf den Schirmen ein Strahlfleck zu sehen war, der keine zu große Ausdehnung besaß. Damit ist die Bestimmung des Schwerpunkts im Vergleich zu derjenigen mit einem ausgedehnten Strahlfleck genauer.

<sup>12</sup> Das ELSA-Modell ist ein Kontrollsystemmenü, das die Parameter der linearen Strahloptik berechnet.



**Abbildung 7.13:** Messung der Verschiebung des Schwerpunkts des Strahlprofils an Schirm S1 in Abhängigkeit der Änderung der Hochfrequenz. Aus der Steigung der angepassten Geraden lässt sich nach Gleichung (7.4) die Dispersionsfunktion an der Stelle des Schirms bestimmen.

Schirm	S1	S2	S3	S4
$D(s) / \text{m}$	$4,21 \pm 0,12$	$7,32 \pm 0,10$	$3,20 \pm 0,08$	$3,41 \pm 0,13$

**Tabelle 7.4:** Die gemessenen Werte der Dispersionsfunktionen an den verschiedenen Schirmen.

Mit den vier Ergebnissen der Dispersionsfunktion kann nun bei bekannten Transportmatrizen zwischen dem Anfang der Strahlführung und dem entsprechenden Schirm mittels Gleichung (7.3) ein überbestimmtes Gleichungssystem erstellt werden. Dieses System kann beispielsweise in eine Matrixform überführt und gelöst werden. Als Lösung dieses Gleichungssystems wird dann ein Vektor erhalten, der als Einträge  $D_0$  und  $D'_0$  enthält – die gesuchten Parameter. Diese ergeben sich zu

$$D_0 = (3,3 \pm 0,2) \text{ m} \quad \text{und} \quad D'_0 = -0,08 \pm 0,01 \text{ .}$$

### 7.4.3 Prinzip der Messung der Emittanz

Zur Messung der Emittanz wird zum einen die Betafunktion an der entsprechenden Position in der Strahlführung benötigt. Außerdem in der horizontalen Ebene noch die Dispersionsfunktion. Es können zwei verschiedene Methoden zur Bestimmung der Emittanz genutzt werden: der *Quadrupolscan* und die *Multischirmmethode*.

#### Quadrupolscan

Beim Quadrupolscan wird die Quadrupolstärke  $k$  eines fokussierenden Quadrupolmagneten variiert und die Strahlbreite an einem nachfolgenden Strahlschirm gemessen. Die restlichen Magnete werden dabei nicht in ihren Eigenschaften verändert. Es sollte ein Schirm gewählt werden, bei dem der Fokus des Strahls mithilfe des Quadrupolmagneten sowohl vor als auch hinter der Position des Schirms liegen kann.

Beim Quadrupolscan wird die Transformation der *Twissparameter*  $\beta(s)$ ,  $\alpha(s)$  und  $\gamma(s)$  – die Definitionen dieser Parameter finden sich in Abschnitt 2.3.3 – durch eine bekannte Magnetoptik genutzt. In der Matrixschreibweise folgt nach [Wil96, Abschn. 3.10] für die Twissparameter in der horizontalen

Ebenen:

$$\begin{pmatrix} \beta(s,k) \\ \alpha(s,k) \\ \gamma(s,k) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{m}_{11}^2 & -2 \mathbf{m}_{11} \mathbf{m}_{12} & \mathbf{m}_{12}^2 \\ -\mathbf{m}_{11} \mathbf{m}_{21} & \mathbf{m}_{11} \mathbf{m}_{22} + \mathbf{m}_{21} \mathbf{m}_{12} & -\mathbf{m}_{22} \mathbf{m}_{12} \\ \mathbf{m}_{21}^2 & -2 \mathbf{m}_{22} \mathbf{m}_{21} & \mathbf{m}_{22}^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \beta_0 \\ \alpha_0 \\ \gamma_0 \end{pmatrix}. \quad (7.5)$$

Analoges gilt dann mit den Einträgen  $\mathbf{m}_{33}$ ,  $\mathbf{m}_{34}$ ,  $\mathbf{m}_{43}$  und  $\mathbf{m}_{44}$  auch für die vertikale Ebene. Alle folgenden Gleichungen und die Vorgehensweise bei der Bestimmung der Emittanz sind beispielhaft für die horizontale Ebene gezeigt, lassen sich aber analog auf die vertikale Ebene übertragen. Die Einträge der Transportmatrix sind sowohl von der Position  $s$  als auch von der Quadrupolstärke  $k$  des variierten Quadrupolmagneten abhängig. Auf die explizite Angabe  $\mathbf{m}_{ij}(s,k)$  wird jedoch aus Gründen der Übersichtlichkeit verzichtet.

Wird die Gleichung für die Transformation (Gleichung (7.5)) der Betafunktion  $\beta(s,k)$  mit der Emittanz  $\epsilon$  multipliziert, ergibt sich die ortsabhängige Strahlbreite ohne Dispersionsanteil  $\tilde{\sigma}^2(s,k)$  in Abhängigkeit der Twissparameter am Anfang der Strahlführung:

$$\tilde{\sigma}^2(s,k) = \mathbf{m}_{11}^2 \epsilon \beta_0 - 2 \mathbf{m}_{11} \mathbf{m}_{12} \epsilon \alpha_0 + \mathbf{m}_{12}^2 \epsilon \gamma_0. \quad (7.6)$$

Wird also die Strahlbreite ohne Dispersionsanteil  $\tilde{\sigma}^2$  für verschiedene Quadrupolstärken  $k$  an einer bestimmten Position  $s$  gemessen, kann bei bekannter Transportmatrix  $\mathbf{M}$  die Funktion aus Gleichung (7.6) an die Messdaten angepasst werden. Die drei Variablen der Anpassungsfunktion sind  $\epsilon \beta_0$ ,  $\epsilon \alpha_0$  und  $\epsilon \gamma_0$ .

Wenn sich die Strahltaile im Messbereich befindet, kann die Transformation der Gammafunktion  $\gamma(s,k)$  (Gleichung (7.5)) zur Bestimmung der Emittanz herangezogen werden. Bei der Quadrupolstärke  $k_t$ , bei der die Strahltaile auftritt, ändert sich die Betafunktion nicht ( $\beta'_t = 0$ ), sodass die Alphafunktion (Gleichung (2.17)) verschwindet ( $\alpha_t = 0$ ) und die Gammafunktion (Gleichung (2.18)) den Wert  $\gamma_t = \beta_t^{-1}$  annimmt. Wird die Gleichung für die Transformation der Gammafunktion nun mit der Emittanz multipliziert, ergibt sich nach der Umformung

$$\epsilon \gamma_t = \frac{\epsilon}{\beta_t} = \frac{\epsilon^2}{\tilde{\sigma}_t^2} = \left( \mathbf{m}_{21}^2 \epsilon \beta_0 - 2 \mathbf{m}_{21} \mathbf{m}_{22} \epsilon \alpha_0 + \mathbf{m}_{22}^2 \epsilon \gamma_0 \right)$$

folgender Ausdruck:

$$\epsilon^2 = \tilde{\sigma}_t^2 \left( \mathbf{m}_{21}^2 \epsilon \beta_0 - 2 \mathbf{m}_{21} \mathbf{m}_{22} \epsilon \alpha_0 + \mathbf{m}_{22}^2 \epsilon \gamma_0 \right). \quad (7.7)$$

Nach der Bestimmung der quadrierten minimalen Strahlbreite  $\tilde{\sigma}_t^2$  kann mit den drei Variablen der Anpassungsfunktion von Gleichung (7.6) die Emittanz bestimmt werden.

### Multischirmmethode

Bei der Messung der Emittanz über die Multischirmmethode wird bei konstanter Magnetoptik die Strahlbreite an verschiedenen Strahlschirmen ermittelt. Zur Bestimmung der Emittanz wird mit Gleichung (7.6) ein Gleichungssystem aufgestellt. Die Anzahl der Gleichungen entspricht der Anzahl der Strahlschirme, an denen eine Strahlbreitenmessung durchgeführt wurde. Das Gleichungssystem mit drei Variablen kann jedoch nur gelöst werden, wenn mindestens an drei Strahlschirmen die Strahlbreiten bestimmt wurden – also mindestens drei Gleichungen der Form

$$\tilde{\sigma}^2(s_S) = \mathbf{m}_{11}^2(s_S) \epsilon \beta_0 - 2 \mathbf{m}_{11}(s_S) \mathbf{m}_{12}(s_S) \epsilon \alpha_0 + \mathbf{m}_{12}^2(s_S) \epsilon \gamma_0$$

für verschiedene Schirme S vorliegen.

Das Gleichungssystem kann wiederum in die Matrixform überführt und gelöst werden. Die Einträge  $\mathbf{m}_{ij}(s_S)$  sind dabei jeweils die Einträge der bekannten Transportmatrix  $\mathbf{M}_S$  vom Anfang der Strahlführung bis zu dem entsprechenden Schirm. Der Lösungsvektor des Gleichungssystems enthält dann die Größen  $\epsilon \beta_0$ ,  $\epsilon \alpha_0$  und  $\epsilon \gamma_0$ . Um nun die Emittanz bestimmen zu können, wird ausgenutzt, dass die Determinante der sogenannten Betamatrix  $\mathbf{B}_0$  eins ist [Wil96, Abschn. 3.10]:

$$\det \mathbf{B}_0 = \det \begin{pmatrix} \beta_0 & -\alpha_0 \\ -\alpha_0 & \gamma_0 \end{pmatrix} = \beta_0 \gamma_0 - \alpha_0^2 = 1 \quad .$$

Damit lässt sich die Emittanz aus den Variablen der Anpassung bestimmen zu:

$$\epsilon = \sqrt{\epsilon \beta_0 \epsilon \gamma_0 - (\epsilon \alpha_0)^2} \quad . \quad (7.8)$$

#### 7.4.4 Messung der Emittanz in der externen Strahlführung

Die Messungen zur Bestimmung der Emittanz in der externen Strahlführung wurden bei einer Energie von 3,2 GeV durchgeführt. Zur Bestimmung der Strahlbreite ohne Dispersionsanteil muss dieser Anteil bei den horizontalen Strahlbreiten ermittelt werden. Grundlage dafür sind die in Abschnitt 7.4.2 bestimmten Werte der Dispersionsfunktion am Anfang der Strahlführung. Mit der Einstellung der Magnetoptik im ELSA-Ring ist der für die Berechnungen benötigte Wert der Impulsunschärfe festgelegt und ergibt sich laut ELSA-Modell zu  $\Delta p/p_0 = 7,88051 \cdot 10^{-4}$ .

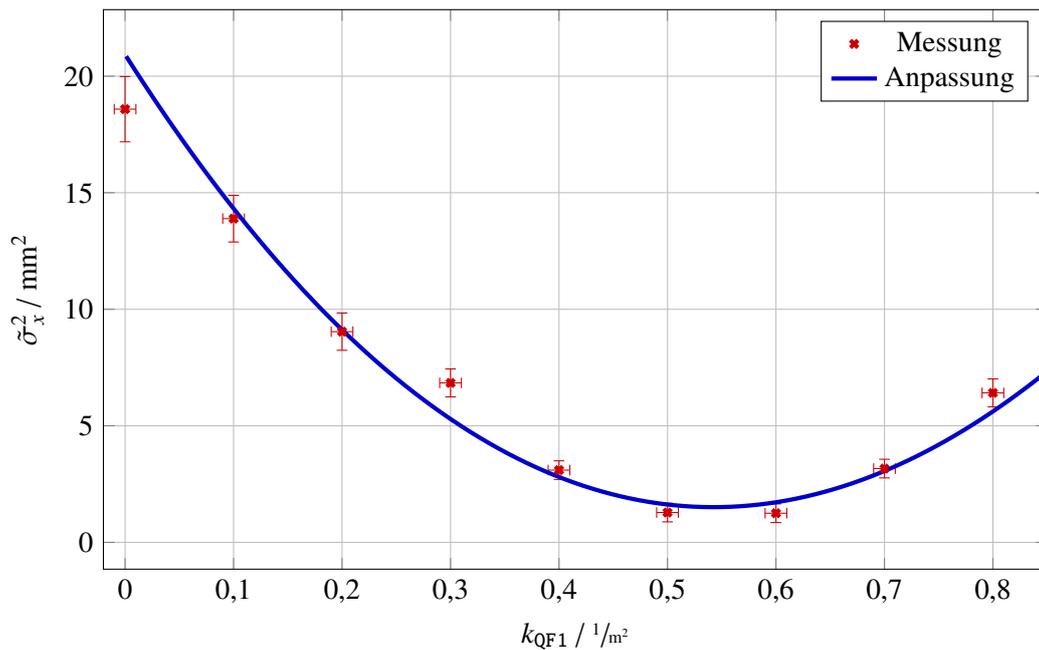
Die Messung der Strahlbreiten erfolgt jeweils über mehrere Beschleunigerzyklen; die Angabe der Strahlbreite erfolgt dann mit dem sich aus der Bestimmung der Breite und der Mittelung ergebenden Fehlern.

#### Quadrupolscan

Zur Bestimmung der Emittanz mit der Methode des Quadrupolscans wurden zunächst geeignete Strahlschirme ausgesucht, bei denen der Fokus des Strahls mithilfe eines Quadrupolmagneten vor und auch hinter der Position des Schirms eingestellt werden kann. Es wurde sich für Schirm S2 in Kombination mit Quadrupol QF1 und das Paar aus Schirm S4 und Quadrupol QF3 entschieden. Bei der Messung wurde jeweils das komplette zur Verfügung stehende Intervall der Quadrupolstärke genutzt.

Zur Auswertung der Messwerte werden die Einträge der Transportmatrix benötigt. Diese setzt sich aus der Multiplikation der Matrizen der einzelnen Elemente und die der Driftstrecken zusammen. Dabei wurde die Matrix für die konstant eingestellten Elemente der Strahlführung – dies schließt alle Elemente ein, die sich vor dem variierten Quadrupolmagneten befinden – aus Berechnungen des in Abschnitt 4.1.2 vorgestellten Programms *elegant* entnommen. Die Matrizen für den Quadrupolmagneten – mit der variablen Quadrupolstärke  $k$  – und die darauffolgenden, wiederum konstant eingestellten Elemente wurden berechnet.

Die Anpassung der Funktion aus Gleichung (7.6) an die Messwerte der Strahlbreite in Abhängigkeit der Quadrupolstärke liefert dann die drei mit der Emittanz multiplizierten Twissparameter. Die Messwerte samt angepasster Funktion sind am Beispiel für die Messung an Magnet QF1 und Schirm S2 in Abbildung 7.14 gezeigt. Mit dem Wert der quadrierten Strahlbreite an Strahltaile  $\tilde{\sigma}_t^2$  – dem Minimum der Funktion – kann die Emittanz nach Gleichung (7.7) bestimmt werden. Die Ergebnisse der beiden Messungen sind in Tabelle 7.6 dargestellt.



**Abbildung 7.14:** Messwerte des Quadrupolscans von Magnet QF1 und Schirm S2 samt Anpassung der Funktion aus Gleichung (7.6). Die Strahltaile ist im Bereich einer Quadrupolstärke um  $0,5 \text{ 1/m}^2$  lokalisiert. Die Fehler der Strahlbreite setzen sich aus dem Fehler der Strahlbreite sowie gegebenenfalls dem der Dispersion zusammen.

### Multischirmmethode

Bei Nutzung der Multischirmmethode wurde zunächst mit den Quadrupolmagneten eine geeignete Magnetoptik in der Strahlführung eingestellt. Dies bedeutet, dass aus den Strahlflecken auf den Schirmen eine gute Bestimmung der Strahlbreite möglich ist. Die Messung der Strahlbreite an den vier Schirmen in der Strahlführung erfolgte dann mit dieser konstanten Magnetoptik. Die Ergebnisse der Messung sind in Tabelle 7.5 zu sehen.

Schirm	S1	S2	S3	S4
$\sigma_x / mm$	$3,38 \pm 0,08$	$3,06 \pm 0,07$	$1,89 \pm 0,18$	$2,04 \pm 0,08$
$\sigma_z / mm$	$0,70 \pm 0,06$	$1,22 \pm 0,90$	$0,90 \pm 0,15$	$1,71 \pm 0,12$

**Tabelle 7.5:** Die gemessenen Werte der Strahlbreiten an den verschiedenen Schirmen bei der Verwendung der Multischirmmethode.

Die Dispersion an den Positionen der Schirme wurde mithilfe des Programms *elegant* und der ermittelten Werte für die Startwerte der Dispersion bestimmt. Die beiden Gleichungssysteme mit jeweils vier Gleichungen für beide Ebenen liefern zwei Sätze an mit der Emittanz multiplizierten Twissparametern, mit deren Hilfe dann über Gleichung (7.8) die Emittanz bestimmt werden kann. Es ergeben sich die in Tabelle 7.6 dargestellten Werte.

### Ergebnisse

Die beiden durch die Methode des Quadrupolscans bestimmten Emittanzen stimmen jeweils innerhalb der Fehler überein. Die Fehler ergeben sich hauptsächlich aus der Anpassung der Funktion aus Gleichung (7.6).

	Quadrupolscan S2	Quadrupolscan S4	Multischirmmethode S1 bis S4
$\epsilon_x / \text{nm rad}$	$432 \pm 121$	$437 \pm 158$	$454 \pm 66$
$\epsilon_z / \text{nm rad}$	$188 \pm 53$	$181 \pm 57$	$115 \pm 35$

**Tabelle 7.6:** Bestimmte Emittanzen in der externen Strahlführung. Es sind für die beiden genutzten Methoden jeweils die horizontale und vertikale Emittanz gezeigt. Außerdem sind die Schirme genannt, an denen die jeweiligen Messungen durchgeführt wurden.

chung (7.6). Bedingt durch die Abweichung der Daten vom theoretischen Verlauf sind die Fehler recht groß.

Die Emittanzen, die über die Multischirmmethode bestimmt wurden, stimmen innerhalb der Fehler mit denen der anderen Methode überein. Allerdings sind die relativen Fehler hier deutlich kleiner, da keine Anpassungen von Funktionen an Messdaten durchgeführt werden, sondern nur die Fehler der Strahlbreitenmessung einfließen.

Zudem kann bei beiden Methoden durch eine ungünstige Wahl der Kontrast- und Helligkeitseinstellungen in der Auswertungssoftware für die Kamerabilder die gemessene Strahlbreite beeinflusst werden, was direkt auf die Messung der Dispersionsfunktion als auch der Emittanz wirkt.

Ferner sind beide Methoden davon abhängig, dass die Transportmatrizen die reale Strahlführung abbilden. Dies ist allerdings nicht gänzlich gegeben, da beispielsweise Randfelder nicht zufriedenstellend berücksichtigt werden können. Auch der Einfluss des Magnetfeldes des ELSA-Dipolmagneten, welches der Strahl nach dem Septum MSE7 durchläuft kann nicht bei der Bestimmung der Matrizen implementiert werden.

Im Vergleich mit den in Kapitel 3 und Kapitel 4 für die Simulationen genutzten Werten für die Dispersion ( $D_0 = 2,6 \text{ m}$ ,  $D'_0 = -0,37$ ) und die Emittanzen ( $\epsilon_x = (515 \pm 183) \text{ nm rad}$ ,  $\epsilon_z = (27 \pm 9) \text{ nm rad}$ ) [Pat09], gibt es signifikante Abweichungen überwiegend bei der vertikalen Emittanz. Wie in [Zan13, Abschn. 5.5] ausgeführt, hängt die Strahlbreite und somit auch die Emittanz in der externen Strahlführung von den Extraktionsparametern ab.

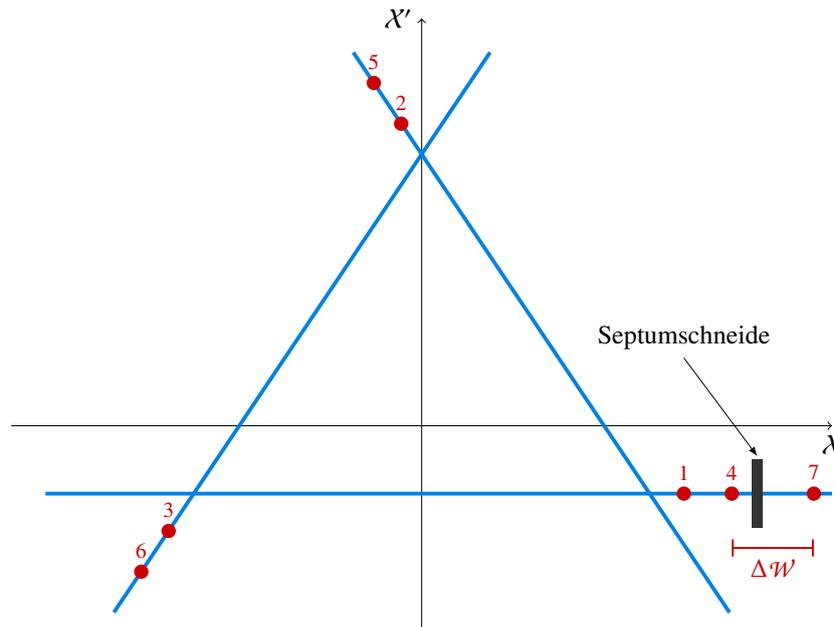
Bei der Resonanzextraktion wird bewusst eine drittelzahlige Resonanz angeregt. Durch die Septummagnete wird ein Teil des umlaufenden Strahl in die externe Strahlführung extrahiert. Die Septa besitzen dafür eine dünne Schneide, die den Bereich eines magnetischen Dipolfeldes vom feldfreien Bereich trennt. Der umlaufende Strahl passiert den feldfreien Bereich, während die angeregten Elektronen, die sich im instabilen Bereich des Phasenraums<sup>13</sup> befinden, abgelenkt und somit extrahiert werden. In Abbildung 7.15 wird die Bewegung eines Elektrons während der Extraktion über sieben Umläufe bei Anregung einer drittelzahligen Resonanz gezeigt. Das Amplitudenwachstum muss dabei über drei Umläufe mindestens der Dicke der Septumschneide entsprechen. Die Strahlbreite  $\sigma_x$  in der externen Strahlführung – und somit auch die Emittanz – ist abhängig von der Sprungweite  $\Delta\mathcal{W}$  und der Dicke der Schneide  $\mathcal{D}$ :

$$\sigma_x = \Delta\mathcal{W} - \mathcal{D} .$$

Durch Variation der Größe der Separatrix oder der Position der Septumschneide bei unveränderter Betafunktion am Extraktionspunkt kann somit die Emittanz des extrahierten Strahls verändert werden. [Zan13, Abschn. 5.5]

Das an ELSA genutzte Vorseptum hat eine fahrbare Schneide mit einer Breite von 1 mm, das Hauptseptum eine unbewegliche mit einer Breite von 20,5 mm [Gen99, Abschn. 3.1]. Die natürliche horizontale Emittanz im ELSA-Ring bei einer Energie von 3,2 GeV und den bei der Messung gewählten Arbeitspunk-

<sup>13</sup> Die Kurve, die den stabilen und den instabilen Bereich des Phasenraums voneinander trennt, wird als *Separatrix* bezeichnet.



**Abbildung 7.15:** Schematische Darstellung zur Resonanzextraktion. Gezeigt ist die Separatrix im transformierten Phasenraum  $(X, X')$  (zur FLOQUET-Transformation siehe [Hin08, Abschn. 6.5]) und die Bewegung eines Elektrons über sieben Umläufe. Die Sprungweite  $\Delta W$  und die Septumschneide sind gekennzeichnet.

ten beträgt laut ELSA-Modell  $\epsilon_x^{\text{nat}} = 924,3 \text{ nm rad}$  und liegt demnach deutlich über dem der bestimmten externen horizontalen Emittanz. Der Arbeitspunkt bestimmt die Größe der Separatrix, die wiederum die Sprungweite bestimmt [Zan13, Abschn. 5.5]. In [Zan13, Abschn. 5.8] wurde gezeigt, dass die Emittanz des Strahls in der externen Strahlführung abhängig vom Arbeitspunkt um einen Faktor von bis zu 0,2 unterhalb der natürlichen Emittanz liegen kann. Ebenso kann die Position der Schneide des Vorseptums zu einer – im Vergleich zur natürlichen Emittanz – kleineren externen Emittanz führen.

Bei der vertikalen Emittanz ist die Abweichung zwischen der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messung und der Messung aus [Pat09] deutlich größer als bei der horizontalen. An ELSA tritt typischerweise eine Kopplung von 10 % [Zan13, Abschn. 8.8] zwischen beiden Emittanzen auf, die beispielsweise durch Fehlauflastungen von Quadrupolmagneten erzeugt werden. Es wäre also mit einer vertikalen Emittanz von ungefähr 44 nm rad zu rechnen. Während des Extraktionsvorgangs führt die Extraktion jener Elektronen, die sich auf den Separatrixästen zur Septumschneide bewegen, aufgrund besonders großer horizontaler Ablagen zu starken vertikalen Ablagen und somit zu einer größeren vertikalen Emittanz. Ob damit die Abweichungen erklärt werden können, ist fraglich.

Außerdem gilt zu beachten, dass die bisher durchgeführten Messungen der Emittanzen in einer externen Strahlführung immer an der Strahlführung zu den Hadronenphysikexperimenten, nicht jedoch an X3ED realisiert wurden. Es sollte zwar wegen des symmetrischen Aufbaus des Beschleunigers von ähnlichen Eigenschaften des Strahl ausgegangen werden, allerdings kann es unbekannte Effekte geben.

Die Abweichung zu der Messung aus [Pat09] könnte dadurch verursacht sein, dass einige defekte Vakuorkammern im ELSA-Ring nach dieser Messung der Emittanz in der Strahlführung zu den Hadronenphysikexperimenten ausgetauscht wurden. In den Strahlrohren der Dipolmagnete im ELSA-Ring befinden sich Kühlwasser führende Rohre, die im Rohrinne befestigt sind. Einige dieser Kühlrohre ragten in den Strahl hinein und verursachten von der Kammerapertur abweichende Aperturbegrenzungen.

### 7.4.5 Vergleich zwischen den Simulationen und Messungen

Wegen der Abweichungen zwischen den bei der Simulation möglicher Strahleigenschaften genutzten Werten für die Dispersionsfunktionen und die Emittanzen, sollte die Messung der Strahlbreiten bei gleicher Magnetoptik nicht mit derjenigen aus der Simulation übereinstimmen. Die Messung wurde für die Einstellung der Magnetoptik für einen möglichst kleinen Strahl – vergleichbar mit dem Verlauf der Strahlbreite aus Abbildung 4.2(a) – durchgeführt. Ein Vergleich mit dem Ergebnis einer Simulation mit dem neuen Parametersatz wird zusätzlich vorgenommen. Die Werte für beide Strahlbreiten an den vier Strahlschirmen ist in Tabelle 7.7 zu sehen.

Schirm	S1	S2	S3	S4
$\sigma_x^{\text{alt}}$ / mm	3,4	1,3	4,4	2,5
$\sigma_x^{\text{mess}}$ / mm	$3,7 \pm 0,1$	$1,1 \pm 0,1$	$2,9 \pm 0,1$	$1,9 \pm 0,1$
$\sigma_x^{\text{neu}}$ / mm	$3,6 \pm 0,3$	$1,1 \pm 0,1$	$2,5 \pm 0,2$	$1,8 \pm 0,2$
$\sigma_z^{\text{alt}}$ / mm	0,2	0,9	0,5	0,9
$\sigma_z^{\text{mess}}$ / mm	$0,7 \pm 0,1$	$1,2 \pm 0,1$	$1,1 \pm 0,1$	$1,7 \pm 0,1$
$\sigma_z^{\text{neu}}$ / mm	$0,4 \pm 0,1$	$1,9 \pm 0,3$	$1,5 \pm 0,3$	$2,0 \pm 0,3$

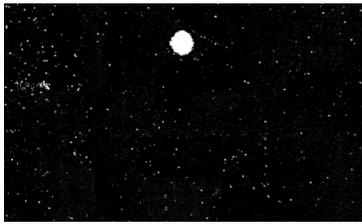
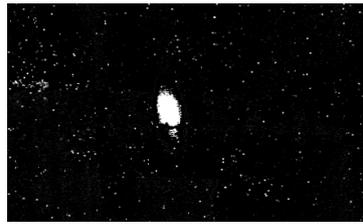
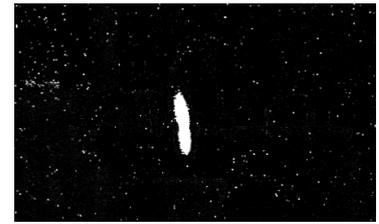
**Tabelle 7.7:** Vergleich zwischen einer Simulation mit den alten und den bestimmten Werten der Dispersion und der Emittanzen und einer Messung der Strahlbreiten an den Positionen der Schirme. Die gemessenen horizontalen Strahlbreiten stimmen innerhalb der Fehler mit den aus der Simulation mit *neuen* Parametern bestimmten überein. In der vertikalen Ebene gibt es auch mit den neuen Parametern teilweise größere Abweichungen zwischen gemessenen und simulierten Werten.

Anhand der in der Tabelle gezeigten Werte ist ersichtlich, dass der neu bestimmte Parametersatz zu einer größeren Übereinstimmung der an allen Strahlschirmen gemessenen Strahlbreiten führt. Eine vollkommene Übereinstimmung ist nicht erreichbar, da sowohl bei der Bestimmung der Strahlbreiten Fehler auftreten als auch die Simulation nur eine unzureichende Abbildung der die Magnetoptik bestimmenden Magnetfelder in der Strahlführung macht.

### 7.4.6 Mögliche Strahlbreiten am Testplatz

Um zu untersuchen, welche Strahlbreiten am Testplatz möglich sind, wurde eine *Chromox*-Scheibe anstelle eines Detektors am Testplatz montiert. Dieser Aufbau dient zusammen mit einer Kamera, die diese Scheibe betrachtet, als weiterer Schirm. Durch Variation der Quadrupolstärken – es kann sich hierbei zunächst an den Ergebnissen der Simulationen orientiert werden – können verschiedene Strahlbreiten eingestellt werden. Dabei können runde Strahlprofile mit Breiten um 1 mm, als auch stark ausgedehnte Profile mit Breiten um 10 mm erreicht werden. Auch ein Strahlprofil mit einer horizontale Ausdehnung von einigen Zentimetern, jedoch einer vertikalen Ausdehnung von nur ein paar Millimetern kann eingestellt werden. Ein solches Profil ist auch mit einer um 90° gedrehten Orientierung möglich. In Abbildung 7.16 sind drei Beispiele möglicher Strahlflecken auf einem temporären Schirm am Testplatz gezeigt.

Die flexible Einstellung des Strahls am Testplatz erfüllt die Anforderungen (siehe Abschnitt 3.1) in vollem Umfang.

(a) Strahlfleck mit einer Dimension von  $6\text{ mm} \times 6\text{ mm}$ .(b) Strahlfleck mit einer Dimension von  $7\text{ mm} \times 11\text{ mm}$ .(c) Strahlfleck mit einer Dimension von  $4\text{ mm} \times 18\text{ mm}$ .

**Abbildung 7.16:** Bilder möglicher Strahlflecken am Testplatz auf einem Schirm aus einer *Chromox*-Scheibe, auf der eine Skala auf der horizontalen Achse aufgebracht ist, welche  $80\text{ mm}$  umfasst. Dies führt dazu, dass der Schirm an den durch die aufgetragene Skala geschwärzten Stellen nicht leuchtet, was in letzten beiden Aufnahmen ersichtlich ist.

## 7.5 Der Niedrigintensitätsmodus

Die Intensität des Elektronenstrahls am Testplatz ist maßgeblich von der Einstellung der Extraktionsparameter abhängig. Ein durch einen Fehler während des Extraktionsprozesses verursachter zu hoher Strom kann zu einer Zerstörung der Detektoren führen. Dies sollte durch entsprechende Maßnahmen verhindert werden – der interne Strahlstrom muss also begrenzt werden. Eine künstliche Reduktion der Elektronenfluenz am zu testenden Detektor wäre durch einen ausgedehnten Strahl möglich. Ohne dieses Mittel kann jedoch ein Strom, der den von den Experimenten geforderten Teilchenraten entspräche, mit den für die Experimente der Hadronenphysik genutzten Beschleunigereinstellungen nicht zu Verfügung gestellt werden – die untere Grenze des externen Strahlstroms ist durch den Extraktionsmechanismus gegeben [Fro+16]. Eine weitere Reduzierung ist zum Beispiel durch den implementierten *Niedrigintensitätsmodus* möglich. Der Aufbau der an ELSA entwickelten Messeinrichtung für geringe Intensitäten ist in [Sch14, Abschn. 4] beschrieben.

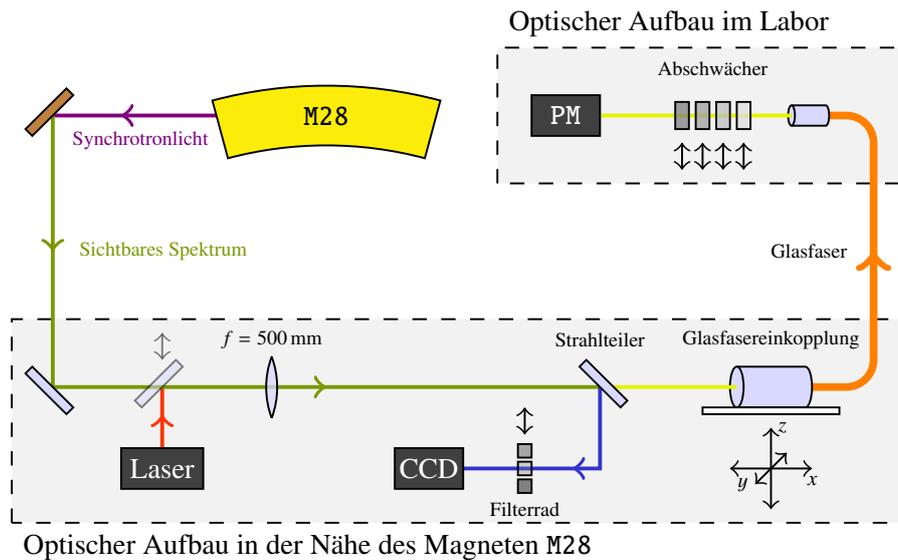
Bei der Nutzung des Niedrigintensitätsmodus wird der Beschleuniger selbst nur mit einem sehr geringen Strom im Bereich einiger zehn Nanoampere<sup>14</sup> gefüllt. Somit ergibt sich ein geringer externer Strom. Dies hat den Vorteil, dass auch im Falle eines Fehlers während der Extraktion nur eine begrenzte Zahl an Elektronen den Detektor erreicht und dieser damit nicht zerstört werden kann. Zur Überwachung des internen Strahlstroms ist eine zerstörungsfreie Messung desselben erforderlich, was bei solch geringen Strahlströmen mithilfe der zur Verfügung stehenden Diagnose nicht mehr möglich ist. Für die Messung solch geringer Ströme im ELSA-Ring kann das von Elektronen in Magnetfeldern der Dipolmagnete abgestrahlte Synchrotronlicht genutzt werden.

Das am Dipolmagnet M28 abgestrahlte Synchrotronlicht wird mittels eines wassergekühlten Spiegels aufgenommen und der sichtbare Anteil des Lichts in einen optischen Aufbau geleitet und dort in eine Glasfaser eingekoppelt. Um Verschiebungen der Strahllage und folgend auch des Lichtstrahls kompensieren zu können, die zu einer Verschlechterung der Einkopplungseffizienz führen, ist die Glasfasereinkopplung auf einem steuerbaren  $x$ - $y$ - $z$ -Verfahrtisch installiert (siehe Abbildung 7.17). Die Positionskontrolle des Photonenstrahls für eine optimale Einkopplung wird mithilfe eines dichroitischen Strahlteilers<sup>15</sup> sichergestellt, der den blauen Anteil des Lichtstrahls auf eine CCD-Kamera reflektiert.

Das Licht wird über eine Länge von dreißig Metern in der Glasfaser aus dem ELSA-Ring zu einem optischen Aufbau transportiert. Dieser besteht hauptsächlich aus einem Photomultiplier – ein Detektor, welcher eine zur Anzahl der einfallenden Photonen proportionale Pulsrate erzeugt –, mit dem das

<sup>14</sup> Ein Strom von  $10\text{ nA}$  entspricht in etwa  $35\,000$  Elektronen.

<sup>15</sup> Dichroitische Elemente weisen einen unterschiedlichen Transmissions- oder Reflexionsgrad für zwei Wellenlängenbereiche auf.



**Abbildung 7.17:** Schematische Darstellung des optischen Aufbaus für den Niedrigintensitätsmodus an ELSA. Das vom Dipol M28 im ELSA-Ring stammende Synchrotronlicht wird zunächst zu einem optischen Aufbau in der Nähe des Magneten geleitet, in dem der Lichtstrahl in eine Glasfaser eingekoppelt und zum Optiklabor transportiert wird. Dort erfolgt die Detektion mit einem Photomultiplier (PM). Ein Laser im ersten Aufbau wird zur Justage genutzt.

Registrieren einzelner Photonen möglich ist. Vor dem Photomultiplier sind optische *Neutraldichtefilter*<sup>16</sup> installiert, die bei einem mit den Strommonitoren im ELSA-Ring messbaren Strahlstrom die Intensität des Synchrotronlichts abschwächen, sodass die Zählrate des Photomultipliers nicht in Sättigung ist und zur Kalibrierung genutzt werden kann. Im Betrieb lässt sich mit diesem Aufbau ein im Vergleich zu den im ELSA-Ring verfügbaren Diagnoseelementen um bis zu fünf Größenordnungen kleinerer interner Strom messen.

Um den ELSA-Ring verlässlich mit einem Strom von nur einigen zehn Nanoampere füllen zu können, wird der Strom im Booster-Synchrotron reduziert, indem eine starke Begrenzung der Hochfrequenzleistung des dort installierten Resonators auf unter 100 W erfolgt. Die vom Photomultiplier gelieferten Pulse werden über einen Diskriminator digitalisiert und gezählt. Die Anzahl der Pulse ist proportional zum Strom im ELSA-Ring. Die Auslese erfolgt alle 20 ms, was der Zykluszeit des Synchrotrons entspricht. Überschreitet die Anzahl der gezählten Pulse einen einstellbaren Wert, finden keine weiteren Injektionen aus dem Synchrotron in den ELSA-Ring mehr statt – der in diesem gespeicherte Strom wird dadurch stabilisiert.

Es kann nun vorkommen, dass der Schwellwert schon während eines einzelnen Injektionsschusses aus dem Booster-Synchrotron überschritten wird – ein einzelner Injektionsschuss kann jedoch nicht abgebrochen werden. Um nun dennoch auf lange Sicht einen stabilen Strom zu erreichen, wird eine obere und untere Grenze an Injektionen pro Beschleunigerzyklus eingeführt. Eine Anwendung des Kontrollsystems regelt die Hochfrequenzleistung entsprechend.

Allerdings kann aus unvorhersehbaren Gründen nach der Injektionsphase ein höherer Strom im ELSA-Ring vorliegen als gewünscht ist – eine stabile Extraktion mit der geforderten niedrigen Rate ist dann nicht möglich. In einem solchen Fall wird die Hochfrequenzleistung im ELSA-Ring heruntergefahren, sodass es zu einem vollständigen Strahlverlust vor der Extraktionsphase kommt. Dieser Vorgang wird ausgelöst, wenn die mit der CCD-Kamera im optischen Aufbau beim Magneten M28 gemessene Amplitude des

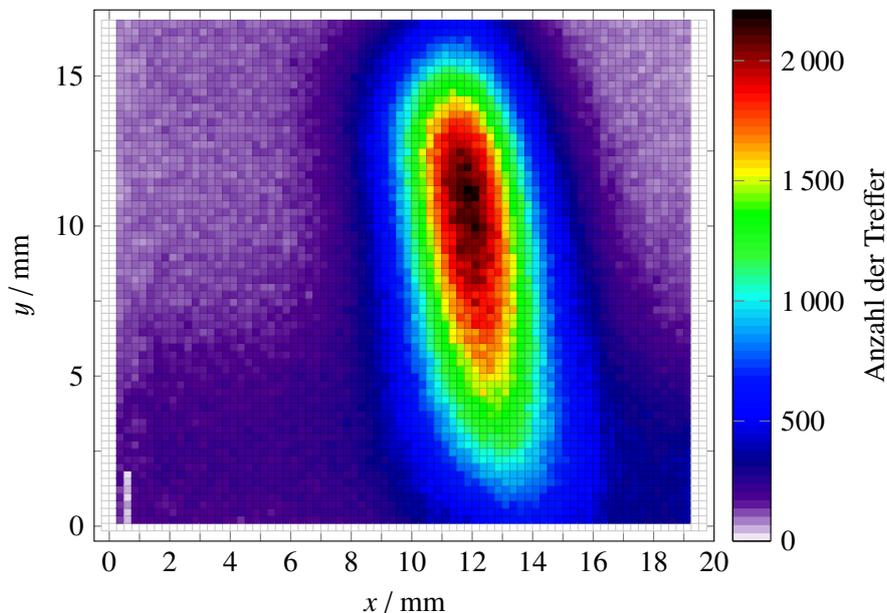
<sup>16</sup> Ein Neutraldichtefilter schwächt durch dieses tretende Licht in der Intensität ab.

Synchrotronlichts eine Schwelle überschreitet oder der Strommonitor im ELSA-Ring ein Signal über dem Rauschen detektiert. Das Signal des Photomultipliers selbst eignet sich nicht als Auslösesignal, da eine zu hohe Lichtintensität zu einem Einbruch der Hochspannung führt und damit eine Grenze der Zählrate erreicht ist oder die sich erzeugten Pulse teilweise überlappen, wodurch keine korrekte Zählung mehr erfolgen kann.

Während der Extraktionsphase mittels der Resonanzextraktion bei einer drittelzahligen Betatronresonanz wird der horizontale Betatronarbeitspunkt durch Luftquadrupolmagnete auf eine solche Resonanz geschoben. Um nun einen konstanten Strom am Experiment gewährleisten zu können, muss dieser permanent gemessen und der Strom der Luftquadrupolmagnete entsprechend geregelt werden. Während des Betriebs im Niedrigintensitätsmodus ist eine Messung des Stroms – dieser liegt bei einer möglichen Rate von 300 Hz im Bereich von 60 aA – mit den bisher an der Strahlführung zu den Hadronenphysikexperimenten genutzten Methoden nicht mehr möglich. Daher wird auf einen dünnen Szintillationszähler zurückgegriffen, der hinter dem Austrittsfenster des Strahlrohrs installiert wird. Die Pulse des Szintillators werden über einen Diskriminator zu einem Zählermodul geleitet, welches alle 10 ms ausgelesen wird und den externen Strom stabilisiert. So wird bei einer Elektronenrate im Experimentierbereich von 31 kHz im Mittel bei jedem *sechzigsten* Umlauf des Strahls im ELSA-Ring ein *einzelnes* Elektron in die externe Strahlführung extrahiert.

## 7.6 Betrieb für Detektortests

Erste Erfahrungen mit der neuen Strahlführung konnten schon von im Haus ansässigen Arbeitsgruppen im Bereich der Detektorentwicklung gesammelt werden. Eine erste Strahlzeit für einen Aufbau mit fünf Experimenten wurde erfolgreich und zur vollen Zufriedenheit der insgesamt sechs Nutzer durchgeführt. Für insgesamt rund fünfzig Stunden wurde ein externer Strom geliefert, der einer Ereignisrate zwischen 2 kHz bis 30 kHz entsprach. Abbildung 7.18 zeigt ein Strahlprofil, das während einer Messung mit einem FE-I4b-Detektor aufgenommen wurde. Das dort zu sehende Profil ähnelt dem aus Abbildung 7.16(c).



**Abbildung 7.18:** Aufnahme eines Strahlprofils mit einem FE-I4b-Detektor (Messdaten aus [Die17]). Dargestellt sind die Treffer, die in einem Messvorgang mit einer Dauer einiger Minuten registriert wurden.

Bei dem Test wurden ein Strahlteleskop mit sechs Ebenen mit einer neuen triggerlosen Auslese und außerdem vier neue Detektortypen getestet. Dabei wurden die Treffereffizienz, die Ladungsmessung bei verschiedenen Vorspannungen sowie die Spurrekonstruktionseffizienz bei unterschiedlichen Teilchenraten untersucht; beim Teleskop ferner die Ortsauflösung in Anwesenheit von Vielfachstreuung.

Weitere Test mit ähnlichen Testaufbauten folgten. Für eine noch größere Flexibilität ist ein Schienensystem im Aufbau, durch welches zwei Tische mit Testaufbauten parallel aufgebaut werden können. Nach der Installation der Tische ist ein Wechsel des Testaufbaus innerhalb von Minuten möglich, sodass keine Pausen des Beschleunigerbetriebs nötig sind, was die zeitliche Effizienz des Testbetriebs erhöht.

---

## Resümee

---

Die Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA wurde im Rahmen dieser Arbeit um eine weltweit einzigartige Strahlführung für Detektortests (X3ED) erweitert. Dort wird den Experimenten ein *primärer* Elektronenstrahl mit Energien zwischen 0,8 GeV und 3,2 GeV und Raten im Bereich von 300 Hz bis 400 MHz angeboten. Damit ist die Variabilität des Strahls größer als bei den sonst von Beschleunigeranlagen zur Verfügung gestellten tertiären Teststrahlen.

Im Verlauf der Strahlführung befinden sich vier Quadrupolmagnete, die eine variable Strahlform am Testplatz ermöglichen. Mithilfe von Simulationen mit zwei verschiedenen Programmen (*MAD-X* und *elegant*) wurde untersucht, welche Strahleigenschaften am Testplatz einstellbar sind. Demnach ist die Strahlbreite in beiden Ebenen im Bereich von ungefähr 1 mm bis 10 mm variabel. Zur Diagnose gibt es Strahlmonitore aus *Chromox*, mit denen eine Bestimmung der Lage des Strahlschwerpunkts und der Strahlbreiten möglich ist, sowie einen Hochfrequenzresonator zur Messung des Strahlstroms. Außerdem wurde ein Strahlvernichter mit einem FARADAY-Becher hinter dem Experimentierbereich installiert, mit dem ebenfalls der Strahlstrom gemessen werden kann.

Um die Teilchenraten am Testplatz im Bereich von 300 Hz anbieten zu können, wurde ein neuer Betriebsmodus entwickelt. Dieser *Niedrigintensitätsmodus* stellt mithilfe einer Begrenzung des internen Stroms im ELSA-Ring sicher, dass die empfindlichen Detektoren während der Tests keinen Schaden durch zu hohe Teilchenraten erleiden. Für die Messung des geringen Stroms im ELSA-Ring wird das von Elektronen in den Magnetfeldern der Dipolmagnete abgestrahlte Synchrotronlicht genutzt.

Für die Strahlführung wurde ein Strahlenschutzkonzept erarbeitet, was den Anforderungen der Strahlenschutzverordnung gerecht wird, ohne durch die baulichen Maßnahmen den zukünftigen Testbetrieb einzuschränken. Die erforderlichen baulichen Maßnahmen wurden im Rahmen dieser Arbeit mithilfe des Programms *FLUKA* zur Simulation des Teilchentransports in Materie berechnet und umgesetzt.

Nach der erfolgreichen Abnahme des neuen Experimentierbereichs folgte die Inbetriebnahme sowie Untersuchungen der Strahleigenschaften mittels Messungen. Die Flexibilität des Strahls konnte sowohl für die Teilchenraten als auch für die Strahlbreiten am Testplatz verifiziert werden. Im Dezember des Jahres 2016 wurde der Teststrahl erstmalig von im Haus ansässigen Arbeitsgruppen im Bereich der Detektorentwicklung genutzt. Dabei konnten teilweise mehrere Experimente parallel durchgeführt werden. Mit dem sich im Aufbau befindenden Schienensystem, durch welches Testaufbauten auf zwei Tischen parallel aufgebaut werden können, ist ein Wechsel des Experiments mit wenigen Handgriffen möglich. Dies erhöht die zeitliche Effizienz des Testbetriebs erheblich. Durch die Installation eines Gasflaschenschanks im Experimentierbereich sind auch Tests mit gasgefüllten Detektoren möglich. Damit wird die Beschleunigeranlage ELSA in Zukunft eine wertvolle Infrastruktur für das sich vor Ort im Bau befindende *Forschungs- und Technologiezentrum Detektorphysik* sein.



---

## Grundlagen des Strahlenschutzes

---

Der Strahlenschutz ist nicht nur im medizinischen Bereich oder bei Kernkraftwerken ein wichtiger Bestandteil, um den Schutz der sich in diesem Umfeld aufhaltenden Personen und der Umwelt zu gewährleisten, sondern auch in der Forschung. Speziell beim Betrieb von Beschleunigeranlagen gilt es, den Strahlenschutz anzuwenden und so das Risiko einer Strahlenbelastung so gering wie möglich zu halten.

Die neue externe Strahlführung X3ED kann nicht ohne Maßnahmen zum Strahlenschutz in Betrieb genommen werden, da an Beschleunigeranlagen immer eine gewisse Strahlung entsteht. Diese muss entweder abgeschirmt oder der Zutritt zu Bereichen, in denen Strahlung auftritt, durch entsprechende Maßnahmen verhindert werden.

Um zu erläutern, welche Gefahren von Strahlung ausgehen und die Begriffe und Größen des Strahlenschutzes einzuführen, werden in diesem Kapitel die theoretischen Grundlagen zum Komplex Strahlenschutz vorgestellt. In dem darauffolgenden Kapitel wird auf die physikalischen Grundlagen der Wechselwirkungen zwischen Teilchen und Materie eingegangen.

### A.1 Strahlenschutz

Aufgrund jahrzehntelanger praktischer und wissenschaftlicher Erfahrung im Umgang mit Strahlung hat der Gesetzgeber eine Definition für den Begriff *Strahlenschutz* festgelegt. [Rah12, Abschn. 1.1]

Strahlenschutz ist der Schutz von Mensch und Umwelt vor den schädigenden Wirkungen ionisierender und nicht ionisierender Strahlung aus natürlichen und künstlichen Strahlenquellen.

Um dieses vorsorgliche Schutzziel zu erreichen, gibt es nationale wie auch internationale Empfehlungen, Vorschriften und Gesetze. Diese ermöglichen die Umsetzung geeigneter Schutzmaßnahmen sowie die Überwachung von deren Einhaltung.

Unter Strahlung wird der nicht an physikalische Medien gebundene Energie- und Massentransport verstanden. Bei elektromagnetischen Wellen wird elektromagnetische Energie transportiert; es wird dann auch von *Photonenstrahlung* gesprochen, welche durch ihre Frequenz oder Wellenlänge beziehungsweise ihre Energie charakterisiert wird. Wird durch Strahlung Masse transportiert, wird diese als *Korpuskularstrahlung* bezeichnet, welche aus geladenen und ungeladenen Teilchen bestehen kann. Wegen des Welle-Teilchen-Dualismus können jedoch jeder Strahlung sowohl Teilchen- als auch Welleneigenschaften zugeordnet werden; somit kann im Allgemeinen von *Teilchenstrahlung* gesprochen werden.

Strahlung lässt sich überdies in *ionisierende* und *nicht ionisierende* Strahlung einteilen. Bei nicht ionisierender Strahlung reicht die Energie nicht aus, um Elektronen aus den Hüllen bestrahlter Materie

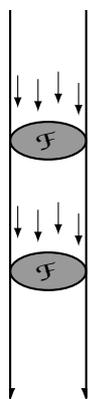
zu lösen, es kommt jedoch zu einer Erwärmung des bestrahlten Materials. Handelt es sich dabei um Gewebe, können dadurch prinzipiell negative gesundheitliche Effekte nicht ausgeschlossen werden. Im Weiteren liegt der Fokus jedoch auf der ionisierenden Strahlung.

Es wird weiterhin zwischen *direkt* und *indirekt* ionisierender Strahlung unterschieden. Zur direkt ionisierenden Strahlung werden Strahlungen elektrisch geladener Teilchen gezählt, die die Atome des bestrahlten Materials durch Stöße unmittelbar ionisieren können. Alle Arten von Strahlung ungeladener Teilchen werden der indirekt ionisierenden Strahlung zugeordnet. Die Ionisation kann hierbei indirekt über einen Stoßpartner erfolgen, der die dazu nötige Energie durch die einfallende Strahlung erhält. [Kri04, Abschn. 1]

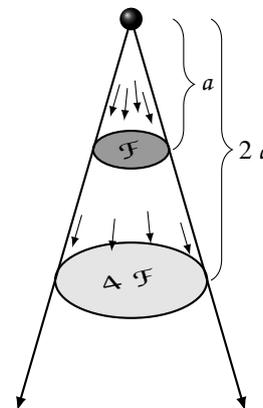
### A.1.1 Strahlungsfelder

Teilchen, die eine Strahlungsquelle verlassen, bilden ein Strahlungsfeld. Dieses besteht aus Teilchen mit der Gesamtenergie  $E$ , dem Impuls  $\vec{p}$ , einem Eigendrehimpuls (Spin) und eventuell einer Ladung. Ein paralleler Strahl – die Impulsvektoren der einzelnen Teilchen sind parallel – hat ohne äußere Beeinflussung eine vom Abstand der Quelle unabhängige Energiedichte, Intensität und Teilchenanzahl pro Flächeneinheit (siehe Abbildung A.1(a)).

Bei einem divergenten Strahl – also einem auseinanderlaufenden Strahl – zeigen die Impulsvektoren in unterschiedliche Richtungen, während die Impulsbeträge unter Umständen gleich sein können. Mit dem Abstand vom Strahler nimmt aus geometrischen Gründen die Teilchenanzahl pro Fläche quadratisch ab (siehe Abbildung A.1(b)). Beschrieben wird dieses Verhalten durch das *Abstandsquadratgesetz*. Dieses Gesetz gilt streng genommen nur für punktförmige Quellen. In Näherung gilt es jedoch, wenn die Ausdehnung der Quelle klein ist im Vergleich zum Abstand.



(a) Paralleler Teilchenstrahl mit einer vom Abstand von der Quelle konstanten Teilchenanzahl pro Fläche, da die Fläche  $\mathcal{F}$  ebenfalls konstant ist.



(b) Divergenter Teilchenstrahl mit einer vom Abstand  $a$  von der Quelle abnehmender Teilchenanzahl pro Fläche. Wird der Abstand beispielsweise verdoppelt, so vervierfacht sich die Fläche; die Teilchenanzahl pro Fläche verringert sich dabei auf ein Viertel.

**Abbildung A.1:** Darstellung eines parallelen und eines divergenten Teilchenstrahls.

Um ein Strahlungsfeld vollständig beschreiben zu können, ist sowohl die Kenntnis der Art als auch der räumlichen, zeitlichen und energetischen Verteilung der Teilchen sowie deren Ausbreitungsrichtung notwendig. Dabei wird die energetische Verteilung im Feld als Energiespektrum und die Verteilung der Impulse als Impulsspektrum bezeichnet. Nur mit diesem Wissen können Wechselwirkungsprozesse des Strahlungsfeldes mit Materie beschrieben werden.

Diese Wechselwirkungsprozesse sorgen für eine zeitliche und räumliche Veränderung der Intensität bzw. der Teilchenanzahl, beispielsweise durch Streuung der Teilchen. Primärteilchen werden nach und nach durch Sekundärteilchen ersetzt. Daher tritt beim Transport von Strahlungsfeldern durch Materie immer eine Änderung der von der Teilchenart abhängigen Wechselwirkungsprozesse zwischen den Teilchen des Strahlungsfeldes und der Materie auf. Von Interesse ist dabei der Energieübertrag an die Materie bzw. die Absorption von Energie – vor allem die biologische Wirkung der absorbierten Energie auf Lebewesen ist hierbei hervorzuheben.

Die Abgabe von Energie an die bestrahlte Materie geschieht nicht – wie in der klassischen Physik erwartet – kontinuierlich, sondern hat einen stochastischen Charakter. Bei der Messung von Strahlungsfeldern zeigen sich demnach typische statistische Schwankungen, die sich mit sinkender Intensität des Strahlungsfeldes immer stärker in den Messergebnissen äußern. Auch sind die Schwankungen umso größer, je kleiner das Messvolumen respektive die dort eintreffende Anzahl der Teilchen ist.

Die Größe des Wechselwirkungsvolumens und die Teilchenanzahl im Strahlungsfeld wird zu dessen Beschreibung benötigt. Bei der Verwendung von *makroskopischen* Volumina kann mit kleinen statistischen Fehlern der Messergebnisse gerechnet werden. In diesem Fall können Strahlungsfelder in guter Näherung durch nicht stochastische Größen dargestellt werden. Die Angabe solcher Größen kann sowohl in integraler als auch differenzieller Form erfolgen. Hingegen sind diese Größen nicht mehr anwendbar, wenn das Messvolumen sehr klein wird. [Kri04, Abschn. 1.5]

Die Beschreibung von Strahlungsfeldern kann entweder mittels *skalaren* oder *vektoriellen* Strahlungsfeldgrößen erfolgen. Skalare Größen sind hierbei hauptsächlich die Energieverteilung und die Teilchenanzahl. Vektorielle Größen sind immer dann zur Beschreibung nötig, wenn der Transport der Teilchen und damit auch deren Bewegungsrichtung betrachtet werden soll. Wegen deren Wechselwirkungen mit Materie sind zur Charakterisierung von Strahlungsfeldern differenzielle Angaben erforderlich.

Zur Beschreibung eines Strahlungsfeldes über skalare Größen werden dabei die folgenden Begriffe verwendet. Integrale Größen sind die insgesamt im Strahlungsfeld enthaltene Teilchenzahl und die Strahlungsenergie. Zeitlich veränderliche Größen werden als *Fluss* bezeichnet, auf die Flächeneinheit bezogene Strahlungsfeldgrößen als *Fluenz*. Als differenzielle Bezugsfläche wird dabei die Querschnittsfläche eines Einheitskreises betrachtet, die jeweils senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des Strahlungsfeldes steht. Aus der Fluenz lässt sich die von der Teilchenart und -energie abhängige Wechselwirkungswahrscheinlichkeit der Teilchen mit bestrahlter Materie berechnen. Die Energiefluenz ist die Grundlage zur Berechnung von Energiedosen im bestrahlten Material. Die nach Fläche und Zeit doppelt differenziellen Größen werden als *Flussdichten* bezeichnet. [Kri11, Abschn. 1.5]

Die auf die Teilchenzahl  $\mathcal{N}$  bezogenen Größen sind der Teilchenfluss  $\dot{\mathcal{N}}$ , die Teilchenfluenz  $\Phi$  und die Teilchenflussdichte  $\Theta$ .

$$\text{Teilchenfluss: } \dot{\mathcal{N}} = \frac{d\mathcal{N}}{dt} \quad \text{Teilchenfluenz: } \Phi = \frac{d\mathcal{N}}{dA} \quad \text{Teilchenflussdichte: } \Theta = \frac{d^2\mathcal{N}}{dt dA}$$

Die auf die Energie  $R$  bezogenen Größen sind der Energiefluss  $\dot{R}$ , die Energiefluenz  $\Psi$  und die Energieflussdichte  $\Gamma$ .

$$\text{Energiefluss: } \dot{R} = \frac{dR}{dt} \quad \text{Energiefluenz: } \Psi = \frac{dR}{dA} \quad \text{Energieflussdichte: } \Gamma = \frac{d^2R}{dt dA}$$

### A.1.2 Strahlenschäden

Der Strahlenschutz schafft Voraussetzungen und Maßnahmen, die dem Schutz von Mensch und Umwelt vor den schädigenden Wirkungen ionisierender Strahlung dienen. Der hauptsächliche Grund für die mitunter teuren und einschränkenden Maßnahmen des Strahlenschutzes ist die Verhinderung von

*Strahlenschäden*<sup>1</sup> – die Gesamtheit aller krankhaften Reaktionen des menschlichen Körpers nach einem Kontakt mit einem Strahlungsfeld. Diese werden im Folgenden kurz nach [Kri04, Abschn. 9.1] zusammengefasst.

Die Wirkung unterscheidet sich je nach Art der Strahlenexposition (Ganzkörper- oder Teilkörperbestrahlung). Problematisch nach einer Strahlenexposition ist, dass Symptome klinisch<sup>2</sup> nicht zwingend feststellbar sind bzw. zunächst nur latent sind und sich erst später klinisch äußern. Die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten von Erkrankungen von mit ionisierender Strahlung in Kontakt gekommenen Personengruppen wird als *Strahlenrisiko* bezeichnet. Eine nützliche Unterteilung für die biologische Strahlenwirkung sind stochastische, deterministische, hereditäre und somatische Wirkungen.

*Stochastische Strahlenwirkungen* sind zufallsbedingte Strahlenschäden, deren Auftretswahrscheinlichkeit von der Dosis abhängt, jedoch keinen Schwellenwert hat. Dagegen ist die Schwere von stochastischen Strahlenschäden von der Dosis unabhängig. Beispiele für stochastische Strahlenwirkungen sind die Indikation von Tumoren und vererbare (hereditäre) Schäden.

*Deterministische Strahlenwirkungen* zeichnen sich durch eine Zunahme der Schwere des Schadens mit der Dosis aus. In der Regel treten Schäden erst ab einem Schwellenwert auf. Deterministische Schäden sind beispielsweise Hautrötungen oder Haarausfall.

Unter *Hereditären Strahlenwirkungen* werden genetische Wirkungen wie Modifikationen am Erbgut von Organismen verstanden, die sich nicht als dauerhafte Veränderung der Eigenschaften des Erbguts eines bestrahlten Individuums bemerkbar machen, sondern durch Strahlenexposition der Keimzellen erst bei deren Nachkommen.

*Somatische Strahlenwirkungen* sind Wirkungen, die sich unmittelbar auf den Organismus des bestrahlten Individuums beziehen. Damit sind Veränderungen in der Beschaffenheit und Funktionsfähigkeit von Körpergeweben sowie Veränderungen an einzelnen Körperzellen gemeint. Treten Schäden schon nach Stunden oder spätestens nach einigen Wochen auf, werden sie als *Frühschäden* bezeichnet. Krankheitserscheinungen sind beispielsweise ein verändertes Hautbild, Haarausfall, Übelkeit, Veränderungen im Blutbild, Entzündung der Schleimhäute oder Fieber. Somatische *Spätschäden* machen sich erst Jahre oder Jahrzehnte nach der Bestrahlung äußerlich bemerkbar, obwohl eine Schädigung der Zellen schon unmittelbar nach der Bestrahlung eintrat. Spätschäden sind beispielsweise Tumore, Leukämie oder Störungen der Lungenfunktion.

### A.1.3 Dosisgrößen

Alle Strahlenwirkungen auf den Menschen haben im Grunde Absorption von Strahlungsenergie im Gewebe als Ursache. Die Dosisgrößen beschreiben die Auswirkung ionisierender Strahlung in Materie. Es gibt physikalische Dosisgrößen wie Ionendosis und Energiedosis. Ferner wurden Strahlenschutzdosisgrößen wie Äquivalentdosis, Organdosis und Effektive Dosis eingeführt, die berücksichtigen, dass gleiche physikalische Dosen in biologischen Systemen unterschiedliche physiologische Wirkungen haben können.

#### Ionendosis

Die Ionendosis  $J$  ist die durch Bestrahlung eines Volumens  $dV$  der Dichte  $\rho$  durch ionisierende Strahlung mittelbar oder unmittelbar erzeugte elektrische Ladung  $dQ$  eines Vorzeichens geteilt durch die Masse

---

<sup>1</sup> Durch ionisierende Strahlung ausgelöste Schäden lassen sich häufig nicht von anderen Erkrankungen unterscheiden. Eine Zuordnung der Strahlung als Ursache der Erkrankung kann nur erfolgen, wenn die Erkrankungen bei bestrahlten Personengruppen statistisch signifikant und konsistent häufiger auftreten als bei unbestrahlten Kontrollgruppen. Dazu werden epidemiologische Studien an bestimmten Personengruppen durchgeführt, die Strahlung exponiert waren. [BFS]

<sup>2</sup> Der Begriff *klinisch* wird dann benutzt, wenn Symptome und Beschwerden durch eine ärztliche oder psychologische Untersuchung feststellbar sind.

des bestrahlten Volumens  $dm$ . Die Einheit der Ionendosis ist das Coulomb pro Kilogramm.

$$J = \frac{dQ}{dm} = \frac{1}{\rho} \frac{dQ}{dV} \quad [J] = \frac{C}{kg}$$

### Energiedosis

Die pro Massenelement absorbierte Energie wird Energiedosis  $D$  genannt und ist die fundamentale physikalische Dosisgröße der klinischen Dosimetrie, da diese proportional zur biologischen Wirkung ist. Die Energiedosis ist die mittlere, bei einer Bestrahlung mit ionisierender Strahlung von einem Absorbermaterial der Dichte  $\rho$  lokal absorbierte Energie  $dE_{\text{abs}}$  pro Masse  $dm$  des bestrahlten Volumenelements  $dV$ . Die Einheit der Energiedosis ist das Gray (Gy).

$$D = \frac{dE_{\text{abs}}}{dm} = \frac{1}{\rho} \frac{dE_{\text{abs}}}{dV} \quad [D] = \frac{J}{kg} = \text{Gy}$$

Die Energieabsorption wird durch die bei der Wechselwirkung des Strahlungsfeldes mit dem Absorbermaterial erzeugten Sekundärelektronen dominiert. Da die Bindungsenergien vom jeweiligen Absorbermaterial abhängen, werden auch unterschiedliche Energien zur Separation der Elektronen benötigt. Das Absorbermaterial muss daher bei Bestimmung und Angabe von Energiedosen beachtet werden.

### Äquivalentdosis

Die Äquivalentdosis  $H$  gibt die Dosis für ionisierende Strahlung unter Berücksichtigung der übertragenen Energiedosis  $D$  sowie der relativen biologischen Wirksamkeit der verschiedenen Strahlenarten an. Um ein für alle Strahlenarten und deren Wirkung geeignetes Maß zu erhalten, wurden strahlenartabhängige, dimensionslose Qualitätsfaktoren  $Q$  definiert. Diese Faktoren wichten die Energiedosis, sodass die Wirksamkeit einer Strahlung in Bezug zu einer Strahlung mit Qualitätsfaktor 1 erhalten wird. Damit können verschiedene Strahlenarten in Bezug auf ihre Wirkung direkt miteinander verglichen und bewertet werden. Da die Qualitätsfaktoren dimensionslos sind, haben Äquivalentdosen dieselbe physikalische Einheit wie die Energiedosis, also das Joule pro Kilogramm. Zur Unterscheidung zwischen den beiden wird bei Äquivalentdosen jedoch die Einheit Sievert (Sv) benutzt.

$$H = Q D \quad [H] = \frac{J}{kg} = \text{Sv}$$

Für Röntgen- und Gammastrahlung gilt definitionsgemäß  $Q = 1$ . Die Qualitätsfaktoren sind anhand des unbeschränkten linearen Energietransfers (LET)  $\Lambda_{\infty}$  definiert (siehe Tabelle A.1).

$\Lambda_{\infty} / \text{keV}/\mu\text{m}$	$Q(\Lambda_{\infty})$
<10	1
10 – 100	$0,32 \Lambda - 2,2$
>100	$300 \Lambda^{-1/2}$

**Tabelle A.1:** Zusammenhang zwischen dem unbeschränkten linearen Energietransfer  $\Lambda_{\infty}$  in Wasser und dem Qualitätsfaktor  $Q(\Lambda_{\infty})$ . [Kri04, Abschn. 9.3]

**Der lineare Energietransfer** (LET, aus dem Englischen für *linear energy transfer*) beschreibt,

wie viel Energie ein ionisierendes Teilchen pro Längeneinheit durch Sekundärelektronen an das durchdrungene Material abgibt. Er ist ein indirektes Maß für die Zahl der Ionisationen pro Wegstrecke und beschreibt darüber hinaus die Wirkung der Strahlung auf biologisches Material. Zum Teil werden bei den Wechselwirkungen der ionisierenden Strahlung mit dem Material neben den lokal absorbierten Sekundärteilchen auch solche erzeugt, die Energie vom Ort der Wechselwirkung an einen anderen Ort transportieren. Unterschieden werden muss demnach zwischen dem Ort des Energieverlustes und dem Ort der Energieabsorption; ebenso zwischen dem Energieverlust und der lokal absorbierten Energie. Deshalb werden Sekundärelektronen ausgeschlossen, deren Energie größer ist als ein bestimmter Wert  $\Delta$ , da eine größere Energie auch eine größere Reichweite bedeutet.

Der LET  $\Lambda_\Delta$  geladener Teilchen in einem Medium ist der Quotient aus dem mittleren Energieverlust  $dE$ , den das Primärteilchen durch Stöße erleidet, bei denen der Energieverlust kleiner ist als eine vorgegebene Energie  $\Delta$ , und dem dabei zurückgelegten Weg des Teilchens  $ds$ . [Kri04, Abschn. 8.2] Die Einheit des LET ist das Kiloelektronenvolt pro Mikrometer.

$$\Lambda_\Delta = \left( \frac{dE}{ds} \right)_\Delta \qquad [\Lambda_\Delta] = \frac{\text{keV}}{\mu\text{m}}$$

Werden keine Sekundärelektronen ausgeschlossen ( $\Delta \rightarrow \infty$ ), geht der lineare Energietransfer in das lineare elektronische Bremsvermögen über und wird *unbeschränkter linearer Energietransfer*  $\Lambda_\infty$  genannt. Der Wert des LET ändert sich beim Durchgang eines Teilchens durch Materie mit seiner Restenergie und somit auch mit der Tiefe im Material. Am Ende der Teilchenbahn geladener Teilchen nimmt der Wert des LET sein Maximum an.

Für Elektronen- und Photonenstrahlung ist der Qualitätsfaktor  $Q = 1$ . Für alle anderen Strahlungsarten muss zunächst der unbeschränkte LET bestimmt werden, um dann den Qualitätsfaktor berechnen zu können. Für  $\alpha$ -Teilchen mit der Energie von 2 MeV wird ein Wert von  $Q = 21$  erhalten. [Kri04, Abschn. 9.3] Somit wird die bekannte Radiotoxizität hochenergetischer Alphastrahlung in Form des Qualitätsfaktors berücksichtigt.

## Organdosis

Die Organdosis<sup>3</sup>  $H_T$  (im Englischen *equivalent dose*) ist definiert als Produkt aus der mittleren Energiedosis  $D_T$  der jeweils bestrahlten Körperpartie – ein bestimmtes Organ oder ein bestimmtes Gewebe – und einem von der ICRP<sup>4</sup> vorgeschlagenen Strahlungs-Wichtungsfaktor<sup>5</sup>. Wegen des dimensionslosen Strahlungs-Wichtungsfaktors haben Organdosen dieselbe Einheit wie die Energiedosis, also das Joule pro Kilogramm. Zur Unterscheidung zwischen den beiden wird bei Organdosen jedoch die Einheit Sievert (Sv) benutzt.

$$H_T = w_R D_T \qquad [H_T] = \frac{\text{J}}{\text{kg}} = \text{Sv}$$

Der Strahlungs-Wichtungsfaktor  $w_R$  dient der Charakterisierung und biologischen Wichtung des vorliegenden Strahlungsfeldes (siehe Tabelle A.2).

<sup>3</sup> Der Index T wie *tissue* stammt vom englischen Begriff für Gewebe.

<sup>4</sup> Die Internationale Strahlenschutzkommission (*International Commission on Radiological Protection*, ICRP) ist eine internationale Fachkommission, die durch Empfehlungen und Richtlinien die Möglichkeit gibt, wissenschaftliche Erkenntnisse im Strahlenschutz zum Nutzen der öffentlichen Gesundheit umzusetzen.

<sup>5</sup> Der Index R wie *radiation* für die vorliegende Strahlungsart stammt vom englischen Begriff für Strahlung.

Strahlungsart	Strahlungs-Wichtungsfaktor $w_R$
Photonen	1
Elektronen und Myonen	1
Protonen und geladene Pionen	2
Alphateilchen, Spaltfragmente und Schwerionen	20
Neutronen mit $E_n < 1 \text{ MeV}$	$2,5 + 18,2 \exp\left(-\frac{1}{6} \ln^2(E_n)\right)$
Neutronen mit $1 \text{ MeV} \leq E_n \leq 50 \text{ MeV}$	$5,0 + 17,0 \exp\left(-\frac{1}{6} \ln^2(2 E_n)\right)$
Neutronen mit $E_n > 50 \text{ MeV}$	$2,5 + 3,25 \exp\left(-\frac{1}{6} \ln^2(0,04 E_n)\right)$

**Tabelle A.2:** Von der ICRP empfohlene Strahlungs-Wichtungsfaktoren  $w_R$  nach ICRP-Veröffentlichung 103 [ICR07, Abschn. 4.3]. Bei Neutronen ist der Strahlungs-Wichtungsfaktor von der Neutronenenergie  $E_n$  in MeV abhängig.

### Effektive Dosis

Die Effektive Dosis  $H_{\text{eff}}$  ist wie die Organdosen nicht unmittelbar messbar, sondern muss aus letzteren berechnet werden. Sie ist definiert als Summe der mit den zugehörigen Gewebe-Wichtungsfaktoren<sup>6</sup>  $w_T$  multiplizierten Organdosen  $H_T$ . Die Einheit der effektiven Dosis ist ebenso wie die der Organdosis das Sievert.

$$H_{\text{eff}} = \sum_T w_T H_T \qquad [H_{\text{eff}}] = \frac{\text{J}}{\text{kg}} = \text{Sv}$$

Es wird damit die unterschiedliche Empfindlichkeit der Organe gegenüber ionisierender Strahlung berücksichtigt. Um diesen Unterschieden Rechnung zu tragen, wird das Risiko für das Auftreten stochastischer Wirkungen bei Exposition einzelner Organe und Gewebe oder des ganzen Körpers durch die Bestimmung der effektiven Dosis bewertet. Die somit abgeschätzten Strahlenrisiken sind das hereditäre Risiko und das Risiko für Krebserkrankungen.

## A.2 Strahlenexposition

Die Strahlenexposition des Menschen setzt sich aus zwei Quellen zusammen: der natürlichen und der zivilisatorischen. Üblicherweise ist abgesehen von Strahlenunfällen, kriegerischen Auseinandersetzungen mit Nuklearwaffen oder therapeutischen Einsätzen von Strahlung in der Medizin nur mit stochastischen Strahlenwirkungen zu rechnen. Daher ist die zur Bewertung des Strahlenrisikos zu nutzende Dosisgröße die *Effektive Dosis*  $H_{\text{eff}}$ , die die Krebsinduktion und hereditäre Wirkung am Menschen angemessen beschreibt.

Zur Festlegung gesetzlicher Grenzwerte und zur Definition von Strahlenschutzbereichen wird auch die durch natürliche Strahlenexposition erhaltene Dosis herangezogen. Im Folgenden werden daher die Quellen der Strahlenexposition des Menschen vorgestellt.

### A.2.1 Natürliche Strahlenexposition

Die *natürliche Strahlenexposition* des Menschen ist zusammengesetzt aus einer externen und einer internen Komponente. Unter der externen Komponente ist Strahlung zu verstehen, die *terrestrischen*

<sup>6</sup> Die Gewebe-Wichtungsfaktoren werden von der ICRP vorgeschlagen. [ICR90]

Ursprungs ist – also aus dem Boden, aus Baustoffen und den Gasen aus der Atmosphäre stammt – sowie solche, die aus dem Weltraum kommt – also *kosmischen* Ursprungs ist. Die natürliche interne Strahlenexposition ist zurückzuführen auf die über die Nahrung und mit der Atemluft *inkorporierten* Radionuklide. Die natürliche Strahlenexposition unterliegt starken lokalen Schwankungen durch geologische und geografische Umweltbedingungen. Einen Einfluss hat beispielsweise die Höhe über dem Meeresspiegel, die in der betrachteten Region dominierenden Gesteinsarten sowie die verwendeten Baustoffe, aber auch die Lebens-, Wohn- und Ernährungsgewohnheiten der betrachteten Population.

Die natürliche externe Strahlenexposition stammt von den in Abschnitt B.2.9 beschriebenen primordialen und kosmogenen Radionukliden. Letztere tragen nach Inkorporation aufgrund ihrer Nutzung im Stoffwechsel des menschlichen Körpers erheblich zur internen Strahlenexposition bei. Die primordialen Radionuklide tragen je nach Aufenthalt in Gebäuden oder im Freien unterschiedlich zur Dosis bei. Der Baustoff eines Gebäudes kann abschirmende Wirkung haben, jedoch auch selbst Radionuklide abgeben.

Die interne Strahlenexposition durch natürliche Radionuklide ist eine Folge von deren Inkorporation. Sie verteilen sich entsprechend ihrer biochemischen Eigenschaften durch Stoffwechsel- und Transporteffekte in verschiedenen Geweben im Organismus. Dabei verhalten sich radioaktive Isotope genauso wie nicht radioaktive.

Die natürliche Strahlenexposition führt in Deutschland zu einer jährlichen effektiven Dosis von durchschnittlich 2,1 mSv, liegt jedoch je nach Wohnort, Lebens- und Ernährungsgewohnheiten zwischen einem Wert von 1 mSv und 10 mSv. [BfS]

## A.2.2 Zivilisatorische Strahlenexposition

Die zivilisatorische Strahlenexposition umfasst vom Menschen modifizierte, künstlich erzeugte oder verbreitete Strahlung, die zur natürlichen Strahlenexposition hinzukommt. Als Quellen für einen Teil der Individuen einer Population sind medizinische Maßnahmen wie radiologische Diagnostik und Therapie, berufliche Betätigung in Berufen mit möglicher Strahlenexposition (Medizin, Kerntechnik, Bergbau, Forschung<sup>7</sup>, Produktion einiger Baustoffe, Erzeugung von Düngemitteln und deren Einsatz in der Landwirtschaft sowie Luft- und Raumfahrt) und Tests von Nuklearwaffen. [Kri04, Abschn. 14.2]

Zivilisatorische Strahlenexpositionen stellen in der Regel für den Einzelnen ein erhöhtes stochastisches Risiko dar, für die Population ein genetisches. Bei hohen Dosen durch Strahlenunfälle oder durch den Einsatz von Nuklearwaffen jedoch besteht ein Risiko für kurzfristige deterministische somatische Schäden der betroffenen Individuen sowie langfristige stochastische Schäden.

Im Bereich der Medizin liefert die Röntgendiagnostik den größten Beitrag zur mittleren Strahlenexposition. Dabei trägt die konventionelle Röntgenaufnahme wegen der Bestrahlung des Körpers von nur einer Seite weniger zur Dosis bei als eine Computertomographie, bei der aus einer Vielzahl, aus verschiedenen Richtungen durchgeführte Röntgenaufnahmen Schnittbilder erzeugt werden.

In der Nuklearmedizin werden zur Diagnostik und Therapie Radionuklide eingesetzt. Diese werden im zu untersuchenden Gewebe angereichert, um dann über die außerhalb des Körpers gemessene, abgegebene Strahlung die Funktion eines Organs oder Organsystems abzubilden. Zum anderen werden Radionuklide zur Therapie von in erster Linie Schilddrüsenerkrankungen eingesetzt.

Auch in der Strahlentherapie kommt es bei der Behandlung von Krebserkrankungen zur Strahlenexposition von individuellen Patienten. Entweder werden dazu Radionuklide in das zu zerstörende Gewebe gebracht oder das Gewebe von außen mit Teilchenstrahlen aus Beschleunigern bestrahlt.

Im Gegensatz zur Röntgendiagnostik sind die anderen medizinischen Anwendungen als Beitrag zur mittleren Dosis vernachlässigbar. Auch die anderen zivilisatorischen Strahlenexpositionen spielen dabei

---

<sup>7</sup> In der wissenschaftlichen Forschung kann eine mögliche Strahlenexposition im Besonderen an Teilchenbeschleunigern auftreten (siehe dazu auch Abschnitt A.4).

für das Bevölkerungsmittel nur eine untergeordnete Rolle.

Die mittlere jährliche effektive Dosis der zivilisatorischen Strahlenexposition beträgt in Deutschland ungefähr 1,9 mSv. [BfS]

## A.3 Strahlenschutzbereiche

Um die Bevölkerung und insbesondere das Betriebspersonal bestimmter Einrichtungen vor den Auswirkungen ionisierender Strahlung zu schützen, müssen nach nationalem Recht und Europarecht *Strahlenschutzbereiche* eingerichtet werden. Diese sind durch bauliche Maßnahmen vom *Allgemeinen Staatsgebiet* getrennt und mittels einer deutlichen Kennzeichnung hervorgehoben und immer dann einzurichten, wenn in dem entsprechenden Bereich Personen ionisierender Strahlung ausgesetzt sein können, die oberhalb des Grenzwerts für das Allgemeine Staatsgebiet liegt. Es werden dabei nach [StrlSchV, §36] und [RöV, §19] drei Strahlenschutzbereiche unterschieden.

♣ Überwachungsbereich

♣ Kontrollbereich

♣ Sperrbereich

Die Zuteilung eines Strahlenschutzbereichs erfolgt durch die Dosis, die eine Person innerhalb des jeweiligen Bereiches durch äußere oder innere Strahlenexposition erhalten kann. Der Dosiswert ist ein zulässiger oberer Grenzwert, nicht eine tatsächlich beim Aufenthalt in dem entsprechenden Bereich zu erhaltene Dosis.

### A.3.1 Überwachungsbereich

*Überwachungsbereiche* sind betriebliche Bereiche, in denen Personen im Kalenderjahr eine höhere effektive Dosis als 1 mSv oder höhere Organdosen als 15 mSv für die Augenlinse oder 50 mSv für die Haut, die Hände, die Unterarme, die Füße und Knöchel erhalten können. Dabei ist von einer Aufenthaltsdauer von 40 Stunden pro Woche und 50 Wochen im Jahr – also 2 000 Stunden pro Jahr – auszugehen. Ein Überwachungsbereich darf nur von Personen betreten werden, die eine dem Betrieb dienende Aufgabe wahrnehmen, die nur *dadurch* Ausbildungsziele erreichen, die Patient oder dessen Begleiter sowie Besucher sind. [StrlSchV, Abschn. 3]

### A.3.2 Kontrollbereich

Ein *Kontrollbereich* ist ein meist vom Überwachungsbereich umschlossener Bereich, in dem Personen eine effektive Dosis von mehr als 6 mSv pro Kalenderjahr oder höhere Organdosen als 45 mSv pro Kalenderjahr für die Augenlinse oder 150 mSv pro Kalenderjahr für die Haut, die Hände, die Unterarme, die Füße und Knöchel erhalten können. Das Kalenderjahr beschränkt sich wiederum auf 2 000 Stunden. Kontrollbereiche sind abzugrenzen und deutlich sichtbar zu kennzeichnen. Zutritt zu einem Kontrollbereich haben nur Personen, die Betriebsvorgänge durchführen oder diese aufrechterhalten müssen, die nur *damit* Ausbildungsziele erreichen oder die Patient oder dessen Begleiter sind. Personen müssen vor dem erstmaligen Zutritt – und dann mindestens jährlich – eine Unterweisung, insbesondere über die anzuwendenden Strahlenschutzmaßnahmen, erhalten. Bei Personen, die sich im Kontrollbereich aufhalten, müssen die Körperdosen bestimmt werden. Dies wird üblicherweise mit einem amtlichen Dosimeter erreicht. [StrlSchV, Abschn. 3]

### A.3.3 Sperrbereich

*Sperrbereiche* sind Teile eines Kontrollbereichs, in denen die Ortsdosisleistung<sup>8</sup> höher als  $3 \text{ mSv/h}$  sein kann. Sperrbereiche müssen abgegrenzt und deutlich sichtbar gekennzeichnet werden. Sperrbereiche dürfen bis auf wenige Ausnahmen nicht betreten werden. Einen Sperrbereich betreten dürfen – unter der Aufsicht einer beauftragten fachkundigen Person – Personen, die vorgesehene Betriebsvorgänge durchführen oder aus zwingendem Grund tätig werden müssen sowie Patienten zur medizinisch notwendigen Behandlung. [StrlSchV, Abschn. 3]

## A.4 Strahlung an Beschleunigeranlagen

In Beschleunigern werden geladene Teilchen<sup>9</sup> auf hohe Energien beschleunigt. Entweder ist eine Speicherung des Strahls vorgesehen wie bei Synchrotronstrahlungsquellen oder eine Extraktion des Strahls wie zum Beispiel an den Strahlführungen an ELSA.

Im ersten Fall wird die in den Ablenkmagneten eines Kreisbeschleunigers erzeugte Synchrotronstrahlung bei Elektronenbeschleunigern als eine qualitativ hochwertige, brillante Quelle von Photonenstrahlen mit Energien bis in den Röntgenbereich genutzt. Die Synchrotronstrahlung kann auf einem breiten Gebiet der Wissenschaften genutzt werden; beispielsweise in der Oberflächenphysik, den Materialwissenschaften, der Mineralogie, der Molekularbiologie und weiteren Bereichen der Strukturuntersuchung. Dabei ist keine Extraktion des umlaufenden Strahls nötig.

Im zweiten Fall wird der umlaufende Strahl aus dem Beschleuniger extrahiert. Entweder die Teilchen werden direkt in Experimenten genutzt wie an der neuen externen Strahlführung X3ED oder es werden aus diesen an einem Bremsstrahltarget Photonenstrahlen erzeugt wie bei den beiden Hadronenphysikexperimenten an ELSA.

Eine erhöhte Strahlenbelastung ist demnach zunächst an den Experimentierplätzen zu erwarten. Zum einen durch Strahlungsfelder aus Elektronen, aber auch aus Photonen. Durch Interaktion mit Materie – der Luft, den Targets oder einem Strahlvernichter – verändern sich diese Strahlungsfelder, sodass bei hinreichender Energie der Primärstrahlung mit Neutronen eine weitere Strahlungsart erzeugt werden kann.

Aber auch im Bereich des Beschleunigers ist durch die Synchrotronstrahlung, die auf die Vakuumkammer trifft, und auch durch die beschleunigten Teilchen, die aufgrund der Verteilung im Strahl auch immer auf die Kammerwand treffen und Sekundärstrahlung erzeugen, eine Strahlenbelastung möglich.

Es ist durchaus möglich, dass Materie, die von Strahlung getroffen wird, aktiviert<sup>10</sup> wird. Daher kann es besonders im Bereich der Strahlvernichter auch ohne Strahl ein Strahlungsfeld geben, das dort möglicherweise zu einer erhöhten Dosis führen kann.

Aufgrund der erzeugten Strahlungen ist der Bereich im Beschleuniger und an den Experimentierplätzen wegen der entsprechend hohen Dosen während des Strahlbetriebs meist *Sperrbereich*. In Zeiten, in denen der Beschleuniger nicht in Betrieb ist, kann dann in vielen Fällen ein *Kontroll-* oder sogar *Überwachungsbereich* eingerichtet werden.

---

<sup>8</sup> Dosisleistungen sind die Differenzialquotienten der Dosen nach der Zeit. Die Ortsdosis ist die Äquivalentdosis, gemessen an einem bestimmten Ort. [StrlSchV, §3] Bei durchdringender Strahlung ist die Ortsdosis ein Schätzwert für die Körperdosen, bei Strahlung geringer Eindringtiefe für die Hautdosis am Messort.

<sup>9</sup> Es wird sich im Folgenden auf Elektronen bezogen, da an ELSA nur solche beschleunigt werden. Im Allgemeinen werden aber auch Protonen oder sogar Schwerionen in Beschleunigern genutzt.

<sup>10</sup> Werden stabile Nuklide in Radionuklide umgewandelt, wird auch von *Aktivierung* gesprochen. Ein passenderer Ausdruck für das Ergebnis eines solchen Vorgangs ist jedoch *Induzierte Radioaktivität*.

# Grundlagen der Strahlungsphysik

---

An einer Beschleunigeranlage können verschiedene Strahlungsfelder entstehen sowie Aktivierungen von Nukliden erfolgen, die in Wechselwirkung mit den erzeugten Strahlungsfeldern stehen, wie in Abschnitt A.4 erläutert wird. Daher werden in diesem Kapitel die Grundlagen der Strahlungsphysik – die Physik der Wechselwirkungen zwischen Teilchen und Materie – und der Radioaktivität dargestellt.

Zunächst wird deshalb auf die Wechselwirkungen ionisierender Strahlung (Photonen, Neutronen, geladene Teilchen) eingegangen und wie diese beim Durchgang durch Materie geschwächt werden. Die Kenntnis der erläuterten Eigenschaften ist essentiell für die Planung geeigneter Abschirmmaßnahmen, wie sie an der Strahlführung X3ED umgesetzt werden müssen. Anschließend wird das Thema Radioaktivität genauer beschrieben; die verschiedenen Zerfallsmechanismen und die natürliche sowie induzierte Radioaktivität werden erläutert. So können beispielsweise im Strahlvernichter (siehe Abschnitt 6.5.2) von X3ED durch verschiedene Prozesse radioaktive Elemente erzeugt werden. Zerfallen diese, kann dies zu einer nicht zu vernachlässigenden Dosis im Bereich um den Strahlvernichter führen. Daher ist die Kenntnis möglicher Zerfallsmechanismen für die Planung der Abschirmmaßnahmen relevant.

## B.1 Wechselwirkungen ionisierender Strahlung

Trifft Teilchenstrahlung auf Materie, kommt es zu einer Wechselwirkung zwischen Strahlung und Materie. Die Art der Wechselwirkung hängt zum einen von der Art und der Energie der Strahlung, zum anderen von den Eigenschaften der mit der Strahlung in Wechselwirkung tretenden Materie ab.

### B.1.1 Photonenstrahlung

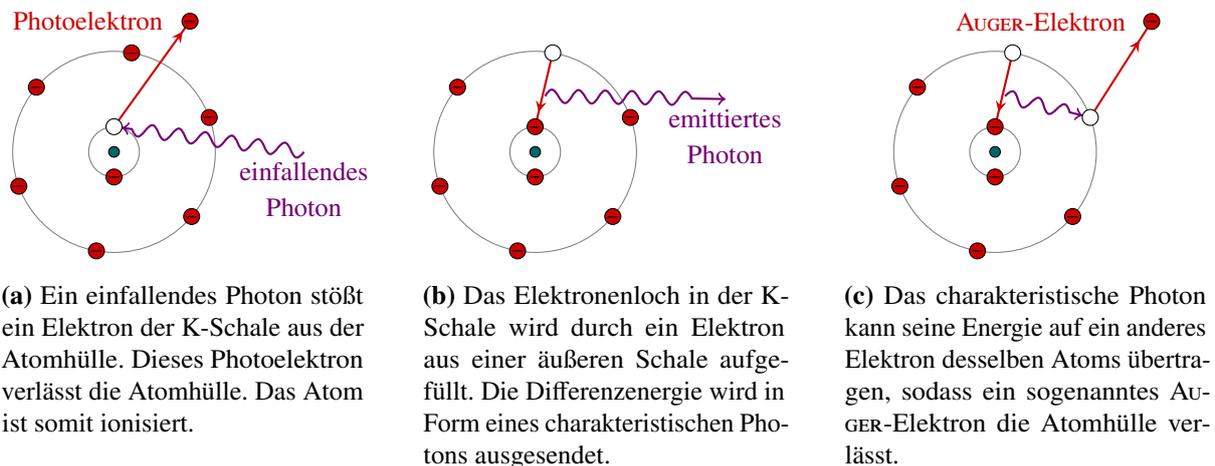
Photonenstrahlung kann zum einen aus künstlichen Quellen wie Röntgenröhren oder Beschleunigern stammen oder aus radioaktiven Atomkernen ausgesendet werden. Die Energie der Photonen kann dann von wenigen Kiloelektronenvolt bis hin zu mehreren Megaelektronenvolt reichen. Trifft ein Photonenstrahl auf Materie, kann es zur teilweisen oder vollständigen Absorption der Photonenenergie und zur Streuung der Photonen kommen. In der Regel werden dabei geladene Sekundärteilchen erzeugt, die ihrerseits Materie anregen oder ionisieren können; daher zählt Photonenstrahlung zu den indirekt ionisierenden Strahlungsarten.

Da Photonen nicht elektrisch geladen sind, ist ihre Wechselwirkungswahrscheinlichkeit mit Materie wesentlich geringer als die elektrisch geladener Teilchen. Daher ist Photonenstrahlung sehr durchdringend.

## Der Photoeffekt

Beim *atomaren Photoeffekt*, auch als *Photoionisation* bezeichnet, wird durch ein Photon ein Elektron aus einer inneren Schale einer Atomhülle gestoßen. Das Photon gibt seine gesamte Energie an ein Hüllenelektron ab. Dieses verlässt die Atomhülle, wenn die aufgenommene Energie des Photons  $E_\gamma$  größer als die Elektronenbindungsenergie  $E_B$  ist, mit der kinetischen Energie  $E_{\text{kin}} = E_\gamma - E_B$ . Der Vorgang ist in Abbildung B.1(a) schematisch dargestellt. Der bei dem Vorgang an das Atom übertragene Impuls führt wegen der im Vergleich zum Photoelektron großen Masse des Atoms nur zu einem geringen Übertrag von Bewegungsenergie und kann vernachlässigt werden.

Bei dem Prozess wird ein Platz in der Schale, aus der ein Photoelektron entfernt wurde, frei. Dieser wird aus energetischen Gründen wieder mit einem Elektron aus einer äußeren Schale des Atoms belegt. Die dabei frei werdende Energie wird in Form eines Photons abgegeben, was in Abbildung B.1(b) gezeigt ist. Dieses Photon kann das Atom dann verlassen oder dessen Energie auf ein anderes Elektron der Hülle übertragen, sodass ein sogenanntes **AUGER-Elektron** emittiert wird (siehe Abbildung B.1(c)). Dieser auch als *AUGER-Effekt* bekannte Prozess ist ein sogenannter strahlungsloser Übergang in der Elektronenhülle eines angeregten Atoms. Die Tertiärstrahlung wird isotrop ausgestrahlt und kann ihrerseits weiter wechselwirken.



(a) Ein einfallendes Photon stößt ein Elektron der K-Schale aus der Atomhülle. Dieses Photoelektron verlässt die Atomhülle. Das Atom ist somit ionisiert.

(b) Das Elektronenloch in der K-Schale wird durch ein Elektron aus einer äußeren Schale aufgefüllt. Die Differenzenergie wird in Form eines charakteristischen Photons ausgesendet.

(c) Das charakteristische Photon kann seine Energie auf ein anderes Elektron desselben Atoms übertragen, sodass ein sogenanntes AUGER-Elektron die Atomhülle verlässt.

**Abbildung B.1:** Schematische Darstellung des Photoeffekts an einem Elektron der K-Schale.

Die Wahrscheinlichkeit für eine Wechselwirkung wird durch den Photoabsorptionskoeffizienten  $\mu_{\text{Photo}}$  beschrieben, der von der Dichte des Absorbers  $\rho$  sowie der Elektronendichte in der Hülle und der Ordnungszahl  $Z$  abhängt [Kri04, Abschn. 4.1].

$$\mu_{\text{Photo}} \propto \rho \frac{Z^\varpi}{E_\gamma^3} \quad \text{mit } 3 \leq \varpi \leq 3,5 \quad (E_\gamma \ll 511 \text{ keV})$$

$$\mu_{\text{Photo}} \propto \rho \frac{Z^\varpi}{E_\gamma} \quad \text{mit } 3 \leq \varpi \leq 3,5 \quad (E_\gamma \gg 511 \text{ keV})$$

Sind Photonen- und Bindungsenergie identisch, ist die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten einer Photoabsorption am größten. [Kri04, Abschn. 4.1] Dieses Verhalten spiegelt sich im Verlauf des Photoabsorptionskoeffizienten in Abhängigkeit der Photonenenergie wider; es gibt sprunghafte Veränderungen beim Erreichen der Energie der einzelnen Elektronenschalen. Diese Sprünge werden als Absorptionskanten (siehe Abbildung B.4) bezeichnet.

Die Richtung der durch den Stoß der Photonen aus der Hülle entfernten Elektronen zeigt eine energieabhängige Winkelverteilung relativ zur Einfallrichtung des Photonenstrahls. Bei kleinen Energien werden die meisten Elektronen fast senkrecht zur Einfallrichtung abgelenkt – mit geringerer Wahrscheinlichkeit auch in rückwärtiger Richtung. Mit steigender Energie werden mehr Elektronen in Einfallrichtung ausgesandt.

### Der COMPTON-Effekt

Die inelastische Wechselwirkung eines Photons mit einem äußeren, schwach gebundenen Hüllenelektron wird *COMPTON-Effekt* genannt. Dabei wird ein Teil der Energie und des Impulses des Photons auf das Elektron übertragen. Das Photon wird gestreut, wobei das Elektron die Atomhülle verlässt und das Atom demnach einfach ionisiert ist (siehe Abbildung B.2(a)). Mit höherer Energie und höherem Streuwinkel des Photons geht ein höherer relativer Energieübertrag auf das gestreute Elektron einher. Bei niedrigen Photonenenergien ist die Rückstreuung der Photonen dominanter als bei höheren. Das Elektron wird seitlich oder mit steigender Photonenenergie stärker in Vorwärtsrichtung gestreut.

Die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten des COMPTON-Effekts – repräsentiert durch den COMPTON-Wechselwirkungskoeffizienten  $\mu_{\text{COMPTON}}$  – wird durch

$$\mu_{\text{COMPTON}} \propto \rho \frac{Z}{A} \frac{1}{E_{\gamma}^{\varpi}} \quad \text{mit } 0,5 \leq \varpi \leq 1 \quad (0,2 \text{ MeV} < E_{\gamma} < 10 \text{ MeV})$$

beschrieben, wobei  $A$  die Massenzahl des Absorbers ist [Kri04, Abschn. 4.2].

### Die RAYLEIGH-Streuung

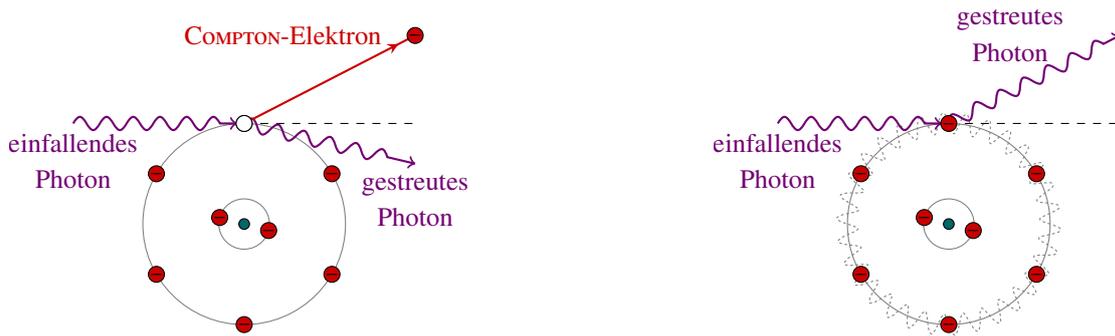
Stößt ein Photon mit einem gebundenen Hüllenelektron, besteht die Möglichkeit für eine Aufnahme des Rückstoßes durch das gesamte Atom. Das Elektron, welches mit dem Photon in Wechselwirkung steht, bleibt dabei in seiner Schale, wird jedoch zusammen mit den anderen Hüllenelektronen durch das Photon zu einer erzwungenen kollektiven Schwingung angeregt. Die Frequenz dieser Schwingung ist identisch mit der Frequenz des einfallenden Photons. Die schwingenden Elektronen strahlen die absorbierte Energie wieder vollständig in Form eines Photons derselben Energie wie das einfallende Photon ab. Dieser *kohärente, klassische* oder *RAYLEIGH-Streuung* genannte Prozess – schematisch in Abbildung B.2(b) gezeigt – zeichnet sich dadurch aus, dass auf den Absorber keine Energie übertragen wird. Für den klassischen Streukoeffizienten  $\mu_{\text{RAYLEIGH}}$  gilt nach [Kri04, Abschn. 4.4]:

$$\mu_{\text{RAYLEIGH}} \propto \rho \frac{Z^{1,5}}{E_{\gamma}^2} \quad (E_{\gamma} > 10 \text{ keV}) .$$

### Die Paarbildung

Für Photonen sind auch Wechselwirkungen mit dem COULOMB-Feld von geladenen Teilchen wie Atomkernen oder Elektronen möglich. Wenn die Energie des Photons das Energie-Masse-Äquivalent für zwei Elektronen ( $2 \cdot 511 \text{ keV} = 1022 \text{ keV}$ ) übersteigt, können sich in starken COULOMB-Feldern aus dem Photon spontan Elektron-Positron-Paare bilden. Die Photonenenergie wird bei diesem *Paarbildung* genannten Prozess auf die Ruhemassen des Teilchen-Antiteilchenpaares und beliebig auf deren kinetische Energie verteilt; das Photon wird umgewandelt.

Findet der Prozess im Kernfeld statt, erhält das positiv geladene Positron wegen der Abstoßung durch den gleichnamig geladenen Atomkern im Mittel eine leicht höhere kinetische Energie als das Elektron,



(a) Bei der *inkohärenten* Streuung streut das einfallende Photon mit einem äußeren Hüllenelektron. Ein Teil des Impulses und der Energie des Primärphotons wird abhängig vom Streuwinkel auf das COMPTON-Elektron übertragen.

(b) Bei der *kohärenten* Streuung regt das Primärphoton die Elektronenhülle zu einer Schwingung an. Die Energie in der Schwingung wird wieder in Form eines Sekundärphotons abgegeben. Dessen Energie ist identisch mit der des Primärphotons.

Abbildung B.2: Schematische Darstellung der inkohärenten und kohärenten Streuung.

das wegen seiner Ladung vom Kern angezogen wird. Der Atomkern wird bei der Paarbildung nicht modifiziert, nimmt jedoch den vom erzeugten Teilchenpaar nicht übernommenen Impulsbetrag auf. Das Teilchenpaar wird vorwiegend in Vorwärtsrichtung emittiert. Eine schematische Darstellung zur Paarbildung findet sich in Abbildung B.3(a).

Die Wahrscheinlichkeit für die Paarbildung  $\mu_{\text{paar}}$  lässt sich mit

$$\mu_{\text{paar}} \propto \rho Z \log E_{\gamma} \quad (E_{\gamma} > 1\,022 \text{ keV})$$

beschreiben [Kri04, Abschn. 4.3].

Das erzeugte Teilchenpaar bewegt sich nach seiner Entstehung durch den Absorber und gibt durch Stöße seine Bewegungsenergie an das Absorbermaterial ab. Das Positron kann hierbei zur Ruhe oder beinahe zur Ruhe kommen und rekombiniert dann mit einem Hüllenelektron eines Absorberatoms. Dabei wird die Ruhemasse der beiden Teilchen in zwei Photonen der Energie von 511 keV umgewandelt, die als sogenannte *Vernichtungsstrahlung* in entgegengesetzter Richtung zueinander abgestrahlt werden. Darüber hinaus wird die restliche Bewegungsenergie des Positrons, falls die Rekombination nicht in Ruhe erfolgt, ebenfalls in Photonenenergie umgesetzt.

Gelegentlich findet die Paarbildung auch im Feld eines Hüllenelektrons statt, welches wegen seiner geringen Masse – ein Atomkern ist um bis zu drei Größenordnungen schwerer – durch den bei der Paarbildung übertragenen Impuls aus der Hülle entfernt wird. Dieser Prozess (siehe Abbildung B.3(b)) wird *Triplettbildung* genannt. Aus Gründen der Energie- und Impulserhaltung tritt diese erst bei Photonenenergien oberhalb des vierfachen Energie-Masse-Äquivalents ( $4 \cdot 511 \text{ keV} = 2\,044 \text{ keV}$ ) auf.

Die Wahrscheinlichkeit für Triplettbildung liegt mindestens um einen Faktor  $Z$  – der Ordnungszahl – unter der für die Paarbildung [HB56, Abschn. 2.I] und ist daher für leichte Atome von größerer Bedeutung als für schwere.

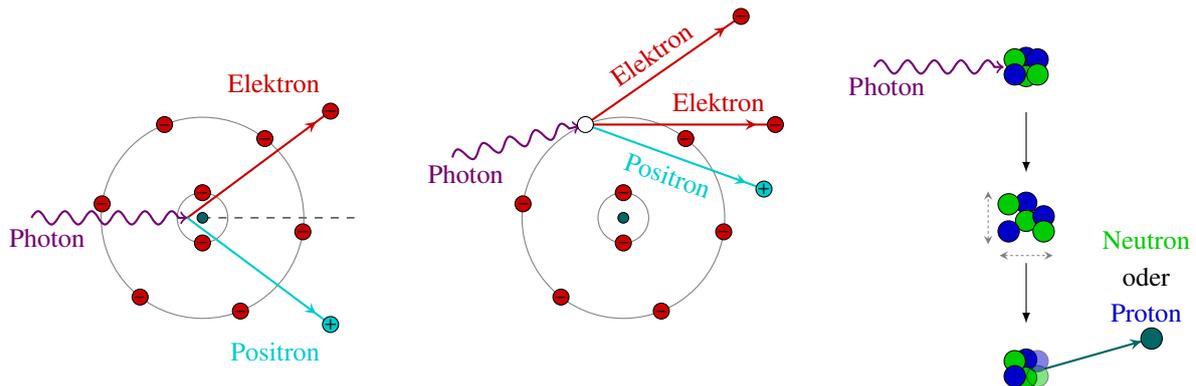
## Kernphotoreaktionen

Photonen können auch mit den Nukleonen von Atomkernen in Wechselwirkung treten. Der Kern absorbiert dabei die Energie des einfallenden Photons und wird dadurch angeregt. Ist die Anregungsenergie größer als die Energie zur Freisetzung eines Nukleons, kann es zur Emission eines oder mehrerer Nu-

kleonen kommen (siehe Abbildung B.3(c)). Wegen der Analogie zum Photoeffekt wird der Prozess auch *Kernphotoeffekt* genannt. In Strahlvernichtern von Beschleunigeranlagen ist der Effekt verantwortlich für die Erzeugung von Neutronen oder Protonen.

Schwere Kerne können durch Photonen auch gespalten werden, was als *Photospaltung* bezeichnet wird. Reicht die Photonenenergie nicht zur Emission von Nukleonen aus, regt sich der angeregte Atomkern durch Emission von Photonen wieder in den Grundzustand ab. Dies wird Kernfluoreszenz genannt.

Es gibt allerdings wegen der individuellen Nukleonenkonfigurationen und der verschiedenen Mechanismen keine einfachen Zusammenhänge für den Kernphotoreaktionskoeffizienten.



(a) Die *Paarbildung* im COULOMB-Feld eines Atomkerns zeichnet sich durch die Erzeugung eines Elektron-Positron-Paares aus. Die Teilchen werden nach vorne emittiert. Die nicht zur Teilchenerzeugung benötigte Photonenenergie wird beliebig auf die beiden erzeugten Teilchen verteilt. Die Energie des Photons muss mindestens der doppelten Ruheenergie eines Elektrons entsprechen.

(b) Bei der *Paarbildung* im COULOMB-Feld eines Hüllenelektrons – auch als *Triplettbildung* bezeichnet – wird das wechselwirkende Hüllenelektron aus dem Atom entfernt. Für diesen Prozess muss das Photon wegen der Energie- und Impulserhaltung das mindestens vierfache Energieäquivalent der Elektronenruhemasse aufbringen.

(c) Beim *Kernphotoeffekt* wird durch die Absorption der Energie eines Photons ein Atomkern angeregt. Dieser wird also entweder aufgeheizt oder führt kollektive Schwingungen um seine Ruhelage aus. Nach einer prozessspezifischen Zeit wird ein Nukleon emittiert, welches die überschüssige Energie als kinetische Energie mitnimmt.

Abbildung B.3: Schematische Darstellung der Paarbildung, der Triplettbildung und des Kernphotoeffekts.

## B.1.2 Schwächung von Photonenstrahlung

Photonen – aber auch ungeladene Teilchen wie Neutronen – haben wegen ihrer fehlenden elektrischen Ladung nur sehr kleine Wechselwirkungswahrscheinlichkeiten mit den Atomen bestrahlter Materie. Ungeladene Primärteilchen können durch Wechselwirkungen absorbiert respektive elastisch oder inelastisch gestreut werden. Trotz eines möglichen hohen Energieverlustes, kommt es oft nur zu einzelnen Wechselwirkungsereignissen. Dünne Absorber können von Photonen ohne Wechselwirkung oder ohne Energieverlust durchdrungen werden. Aber auch dicke Absorber sorgen nicht für die vollständige Absorption eines in diesen eintretenden Strahlungsfeldes – ungeladene Teilchen haben keine endliche Reichweite in Materie. Dieses Verhalten wird durch das sogenannte *Schwächungsgesetz* beschrieben. Angewendet werden kann das Gesetz nur für eine hinreichend große Teilchenanzahl. In der Praxis äußern sich die Abweichungen von diesem Gesetz in zufällig variierenden Wechselwirkungsraten einzelner Teilchen als statistische Schwankungen von Messergebnissen.

## Exponentielle Schwächung

Das Schwächungsgesetz beschreibt die Abnahme der Primärteilchenanzahl eines schmalen, parallelen und monoenergetischen Strahlenbündels beim Durchgang durch einen Absorber. Die Primärteilchenanzahl  $\mathcal{N}$  vor dem Absorber mindert sich hinter einem Absorber der Dicke  $w$  auf die Primärteilchenanzahl  $\mathcal{N}(w)$ .

Ist die durch Wechselwirkungen verursachte Abnahme der Teilchenanzahl  $d\mathcal{N}$  proportional zu der einen Absorber durchdringenden Teilchenanzahl  $\mathcal{N}$ , gilt:

$$\frac{d\mathcal{N}}{dw} = -\mu\mathcal{N} .$$

Hierbei ist  $\mu$  der lineare Schwächungskoeffizient. Die relative Abnahme der Primärteilchen ist demnach proportional zur durchstrahlten Absorberdicke.

Die Lösung dieser Differenzialgleichung, die auch in der Praxis angewendet wird, ist das Schwächungsgesetz. Die Abnahme der Primärteilchenanzahl  $\mathcal{N}(w)$  bzw. die Transmission  $T$  wird dann durch

$$\mathcal{N}(w) = \mathcal{N}_0 \exp(-\mu w) \quad \text{bzw.} \quad T = \frac{\mathcal{N}(w)}{\mathcal{N}_0} = \exp(-\mu w)$$

beschrieben,  $\mathcal{N}_0$  ist die Primärteilchenanzahl vor dem Absorber. Die Transmission nimmt exponentiell mit der Dicke des durchstrahlten Absorbers ab. Neben der Teilchenanzahl ist das Schwächungsgesetz auch für Teilchenflussdichten und Teilchenintensitäten gültig.

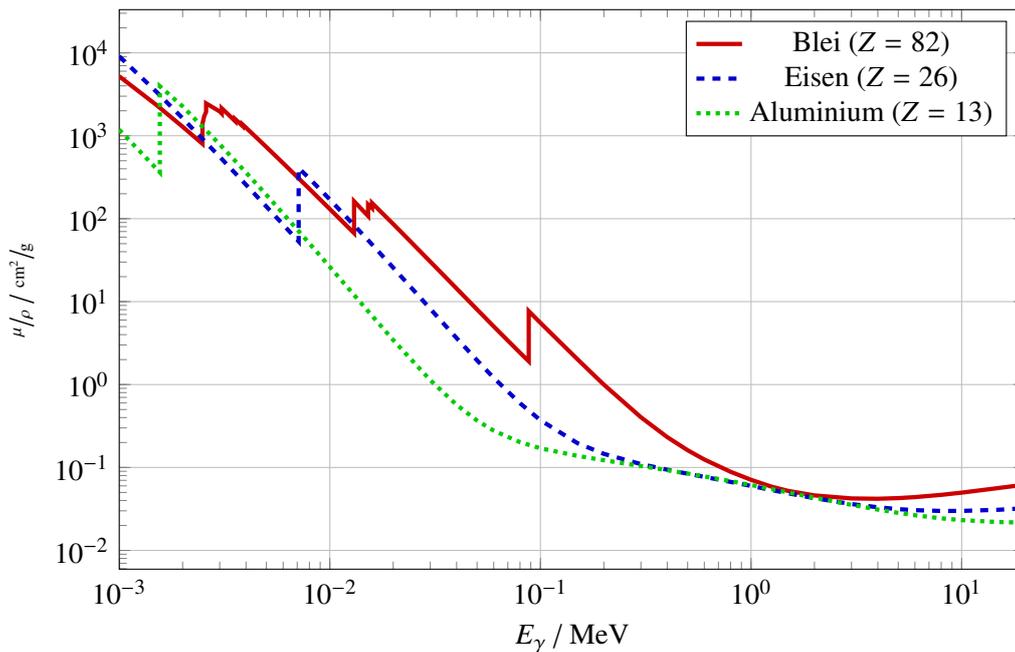
Es kann außerdem die *Halbwertsdicke*  $w_{1/2}$  definiert werden als diejenige Dicke eines durchstrahlten Materials, hinter der die Intensität bzw. die Primärteilchenanzahl auf die Hälfte reduziert ist. Die Halbwertsdicke ist daher für eine bestimmte Teilchenenergie ebenso charakteristisch für das durchstrahlte Material wie der Schwächungskoeffizient. Es gilt dann

$$w_{1/2} = \frac{\ln 2}{\mu} \quad \text{und} \quad T = \frac{\mathcal{N}(w)}{\mathcal{N}_0} = \exp\left(-\ln 2 \frac{w}{w_{1/2}}\right) .$$

Allerdings ist das exponentielle Schwächungsgesetz immer nur dann anwendbar, wenn ein Primärteilchen eine endliche Wahrscheinlichkeit hat, auch dicke Absorber ohne Wechselwirkung zu durchqueren. Meist ist die Annahme eines schmalen, parallelen und monoenergetischen Strahlenbündels in der Realität nicht erfüllt. Eine entsprechende Formulierung des Schwächungsgesetzes ist in [Kri04, Abschn. 5.4] zu finden.

## Der Schwächungskoeffizient

Wie in Abschnitt B.1.1 angedeutet, hängen die Wahrscheinlichkeiten für die verschiedenen Wechselwirkungsprozesse von Photonen mit Materie in komplexer Weise von der Photonenenergie und der Ordnungszahl des Absorbermaterials ab. Wegen der hohen Variabilität von den in der Praxis vorkommenden Photonenenergien und Materialien sind meist verschiedene Wechselwirkungsprozesse für die hauptsächliche Schwächung, den Energieübertrag und die Energieabsorption von Photonenstrahlung verantwortlich. Gemein haben alle Koeffizienten die lineare Abhängigkeit von der Dichte des Absorbers. Der Schwächungskoeffizient für Photonenstrahlung setzt sich aus der Summe der Koeffizienten der einzelnen Prozesse zusammen. Wegen der sehr stark variierenden Energieabhängigkeit der verschiedenen Prozesse zeigt der Schwächungskoeffizient keinen einfachen Verlauf. In der Praxis wird der Quotient aus Schwächungskoeffizient  $\mu$  und der Dichte  $\rho$ , der *Massenschwächungskoeffizient*  $\mu/\rho$  genutzt. Abbildung B.4 zeigt für drei verschiedene chemische Elemente den Verlauf des Massenschwächungskoeffizienten in



**Abbildung B.4:** Massenschwächungskoeffizient  $\mu/\rho$  in Abhängigkeit der Photonenergie  $E_\gamma$  für verschiedene chemische Elemente (nach Messdaten von [HS04]). Die Absorptionskanten bei den einzelnen Kurven sind erkennbar.

Abhängigkeit der Photonenergie. Die Kurve ist die Summe der einzelnen Schwächungskoeffizienten.

Anhand der in Abbildung B.4 gezeigten Kurvenverläufe können die im Folgenden zusammengefassten Eigenschaften der in Abschnitt B.1.1 erläuterten Wechselwirkungsprozesse und deren Abhängigkeiten von der Photonenergie und Ordnungszahl nachvollzogen werden.

- Der Photoeffekt ist für schwere Elemente bis zu Photonenergien von etwa 1 MeV der dominierende Effekt.
- Für leichte Elemente bis zu einer Ordnungszahl von  $Z = 10$  und für einen Energiebereich um 1 MeV bis 4 MeV überwiegt der COMPTON-Effekt, weswegen der Massenschwächungskoeffizient in diesem Bereich näherungsweise für alle Elemente gleich ist.
- Die klassische Streuung ist unabhängig vom Absorbermaterial oberhalb von Photonenergien von 20 keV im Vergleich zu anderen Wechselwirkungen zu vernachlässigen.
- Paarbildung kann erst oberhalb einer Schwellenenergie zur Paarbildung von 1 022 keV stattfinden. In leichten Elementen dominiert der Prozess erst bei Energien von 10 MeV bis 20 MeV, in schweren Elementen ( $Z > 20$ ) und bei Energien oberhalb von 10 MeV ist dieser der dominante Prozess.
- Die Kernphotoreaktionen sind im Vergleich zu anderen Wechselwirkungen zu vernachlässigen. Nennenswerte Beiträge zur Schwächung eines Photonenstrahls treten nur bei Energien im Bereich der Riesenresonanzen auf.

Das Schwächungsgesetz in der praktischen Form mit dem Massenschwächungskoeffizienten  $\mu/\rho$  lautet:

$$T = \frac{\mathcal{N}(w\rho)}{\mathcal{N}_0} = \exp\left(-\frac{\mu}{\rho} w\rho\right) . \quad (\text{B.1})$$

Tritt ein heterogenes Strahlungsfeld in einen Absorber ein, verändert sich dessen Energiespektrum. Teilchen mit kleinen Energien werden beim Durchgang durch die Materie stärker abgeschwächt als Teilchen höherer Energie. Das Spektrum verschiebt sich mit zunehmender Absorberdicke in Richtung höherer *mittlerer* Energie. Dieser Vorgang wird *Strahlaufhärtung* genannt.

### B.1.3 Neutronenstrahlung

Neutronen wechselwirken wegen des Fehlens elektrischer Ladung ausschließlich mit den Atomkernen eines bestrahlten Materials. Die Schwächung von Neutronenstrahlung erfolgt wie bei Photonenstrahlung auch exponentiell; die Reichweite in Materie ist ebenfalls nicht endlich. Neutronen werden nicht von den COULOMB-Feldern von Atomkernen und Hüllenelektronen beeinflusst, sondern können nur im kurzreichweitigen Bereich der starken Kernkräfte (einige Femtometer) wechselwirken. Das Neutron wird dann entweder am Kernpotential gestreut oder bei einer sogenannten Einfangreaktion in den Kern gezogen, wobei dieser angeregt werden kann.

Die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit sowie die Art der Wechselwirkung hängt neben der Neutronenenergie auch vom Kernradius und seinen nuklearen Eigenschaften ab. Daher können nur schwer systematische quantitative Aussagen über die Wahrscheinlichkeit für die dominierende Wechselwirkungsart gemacht werden.

Zur Beschreibung der Wechselwirkungswahrscheinlichkeiten werden bevorzugt Wirkungsquerschnitte genutzt, da Schwächungskoeffizienten nur unter bestimmten Bedingungen definiert werden können.

**Der Wirkungsquerschnitt**  $\sigma$  wird in der Atom- und Kernphysik als Maß für die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit eines Strahlungsfeldes mit einem Absorber verwendet. Der Wirkungsquerschnitt ist anschaulich ein Maß für die Trefferfläche, die ein Atom oder ein Atomkern dem Teilchenstrahl bietet. Die Einheit des Wirkungsquerschnitts ist der Quadratmeter oder das Barn ( $1 \text{ b} = 10^{-28} \text{ m}^2 = 10^{-24} \text{ cm}^2$ ). Allerdings ist diese anschauliche Interpretation im Allgemeinen nicht sehr sinnvoll, da beispielsweise Wirkungsquerschnitte für Photonen deutlich kleiner sind als die tatsächlichen Querschnittsflächen von Atomen. Bei Protonen überschreitet der Wirkungsquerschnitt für Neutronen die geometrischen Abmessungen des Protons um drei Größenordnungen. [Kri04, Abschn. 1.5]

Für jede Reaktionsart können *Teilwirkungsquerschnitte* definiert werden, die sich sehr stark sowohl in deren Größe als auch in deren energetischen Verlauf unterscheiden können. Der *totale Wirkungsquerschnitt* setzt sich dann aus der Summe der Teilwirkungsquerschnitte zusammen und beschreibt alle möglichen Kernreaktionen.

Eine grobe Klassifikation der Neutronen erfolgt entsprechend ihrer kinetischen Energie. Dabei wird unterschieden zwischen *thermischen*, *mittelschnellen* und *schnellen* Neutronen. Diese Einteilung erleichtert nur die Zuordnung der Neutronen in bestimmte Energiebereiche und kann für genauere Berechnungen nicht genutzt werden, da dort die genaue Angabe der Neutronenenergie nötig ist. Thermische Neutronen<sup>1</sup> sind langsame Neutronen mit einer kinetischen Energie unterhalb von 0,5 eV.

Ein Neutronenstrahlungsfeld ist in den seltensten Fällen monoenergetisch. Durch die Wechselwirkung mit einem Absorber ändert sich das Spektrum des Strahlungsfeldes. Schnelle Neutronen werden nach wenigen Wechselwirkungen stark verlangsamt. Dieser Vorgang wird als *Moderation* bezeichnet. Bei den Reaktionen entsteht Sekundärstrahlung, die ein zunächst reines Neutronenstrahlungsfeld kontaminiert.

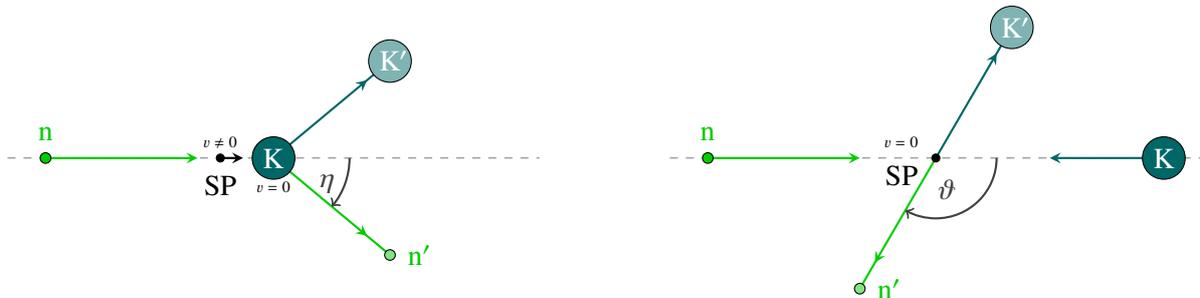
---

<sup>1</sup> Die Bezeichnung weist darauf hin, dass Neutronen durch wiederholte Streuung in einem Medium im thermischen Gleichgewicht mit ihrer Umgebung sind. Die Geschwindigkeiten liegen dann in einer MAXWELL-Verteilung vor, die durch eine Temperatur beschrieben werden kann.

### Elastische Neutronenstreuung

Wird das einlaufende Neutron am Targetkern<sup>2</sup> gestreut, ohne diesen anzuregen oder in seiner Struktur zu verändern, wird von *elastischer Streuung* von Neutronen am Kernfeld gesprochen. Das Neutron ändert seine Richtung und verliert kinetische Energie. Der Atomkern bekommt einen Rückstoß und erhält einen Teil der Energie des Neutrons. Die Streuung durch die Kernkräfte kann formal wie ein Stoß zweier starrer, unterschiedlich schwerer Kugeln betrachtet werden. Der Teilwirkungsquerschnitt für elastische Streuung ist laut Theorie unabhängig von der Neutronenenergie, nicht jedoch von den Eigenschaften des Targetkerns.

Um den Streuprozess leichter beschreiben zu können, wird dieser im sogenannten *Schwerpunktsystem* betrachtet. In diesem Bezugssystem ruht der Schwerpunkt. Im Laborsystem (siehe Abbildung B.5(a)) bewegt sich der Schwerpunkt eines sich auf einen ruhenden Targetkern zu bewegenden Neutrons. Im Schwerpunktsystem (siehe Abbildung B.5(b)) hingegen bewegen sich beide Streupartner aufeinander zu. Der Gesamtimpuls der beteiligten Teilchen ist im Schwerpunktsystem vor und nach einer Wechselwirkung gleich Null. Bei elastischen Wechselwirkungen bleibt zudem die Summe der vorkommenden Bewegungsenergien erhalten.



(a) Im Laborsystem bewegt sich der Schwerpunkt (SP) bei der Streuung eines auf einen ruhenden Targetkern (K) geschossenen Neutrons (n) auf das Target zu. Nach der Streuung ist das gestreute Neutron (n') um den Winkel  $\eta$  abgelenkt; der gestreute Kern (K') bewegt sich wegen des aufgenommenen Rückstoßes ebenfalls vom ursprünglichen Ort weg.

(b) Im Schwerpunktsystem ist der Schwerpunkt (SP) in Ruhe. Beide Streupartner (das Neutron (n) und der Targetkern (K)) bewegen sich relativ zum Schwerpunkt aufeinander zu. Das um den Winkel  $\vartheta$  gestreute Neutron (n') und der Rückstoßkern (K') bewegen sich unter einem Winkel von  $180^\circ$  voneinander weg.

Abbildung B.5: Labor- und Schwerpunktsystem bei der Neutronenstreuung.

Bei der elastischen Streuung sind alle Streuwinkel energieunabhängig gleich wahrscheinlich. Das gestreute Neutron und der Rückstoßkern bewegen sich immer unter einem Winkel von  $180^\circ$  zueinander. Für kleine Massenquotienten ( $m_n \ll m_K$ ) sind die Streuwinkel in beiden Systemen gleich. Dies tritt zum Beispiel bei der Neutronenstreuung an schweren Actinoidkernen<sup>3</sup> auf. Bei leichten Targetkernen überwiegt die Vorwärtsstreuung.

Beide Streupartner erhalten einen ihren Massen entsprechenden Anteil der Bewegungsenergie des

<sup>2</sup> Der Begriff Target – auch synonym für Streukörper zu gebrauchen – wird hier für das einzelne, der Bestrahlung ausgesetzte Teilchen (beispielsweise ein Atomkern) genutzt.

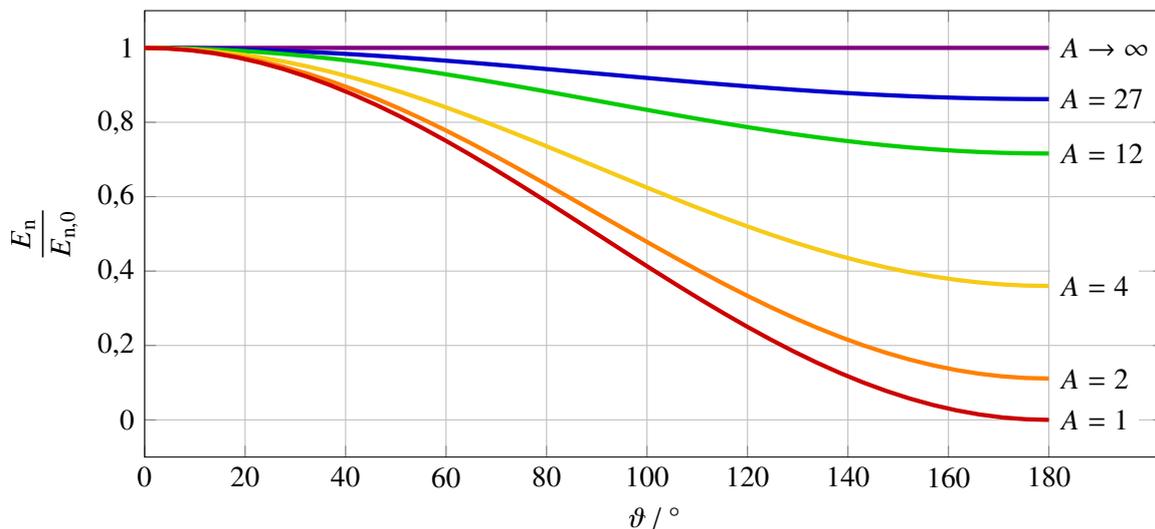
<sup>3</sup> Actinoide ist eine Gruppenbezeichnung für 15 radioaktive chemische Elemente. Dazu gehören das Element Actinium und die 14 darauffolgenden Elemente.

Neutrons vor dem Stoß  $E_{n,0}$ . Das Neutron hat nach dem Stoß die Energie [Kri04, Abschn. 6.1]

$$E_n = E_{n,0} \frac{m_n^2 + m_K^2 + 2 m_n m_K \cos \vartheta}{(m_n + m_K)^2} . \quad (\text{B.2})$$

Die Streuung von  $0^\circ$  (Vorwärtsstreuung) ist eine ungestörte Bewegung des Neutrons ohne Energieverlust. Die Streuung um  $180^\circ$  (Rückwärtsstreuung) hingegen bedeutet einen zentralen Stoß mit maximalem Impulsübertrag vom Neutron auf den Targetkern. In Abbildung B.6 ist die vom Streuwinkel abhängige relative Neutronenrestenergie für verschiedene Kernmassen gezeigt. Dort lässt sich entnehmen, dass für sehr schwere Targetkerne ( $m_K \rightarrow \infty$ ) der Energieverlust unabhängig vom Winkel ist; es findet ein vernachlässigbarer Energieverlust statt ( $E_n \rightarrow E_{n,0}$ ). Ferner ist ersichtlich, dass der Energieverlust maximal wird, wenn sich die Masse des Targetkerns der Neutronenmasse nähert ( $m_K \rightarrow m_n$ ). Dies ist beispielsweise beim Wasserstoffkern, einem Proton, der Fall. Da dessen Masse nahezu gleich ist mit der Neutronenmasse ( $m_p \approx 0,9986 m_n$ ), ergibt sich eine vom Streuwinkel  $\vartheta$  abhängige Restenergie  $E_n$  von

$$E_n \approx E_{n,0} \frac{1 + \cos \vartheta}{2} .$$



**Abbildung B.6:** Relative Neutronenrestenergie  $E_n/E_{n,0}$  bei elastischer Neutronenstreuung als Funktion der Massenzahl  $A$  des Targetkerns und des Streuwinkels  $\vartheta$  im Schwerpunktsystem (Gleichung (B.2)).

Der menschliche Körper besteht zu 50 % bis 75 % aus Wasser [SLH11, Abschn. 30.2]. Die elastische Streuung von schnellen Neutronen an den Protonen der Wassermoleküle ist dort der wichtigste Wechselwirkungsprozess. Die Neutronen werden durch die im Gewebe vorhandenen Protonen der Wassermoleküle moderiert und geben ihre Energie an die direkt ionisierenden Protonen ab. Diese haben einen hohen linearen Energietransfer LET; geben ihre Energie also in unmittelbarer Nähe zum Wechselwirkungsort ab. Dies führt zu einer hohen Energiedosis im menschlichen Gewebe. Neutronenstrahlung ist daher strahlenbiologisch sehr wirksam.

### Inelastische Neutronenstreuung

Anders als bei der elastischen Neutronenstreuung, wird das Neutron bei der *inelastische Neutronenstreuung* [Kri04, Abschn. 6.2] kurzfristig von den Kernkräften des Targetkerns eingefangen. Ein Teil

der Neutronenenergie wird dabei auf den Kern übertragen. Dies führt zu einer inneren Anregung des Kerns, der diese Anregungsenergie jedoch entweder sofort oder nach einer endlichen Lebensdauer in Form einzelner oder mehrerer hochenergetischer Photonen wieder abgibt. Der Targetkern muss dabei immer mehrere Nukleonen haben, da eine innere Anregung oder Kernreaktion bei den in der Praxis vorkommenden Neutronenenergien an einzelnen Nukleonen nicht möglich ist.

Die ausgesandten Photonen haben regelmäßig hohe Energien im Bereich einiger Megaelektronenvolt. Dadurch sind sie sehr durchdringend, sodass auch außerhalb eines endlichen Absorbers ein intensives Photonenstrahlungsfeld entstehen kann.

Im menschlichen Gewebe spielt inelastische Neutronenstreuung vor allem an den Kohlenstoff-, Sauerstoff- und Stickstoffkernen eine Rolle. Die bei dieser Streuung emittierten Photonen können mit bis zu 10 % zu der durch Neutronen verursachten Energiedosis im menschlichen Körper beitragen.

### Einfang langsamer Neutronen

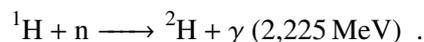
Atomkerne können Neutronen, die sich im Kernfeld aufhalten, einfangen. Bei langsamen Neutronen wird dieser Prozess als *thermischer Neutroneneinfang* bezeichnet. Mit längerer Aufenthaltsdauer des Neutrons im Kernfeld steigt die Wahrscheinlichkeit für dessen Einfang. Der Wirkungsquerschnitt für den Neutroneneinfang  $\sigma_{nE}$  ist bei thermischen Neutronen für viele Kerne antiproportional zur Neutronengeschwindigkeit  $v_n$  [Kri04, Abschn. 6.3]

$$\sigma_{nE} \propto \frac{1}{v_n} .$$

Diese reziproke Abhängigkeit ist oftmals von resonanzartigen Strukturen überlagert, die von den inneren Zuständen der Atomkerne herrühren.

Bei der Einfangreaktion wird das Neutron in den Kernverband aufgenommen. Daher nimmt letzterer die restliche Neutronenbewegungsenergie auf. Außerdem steht die Differenz der Bindungsenergie des Targetkerns und des Restkerns nach der Reaktion zur Verfügung. Die Überschussenergie kann in Form hochenergetischer Photonen emittiert werden.

Ein wichtiger Einfangprozess findet am Wasserstoffkern<sup>4</sup> statt. Bei der Reaktion wird eine Energie von 2,225 MeV in Form eines Photons ausgesandt:



Dies führt zur Kontaminierung des Neutronenstrahlungsfeldes mit hochenergetischen durchdringenden Photonen, die zum Beispiel nach Neutroneneinfangreaktionen im menschlichen Gewebe große Beiträge zur Gesamtenergiedosis leisten können. Auch im menschlichen Gewebe vorhandene Stickstoffkerne können thermische Neutronen einfangen. Bei diesem Prozess wird statt des Photons ein Proton emittiert; das Kohlenstoffatom wird angeregt:



Im technischen Bereich, besonders wenn eine Abschirmung vor Neutronenstrahlungsfeldern nötig ist, sind Materialien mit besonders hohen thermischen Einfangquerschnitten von Interesse. Dies sind Materialien, in denen beispielsweise die Elemente Bor, Cadmium und Gadolinium enthalten sind [Kri04, Abschn. 6.3].

<sup>4</sup> Die Bezeichnung von Nukliden wird in Abschnitt B.2.2 erläutert.

## Einfang schneller Neutronen

Neutroneneinfangreaktionen treten auch bei Neutronen mit höherer Energie auf. Dabei wird die Energie in Teilchen höherer Masse wie Deuteron, Triton oder Alphateilchen umgewandelt. Die jeweilige Überschussenergie wird entsprechend den Massenverhältnissen auf den Restkern und die emittierten Teilchen durch Rückstoß verteilt. Die ausgesandten Teilchen sind dicht ionisierend und demnach biologisch sehr wirksam. Manche Restkerne können nach der Emission des ersten geladenen Teilchens noch ausreichend angeregt sein, um weitere Teilchen zu emittieren.

Der Wirkungsquerschnitt des schnellen Neutroneneinfangs zeigt keinen von der Neutronengeschwindigkeit abhängigen Verlauf. Bei einigen Einfangkernen folgt er einem konstanten Verlauf, bei anderen kann keine empirische Formel angegeben werden. [Kri04, Abschn. 6.3]

## Neutroneninduzierte Kernspaltung und Spallation

Schwere Kerne können durch den Einfang von Neutronen gespalten oder zertrümmert werden. Bei der Kernspaltung werden meist zwei, gelegentlich auch drei Spaltfragmente sowie mehrere schnelle Neutronen erzeugt. Diese Spaltfragmente sind meist hoch angeregt und haben mitunter einen hohen Überschuss an Neutronen, weshalb sie radioaktiv zerfallen.

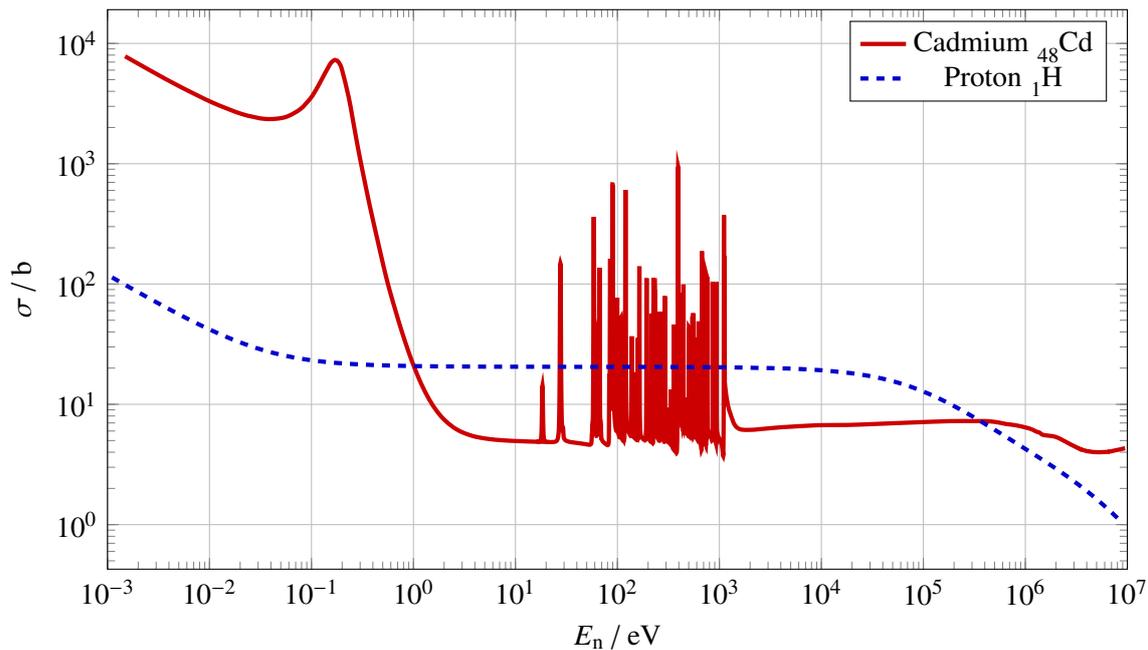
Zur Spaltung von Actinoidkernen sind sowohl thermische als auch schnelle Neutronen fähig. Bei thermischer Spaltung reicht die frei werdende Bindungsenergie nach dem Einfang von Neutronen aus, um den Targetkern zu spalten. Bei schneller Spaltung hingegen ist der Beitrag der kinetischen Neutronenenergie zur Spaltung nötig.

Wird ein Atomkern in einzelne Nukleonen oder Nukleonengruppen durch eine einzige Wechselwirkung beim Neutroneneinfang zertrümmert, wird von *Spallation* gesprochen. Die Reaktion ist dabei ein zweistufiger Prozess und findet zum Großteil erst bei hohen Neutronenenergien statt. Zunächst werden durch den Einfang des Neutrons Protonen und Neutronen aus dem Targetkern entfernt. Diese Teilchen haben Energien bis hin zur Energie des Primärteilchens. Der Restkern ist hoch angeregt. Die Anregungsenergie verliert er durch das sogenannte *Abdampfen* von Neutronen und Protonen – weniger häufig auch von Alphateilchen und anderen Kernfragmenten. Der abgeregte Kern ist in der Regel radioaktiv. [Kri04, Abschn. 6.4]

### B.1.4 Wirkungsquerschnitte von Neutronenreaktionen

Der Wirkungsquerschnitt von Neutronenreaktionen zeigt eine starke Abhängigkeit von der Neutronenenergie, wie in Abbildung B.7 für zwei Targetkerne gezeigt wird. Bei niedrigen Energien bis zu einigen Elektronenvolt kommt es zu einem zur Neutronengeschwindigkeit reziproken Abfall des Wirkungsquerschnitts. Der in diesem Bereich dominante Prozess ist der Neutroneneinfang. Im folgenden Energiebereich (bis hin zu einigen Megaelektronenvolt) kann es ausgeprägte Resonanzen mit erhöhtem Wirkungsquerschnitt geben. Dieses Verhalten lässt sich auf angeregte einzelne Nukleonenzustände oder eine kollektive Resonanz der Targetkerne zurückführen. Dominierend sind in diesem Bereich die Neutronenstreuungsprozesse sowie Kernreaktionen nach einem Neutroneneinfang. Oberhalb dieses Bereichs, in dem vor allem die elastische Streuung und verschiedene Kernreaktionen stattfinden, ist der Wirkungsquerschnitt bei vielen Targetkernen oft konstant [Kri04, Abschn. 6].

Während beim Cadmium das resonanzartige Verhalten auftritt, ist dieses beim einzelnen Proton nicht möglich, da bei diesem keine Kernanregungszustände vorkommen können [Kri04, Abschn. 6].



**Abbildung B.7:** Totaler Neutronen-Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  in Abhängigkeit der Neutronenenergie  $E_n$  für Cadmium (Messdaten von [Pea90]) und ein Proton (Messdaten von [HY98]).

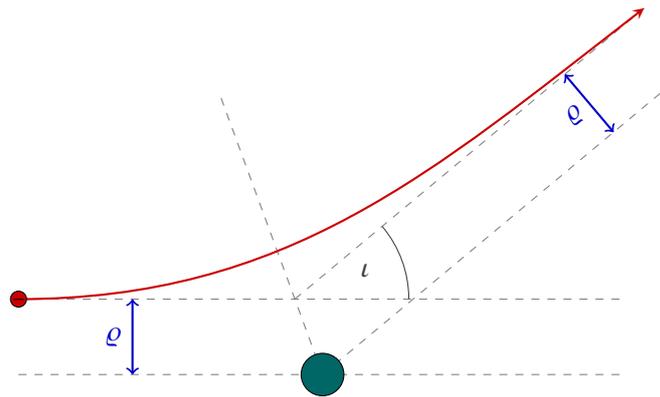
### B.1.5 Geladene Teilchenstrahlung

Zu den geladenen Teilchen zählen unter anderem Elektronen, Protonen, Deuteronen, Tritonen, Alphateilchen sowie Atomionen. Geladene Teilchen haben wegen ihrer elektrischen Ladung immer ein elektrisches Feld. Anders als bei ungeladenen Teilchen wie Photonen und Neutronen liegt die Wahrscheinlichkeit für eine Wechselwirkung mit den Atomen eines Absorbermaterials nahe bei 100 %; allerdings erleiden die Teilchen bei diesen Wechselwirkungen nur geringe Energieverluste. Zur vollständigen Bremsung der Teilchen werden daher viele Wechselwirkungsprozesse benötigt. Dabei kommt ein Teilchen nach endlicher Strecke zum Stillstand; für Teilchen derselben Art und Energie kann eine mittlere Eindringtiefe in einen Absorber definiert werden – die sogenannte Reichweite.

Die Wechselwirkungspartner der geladenen Teilchen sind überwiegend Hüllenelektronen des Absorbers. Aber auch eine Wechselwirkung mit dem COULOMB-Feld von Atomkernen oder direkt mit den Nukleonen kann bei ausreichender Annäherung an den Atomkern auftreten. Findet die Wechselwirkung über das elektrische Feld der Teilchen statt, wird diese als COULOMB-Wechselwirkung bezeichnet. Die Art dieser Wechselwirkung hängt vor allem vom Abstand zwischen dem geladenen Teilchen und seinem Wechselwirkungspartner ab. Dieser Abstand wird *Stoßparameter*  $\varrho$  genannt und ist der Abstand zwischen der Asymptote an die Bahn des einlaufenden Teilchens und dem Schwerpunkt des Wechselwirkungspartners (siehe Abbildung B.8). Je nach Größe des Stoßparameters gegenüber dem Atomradius  $r_{\text{Atom}}$ , treten unterschiedliche Wechselwirkungsmechanismen auf. [Kri04, Abschn. 7]

#### Große Stoßparameter ( $\varrho \gg r_{\text{Atom}}$ )

Bei großen Stoßparametern findet die Wechselwirkung mit der gesamten Atomhülle statt. Bei der *elastischen Streuung* (siehe Abbildung B.9(a)) wird die Atomhülle lediglich durch die Ladung des Teilchens verformt sowie polarisiert, nicht jedoch ionisiert oder angeregt. Bei diesem Prozess wird das einfallende Teilchen aus seiner ursprünglichen Flugrichtung abgelenkt und verliert einen sehr geringen



**Abbildung B.8:** Schema zur Definition des Stoßparameters  $\varrho$  bei Wechselwirkungen geladener Teilchen mit einem Streupartner. Das einlaufende Teilchen wird um den Streuwinkel  $\iota$  abgelenkt. Der Stoßparameter ist als Abstand der Asymptote an die Bahn des einlaufenden Teilchens vom Stoßzentrum definiert.

Teil seiner Energie.

Bei der *inelastischen Streuung* wird hingegen ein Hüllenelektron angeregt oder die Hülle ionisiert. Der dazu nötige Energiebetrag im Bereich einiger Elektronenvolt wird dem Primärteilchen entzogen und dieses ändert seine Richtung. Die aus der Hülle freigesetzten Elektronen sind niederenergetisch und geben daher ihre Energie in unmittelbarer Umgebung des Wechselwirkungsorts ab.

Beide Streuungen werden wegen der geringen Energieabgabe auch *weiche Stöße* genannt und sind für etwa 50 % des Energieverlustes geladener Teilchen verantwortlich. In einen Absorber einlaufende geladene Teilchen geben ihre Energie quasi kontinuierlich ab.

### Mittlere Stoßparameter ( $\varrho \approx r_{\text{Atom}}$ )

Kommt der Stoßparameter in die Größenordnung des Atomradius, können die einlaufenden Teilchen mit einzelnen Hüllenelektronen wechselwirken. Diese Wechselwirkungen sind direkte Stöße mit Hüllenelektronen, die mit höheren Energieverlusten verbunden sind und daher auch *harte Stöße* genannt werden. Zum einen können Hüllenelektronen angeregt werden und auf eine höhere Schale kommen (siehe Abbildung B.9(b)). Zum anderen sind auch Zweierstöße möglich, die ein Hüllenelektron direkt aus der Hülle entfernen (siehe Abbildung B.9(c)). Diese sogenannten  $\delta$ -Elektronen haben eine ausreichende Bewegungsenergie, um selbst weitere Ionisationen herbeiführen zu können. Die Bahnen der  $\delta$ -Elektronen verlaufen dabei meist fast senkrecht zur Bahn des Primärteilchens und übertragen ihre Energie über weiche Stöße auf den Absorber.

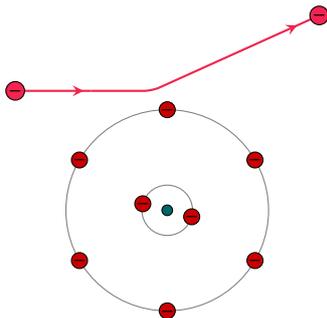
### Kleine Stoßparameter ( $\varrho \ll r_{\text{Atom}}$ )

Im Fall hoher Teilchenenergie kann das einlaufende geladene Teilchen die den Atomkern abschirmende Elektronenhülle durchdringen und direkt mit dem COULOMB-Feld des Kerns in Wechselwirkung treten. Dabei kann zum einen eine *elastische Kernstreuung* – auch als *COULOMB-Streuung* bezeichnet – stattfinden, bei der das Primärteilchen keine Energie verliert (siehe Abbildung B.9(d)). Dieser Effekt verbreitert den einlaufenden Teilchenstrahl, allerdings tritt diese elastische Kernstreuung relativ selten auf.

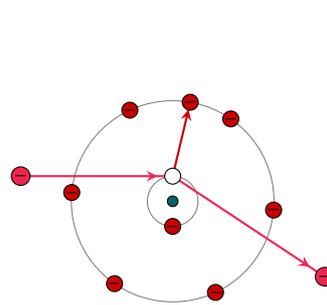
Bei der *inelastischen Kernstreuung* wird das einlaufende Teilchen unter Energieverlust im Kernfeld abgelenkt und es werden Bremsstrahlungsphotonen emittiert (siehe Abbildung B.9(e)). Dieser Prozess wird daher auch *Bremsstrahlungserzeugung* genannt, spielt jedoch nur bei Teilchen mit einer kleinen Masse wie Elektronen eine Rolle.

**Sehr kleine Stoßparameter ( $\varrho \approx r_{\text{Kern}}$ )**

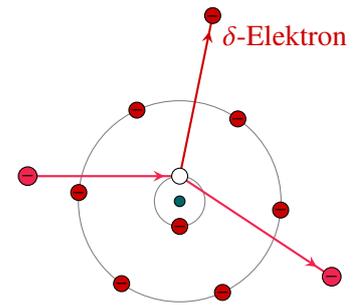
Liegt der Stoßparameter im Bereich des Kernradius, können auch direkte Wechselwirkungen mit dem Atomkern auftreten. Bei Leptonen – wie dem Elektron – ist dies ein Prozess, der nur über die Ladungswechselwirkung stattfindet. Das Lepton bleibt als freies Teilchen erhalten und wird nicht im Atomkern absorbiert. Bei Hadronen kommt es auch zu Wechselwirkungen über die starken Kernkräfte. Die dabei übertragene Energie kann dazu führen, dass einzelne Nukleonen oder Nukleonengruppen aus dem Kern emittiert werden oder geeignete Kerne auch gespalten werden (siehe Abbildung B.9(f)). Da diese Prozesse jedoch eher selten vorkommen, spielen sie keine dominierende Rolle beim Energieverlust geladener Teilchen in Materie.



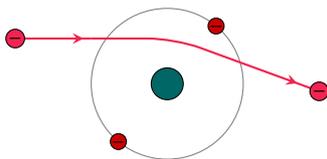
(a) Bei der *elastischen Streuung* kommt es zur Wechselwirkung des einlaufenden geladenen Teilchens mit der Elektronenhülle. Dabei verliert das Teilchen nur einen geringen Teil seiner Energie. Die Hülle wird nicht ionisiert oder angeregt.



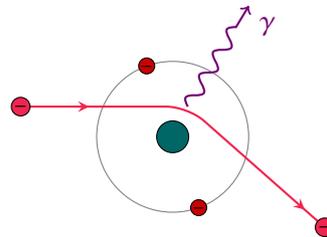
(b) Durch Stöße der einlaufenden geladenen Teilchens mit Hüllenelektronen kann ein solches angeregt werden. Das Primärteilchen verliert einen Teil seiner Energie und ändert seine Flugrichtung.



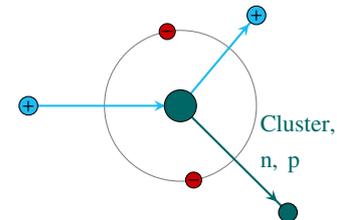
(c) Ein Zweierstoß kann auch Hüllenelektronen aus der Hülle entfernen und diese somit ionisieren. Das Primärteilchen wird aus seiner Bahn abgelenkt, das aus der Hülle gestoßene sogenannte  $\delta$ -Elektron ist selbst zu weiteren Ionisationen fähig.



(d) Bei der *elastischen Kernstreuung* wird das einlaufende geladene Teilchen ohne Energieverlust gestreut. Dieser Prozess geschieht jedoch relativ selten.



(e) Bei der *inelastischen Kernstreuung* oder *Strahlungsbremung* wird das einlaufende geladene Teilchen im Kernfeld abgelenkt und emittiert dabei einen Teil seiner Energie in Form eines Photons.



(f) Schwere geladene Teilchen wie Hadronen können bei der direkten Wechselwirkung mit dem Atomkern anders als Elektronen Nukleonen oder Nukleonengruppen (Cluster) aus dem Kern auslösen.

**Abbildung B.9:** Schematische Darstellung der Wechselwirkungen geladener Teilchen mit Materie.

**B.1.6 Schwächung von geladener Teilchenstrahlung**

Die Wahrscheinlichkeiten der einzelnen Wechselwirkungen geladener Teilchen mit Materie sind abhängig von der Energie und der Art der Teilchen sowie von den Eigenschaften des Absorbers. Vor allem ist die Masse des geladenen Teilchens für Wechselwirkungen mit einem Richtungswechsel der Teilchen

relevant. Schwere Teilchen werden bei Stößen mit den wesentlich leichteren Wechselwirkungspartnern – den Elektronen in der Hülle – nur wenig aus ihrer Einfallsrichtung abgelenkt. Andererseits sind die Impulsüberträge durch Elektronen auf Absorberatome ungeachtet der erheblichen Ablenkwinkel wegen des Massenverhältnisses der Stoßpartner deutlich geringer als bei schweren Teilchen.

Schwere Teilchen erzeugen wegen ihrer großen Ruhemasse bei gleicher kinetischer Energie wie Elektronen vergleichsweise wenig Bremsstrahlung, sind oft mehrfach geladen und verändern beim Durchgang durch Materie unter Umständen ihren Ladungszustand.

Der Energieverlust geladener Teilchen kann entweder durch Stoßbremsung oder durch Strahlungsbremsung erfolgen. Das *totale Bremsvermögen* für geladene Teilchen in einem Medium  $\mathcal{S}_{\text{tot}}$  ist über den Quotienten des gesamten mittleren Energieverlustes  $dE$  durch alle Wechselwirkungsprozesse und der dabei im Absorber zurückgelegten Wegstrecke  $dw$  als

$$\mathcal{S}_{\text{tot}} = \left( \frac{dE}{dw} \right)_{\text{tot}} = \mathcal{S}_{\text{col}} + \mathcal{S}_{\text{rad}} \quad (\text{B.3})$$

definiert und setzt sich aus dem *Stoßbremsvermögen*  $\mathcal{S}_{\text{col}}$  und dem *Strahlungsbremsvermögen*  $\mathcal{S}_{\text{rad}}$  zusammen.

Wegen der annähernden Proportionalität des totalen Bremsvermögens  $\mathcal{S}_{\text{tot}}$  zur Dichte  $\rho$  wird in der praktischen Strahlungsphysik der Quotient aus Bremsvermögen und Dichte – das *Massenbremsvermögen*  $\mathcal{M}_{\text{tot}}$  – gebraucht. Dieses setzt sich additiv aus dem *Massenstoßbremsvermögen*  $\mathcal{M}_{\text{col}}$  und dem *Massenstrahlungsbremsvermögen*  $\mathcal{M}_{\text{rad}}$  zusammen.

$$\mathcal{M}_{\text{tot}} \equiv \left( \frac{\mathcal{S}_{\text{tot}}}{\rho} \right)_{\text{tot}} = \left( \frac{\mathcal{S}_{\text{tot}}}{\rho} \right)_{\text{col}} + \left( \frac{\mathcal{S}_{\text{tot}}}{\rho} \right)_{\text{rad}} \equiv \mathcal{M}_{\text{col}} + \mathcal{M}_{\text{rad}}$$

### Stoßbremsvermögen

Das lineare Stoßbremsvermögen  $\mathcal{S}_{\text{col}}$  ist analog zu Gleichung (B.3) als Quotient aus dem Energieverlust eines geladenen Teilchens durch inelastische Stöße und der dabei im Absorber zurückgelegten Wegstrecke definiert. Beschrieben werden kann dieser Energieverlust durch die BETHE-BLOCH-Gleichung. BETHE und BLOCH legten den quantentheoretischen Grundstein für die Behandlung des Energieverlustes. Im Laufe der Zeit wurde die ursprüngliche Formel mit Korrekturen für die sich während des Durchgangs durch Materie ändernde Kinematik der Teilchen verfeinert.

Für geladene Teilchen mit der Ladungszahl  $z$  und der Geschwindigkeit  $\beta$  ergibt sich mit der Kernladungszahl  $Z$  und der Massenzahl  $A$  des Mediums sowie seiner Dichte  $\rho$  und von der Teilchengeschwindigkeit und der Masse abhängigen Funktionstermen  $\mathcal{T}_{\text{col}}(\beta)$ , die Korrekturen für hohe und niedrige Energien enthalten, die BETHE-BLOCH-Gleichung nach [KW16, Abschn. 3.2] zu:

$$\mathcal{S}_{\text{col}} = \left( \frac{dE}{dw} \right)_{\text{col}} \propto \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \mathcal{T}_{\text{col}}(\beta) .$$

**Abhängigkeit des Stoßbremsvermögens von der Teilchenladung** Das Stoßbremsvermögen  $\mathcal{S}_{\text{col}}$  ist proportional zum Quadrat der elektrischen Ladungszahl  $z$  des einlaufenden Teilchens. Allerdings kann sich die Ladung eines schweren Teilchens durch Interaktion mit der durchlaufenen Materie ändern.

Diese mitunter komplexen Wechselwirkungen werden durch eine mittlere effektive Ladungszahl  $z_{\text{eff}}$  berücksichtigt. Sehr langsame schwere Teilchen fangen Hüllenelektronen der Absorberatome ein und können dadurch elektrisch neutral werden. Damit ist eine Energieabgabe an den Absorber nur noch durch Stöße mit den Atomkernen möglich; das Bremsvermögen des Absorbers spielt dann keine Rolle mehr.

**Abhängigkeit des Stoßbremsvermögens von der Teilchenenergie** Im nichtrelativistischen Energiebereich kann das Stoßbremsvermögen  $S_{\text{col}}$  auch ausgedrückt werden über

$$S_{\text{col}} = \left( \frac{dE}{dw} \right)_{\text{col}} \propto \rho \frac{Z}{A} z^2 \frac{m}{E} ;$$

der Funktionsterm  $\mathcal{T}_{\text{col}}$  ist ungefähr konstant, die reziprok quadratische Abhängigkeit von der Geschwindigkeit in der BETHE-BLOCH-Gleichung kann über den Kehrwert der massenspezifischen Energie  $E/m$  ausgedrückt werden. [Kri04, Abschn. 7.1] Das Stoßbremsvermögen eines Absorbers ist demnach für alle Teilchen derselben *massenspezifischen Energie* und derselben Ladung gleich.

Bei der Abnahme der Energie aufgrund des Durchgangs durch Materie steigt der Energieverlust pro Wegstrecke quadratisch an (siehe Abbildung B.10). Bei schweren Teilchen ist zunächst dasselbe Verhalten zu beobachten; allerdings fällt das Stoßbremsvermögen nach Erreichen eines Maximums bei Energien zwischen 0,1 MeV und 0,8 MeV wieder ab. Dies wird durch einen entsprechenden Korrekturterm, der im Funktionsterm  $\mathcal{T}_{\text{col}}(\beta)$  enthalten ist, berücksichtigt. [OP14, Abschn. 32.2] Dieser wird Schalenkorrektur genannt und gewinnt an Bedeutung, wenn die Geschwindigkeit von Protonen klein gegen die der Hüllenelektronen der Absorberatome ist. [Ber+05, Abschn. 3.5]

Bei hohen Energien, wenn sich die Teilchengeschwindigkeit der Lichtgeschwindigkeit nähert, wird das Geschwindigkeitsverhältnis  $\beta$  konstant. Ebenso wird die massenspezifische Energie konstant. Allerdings steigt der Funktionsterm  $\mathcal{T}_{\text{col}}$  mit der Energie weiter an, sodass das Stoßbremsvermögen dennoch zunimmt (siehe Abbildung B.10).

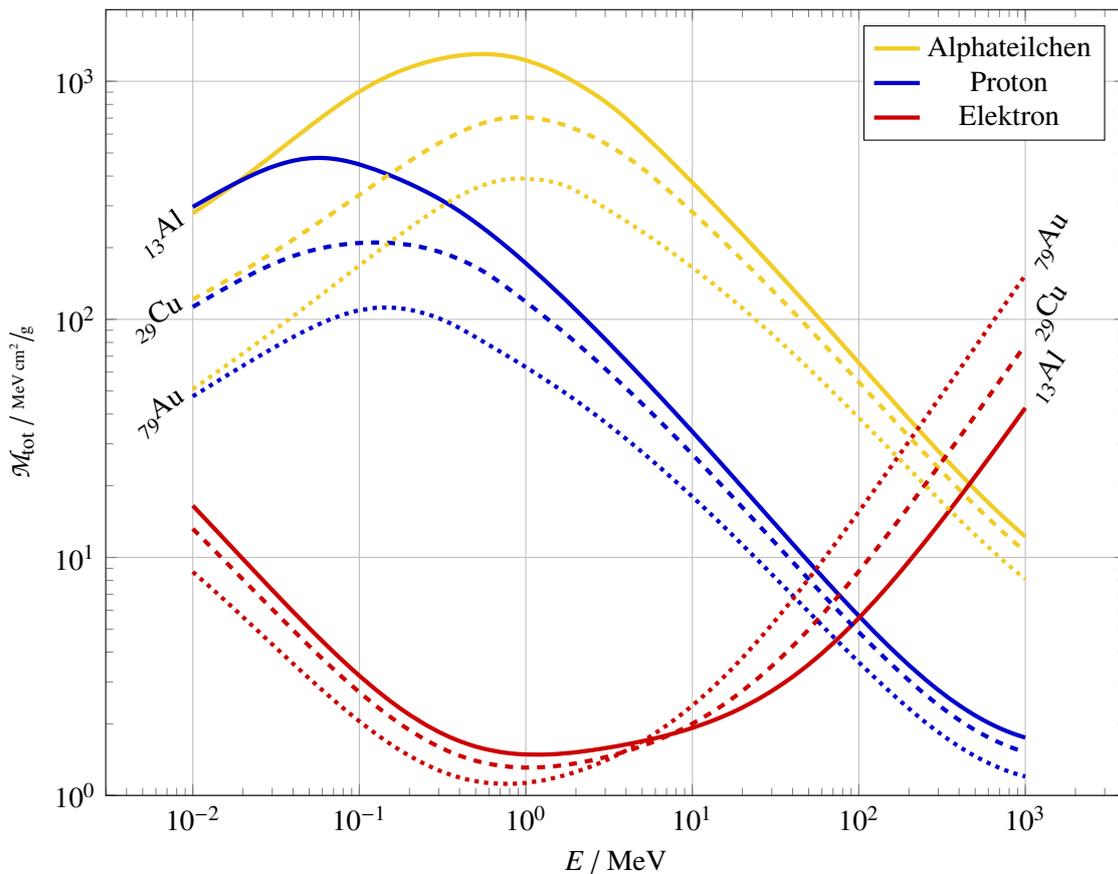
**Abhängigkeit des Stoßbremsvermögens von der relativen Ladungszahl des Absorbers** Das Stoßbremsvermögen  $S_{\text{col}}$  hängt von der relativen Ladungszahl  $Z/A$  der Absorberatome ab. Dieses Verhältnis ist für die meisten leichten und mittelschweren chemischen Elemente nahezu konstant. Daher wird bei solchen Elementen nur eine sehr geringe Abhängigkeit des Stoßbremsvermögens von der relativen Ladungszahl des Absorbers erwartet, was sich auch mit den Messungen des Stoßbremsvermögens deckt (siehe Abbildung B.11).

Bei hohen Ordnungszahlen verringert sich wegen des dann auftretenden deutlichen Neutronenüberschusses die relative Ladungszahl mit zunehmender Massenzahl. Außerdem liegen bei schweren Atomen höhere Elektronenbindungsenergien der inneren Hüllenelektronen vor, sodass die Wahrscheinlichkeit für Wechselwirkungen der einlaufenden geladenen Teilchen mit den inneren Elektronen abnimmt. Daher ist das Stoßbremsvermögen für schwere Elemente kleiner als das für leichte (siehe Abbildung B.11).

**Abhängigkeit des Stoßbremsvermögens von der Absorberdichte** Die in der BETHE-BLOCH-Gleichung vorkommende Proportionalität des Stoßbremsvermögens  $S_{\text{col}}$  zur Absorberdichte  $\rho$  gilt bei relativistischen Geschwindigkeiten nicht mehr exakt. Mit zunehmender Absorberdichte nimmt das Stoßbremsvermögen stattdessen ab (siehe Abbildung B.11), was mit der sogenannten Dichtekorrektur in den Funktionstermen berücksichtigt wird. Dem Effekt zugrunde liegt die Polarisation der Absorberatome durch das relativistisch verzerrte elektrische Feld des einlaufenden geladenen Teilchens. Der Polarisationsgrad ist von der lokalen Ladungsdichte und damit auch der Dichte des Absorbers abhängig. Durch die polarisierten Atome tritt eine abschirmende Wirkung weiter von der Teilchenbahn entfernter Bereiche auf, was das Bremsvermögen des Absorbers reduziert.

### Strahlungsbremsvermögen

Durch die Ablenkung – und somit Beschleunigung – von geladenen Teilchen im COULOMB-Feld eines Atomkerns oder Hüllenelektrons verlieren die Teilchen Energie in Form von Bremsstrahlungsphotonen.



**Abbildung B.10:** Massenbremsvermögen  $\mathcal{M}_{\text{tot}}$  für Elektronen, Protonen und Alphateilchen in verschiedenen Absorbermaterialien (Aluminium  ${}_{13}\text{Al}$ , Kupfer  ${}_{29}\text{Cu}$  und Gold  ${}_{79}\text{Au}$ ) (Messdaten von [Ber+05]). Die Abhängigkeit des Massenbremsvermögens von der Teilchenladung wird anhand der Kurven des Protons und des Alphateilchens verdeutlicht. Auch der Unterschied in der Abhängigkeit des Massenbremsvermögens von der Energie zwischen leichten und schweren Teilchen kann erkannt werden.

Der Verlust wird mit zunehmender Bewegungsenergie und abnehmendem Stoßparameter größer. Er spielt daher nur für relativistische, leichte Teilchen eine Rolle – also fast ausschließlich für Elektronen. Für das Strahlungsbremsvermögen  $\mathcal{S}_{\text{rad}}$  ergibt sich

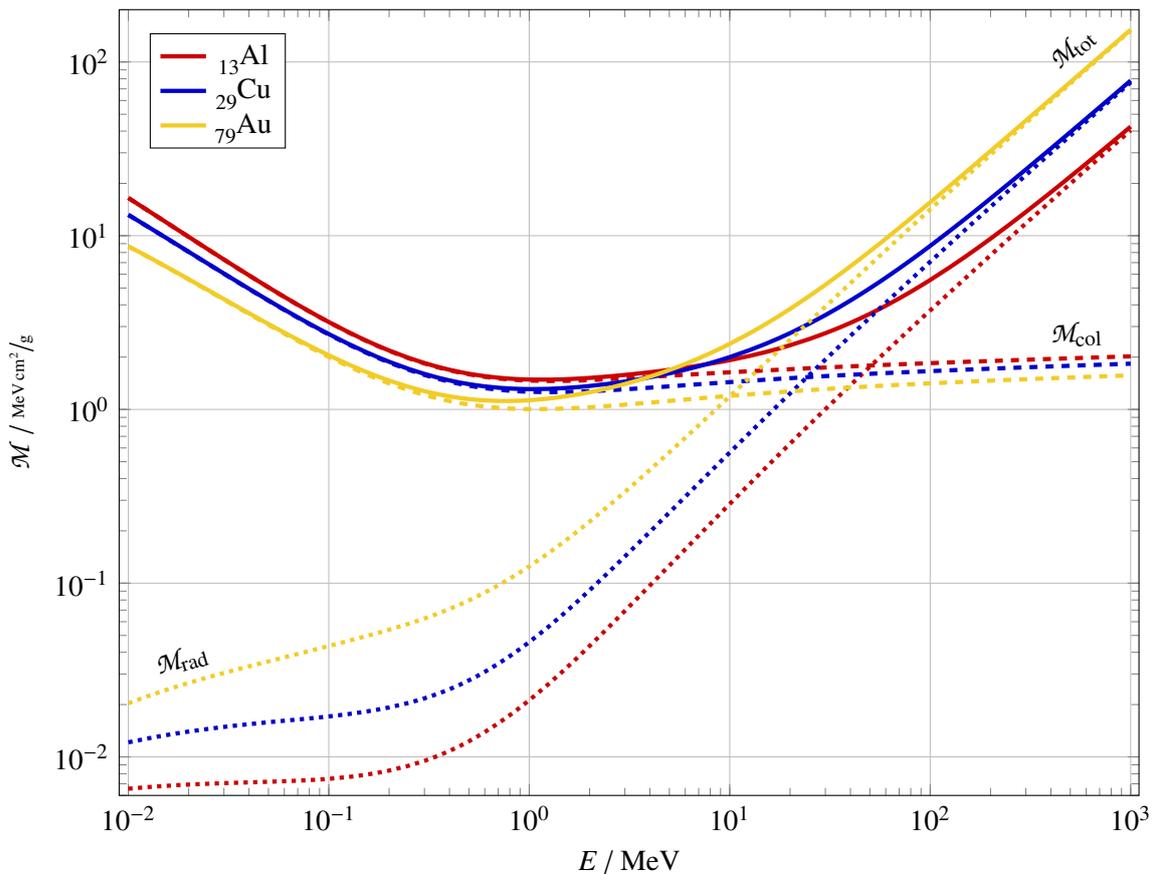
$$\mathcal{S}_{\text{rad}} = \left( \frac{dE}{dw} \right)_{\text{rad}} = \rho N_A r_e^2 \alpha \frac{Z^2}{A} E_{\text{ges}} (\mathcal{K}_{\text{rad}} + \mathcal{E}_{\text{rad}}) .$$

Dabei ist  $\alpha$  die Feinstrukturkonstante,  $E_{\text{ges}}$  die Gesamtenergie des einlaufenden Elektrons und  $\mathcal{K}_{\text{rad}}$  bzw.  $\mathcal{E}_{\text{rad}}$  der Skalierung dienende Funktionsterme für Strahlungsbremsung an Kernen bzw. Elektronen.

Für andere geladene Teilchen mit der Ladung  $z e$  und der Teilchenmasse  $m$  ergibt sich folgende Proportionalität:

$$\mathcal{S}_{\text{rad}} = \left( \frac{dE}{dw} \right)_{\text{rad}} \propto \rho \left( \frac{z e}{m} \right)^2 \frac{Z^2}{A} E_{\text{ges}} .$$

Aus diesem Grund spielt bei schweren geladenen Teilchen wie Protonen oder Alphateilchen das Strahlungsbremsvermögen gegenüber dem Stoßbremsvermögen eine untergeordnete Rolle. Im Gegensatz zu dem Effekt bei Elektronen ist das Strahlungsbremsvermögen daher bei nichtrelativistischen Protonen und schwereren Teilchen zu vernachlässigen.



**Abbildung B.11:** Massenbremsvermögen  $\mathcal{M}_{\text{tot}}$ , Massenstoßbremsvermögen  $\mathcal{M}_{\text{col}}$  und Massenstrahlungsbremsvermögen  $\mathcal{M}_{\text{rad}}$  in Abhängigkeit der Energie  $E$  für Elektronen in verschiedenen Absorbermaterialien (Aluminium  $^{13}\text{Al}$ , Kupfer  $^{29}\text{Cu}$  und Gold  $^{79}\text{Au}$ ) (Messdaten von [Ber+05]). Die geringe Abhängigkeit des Massenstoßbremsvermögens vom Absorbermaterial wird deutlich. Auch wird ersichtlich, dass mit steigender Dichte das Massenstoßbremsvermögen abnimmt, während das Massenstrahlungsbremsvermögen mit steigender Dichte zunimmt. Zudem dominiert das Massenstrahlungsbremsvermögen bei Energien oberhalb von 1 MeV das Massenstoßbremsvermögen, welches in diesem Bereich wegen der quadratisch reziproken Abhängigkeit zum Geschwindigkeitsverhältnis  $\beta$  konstant ist.

Darüber hinaus ist das Strahlungsbremsvermögen in Materialien mit geringer Dichte  $\rho$  und geringer Ordnungszahl  $Z$  wegen der quadratischen Abhängigkeit letzterer zu vernachlässigen gegenüber demjenigen in Materialien mit hoher Ordnungszahl  $Z$  (siehe Abbildung B.11).

### Massenbremsvermögen

In Abbildung B.10 ist das totale Massenbremsvermögen  $\mathcal{M}_{\text{tot}}$  in Abhängigkeit der Energie eines einlaufenden geladenen Teilchens (Elektronen, Protonen und Alphateilchen) in verschiedenen Materialien dargestellt. Abbildung B.11 zeigt das Massenstoßbremsvermögen  $\mathcal{M}_{\text{col}}$  und das Massenstrahlungsbremsvermögen  $\mathcal{M}_{\text{rad}}$  für Elektronen in verschiedenen Materialien.

Dadurch werden die diskutierten Abhängigkeiten der Bremsvermögen von der Teilchenenergie und -ladung sowie der Ladung und Dichte des Absorbers ersichtlich.

## B.2 Radioaktivität

*Radioaktivität* ist die Eigenschaft instabiler Atomkerne, spontan Strahlung zu emittieren, um durch die damit verbundene Energieabgabe aus dem instabilen Zustand in einen stabileren überzugehen oder sich sogar in einen anderen Kern umzuwandeln. Der Umwandlungsprozess wird auch als *radioaktiver Zerfall* bezeichnet; Nuklide<sup>5</sup> mit instabilen Kernen als Radionuklide. Die Umwandlung geschieht statistisch und kann für einen einzelnen Atomkern nicht vorhergesagt werden.

Tritt die Kernumwandlung ohne vorherige Einwirkung auf den Atomkern ein, liegt *natürliche* oder *spontane* Radioaktivität vor. *Künstliche* oder *induzierte* Radioaktivität liegt hingegen dann vor, wenn durch äußere Einflüsse stabile Nuklide radioaktiv werden.

### B.2.1 Zeitgesetz für die radioaktive Umwandlung

Die Zerfallsrate oder *Aktivität* einer radioaktiven Probe ist der statistische Erwartungswert der Änderungsrate  $d\mathcal{N}$  der vorhandenen Atomkerne in der Zeit  $dt$ . Die Einheit der Aktivität ist das Becquerel (Bq).

$$\mathcal{A} = \left\langle \frac{d\mathcal{N}}{dt} \right\rangle \quad [\mathcal{A}] = \frac{1}{s} = \text{Bq} \quad (\text{B.4})$$

Da die Kernumwandlungen statistischen Gesetzen gehorchen, lässt sich für einen einzelnen Kern nur die Wahrscheinlichkeit dafür angeben, in welchem Zeitintervall dieser seinen Zustand ändert. Diese Wahrscheinlichkeit wird durch die *Zerfallskonstante*  $\lambda$  angegeben. In einem Ensemble von bestimmten Nukliden lässt sich damit ein Gesetz ableiten, das das Zerfallsverhalten des Ensembles beschreiben kann. Die Anzahl identischer instabiler Kerne  $\mathcal{N}$  in einem Ensemble, die sich nur auf eine einzige Art umwandeln, nimmt pro Zeiteinheit  $dt$  um  $d\mathcal{N}$  ab. Diese Abnahme ist proportional zur Zahl der instabilen Kerne im Ensemble  $\mathcal{N}$  und zur Zerfallskonstanten  $\lambda$ .

$$\frac{d\mathcal{N}}{dt} = -\lambda \mathcal{N} \quad (\text{B.5})$$

Die Lösung dieser Differenzialgleichung ist

$$\mathcal{N}(t) = \mathcal{N}_0 \exp(-\lambda t) ,$$

wobei  $\mathcal{N}_0$  die Anzahl der Kerne zum Zeitpunkt  $t = 0$  ist. Da die Ableitung aus Gleichung (B.5) gerade der Definition der Aktivität aus Gleichung (B.4) entspricht, kann auch geschrieben werden:

$$\mathcal{A}(t) = \mathcal{A}_0 \exp(-\lambda t) .$$

Die Zeit, in der die Aktivität einer Probe auf die Hälfte der Anfangsaktivität  $\mathcal{A}_0$  abgenommen hat, wird *Halbwertszeit*  $t_{1/2}$  genannt und ist definiert über:

$$t_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} .$$

<sup>5</sup> Eine Art von Atomen, deren Kerne eine bestimmte Anzahl von Protonen  $Z$  und eine bestimmte Anzahl von Neutronen  $N$  enthalten, wird *Nuklid* genannt.

Der Kehrwert der Zerfallskonstanten wird als mittlere *Lebensdauer*  $\tau$  des Zerfalls bezeichnet; es gilt:

$$\tau = \frac{1}{\lambda} = \frac{t_{1/2}}{\ln 2} .$$

Damit kann die Aktivität  $\mathcal{A}$  oder die Zahl der Restkerne  $\mathcal{N}$  auch über

$$\mathcal{A}(t) = \mathcal{A}_0 \exp\left(-\ln 2 \frac{t}{t_{1/2}}\right) \quad \text{und} \quad \mathcal{N}(t) = \mathcal{N}_0 \exp\left(-\ln 2 \frac{t}{t_{1/2}}\right)$$

ausgedrückt werden.

### B.2.2 Radioaktive Umwandlungsarten

Ein Nuklid X wird durch die Angabe



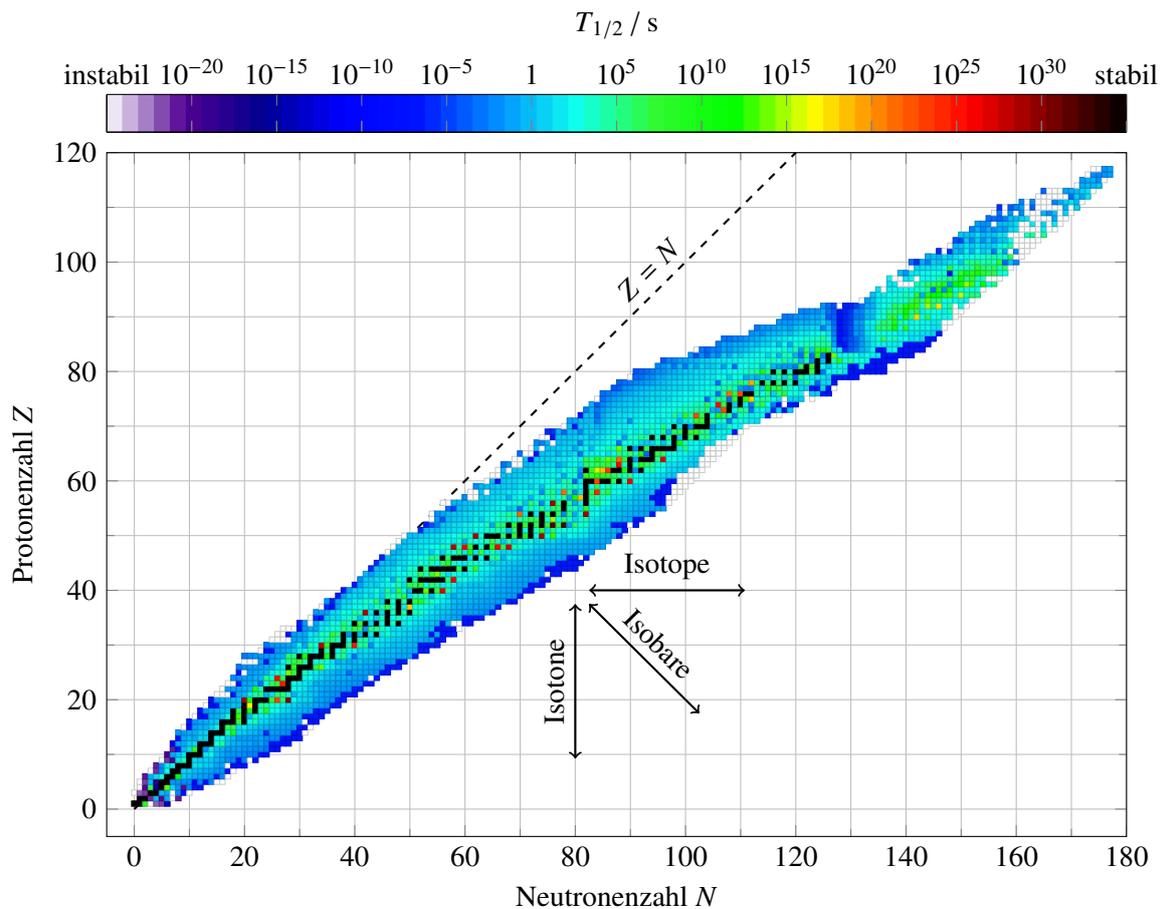
beschrieben. Dabei ist X das Elementsymbol, A die *Massenzahl* (Summe von Protonen- und Neutronenzahl), Z die *Ordnungszahl* (Zahl der Protonen) und N die *Neutronenzahl* (Differenz von Massen- und Ordnungszahl). Der Index Y bezeichnet entweder einen Ionisationszustand (z. B. 2+) oder einen energetischen Anregungszustand (\*). Außerdem werden *Isomere* durch ein m hinter der Massenzahl gekennzeichnet.

Nuklide können je nach Anzahl ihrer Protonen und Neutronen in verschiedene Klassen eingeteilt werden. Diese Klassifizierung ist in Tabelle B.1 gezeigt.

Klasse	Charakteristik	Beispiele
Isotope	gleiche Protonenzahl Z	${}^{31}_{15}\text{P}_{16}, {}^{32}_{15}\text{P}_{17}$
Isobare	gleiche Massenzahl A	${}^{31}_{15}\text{P}_{16}, {}^{31}_{14}\text{Si}_{17}$
Isotone	gleiche Neutronenzahl N	${}^{31}_{15}\text{P}_{16}, {}^{33}_{17}\text{Cl}_{16}$
Isodiaphere	gleicher Neutronenüberschuss $N - Z$	${}^{31}_{15}\text{P}_{16}, {}^{27}_{13}\text{Al}_{14}$
Spiegelkerne	Neutronenzahl und Protonenzahl vertauscht $Z \leftrightarrow N$	${}^{31}_{15}\text{P}_{16}, {}^{31}_{16}\text{S}_{15}$
Isomere	unterschiedliche langlebige innere Zustände	${}^{234m}_{91}\text{Pa}_{143}$

**Tabelle B.1:** Nuklide und deren auf die Protonen- und Neutronenzahl bezogene Einteilung in Klassen.

Um bekannte Nuklide anschaulich darzustellen, wird auf Diagramme zurückgegriffen, die die Neutronenzahl N gegen die Ordnungszahl Z auftragen. Solche Diagramme werden auch als *Nuklidkarte* bezeichnet (siehe Abbildung B.12). Bei stabilen Kernen mit kleinen Ordnungszahlen ist Protonen- und Neutronenzahl nahezu gleich, weshalb sie in der Nuklidkarte auf einer Geraden  $Z = N$  liegen. Stabile Kerne zeigen einen mit der Ordnungszahl zunehmenden Neutronenüberschuss, da beim Aufbau von Atomkernen die starke elektrische Abstoßung der Protonen in schweren Kernen durch eine überproportionale Anzahl an Neutronen kompensiert werden muss. Stabile Kerne haben im Vergleich zu den Nukliden rechts und links der Stabilitätslinie ein Maximum an Bindungsenergie. Die Linie der stabilen Elemente wird wegen der in der Regel negativ interpretierten Bindungsenergie als *Stabilitätstal* bezeichnet. [Kri04, Abschn. 3.1] An den durch dieses Tal definierten Hängen liegen die instabilen, weniger stark gebundenen Nuklide. Durch radioaktive Umwandlung geben diese ihre Energie ab und wandern dabei in Richtung



**Abbildung B.12:** Nuklidkarte, eingefärbt nach der Halbwertszeit  $T_{1/2}$ . Aufgetragen ist die Neutronenzahl  $N$  gegen die Protonenzahl  $Z$  (Daten von [NNDC]). Durch die gestrichelte Gerade  $Z = N$  wird der mit der Ordnungszahl zunehmende Neutronenüberschuss ersichtlich. Die stabilen Kerne liegen auf einer leicht nach unten gekrümmten Kurve. Beispielhaft dargestellt sind die beiden parallel zu den Achsen verschobenen Geraden, entlang derer Isotope (hier  $Z = 40$ ) und Isotone (hier  $N = 80$ ) zu finden sind. Ebenso ist eine Gerade gezeigt, entlang derer Isobare (hier  $A = 120$ ) liegen.

### Stabilitätstal.

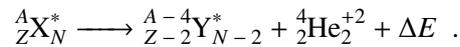
Es gibt eine Vielzahl radioaktiver Umwandlungsarten – im üblichen Sprachgebrauch als radioaktiver Zerfall bezeichnet. Die Zerfälle lassen sich in verschiedene Kategorien einteilen.

Eine radioaktive Umwandlung ist wegen des Energieerhaltungssatzes nur dann möglich, wenn das Mutternuklid eine größere Bindungsenergie hat als das Tochternuklid. Die frei werdende Energie tritt dann in Form von kinetischer Energie der emittierten Teilchen, als Rückstoßenergie des Mutternuklids oder als Anregungsenergie auf. Die Bindungsenergien von Mutter- und Tochternuklid müssen bei der Energiebilanz beachtet werden. Außerdem ist eine radioaktive Umwandlung den Gesetzen der Ladungs-, Teilchenzahl-, Impuls- und Drehimpulserhaltung unterworfen.

### B.2.3 Alphazerfall

Wird ein Nuklid unter Emission eines Alphateilchens (ein Helium-Isotop  ${}^4_2\text{He}^{+2}$ , welches doppelt ionisiert ist) umgewandelt, wird vom *Alphazerfall* gesprochen. Die Protonenzahl  $Z$  und die Neutronenzahl  $N$  vermindern sich um je zwei, die Massenzahl  $A$  demnach um vier. Beim Alphazerfall treten keine

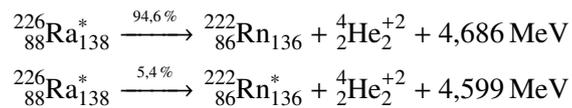
Teilchenumwandlungen auf. Daher findet er ausschließlich über die starke Wechselwirkung statt. Bei einem Mutternuklid X, das durch den Alphazerfall in das Tochternuklid Y umgewandelt wird, gilt allgemein mit der frei werdenden Energie  $\Delta E$ :



Das entstehende Tochteratom hat einen anfänglichen Elektronenüberschuss, der sich jedoch durch einen Ladungsausgleich durch Wechselwirkung mit der umgebenden Materie abbaut.

Alphateilchen haben mit 28,29 MeV die größte Bindungsenergie aller leichten Nuklide. Innerhalb schwerer Atome können sich sogenannte Alphacluster bilden, das Nuklid kann also aus einem Verbund mehrerer Alphateilchen bestehen. Die bei dieser internen Bildung von Alphateilchen frei werdende Energie kann zur inneren Anregung des Nuklids führen. Aus diesen angeregten Zuständen können Alphateilchen den Atomkern spontan verlassen. Je höher die Energie des internen Zustands des Alphateilchens ist, desto höher ist auch die Wahrscheinlichkeit dafür, dass das Alphateilchen die COULOMB-Barriere, welche durch die Überlagerung der starken Kernkraft und der abstoßenden COULOMB-Kraft entsteht, durchtunneln<sup>6</sup> kann.

Ein Beispiel für den Alphazerfall ist der Zerfall des Radium-Isotops  ${}^{226}_{88}\text{Ra}$ . Dieses Isotop wandelt sich in das Radon-Isotop  ${}^{222}_{86}\text{Rn}$  um. Dabei findet der Zerfall zu 94,6 % in den Grundzustand und zu 5,4 % in den angeregten Zustand des Radon-Isotops statt.



Das Alphateilchen, das aus dem Zerfall in den angeregten Zustand des Radon-Isotops entsteht, hat eine geringere Energie als dasjenige, das beim Zerfall in den Grundzustand erzeugt wird.

## B.2.4 Betazerfall

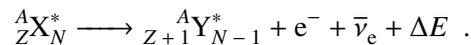
Beim *Betazerfall* wandelt sich ein Nuklid in einen benachbarten isobaren Kern um. Dabei entstehen zwei Leptonen, die den Kern verlassen. Beim *Beta-Minus-Zerfall* entsteht aus einem Neutron n ein Proton p, ein Elektron  $-\beta^-$ -Teilchen genannt – und ein Elektron-Antineutrino  $\bar{\nu}_e$ . Beim *Beta-Plus-Zerfall* wird ein Proton p in ein Neutron n, ein Positron  $-\beta^+$ -Teilchen genannt – und ein Elektron-Neutrino  $\nu_e$  umgewandelt. Betazerfälle werden durch die schwache Wechselwirkung vermittelt.

Die beim Umwandlungsprozess frei werdende Energie wird als kinetische Energie auf die entstehenden Teilchen und den Tochterkern verteilt. Diese statistische Verteilung der Bewegungsenergie führt dazu, dass das Betateilchen eine beliebige Energie im Intervall von Null bis zur maximal zur Verfügung stehenden Energie erhalten kann. [Kri04, Abschn. 3.1]

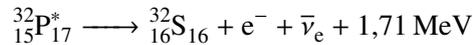
Ein *Beta-Minus-Zerfall* tritt in der Regel dann auf, wenn ein Radionuklid einen Neutronenüberschuss gegenüber stabilen Kernen aufweist. Da sich ein Neutron in ein Proton umwandelt, sinkt die Neutronenzahl um eins, während die Protonenzahl um eins steigt; die Massenzahl bleibt demnach konstant. Für die

<sup>6</sup> Ein klassisches Teilchen würde von einer Potentialbarriere endlicher Höhe reflektiert, wenn dessen Energie kleiner ist als die Höhe der Barriere. Ein quantenmechanisches Teilchen hingegen hat nach der Quantentheorie eine endliche Wahrscheinlichkeit, die Barriere zu überwinden, selbst wenn dessen Energie geringer ist als die Höhe der Barriere. Dies wird als *Tunneleffekt* bezeichnet. [Sch02, Abschn. 3.3]

Umwandlung eines Mutternuklids X durch den Beta-Minus-Zerfall in das Tochternuklid Y gilt:

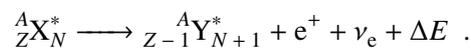


Ein Beispiel für den Beta-Minus-Zerfall ist die Umwandlung des Phosphor-Isotops  ${}^{32}_{15}\text{P}$  in das Schwefel-Isotop  ${}^{32}_{16}\text{S}$ .

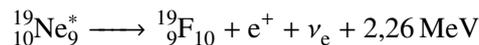


Die maximale Energie des Betateilchens ist dabei 1,71 MeV.

Hat ein Atomkern eines Nuklids einen im Vergleich zu einem isobaren Nachbarn energetisch ungünstigen Mangel an Neutronen, kann ein Proton spontan in ein Positron und ein Neutron umgewandelt werden. Es wird beim *Beta-Plus-Zerfall* demnach die Protonenzahl um eins verringert und die Neutronenzahl um eins erhöht, sodass die Massenzahl auch hier konstant bleibt. Für die Umwandlung eines Mutternuklids X durch den Betazerfall in das Tochternuklid Y gilt:



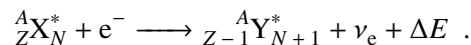
Ein Beispiel für den Beta-Plus-Zerfall ist die Umwandlung des Neon-Isotops  ${}^{19}_{10}\text{Ne}$  in das Fluor-Isotop  ${}^{19}_9\text{F}$ .



Die maximale Energie des Betateilchens ist dabei 2,26 MeV.

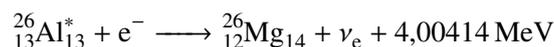
### B.2.5 Elektroneneinfang

Eine weitere Möglichkeit eines Atomkerns einen möglichen Protonenüberschuss abzubauen, ist der *Elektroneneinfang*. Bei diesem Prozess wird ein Elektron aus einer inneren Schale der Elektronenhülle vom Atomkern eingefangen. Ein Proton des Kerns wird dadurch in ein Neutron und ein Neutrino umgewandelt. Dabei vermindert sich die Protonenzahl um eins, wohingegen die Neutronenzahl um eins steigt. Der durch die schwache Wechselwirkung vermittelte Prozess tritt immer dann spontan auf, wenn ein Beta-Plus-Zerfall energetisch nicht möglich ist. Beim Elektroneneinfang wird ein Mutternuklid X in das Tochternuklid Y umgewandelt, welches das gleiche Tochternuklid ist wie bei einem Beta-Plus-Zerfall desselben Mutternuklids:



Im Anschluss an diesen Prozess tritt wegen des beim Tochternuklid fehlenden Elektrons in der Hülle charakteristische Photonenstrahlung oder eine Emission von AUGER-Elektronen auf.

Ein Beispiel für den Elektroneneinfang ist die Umwandlung des Aluminium-Isotops  ${}^{26}_{13}\text{Al}$  in das Magnesium-Isotop  ${}^{26}_{12}\text{Mg}$ .

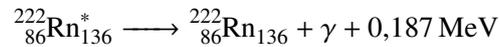


### B.2.6 Gammazerfall

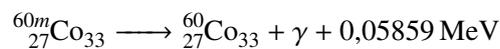
Ein radioaktiver Zerfall muss nicht mit der Emission von Teilchen mit Masse verbunden sein. Reicht die Anregungsenergie nicht für die Emission aus, kann das Mutternuklid diese Energie in Form von hochenergetischer Photonenstrahlung – sogenannter *Gammastrahlung* – abgeben. Allerdings wird weder

die Massenzahl noch die Protonen- oder Neutronenzahl des Nuklids verändert, sodass kein Tochternuklid entsteht. Daher ist der durch die elektromagnetische Wechselwirkung vermittelte *Gammazerfall* im eigentlichen Sinn keine radioaktive Umwandlung.

Beispielsweise gibt das angeregte Radon-Isotop  $^{222}_{86}\text{Rn}^*$ , welches aus dem Alphazerfall des Radium-Isotops  $^{226}_{88}\text{Ra}$  entsteht, Gammastrahlung ab, um den Grundzustand zu erreichen.



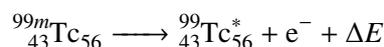
Häufig entstehen nach radioaktiven Umwandlungsprozessen mit Teilchenemission angeregte Nuklide. Diese angeregten Zustände können in sehr vielfältigen Konfigurationen auftreten und verschiedene Halbwertszeiten aufweisen. In seltenen Fällen sind diese Anregungszustände metastabil; das Nuklid wird als Isomer bezeichnet. Ein Beispiel ist das Cobalt-Isotop  $^{60m}_{27}\text{Co}$ , welches im isomeren Zustand durch Gammazerfall in  $^{60}_{27}\text{Co}$  umgewandelt wird. Dieses unterläuft einen Betazerfall zum Nickel-Isotop  $^{60}_{28}\text{Ni}$ .



### B.2.7 Innere Konversion

Neben dem Gammazerfall kann ein Atomkern auch ohne Photonenemission überschüssige Energie abgeben. Ist die Wahrscheinlichkeit für einen Gammazerfall wegen komplexer Nukleonenkonfigurationen oder geringer Anregungsenergie sehr klein, erfolgt die Abregung über einen *Innere Konversion* genannten Prozess. Bei diesem Prozess wird die Anregungsenergie direkt auf ein inneres Hüllenelektron übertragen, vor allem bei schweren Elementen mit hohen Massenzahlen, da bei solchen Nukliden die Elektronendichte an der Kernoberfläche größer ist als bei leichten. Die damit einhergehende Aufenthaltswahrscheinlichkeit von Hüllenelektronen am Ort des Kerns ermöglicht die direkte Aufnahme der Anregungsenergie durch ein Elektron, das als *Konversionselektron* bezeichnet wird. Das Elektron wird dadurch aus der Atomhülle entfernt; das Atom somit einfach positiv ionisiert. Es werden folgend charakteristische Photonen oder AUGER-Elektronen ausgesandt. Das Mutternuklid ändert dabei nur seinen Energiezustand, nicht jedoch seine Massen-, Protonen- und Neutronenzahl. Die Innere Konversion ist ein direkter Konkurrenzprozess zum Gammazerfall.

Das über Betazerfall des Molybdän-Isotops  $^{99}_{42}\text{Mo}$  gebildete Technetium-Isomer  $^{99m}_{43}\text{Tc}$  zerfällt mit einer Wahrscheinlichkeit von 99,9963 % über die Innere Konversion.



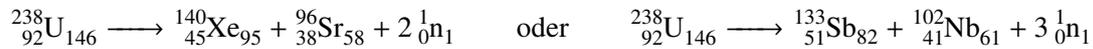
Das Konversionselektron hat dabei Energien im Bereich von 1,6286 keV bis 142,56 keV. Die erstgenannte Energie tritt dabei in 87,6 % der Fällen auf. Der angeregte Zustand wird durch den Gammazerfall in den Grundzustand umgewandelt. [BT11]

### B.2.8 Spontane Kernspaltung

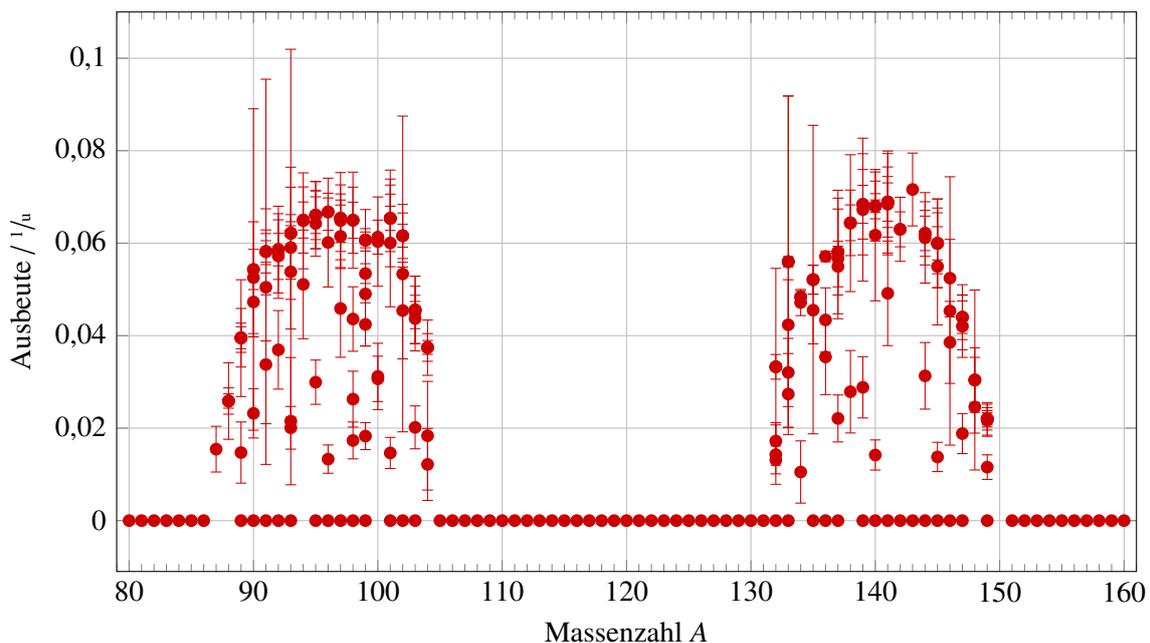
Besonders schwere Nuklide, die auf der Nuklidkarte weit vom Stabilitätstal entfernt sind, können einer *Spontanen Kernspaltung* unterliegen. Dabei wird das Mutternuklid ohne äußere Einwirkung in zwei oder selten auch mehr, meist mittelschwere Kerne gespalten.

Die Wahrscheinlichkeit zur Spaltung kann um viele Größenordnungen erhöht werden, wenn einem schweren Nuklid Anregungsenergie zugeführt wird. Dieser Prozess wird als *Induzierte Kernspaltung* bezeichnet und technisch meist durch den Beschuss des Nuklids mit Neutronen realisiert.

Die Spontane Spaltung erfolgt – wie die Induzierte Spaltung auch – bevorzugt asymmetrisch. Dies führt zu meist verschiedenen großen Spaltprodukten. Die Massenverteilung dieser Nuklide folgt einer Kurve mit zwei Maxima – am Beispiel von  $^{238}_{92}\text{U}$  in Abbildung B.13 gezeigt. Das Uran-Isotop  $^{238}_{92}\text{U}$  kann neben dem Alphazerfall auch mit einer Wahrscheinlichkeit von  $5,5 \cdot 10^{-5} \%$  [NNDC] durch Spontane Kernspaltung beispielsweise in Isotope von Xenon und Strontium oder Antimon und Niob zerfallen.



Spontane Spaltung tritt meist als konkurrierende Zerfallsart bei schweren Nukliden auf, kann aber auch wie beim Curium-Isotop  $^{250}_{96}\text{Cm}_{154}$  mit einer Wahrscheinlichkeit von 74 % [NNDC] die dominierende Zerfallsart sein.



**Abbildung B.13:** Massenverteilung der Spaltfragmente bei der spontanen Spaltung von  $^{238}_{92}\text{U}$  (Messdaten von [ER11]). Die Massen der Spaltfragmente sind asymmetrisch verteilt. Bei Massenzahlen um  $A = 90$  und um  $A = 140$  liegen die Maxima der Verteilung.

## B.2.9 Natürliche Radioaktivität

Natürlich vorkommende Radionuklide lassen sich in zwei Gruppen einteilen; zum einen die *primordialen* Radionuklide, die schon zur Zeit der Entstehung des Planeten Erde gebildet wurden, zum anderen die *kosmogenen* Radionuklide, die in den oberen Schichten der Erdatmosphäre durch den Beschuss stabiler Nuklide mit kosmischer Strahlung ständig neu entstehen.

Primordiale Radionuklide entstanden zur Zeit der Elementbildungsphase der kosmischen und irdischen Materie. Sie müssen extreme, mit dem kosmischen Alter vergleichbare Halbwertszeiten aufweisen, damit sie heute noch nachgewiesen werden können. Heute existieren noch ungefähr dreißig [Kri04, Abschn. 3.3] primordiale Radionuklide.

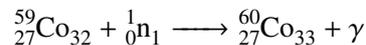
Der aus dem Weltraum auf die Erdatmosphäre treffende Strom hochenergetischer ionisierender Strahlung sorgt durch deren Wechselwirkung mit den Atomen in der Atmosphäre für ein sekundäres Strahlungsfeld. Dieses enthält geladene und ungeladene Teilchen, die als Teilchenschauer auf Flächen von bis zu

einigen Quadratkilometern auf die Erdoberfläche treffen. Zum Teil werden jedoch auch Atomkerne der Atmosphäre durch die Sekundärteilchen in radioaktive Kerne umgewandelt.

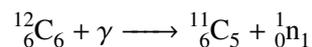
### B.2.10 Künstliche Radioaktivität

Neben den natürlich vorkommenden Radionukliden, gibt es noch künstlich erzeugte. Diese werden vor allem in der Strahlentherapie im medizinischen, und der Materialprüfung im technischen Bereich verwendet. Um stabile Nuklide in Radionuklide umzuwandeln, muss deren Neutronen-Protonen-Verhältnis gestört werden. Kernreaktionen durch den Einfang von Neutronen oder Protonen können stabile Nuklide aktivieren. Ebenso Spaltung oder Spallation schwerer Kerne ist ein möglicher Prozess, um Radioaktivität zu induzieren. Beide Methoden werden technisch zur Erzeugung radioaktiver Präparate genutzt.

Die Aktivierung durch Beschuss eines stabilen Nuklids mit Neutronen ist dabei die wichtigste technisch genutzte Methode. Es werden dabei meist Radionuklide erzeugt, die einem Beta-Minus-Zerfall unterliegen, und ausreichend lange Halbwertszeiten zur späteren medizinischen oder technischen Nutzung aufweisen. Das Cobalt-Isotop  ${}_{27}^{60}\text{Co}$ , welches sowohl in der Strahlentherapie als auch in der Materialprüfung zum Einsatz kommt, wird beispielsweise in Kernreaktoren durch Einfang thermischer Neutronen erzeugt.



Auch Kernphotoreaktionen können ein stabiles Nuklid aktivieren. Zum Beispiel kann das Kohlenstoff-Isotop  ${}_{6}^{11}\text{C}_5$  durch ein auf das Isotop  ${}_{6}^{12}\text{C}$  geschossenes hochenergetisches Photon erzeugt werden.





# Literaturverzeichnis

---

- [And86] H. Anderson, *Metropolis, Monte Carlo and the MANIAC*, Los Alamos Science **14** (1986) 96.
- [And91] P. Andreo, *Monte Carlo techniques in medical radiation physics*, Physics in Medicine and Biology **36.7** (1991) 861.
- [Bat10] H. Bateman, *Solution of a system of differential equations occurring in the theory of radioactive transformations*, Proceedings of the Cambridge Philosophical Society, Mathematical and physical sciences **15** (1910) 423.
- [Beh+07] T. Behnke, E. Garutti, I.-M. Gregor, T. Haas, U. Kötz, I.-A. Melzer-Pellmann, N. Meyners, J. Mnich und F. Sefkow, *Test Beams at DESY*, EUDET-Memo-2007-11, DESY, 2007.
- [Ber+05] M. Berger, J. Coursey, M. Zucker und J. Chang, *ESTAR, PSTAR, and ASTAR: Computer Programs for Calculating Stopping-Power and Range Tables for Electrons, Protons, and Helium Ions*, Version 1.2.3, National Institute of Standards and Technology (2005), URL: <http://physics.nist.gov/Star>.
- [Bes17] C. Bepin Valero, *Characterization of new CMOS Pixel Detectors in LFoundry and Toshiba Technology*, Masterarbeit in Vorbereitung: Universität Bonn, 2017.
- [Bet53] H. Bethe, *Molière's Theory of Multiple Scattering*, Physical Review **89.6** (1953) 1256.
- [BfS] Bundesamt für Strahlenschutz, *Website des Bundesamts für Strahlenschutz*, URL: <http://www.bfs.de> (besucht am 24.02.2017).
- [Böh+14] T. Böhlen, F. Cerutti, M. Chin, A. Fassò, A. Ferrari, P. Ortega, A. Mairani, P. Sala, G. Smirnov und V. Vlachoudis, *The FLUKA Code: Developments and Challenges for High Energy and Medical Applications*, Nuclear Data Sheets **120** (2014) 211.
- [Bor00] M. Borland, *elegant: A Flexible SDDS-Compliant Code for Accelerator Simulation*, Light Source Notes (2000), LS-287.
- [Bro+00] I. N. Bronstein, K. A. Semendjajew, G. Musiol und H. Mühlig, *Taschenbuch der Mathematik*, 5. Aufl., Harri Deutsch, 2000.
- [BT11] E. Browne und J. Tuli, *Nuclear Data Sheets for A = 99*, Nuclear Data Sheets **112.2** (2011) 275.
- [BT17] R. Beck und U. Thoma, *Spectroscopy of baryon resonances*, EPJ Web of Conferences **134**, 02001 (2017).
- [Büc16] M. Büchel, *Strahldiagnose und automatisierte Strahllagekorrektur in der neuen externen Strahlführung für Detektortests*, Bachelorarbeit: Universität Bonn, 2016.
- [CST] CST – Computer Simulation Technology, *Website der Firma CST*, URL: <http://www.cst.com/> (besucht am 16.08.2016).

- [Del93] T. Delchar, *Vacuum Physics and Techniques*, Springer Netherlands, 1993.
- [Dem15] W. Demtröder, *Laser Spectroscopy 2: Experimental Techniques*, 5. Aufl., Springer Berlin Heidelberg, 2015.
- [Die17] Y. Dieter, *Setup and Characterization of the Test Beam Area for Pixel Detector Tests at ELSA*, Masterarbeit in Vorbereitung: Universität Bonn, 2017.
- [DMB] Deutsches Museum Bonn, *Website des Deutschen Museums Bonn über das 500 MeV Synchrotron*, URL: <http://www.deutsches-museum.de/bonn/sammlungen/elementares/01/02/atom-und-teilchenphysik/500-mev-synchrotron/> (besucht am 29.07.2017).
- [Don15] P. van Dongen, *Einführungskurs Mathematik und Rechenmethoden: Für Studierende der Physik und weiterer mathematisch-naturwissenschaftlicher Fächer*, Springer Fachmedien Wiesbaden, 2015.
- [DS12] W. Dunn und J. Shultis, *Exploring Monte Carlo Methods*, Academic Press, 2012.
- [E+78] C. Edelmann, H. Schneider u. a., *Vakuumphysik und -technik*, Akademische Verlagsgesellschaft Geest & Portig, 1978.
- [EPAL] European Pallet Association e.V., *Website der European Pallet Association EPAL*, URL: <https://www.epal-pallets.org/> (besucht am 03.07.2017).
- [ER11] T. England und B. Rider, *ENDF/B-VII.1 Evaluated Nuclear Data Library*, International Atomic Energy Agency (2011).
- [Fec28] G. Fechner, *Repertorium der organischen Chemie*, 2. Aufl., Lehrbuch der theoretischen und praktischen Chemie 2, Voß, 1828.
- [Fer+05] A. Ferrari, P. Sala, A. Fassò und J. Ranft, *FLUKA: a multi-particle transport code*, Version 2011, CERN 2005-10, INFN/TC\_05/11, SLAC-R-773, 2005.
- [Fro+16] F. Frommberger, N. Heurich, W. Hillert, T. Schiffer und M. Switka, *Single Electron Extraction at the ELSA Detector Test Beamline*, Proceedings, 7th International Particle Accelerator Conference (IPAC 2016), THPOW029.
- [Gar+16] M. Garcia-Sciveres, R. Carney, K. Dunne, D. Gnani, T. Heim, T. Hemperek, H. Krüger, A. Mekkaoui und V. Wallangen, *Results of FE65-P2 Pixel Readout Test Chip for High Luminosity LHC Upgrades*, Proceedings, 38th International Conference on High Energy Physics (ICHEP 2016).
- [Gen99] M. Genter, *Präparation von Teilchenstrahlen für Experimente der Hadronenphysik: langsame Extraktion an ELFE@DESY und ELSA, sowie Strahlkühlung an HERA*, Dissertation: Universität Bonn, 1999.
- [Gro+16] H. Grote, F. Schmidt, L. Deniau und G. Roy, *The MAD-X Program (Methodical Accelerator Design), User's Reference Manual*, Version 5.02.10, CERN, 2016.
- [GSW08] C. Grupen, T. Stroh und U. Werthenbach, *Grundkurs Strahlenschutz*, 4. Aufl., Springer Berlin Heidelberg, 2008.
- [GWK02] P. Grübl, H. Weigler und S. Karl, *Beton: Arten, Herstellung und Eigenschaften*, 2. Aufl., Wiley, 2002.
- [HB56] G. Hine und G. Brownell, *Radiation Dosimetry*, Academic Press Inc., 1956.

- [Hei14] D. Heiliger, *Erzeugung intensiver spinpolarisierter Elektronenstrahlen an der Beschleunigeranlage ELSA*, Dissertation: Universität Bonn, 2014.
- [Hen10] N. Henze, *Stochastik für Einsteiger: eine Einführung in die faszinierende Welt des Zufalls*, 9. Aufl., Vieweg + Teubner, 2010.
- [Hil+17] W. Hillert, A. Balling, O. Boldt, A. Dieckmann, M. Eberhardt, F. Frommberger, D. Heiliger, N. Heurich, R. Koop, F. Klarner, O. Preisner, D. Proft, T. Pusch, A. Roth, D. Sauerland, M. Schedler, J. F. Schmidt, M. Switka, J.-P. Thiry, J. Wittschen und S. Zander, *Beam and spin dynamics in the fast ramping storage ring ELSA: Concepts and measures to increase beam energy, current and polarization*, EPJ Web of Conferences **134**, 05002 (2017).
- [Hil06] W. Hillert, *The Bonn Electron Stretcher Accelerator ELSA: Past and future*, European Physical Journal A **28** (2006) 139.
- [Hin08] F. Hinterberger, *Physik der Teilchenbeschleuniger und Ionenoptik*, Springer Berlin Heidelberg, 2008.
- [HS04] J. Hubbell und S. Seltzer, *Tables of X-Ray Mass Attenuation Coefficients and Mass Energy-Absorption Coefficients*, Version 1.4, National Institute of Standards and Technology (2004), URL: <http://physics.nist.gov/xaamdi>.
- [HS08] I. Hertel und C. Schulz, *Atome, Moleküle und optische Physik 1: Atomphysik und Grundlagen der Spektroskopie*, Springer-Lehrbuch, Springer Berlin Heidelberg, 2008.
- [HY98] G. Hale und P. Young, *JEFF-3.1.2 Evaluated nuclear data library*, OECD Nuclear Energy Agency (1998).
- [I4B] FE-I4 Collaboration, *The FE-I4B Integrated Circuit Guide*, Version 2.3, CERN, 2012.
- [ICR07] International Commission on Radiological Protection, *Die Empfehlungen der Internationalen Strahlenschutzkommission (ICRP) von 2007*, ICRP-Veröffentlichung 103 (2007), Hrsg.: Bundesamt für Strahlenschutz.
- [ICR74] International Commission on Radiological Protection, *Conversion Coefficients for use in Radiological Protection against External Radiation*, ICRP Publication 74 (1996).
- [ICR90] International Commission on Radiological Protection, *1990 Recommendations of the International Commission on Radiological Protection*, ICRP Publication 60 (1990).
- [Inv] Autodesk Inventor, *Website der Firma Autodesk*, URL: <http://www.autodesk.de/> (besucht am 16.08.2016).
- [IZB13] InformationsZentrum Beton GmbH, *Beton der Druckfestigkeitsklasse C 30/37*, 2013, URL: <http://www.beton.org/>.
- [Jac98] J. D. Jackson, *Classical Electrodynamics*, 3. Aufl., Wiley, 1998.
- [Jan+16] H. Jansen, S. Spannagel, J. Behr, A. Bulgheroni, G. Claus, E. Corrin, D. Cussans, J. Dreyling-Eschweiler, D. Eckstein, T. Eichhorn, M. Goffe, I. M. Gregor, D. Haas, C. Muhl, H. Perrey, R. Peschke, P. Roloff, I. Rubinskiy und M. Winter, *Performance of the EUDET-type beam telescopes*, EPJ Techniques and Instrumentation **3.1** (2016).

- [JJ16] U. John und B. John, *Überprüfung des baulichen Strahlenschutzes in der Umgebung des neuen Experimentierplatzes E3 durch ortsdosimetrische Messungen an der Elektronenbeschleuniger-Anlage ELSA im Physikalischen Institut der Universität Bonn*, Bericht Nr. Uni Bonn/ELSA/§ 66 Strahlenschutzverordnung, 2016.
- [Joh88] C. Johnson, *Limits to the resolution of beam size measurement from fluorescent screens due to the thickness of the phosphor*, Techn. Ber. CN-366. SLAC-CN-366, SLAC, 1988, URL: <http://cds.cern.ch/record/190275>.
- [Joh90] C. Johnson, *The development and use of alumina ceramic fluorescent screens*, Techn. Ber. CERN-PS-90-42-AR, CERN, 1990, URL: <https://cds.cern.ch/record/212834>.
- [Kaw07] K. Kawagoe, *Overview on Test Beam Facilities*, Proceedings, International Linear Collider Workshop (LCWS/ILC 2007).
- [Kla76] G. Klages, *Einführung in die Mikrowellenphysik*, 3. Aufl., Steinkopff, 1976.
- [Klu94] D. Kluxen, *Ein Hochfrequenz-Intensitätsmonitor für die Strahlführung des ELAN/SAPHIR-Experiments an ELSA*, Diplomarbeit: Universität Bonn, 1994.
- [KP89] H. Krieger und W. Petzold, *Strahlenphysik, Dosimetrie und Strahlenschutz: Band 2: Anwendungen in der Strahlentherapie und der klinischen Dosimetrie*, Teubner, 1989.
- [Kri04] H. Krieger, *Grundlagen der Strahlungsphysik und des Strahlenschutzes*, 2. Aufl., Teubner, 2004.
- [Kri11] H. Krieger, *Strahlungsmessung und Dosimetrie*, Vieweg+Teubner Verlag, 2011.
- [KW16] H. Kolanoski und N. Wermes, *Teilchendetektoren: Grundlagen und Anwendungen*, Springer Berlin Heidelberg, 2016.
- [LB05] D. Landau und K. Binder, *A Guide to Monte Carlo Simulations in Statistical Physics*, 2. Aufl., Cambridge University Press, 2005.
- [Lee04] S. Lee, *Accelerator Physics*, 2. Aufl., World Scientific, 2004.
- [LPP09] K. Lüders, R. Pohl und R. Pohl, *Pohls Einführung in die Physik: Band 2: Elektrizitätslehre und Optik*, 23. Aufl., Springer Berlin Heidelberg, 2009.
- [Maz+03] G. Mazzitelli, F. Sannibale, P. Valente, M. Vescovi, P. Privitera und V. Verzi, *Beam Instrumentation for the Single Electron DAΦNE Beam Test Facility*, Proceedings, 6th European Workshop on Beam Diagnostics and Instrumentation for Particle Accelerators (DIPAC 2003), CT03.
- [Meh79] W. Mehnert, *Bau und Test eines Faraday-Käfigs mit einem Uran-Absorber*, Diplomarbeit: Universität Bonn, 1979.
- [Mei+92a] H. Meinke, F. Gundlach, K. Lange und K. Löcherer, *Taschenbuch der Hochfrequenztechnik, Band 1: Grundlagen*, 5. Aufl., Springer Berlin Heidelberg, 1992.
- [Mei+92b] H. Meinke, F. Gundlach, K. Lange und K. Löcherer, *Taschenbuch der Hochfrequenztechnik, Band 2: Komponenten*, 5. Aufl., Springer Berlin Heidelberg, 1992.
- [Mim] Deutsches Elektronen-Synchrotron DESY, *EUDET-type beam telescopes*, URL: [https://telescopes.desy.de/Main\\_Page](https://telescopes.desy.de/Main_Page) (besucht am 10.01.2017).

- [Min] MiniTec, *Website der Firma MiniTec*,  
URL: <http://www.minitec.de> (besucht am 16. 12. 2016).
- [MM15] M. Marks und G. Markl, *Minerale und Gesteine, Mineralogie – Petrologie – Geochemie*, 3. Aufl., Springer Berlin Heidelberg, 2015.
- [Mül] Müller-Ahlhorn, *Website der Firma Dr. Dietrich Müller GmbH*, URL:  
<http://www.mueller-ahlhorn.com/de/Kapton.html> (besucht am 18. 11. 2016).
- [Net] Netlib Repository, *Netlib Repository at UTK and ORNL, MINPACK*,  
URL: <http://www.netlib.org/minpack/lmdif.f> (besucht am 07. 07. 2016).
- [NNDC] National Nuclear Data Center, *NuDat 2 database*, Version 6/1/2012,  
URL: <http://www.nndc.bnl.gov/nudat2/> (besucht am 20. 02. 2015).
- [Obe17] T. Obermann, *Performance evaluation of a fully depleted monolithic pixel detector chip in 150 nm CMOS technology*, Dissertation: Universität Bonn, 2017.
- [OP14] K. Olive und Particle Data Group, *Review of Particle Physics*,  
*Chinese Physics C* **38.9** (2014).
- [OSI] Open Source Initiative, *Website der Open Source Initiative*,  
URL: <https://opensource.org/> (besucht am 03. 03. 2017).
- [Pat09] S. Patzelt, *Eine neue externe Strahlführung für Detektortests an ELSA*,  
Diplomarbeit: Universität Bonn, 2009.
- [Pea90] S. Pearlstein, *ENDF/B-VI Evaluated Nuclear Data Library*,  
International Atomic Energy Agency (1990).
- [Pel00] M. Pelliccioni,  
*Overview of Fluence-to-Effective Dose and Fluence-to-Ambient Dose Equivalent Conversion Coefficients for High Energy Radiation Calculated Using the FLUKA Code*,  
*Radiation Protection Dosimetry* **88.4** (2000) 279.
- [Pfe] Pfeiffer, *Website der Firma Pfeiffer Vacuum*,  
URL: <https://www.pfeiffer-vacuum.com> (besucht am 01. 11. 2016).
- [PFH13a] D. Proft, F. Frommberger und W. Hillert,  
*Overview of the ELSA Accelerator Control System*,  
Proceedings, 14th International Conference on Accelerator & Large Experimental Physics Control Systems (ICALEPS 2013), THCOBB04.
- [PFH13b] D. Proft, F. Frommberger und W. Hillert, *The Accelerator Control System at ELSA*,  
Proceedings, 4th International Particle Accelerator Conference (IPAC 2013), THPEA002.
- [Pla] Plansee, *Website der Firma Plansee*,  
URL: <https://www.plansee.com/de/werkstoffe/wolfram-schwermetall.html>  
(besucht am 24. 10. 2016).
- [Pre07] O. Preisner, *Studien zur Magneto-optik am Bonner Elektronenbeschleuniger ELSA bei Energien bis 5 GeV*, Diplomarbeit: Universität Bonn, 2007.
- [Pup72] W. Pupp, *Vakuumtechnik – Grundlagen und Anwendungen*, 2. Aufl.,  
Verlag Karl Thieme, 1972.
- [Pus12] T. Pusch, *Bestimmung von Intensität und Position des extrahierten Elektronenstrahls an ELSA mittels Hochfrequenzresonatoren*, Dissertation: Universität Bonn, 2012.

- [Rah12] A. Rahn, *Strahlenschutz – Technik, Fachkudkurs für Strahlenschutzbeauftragte gemäß Fachkunderichtlinien Technik zur Strahlenschutzverordnung (StlSchV) und Röntgenverordnung (RöV)*, ecomed Sicherheit, 2012.
- [RöV] *Verordnung über den Schutz vor Schäden durch Röntgenstrahlen, Röntgenverordnung (RöV)*, Bundesgesetzblatt Jahrgang 2003 Teil I, S. 604.
- [Sau83] E. Sauter, *Grundlagen des Strahlenschutzes*, 2. Aufl., Karl Thiemig AG München, 1983.
- [Sch] T. Schiffer, Dissertation in Vorbereitung: Universität Bonn.
- [Sch02] F. Schwabl, *Quantenmechanik (QM I): Eine Einführung*, 6. Aufl., Springer-Lehrbuch, Springer Berlin Heidelberg, 2002.
- [Sch09] M. Schedler, *Optimierung von Hochfrequenz-Intensitätsmonitoren am Elektronenbeschleuniger ELSA*, Bachelorarbeit: Universität Bonn, 2009.
- [Sch14] T. Schiffer, *Erweiterung der optischen Strahldiagnose an der Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA*, Masterarbeit: Universität Bonn, 2014.
- [Sch15a] M. Schedler, *Intensitäts- und Energieerhöhung an ELSA*, Dissertation: Universität Bonn, 2015.
- [Sch15b] J. Schmidt, *palattice – a C++ library for particle accelerator lattices*, 2015, URL: <https://github.com/janfschmidt/palattice> (besucht am 22. 01. 2017).
- [SK17] H. Schmieden und F. Klein, *Photoproduction of Mesons*, EPJ Web of Conferences **134**, 03001 (2017).
- [SLH11] R. Schmidt, F. Lang und M. Heckmann, *Physiologie des Menschen – mit Pathophysiologie*, Springer-Lehrbuch, Springer Berlin Heidelberg, 2011.
- [SRS05] Stanford Research Systems, *MODEL SR830 DSP Lock-In Amplifier*, Version 2.2, 2005.
- [SRZ14] E. Schrüfer, L. Reindl und B. Zagar, *Elektrische Messtechnik: Messung elektrischer und nichtelektrischer Größen*, 11. Aufl., Carl Hanser Verlag GmbH & Company KG, 2014.
- [Stö00] H. Stöcker, *Taschenbuch der Physik: Formeln, Tabellen, Übersichten*, 4. Aufl., Harri Deutsch, 2000.
- [StrlSchV] *Verordnung über den Schutz vor Schäden durch ionisierende Strahlen, Strahlenschutzverordnung (StrlSchV)*, Bundesgesetzblatt Jahrgang 2001 Teil I, S. 1714.
- [Tan05] J. Tanabe, *Iron Dominated Electromagnets: Design, Fabrication, Assembly and Measurements*, World Scientific, 2005.
- [VAT] VAT, *Website der Firma VAT Vakuumventile AG*, URL: <http://www.vatvalve.com/> (besucht am 03. 11. 2016).
- [Vla09] V. Vlachoudis, *FLAIR: A Powerful But User Friendly Graphical Interface For FLUKA*, Proceedings, International Conference on Mathematics, Computational Methods & Reactor Physics (M&C 2009).
- [VS07] H.-G. Vogt und H. Schultz, *Grundzüge des praktischen Strahlenschutzes*, 4. Aufl., Carl Hanser Verlag München Wien, 2007.
- [Wan08] T. Wangler, *RF Linear Accelerators*, Wiley, 2008.

- [WAW82] M. Wutz, H. Adam und W. Walcher, *Theorie und Praxis der Vakuumtechnik*, 2. Aufl., Friedr. Vieweg & Sohn, 1982.
- [Wei99] D. Weisskopf, *Untersuchung, Implementierung und Einsatz des Levenberg-Marquardt-Algorithmus zur Analyse von Chip-Fertigungsdaten*, Diplomarbeit: Universität Tübingen, 1999.
- [Wie15] H. Wiedemann, *Particle Accelerator Physics*, Graduate Texts in Physics, Springer International Publishing, 2015.
- [Wil96] K. Wille, *Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen*, 2. Aufl., Teubner Studienbücher Physik, Stuttgart, 1996.
- [Wu07] G. Wu, *Analyse und Optimierung von ebenen frequenzselektiven Flächen*, Dissertation: Bergische Universität Wuppertal, 2007.
- [Zan13] S. Zander, *Optische Strahldiagnose an der Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA*, Dissertation: Universität Bonn, 2013.



# Abbildungsverzeichnis

---

1.1	Schematische Übersicht zum Teststrahl beim DESY . . . . .	2
1.2	Abhängigkeit der Teilchenrate von der Energie der Tertiärteilchen am Testplatz . . . . .	3
1.3	Logo von X3ED . . . . .	4
1.4	Beschleunigerzyklus im <i>Booster</i> modus . . . . .	5
1.5	Die Beschleunigeranlage ELSA . . . . .	6
2.1	Koordinatensystem in einem Beschleuniger . . . . .	8
2.2	Effektive Länge eines Magneten . . . . .	11
2.3	Ablenkung eines geladenen Teilchenstrahls in einem Dipolmagneten . . . . .	11
2.4	Feldlinienverlauf von Magneten . . . . .	12
2.5	Teilchenstrahl aus mehreren Einzelstrahlen . . . . .	16
2.6	Phasenellipse der Teilchenbewegung in der $x$ - $x'$ -Ebene . . . . .	17
2.7	Ladungsdichteverteilung in einem Elektronenstrahl . . . . .	18
3.1	Skizze zur Herleitung der Anforderungen an die Strahldivergenz . . . . .	20
3.2	Grundriss der ehemaligen Synchrotronlichtlabore . . . . .	21
3.3	Schematische Übersicht zu Layout 1 . . . . .	24
3.4	Legende des Magnetprofils einer Strahlführung . . . . .	25
3.5	Simulationsergebnis für eine kleine Strahlbreite bei Layout 1 . . . . .	25
3.6	Simulationsergebnis für eine kleine Strahlbreite bei kleiner Divergenz bei Layout 1 . . . . .	26
3.7	Simulationsergebnis für eine große Strahlbreite bei Layout 1 . . . . .	26
3.8	Schematische Übersicht zu Layout 2 . . . . .	27
3.9	Simulationsergebnis für eine kleine Strahlbreite bei Layout 2 . . . . .	27
3.10	Simulationsergebnis für eine große Strahlbreite bei Layout 2 . . . . .	28
3.11	Schematische Übersicht zu Layout 3 . . . . .	28
3.12	Simulationsergebnis für eine kleine Strahlbreite bei Layout 3 . . . . .	28
3.13	Simulationsergebnis für eine große Strahlbreite bei Layout 3 . . . . .	29
3.14	Abhängigkeit der minimalen Strahlbreite am Testplatz von derjenigen am Magnet QF3 . . . . .	30
4.1	Schematischer Ablaufplan der Optimierungsprogramme . . . . .	35
4.2	Mögliche Strahleinstellungen . . . . .	39
5.1	Schematische Übersicht zum Layout . . . . .	41
5.2	Genutzte Quadrupolmagnete . . . . .	42
5.3	Auswertungssachse bei den CST-Simulationen . . . . .	44
5.4	Simulationen zum Feldgradienten der Quadrupolmagnete . . . . .	45
5.5	Genutzter Dipolmagnet . . . . .	46
5.6	Magnetische Flussdichte des Ablenkmagneten . . . . .	47
5.7	Genutzte Korrektordipolmagnete . . . . .	48

5.8	Magnetische Flussdichte der Korrektordipolmagnete . . . . .	49
5.9	Ermittlung der effektiven Länge der Dipolmagnete . . . . .	50
5.10	Genutzte Strahlschirmmodelle . . . . .	51
5.11	Aufbau des Schirms S5 . . . . .	52
5.12	Intensitätsresonator . . . . .	56
5.13	Wasserklappe . . . . .	59
5.14	Beamshutter . . . . .	60
5.15	Der vordere und hintere Teil der Strahlführung . . . . .	61
5.16	Des Vakuumsystem . . . . .	63
5.17	Die externen Strahlführung X3ED . . . . .	68
5.18	Foto des ersten Teils der Strahlführung . . . . .	69
5.19	Foto des vorderen zweiten Teils der Strahlführung . . . . .	70
5.20	Foto des hinteren zweiten Teils der Strahlführung . . . . .	71
5.21	Foto des hinteren zweiten Teils der Strahlführung mit Blick Richtung Testplatz . . . . .	72
6.1	Beispiele zur Konstruktiven Festkörpergeometrie . . . . .	79
6.2	Forderungen für das Strahlenschutzkonzept . . . . .	81
6.3	Schnittbild des Strahlvernichters . . . . .	82
6.4	Baumaßnahmen im Syli-Keller . . . . .	85
6.5	Notausstiegsschacht . . . . .	86
6.6	Einhausung des Strahlvernichters . . . . .	87
6.7	Foto der Bleimauer vor dem Strahlvernichters . . . . .	88
6.8	Simulationsgeometrie von X3ED . . . . .	89
6.9	Verteilung der Fluenz bei X3ED . . . . .	89
6.10	Verteilung der Äquivalentdosen bei X3ED . . . . .	91
6.11	Erzeugte Radionuklide nach einer Bestrahlung . . . . .	93
6.12	Dosis durch den Zerfall der erzeugten Radionuklide . . . . .	94
6.13	Messergebnisse der Strahlenschutzabnahme . . . . .	95
7.1	Kontrollsystemmenü der Strahlführung . . . . .	99
7.2	Kontrollsystemmenü zum Vakuum . . . . .	99
7.3	Kontrollsystemmenü zu den Magneten . . . . .	100
7.4	Aufbau eines FARADAY-Bechers . . . . .	101
7.5	Elektronik zur Messung des Strahlstroms . . . . .	104
7.6	Fotos der Elektronik zur Messung des Strahlstroms . . . . .	105
7.7	Vergleichsmessung Strom Intensitätsresonator mit Strom FARADAY-Becher . . . . .	106
7.8	Bild eines beleuchteten Schirms . . . . .	108
7.9	Schema zur Bilderzeugung an einem Strahlschirm . . . . .	109
7.10	Beispielmessung zur Bestimmung der mittleren Abbildungsmaßstäbe . . . . .	110
7.11	Bild des Strahls und des Menüs zur Bestimmung von Strahlposition und -breite . . . . .	111
7.12	Schema zum Prinzip des Programms zur Zentrierung . . . . .	112
7.13	Messung der Strahlverschiebung an Schirm S1 . . . . .	116
7.14	Quadrupolscan von Magnet QF1 und Schirm S2 . . . . .	119
7.15	Schema zur Resonanzextraktion . . . . .	121
7.16	Bilder möglicher Strahlflecken am Testplatz . . . . .	123
7.17	Optischer Aufbau für den Niedrigintensitätsmodus . . . . .	124
7.18	Aufnahme eines Strahlprofils mit einem FE-I4b-Detektor . . . . .	125

---

A.1	Zwei Teilchenstrahlen . . . . .	130
B.1	Schema zum Photoeffekt . . . . .	140
B.2	Schema zur inkohärenten und kohärenten Streuung . . . . .	142
B.3	Schema zu Paarbildungsprozessen und zum Kernphotoeffekt . . . . .	143
B.4	Massenschwächungskoeffizient für verschiedene Atome . . . . .	145
B.5	Labor- und Schwerpunktsystem bei der Neutronenstreuung . . . . .	147
B.6	Relative Neutronenrestenergie bei elastischer Neutronenstreuung . . . . .	148
B.7	Totaler Wirkungsquerschnitt von Neutronen . . . . .	151
B.8	Schema zur Definition des Stoßparameters . . . . .	152
B.9	Schema zu Wechselwirkungen geladener Teilchen mit Materie . . . . .	153
B.10	Massenbremsvermögen für Elektronen, Protonen und Alphateilchen . . . . .	156
B.11	Massenstoß- und Massenstrahlungsbremsvermögen für Elektronen . . . . .	157
B.12	Nuklidkarte . . . . .	160
B.13	Massenverteilung der Spaltfragmente von Uran-238 . . . . .	164



# Tabellenverzeichnis

---

1.1	Eigenschaften von X3ED . . . . .	4
3.1	Strahlparameter am Anfang der Strahlführung . . . . .	23
3.2	Erreichbare Strahlbreiten am Testplatz bei den drei Layouts . . . . .	30
4.1	Bei den Simulationen genutzte maximale Quadrupolstärken . . . . .	37
5.1	Eigenschaften der beiden Quadrupolmagnettypen . . . . .	43
5.2	Eigenschaften des Dipolmagneten . . . . .	47
5.3	Eigenschaften der Korrektordipolmagnete . . . . .	48
5.4	Maße der <i>Chromox</i> -Scheiben . . . . .	52
5.5	Kenndaten des Intensitätsresonators . . . . .	55
7.1	Liste der verwendeten Netzgeräte . . . . .	98
7.2	HF-Bauteile für die Messelektronik . . . . .	103
7.3	Änderung der Signalleistung auf dem Weg zum Lock-In-Verstärker. . . . .	106
7.4	Dispersionsfunktionen an den Schirmen . . . . .	116
7.5	Strahlbreiten an den Schirmen bei der Multischirmmethode . . . . .	119
7.6	Emittanzen in beiden Ebenen . . . . .	120
7.7	Vergleich zwischen einer Simulationen und einer Messung der Strahlbreiten . . . . .	122
A.1	Zusammenhang zwischen unbeschränktem LET und Qualitätsfaktor . . . . .	133
A.2	Empfohlene Wichtungsfaktoren . . . . .	135
B.1	Klassen von Nukliden . . . . .	159



# Danksagung

---

Die Erstellung dieser Arbeit war nur dank der Unterstützung und Hilfsbereitschaft vieler großartiger Menschen möglich. Daher möchte ich an dieser Stelle allen danken, die zum Gelingen der vorliegenden Arbeit beigetragen haben – allen voran den Mitgliedern der ELSA-Gruppe. Einige dieser Menschen möchte ich stellvertretend persönlich erwähnen:

Herrn Prof. Dr. Wolfgang Hillert danke ich für die Möglichkeit der Promotion und die Vergabe des interessanten Themas sowie für die Betreuung während der vergangenen Jahre; außerdem für die Möglichkeit, selbstständig arbeiten zu dürfen, und für die Gewissheit, immer seine Unterstützung zu haben. Darüber hinaus spreche ich meinen Dank aus für seine leidenschaftlich gehaltenen Vorlesungen über Beschleunigerphysik, durch die ich erst auf die ELSA-Gruppe aufmerksam wurde.

Mein Dank gilt ferner Herrn Prof. Dr. Klaus Desch für die Übernahme des Koreferats. Auch Herrn Prof. Dr. Bastian Kubis und Herrn Prof. Dr. Olav Schiemann danke ich für ihre Bereitschaft, sich als Mitglieder der Promotionskommission zur Verfügung zu stellen.

Meinem Bürokollegen Thomas Perlitius danke ich für die angenehme Atmosphäre im *grünen* Büro. Auch die *Bachelor-Studenten* möchte ich nicht unerwähnt lassen – es war eine lustige und schöne Zeit. Stellvertretend für viele andere Kollegen danke ich meinen Kollegen Dennis Proft, Jens-Peter Thiry, Dennis Sauerland, Jan Schmidt und Michael Switka für die wunderbare Zeit, die wir zusammen hatten.

Für die Unterstützung bei den Strahlzeiten bin ich Herrn Dr. Frank Frommberger, Dennis Proft und Jens-Peter Thiry zu Dank verpflichtet. Sie standen mir immer hilfreich zur Seite mit ihrem umfangreichen Wissen über den Betrieb des Beschleunigers und bei der Erstellung der Menüs zur Steuerung der Strahlführung. Auch Herrn Dr. Andreas Dieckmann möchte ich danken für seine Hilfe beim Aufbau und der Inbetriebnahme der Elektronik für die Auslese des FARADAY-Bechers.

Die praktische Umsetzung meines Projektes wäre ohne die Hilfe und das beinahe unbegrenzte Engagement aller nichtwissenschaftlichen Mitglieder der ELSA-Gruppe für mein Projekt nicht möglich gewesen. Daher danke ich stellvertretend Franz Gerhard Engelmann, Philipp Hänisch und auch Bernold Neff für die erfolgreiche Zusammenarbeit.

Michael Brock danke ich für seinen unendlichen Ideenreichtum bei feinmechanischen Problemen, die HDR-Bilder und die angenehmen und lehrreichen Stunden sowie die Teezeremonien mit Miss Ellis Energiekugeln.

Für das Korrekturlesen und die konstruktiven Anmerkungen danke ich Thomas Perlitius, Dennis Proft, Jens-Peter Thiry, Dennis Sauerland, Jan Schmidt, Michael Switka und nicht zuletzt Miss Elli und meinem Bruder Tobias.

Schließlich danke ich meinen Eltern dafür, dass sie mir letztlich das Studium und die Promotion ermöglicht haben.

Mein größter und intensivster Dank geht an meine Mutter und meinen Bruder, die mich jederzeit unterstützten und ohne die eine erfolgreiche Promotion nicht möglich gewesen wäre. Ihr seid fantastisch!