

Entwicklung einer dynamischen Intensitätsregelung
für das Heidelberger Ionenstrahl-Therapiesynchrotron

Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades

der Naturwissenschaften

vorgelegt beim Fachbereich Physik (13)

der Johann Wolfgang Goethe-Universität

in Frankfurt am Main

von Dipl.-Phys. Christian Schömers

aus Schweinfurt

Frankfurt 2013

(D 30)

vom Fachbereich Physik (13) der

Johann Wolfgang Goethe-Universität als Dissertation angenommen.

Dekan: Prof. Dr. Joachim Stroth

Gutachter: Prof. Dr. Thomas Haberer

Prof. Dr. Ulrich Ratzinger

Datum der Disputation: 21.11.2013

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	vii
Tabellenverzeichnis	ix
Verzeichnis der verwendeten Fremdwörter und Abkürzungen	xi
1. Einleitung und Motivation	1
1.1. Tumorthherapie mit Ionen	1
1.1.1. Energieverlust der Projektile als Funktion der Eindringtiefe	1
1.1.2. Weitere Unterschiede zwischen Ionen und Photonen	3
1.2. Das <i>Rasterscan</i> -Verfahren	5
1.2.1. Longitudinale Strahlführung	5
1.2.2. Laterale Strahlführung und punktabhängige Dosismodulation	5
1.3. Motivation für die Verbesserung der Strahl-Intensität	7
1.3.1. Wahl der Strahlintensität	7
1.3.2. Auftretende Dosisunterschiede innerhalb einer IES	9
1.3.3. Ideale und reale Spillstruktur	10
1.4. Potenzial der Spillregelung	15
1.4.1. Vorteile bei konstanter Intensität	15
1.4.2. Vorteile der Rasterpunkt-individuellen Intensität	18
1.4.3. Zusammenfassung der Vorteile durch die Spillregelung	19
2. Grundlagen	21
2.1. Überblick über den HIT Beschleunigerkomplex	21
2.1.1. Koordinatensystem und Darstellung im Phasenraum	22
2.1.2. Magnettypen	23
2.1.3. Quellen, Nieder- und Mittel-Energiebereich	25
2.1.4. Synchrotron	26
2.1.5. Hoch-Energiebereich und Gantry	30
2.1.6. Prinzip der Ionisationskammern zur Intensitätsmessung	30
2.1.7. Auswahl der Beschleuniger-Parameter durch die Prozessdatengenerierung	33
2.2. Transversale Bahndynamik in Kreisbeschleunigern	36
2.2.1. Hillsche Differentialgleichung und ihre Lösungen	36
2.2.2. Bedeutung der Emittanz	38
2.2.3. Übergang zu normalisierten Koordinaten	39
2.2.4. Resonanzen	39

2.3.	Die langsame Resonanz-Extraktion	41
2.3.1.	Allgemeines Prinzip der langsamen Resonanz-Extraktion	41
2.3.2.	Extraktionsvarianten	44
2.3.3.	Verhalten der instabilen Ionen	49
2.4.	Beschreibung der <i>RF-Knockout</i> Extraktion bei HIT	51
2.4.1.	Aufbau des <i>RF-KO Exciters</i>	51
2.4.2.	Stärke der transversalen Anregung	52
2.4.3.	Variation der Anregungsstärke	53
2.4.4.	Gründe für abweichende Intensitätsverläufe	57
2.5.	Regelungstechnik	59
2.5.1.	Allgemeine Bemerkungen zur Regelungstechnik	59
2.5.2.	Eigenschaften verschiedener Übertragungsglieder	62
2.5.3.	Übertragungsfunktion, PID-Regler	65
2.5.4.	Methoden zum Auffinden der geeigneten Regelparameter	67
3.	Implementierung verschiedener Systeme zur Spillregelung bei HIT	69
3.1.	Prinzip der Spillregelung	69
3.1.1.	Genereller Aufbau	69
3.1.2.	Anforderungen an den Regler	72
3.1.3.	Anforderungen an die Regelparameter	74
3.1.4.	Grenzen der Spillregelung auf Grund von Totzeiten	76
3.1.5.	Verbesserung der Vorsteuerung mit Hilfe der Spillregelung	78
3.2.	Erster Testaufbau zur Spillregelung auf Basis einer Multifunktionskarte	81
3.2.1.	Bereitstellung des Soll- und Istwertes	81
3.2.2.	HIT-Multifunktionskarte als Regler	82
3.2.3.	Möglichkeiten und Grenzen des Aufbaus	83
3.3.	Zweiter Testaufbau zur Spillregelung auf Basis des HIT Echtzeit- <i>Ethernet</i> - Systems	84
3.3.1.	Das HIT Echtzeit- <i>Ethernet</i> -System	84
3.3.2.	Verwendung des Systems zur Spillregelung	86
3.3.3.	Quelle von Sollwert und Regelparametern	88
3.4.	Aufbau der Spillregelung mit <i>DIC</i>	89
3.4.1.	Genereller Aufbau des <i>DIC</i>	89
3.4.2.	Digitaler Regelalgorithmus des <i>DIC</i>	91
3.4.3.	Weitere Funktionalitäten des <i>DIC</i>	92
3.4.4.	Weitere Funktionalitäten des Stellgliedes <i>RF-KO Exciter</i>	93
3.5.	Erweiterung der Prozessdatengenerierung	95
3.5.1.	Randbedingungen für die Rasterpunkt-individuelle Intensität	95
3.5.2.	Möglichkeiten zur Definition der erlaubten Sollwert-Verläufe	96
4.	Ergebnisse und Diskussion	99
4.1.	Allgemeine Ergebnisse	99
4.1.1.	Verbesserung der Spillqualität durch die Regelung	99
4.1.2.	Einfluss der Regelung auf die Therapiequalität	101

4.1.3.	Auswirkungen eines falschen Timings	103
4.2.	Untersuchungen zu den Spillanstiegszeiten	105
4.2.1.	Anstiegszeit in Abhängigkeit der Regelparameter	105
4.2.2.	Kurze Anstiegszeit unter Vermeidung eines Überschwingens	107
4.2.3.	Vergleich der Anstiegszeiten mit und ohne Spillregelung	110
4.3.	Untersuchungen zur Spillqualität	112
4.3.1.	Spillqualität in Abhängigkeit der Regelparameter P und I	112
4.3.2.	Auswirkungen des D-Anteils	116
4.3.3.	Auswahl der Regelparameter unter Berücksichtigung aller Kriterien	116
4.4.	Untersuchungen zur Spillregelung mit variabler Führungsgröße	122
4.4.1.	Regelparameter bei variabler Führungsgröße	123
4.4.2.	Analyse auftretender Dosisprofile benachbarter Rasterpunkte	123
4.4.3.	Verzögerte Sollwertfolge	124
4.4.4.	Quantifizierung der durchschnittlichen Verzögerungszeit	125
4.4.5.	Zeitliche Verzögerung in Abhängigkeit der Sprunghöhe	126
4.4.6.	Analyse der Rasterpunkt-Bestrahlungszeiten	128
4.5.	Vergleich der Bestrahlungszeiten mit und ohne Spillregelung	132
4.5.1.	Ersparnis bei konstanter Führungsgröße	132
4.5.2.	Ersparnis bei variabler Führungsgröße	133
4.6.	Anwendung der Spillregelung auf andere Extraktionsvarianten	135
5.	Zusammenfassung und Ausblick	137
A.	Verwendete Patientenpläne	141
B.	Dosisverifikation	143
	Literaturverzeichnis	145
	Danksagung	151

Abbildungsverzeichnis

1.1.	Dosisprofile bei realistischen Bestrahlungsszenarien	4
1.2.	Prinzip des <i>Rasterscan</i> -Verfahrens	6
1.3.	Bestrahlungszeit eines Rasterpunktes	8
1.4.	Darstellung der Dosisunterschiede innerhalb einer Tumorschicht	9
1.5.	Bestrahlungszeit verschiedener Rasterpunkte	11
1.6.	Beispiel für eine realistische Dosisverteilung einer Tumorschicht	11
1.7.	Beispiel für einen theoretischen, konstanten Spill	12
1.8.	Beispiel für einen typischen Spill durch <i>Tune</i> -Verschiebung	12
1.9.	Typischer Intensitätsverlauf über den Extraktionszeitraum bei HIT	14
1.10.	Beispiel für einen idealen, Bestrahlungsplan-optimierten Spillverlauf	14
2.1.	HIT Beschleunigerkomplex	21
2.2.	Koordinatensystem der Beschleunigerphysik	22
2.3.	Quellenbereich des HIT-Beschleunigers	25
2.4.	Innenansichten der Linac-Komponenten. Links: Der HIT Radio-Frequenz- Quadrupol. Rechts: Der HIT Drift-Tube-Linac.	26
2.5.	HIT Synchrotron	27
2.6.	Synchrotron-Zyklus	28
2.7.	Ionisationskammer schematisch	31
2.8.	Mögliche Phasenraumellipsen der Teilchens	37
2.9.	Teilchenbewegungen in einer Separatrix	45
2.10.	<i>RF-KO Exciter</i> Steuereinheit schematisch	51
2.11.	Strahlverteilung in horizontaler Richtung	54
2.12.	Typischer Verlauf der <i>RF-KO Exciter</i> -Amplitude	56
2.13.	Schematische Darstellung von Steuerung, Regelung und ihrer Kombination	60
2.14.	Wirkungen konstanter Eingangsgrößen auf ein Übertragungsglied	63
3.1.	Schematische Übersicht zur Dosisapplikation mit Spillregelung	70
3.2.	Schematische Übersicht der auftretenden Totzeiten	76
3.3.	Reglerstellgröße und Fit nach Methode der Exponentialfunktionen	80
3.4.	Aufbau der Regelung mit einer IC am Beamdump	81
3.5.	Multifunktionskarte, Prinzip	82
3.6.	Aufbau der Regelung im Echtzeit- <i>Ethernet</i> -System	85
3.7.	Schema und Frontansicht <i>DIC</i>	90
3.8.	Regler-Stellgröße bei geringer Synchrotronfüllung	94
3.9.	Verschiedene Intensitätsprofile bei Sollwertabsenkung	97

Abbildungsverzeichnis

4.1. Regelung am Testaufbau Multifunktionskarte	100
4.2. Vergleich des geregelten und ungeregelten Intensitätsverlaufes	100
4.3. Vergleich der Strahlposition im Isozentrum	101
4.4. Timing der Regelung	104
4.5. Anstiegszeit des Spills als Funktion des Regelparameters K_p	106
4.6. Anstiegszeit des Spills als Funktion des Regelparameters T_n	106
4.7. Geregelter Spill ohne aktivierte <i>Reset</i> -Funktion	108
4.8. Spill mit aktivierter <i>Reset</i> -Funktion	109
4.9. Vergleich des Spillanstiegs	111
4.10. Spillgüte in Abhängigkeit der Regelparameter	113
4.11. Makroskopische Spillstruktur mit verschiedenen T_n -Werten im Vergleich	114
4.12. Mikroskopische Spillstruktur mit guten und schlechten Regelparametern im Vergleich	115
4.13. Geregelter Spill ohne D-Anteil	117
4.14. Geregelter Spill mit D-Anteil	118
4.15. Spills mit verschieden starken D-Anteilen	119
4.16. Abhängigkeiten des Regelparameters T_n von Strahl-Intensität und -Energie	121
4.17. Spill mit variabler Intensität	122
4.18. Spill mit verschiedenen Sollwerten, Detailausschnitt	124
4.19. Regelabweichung als Funktion einer Soll-Ist-Verschiebung	125
4.20. Verzögerungszeit in Abhängigkeit der Sprunghöhe	127
4.21. Rasterpunkt-Bestrahlungszeit ohne und mit aktivierter Regelung	129

Tabellenverzeichnis

1.1. Vergleich der <i>Delivery-Time</i> mit und ohne Spillregelung	17
1.2. Vergleich der Planlaufzeit mit und ohne Spillregelung	17
2.1. Parameter zur Berechnung des Stromsollwertes	32
2.2. HIT Intensitätsstufen	35
4.1. Vergleich der Homogenität	102
4.2. Sprünge im idealen Intensitätsniveau benachbarter Rasterpunkte	123
4.3. Vergleich der Plan-Bestrahlungszeiten bei konstanter Führungsgröße	133
4.4. Vergleich der Plan-Bestrahlungszeiten bei variabler Führungsgröße	134
A.1. Zur Analyse verwendete Patientenpläne	141
B.1. Dosisverifikation	143

Verzeichnis der verwendeten Fremdwörter und Abkürzungen

A/D-Wandler: *Analog-digital Wandler.*

Broadcast: Anlagenweites Signal, das die Strahleigenschaften und damit einen Beschleunigerzyklus charakterisiert.

D/A-Wandler: *Digital-analog Wandler.*

DCU: *Device Control Unit* Steuereinheit der Beschleunigerkomponenten, Schnittstelle zwischen dem Gerät und dem Beschleuniger-Kontrollsystem.

DDS: *Direct Digital Synthesizer* Gerät zur Frequenzerzeugung.

DIC: *Dynamic Intensity Control*, steht für das voll in den Beschleuniger integrierte Gerät zur Spillregelung.

IC: *Ionisation Chamber*, Ionisationskammer, Strahldiagnosevorrichtung zum Messen der Strahlintensität.

IES: *Iso-Energie-Schicht*, Tumorschichten einer Ionen-Eindringtiefe, ungefähr transversal zur Hauptflugrichtung der Ionen.

Interlock: Sicherheitsgerichtete, automatische Unterbrechung der Bestrahlung.

LWL: *Lichtwellenleiter.*

MEFI: *Masse (Ionensorte), Energie, Fokus, Intensität*, steht als Abkürzung für die vollständige Charakterisierung der relevanten Strahlparameter am Strahlziel. Dazu gehören neben den in der Abkürzung genannten noch Quelle, Ziel und Gantrywinkel.

MBP: *Machine Beam Plan*, Übersetzung des PBP in Anlagen-spezifische Parameter wie Kammerströme, Magnetströme der Scanner-Magnete etc.

PBP: *Physical Beam Plan*, enthält Iso-Energie-Schichten und Rasterpunkte. Hier sind die Zielparameter wie Teilchenbelegung pro Punkt, Position, Energie, Teilchenrate und Fokus festgelegt. Ergebnis der Bestrahlungsplanung, Anlagen-unabhängig.

PDG: *Prozessdatengenerierung*, übersetzt einen PBP in einen MBP.

RF-Knockout-Exciter: Bei HIT hauptsächlich maßgebendes Gerät für die Teilchenextraktion aus dem Synchrotron und damit für die Spillform.

Tabellenverzeichnis

Spill: Zeitliche Struktur des extrahierten Teilchenstrahls.

SPS: *Speicherprogrammierbare Steuerung*, zur Prozess-Automatisierung.

TCU: *Therapy Control Unit*, Therapiekontrolleinheit, koordiniert den Ablauf der Bestrahlung.

VCA: *Voltage Conotrolled Amplifier*, Spannungsgesteuerter Verstärker.

1. Einleitung und Motivation

1.1. Tumorthherapie mit Ionen

Für die Tumorbehandlung stehen heutzutage im Wesentlichen die Entfernung durch Operation, die Chemo- und die konventionelle Strahlentherapie zur Verfügung, sowie Kombinationen aus diesen drei Methoden. Trotz aller Fortschritte auf dem Gebiet der Krebsforschung sind mit diesen Methoden ca. 18 % der Tumoren bisher nicht behandelbar, obwohl sie gut lokalisiert sind und keine Metastasen bilden [1]. Für Patienten dieser Gruppe ist die Strahlentherapie mit Ionen eine neue Alternative.

Die Ionentherapie wird am Heidelberger Ionenstrahl Therapiezentrum (HIT) seit November 2009 durchgeführt. Das HIT ist die erste klinische Anlage in Europa, bei der neben Protonen auch schwerere Ionen, beispielsweise Kohlenstoff oder in Zukunft Sauerstoff und Helium im Kampf gegen den Krebs zum Einsatz kommen. Der Heidelberger Anlage ging ein mehrjähriges Pilotprojekt am GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH in Darmstadt voraus, wo bereits mehr als 400 Patienten mit Ionen behandelt wurden.

Eine Übersicht über die bisherigen Protonentherapieanlagen in Europa sowie die ersten klinischen Anlagen zur Ionentherapie weltweit gibt [2].

Zwischen der Strahlentherapie mit Ionen und der konventionellen Strahlentherapie mit Photonen gibt es einige prinzipielle Unterschiede, die es ermöglichen, die biologische Wirkung der applizierten Dosis im Tumorgewebe zu erhöhen, bei gleichzeitiger Schonung des umliegenden, gesunden Gewebes. Diese Unterschiede liegen in den physikalischen und biologischen Eigenschaften der jeweils verwendeten Projektile und werden in den kommenden Unterabschnitten kurz erläutert.

1.1.1. Energieverlust der Projektile als Funktion der Eindringtiefe

Sowohl bei der Therapie mit Photonen, als auch bei der mit Protonen und anderen Ionen, findet die Wechselwirkung des Primärprojektils hauptsächlich mit den Elektronen des Zielgewebes statt. Dabei werden über die unten beschriebenen Wechselwirkungsprozesse zunächst schnelle, freie Elektronen erzeugt, die ihrerseits in einer Kas-

1. Einleitung und Motivation

kade weitere Elektronen aus dem Zielgewebe auslösen. Diese Elektronenlawine bricht z. B. Wasserstoffbrücken-Bindungen der Moleküle auf und schädigt so Zellmembranen und insbesondere die DNA.

Der Hauptunterschied in der Wechselwirkung verschiedener Primärstrahlen mit den im Gewebe befindlichen Hüllenelektronen liegt in der tiefenabhängigen Energiedeposition.

Energieverlust von Photonen in Materie

Die beiden Arten der Photon-Elektron Wechselwirkung im für Therapie Zwecke relevanten Energiebereich sind der Photo- und der Compton-Effekt. Dabei wird entweder ein Teil oder die gesamte Photonenenergie auf ein Elektron übertragen. Für die Intensität des Photonenstrahls gilt das Lambert-Beer'sche Absorptionsgesetz. In Abhängigkeit der Flugstrecke d ist die Intensität im Wesentlichen proportional zu e^{-d} . Wie in Abbildung 1.1 zu sehen ist, bedeutet das auch eine exponentiell abfallende Dosis, nach einem Maximum wenige Zentimeter unter der Oberfläche.

Energieverlust von Ionen in Materie

Der elektronische Energieverlust bei Ionen ist dagegen durch die Bethe-Bloch-Formel gegeben

$$\frac{dE}{dx} = k \cdot \rho_{Target} \cdot \frac{Z_{Target}}{A_{Target}} \cdot \frac{Z_{Ion}^2}{\beta^2} \cdot \left[\ln \left(\frac{\gamma^2 \beta^2 m_e \cdot 10^6}{I_{Target}} \right) - \beta^2 \right]. \quad (1.1)$$

Die Kernladungszahl des Projektils ist Z_{Ion} , seine Geschwindigkeit beträgt $\beta = v/c$. Daraus berechnet sich $\gamma = 1/(1 - \beta^2)$. Z_{Target} steht für die Kernladungszahl, A_{Target} für die atomare Masse des Zielmaterials. Mit I_{Target} wird das mittlere Anregungspotential des Zielmaterials beschrieben, seine Einheit ist das Elektronenvolt, eV. Zu k werden folgende konstanten Vorfaktoren der Bethe-Bloch-Formel zusammengefasst

$$k = 4\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \approx 0,307 \text{ MeV} \cdot \text{cm}^2/\text{g}. \quad (1.2)$$

Die Abkürzungen stehen für $N_a = 6,022 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$ (Avogadrozahl), $r_e = 2,817 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$ (klassischer Radius des Elektrons) und die Elektronenmasse m_e .

Hervorzuheben ist die Proportionalität

$$\frac{dE}{dx} \propto \frac{1}{\beta^2}. \quad (1.3)$$

Die Wahrscheinlichkeit einer Wechselwirkung ist also umso größer, je langsamer die Ionen

sind. Diese Eigenschaft erklärt das sogenannte invertierte Dosisprofil mit dem charakteristischen *Bragg-Peak*, wie es in Abbildung 1.1 gezeigt ist. Die Lage des Braggpeaks in longitudinaler Richtung kann submillimetergenau über die Anfangsgeschwindigkeit der Ionen beeinflusst werden. Die Ionen haben also eine höhere physikalische Selektivität.

Die Dosis, die nach dem steilen Abfall der Kohlenstoff-Kurve appliziert wird, wird durch Aufspaltung der Projektile in leichtere Fragmente hervorgerufen, die gemäß der Bethe-Bloch-Formel eine größere Eindringtiefe bei gleicher Energie besitzen. Der Vergleich der Tiefen-Dosisverteilung zeigt, dass das Dosis-Maximum der Photonen nahe der Oberfläche liegt, während die Ionen erst am Ende ihrer Flugbahn die meiste Energie verlieren.

1.1.2. Weitere Unterschiede zwischen Ionen und Photonen

Neben der tiefenabhängigen Dosisabgabe eignen sich geladene Teilchen auf Grund folgender weiterer Merkmale für die Tumorthherapie. Alle genannten Eigenschaften führen dazu, dass in der Ionenstrahltherapie die Dosis besser auf das Tumorumfolum konzentriert werden kann und so das gesunde Gewebe im Einschusskanal sowie rund um den Tumor geschont wird. Die häufigste Anwendung findet sie daher bei Tumoren im Körperinneren und in der Nähe von strahlensensitiven Risiko-Organen.

Biologische Effektivität

Ionen haben eine höhere biologische Wirksamkeit als Photonen, bei gleicher physikalischer Dosis [3]. Die Wirksamkeit der Ionen im *Bragg-Peak* ist außerdem höher als im davorliegenden Gewebe. Das bedeutet, dass die Art der verursachten Schäden bei Ionen dort häufiger irreparabel ist und daher häufiger zum Tod der bestrahlten Zelle führt. Dies geschieht z.B. durch eine höhere Anzahl irreparabler Doppelstrangbrüche der DNA.

Laterale Streuung

Ein weiterer wichtiger Vorteil der Ionentherapie gegenüber der Photonentherapie ist die geringere laterale Streuung [3]. Der Grund dafür liegt in der um Größenordnungen höheren Masse der Ionen im Vergleich zu Photonen und den Elektronen des Gewebes. Ein Photon verliert nach einem Stoß mit einem Hüllenelektron eines körpereigenen Atoms einen großen Teil seiner Energie, seine Flugbahn kann nach dem Stoß einen großen Streuwinkel zur ursprünglichen Richtung haben. Ionen dagegen sind um ein vielfaches schwerer als ihr Stoßpartner und verlieren bei jedem einzelnen Stoß mit den Elektronen nur wenig Energie. Ihre Flugrichtung verändert sich dabei also nur wenig.

1. Einleitung und Motivation

Möglichkeit der lateralen Strahlführung

Da es sich bei Ionen um geladene Teilchen handelt, ist es möglich, ihre Flugbahn transversal zur Flugrichtung über magnetische Felder zu beeinflussen. Dadurch kann ein fokussierter Strahl mit einem Durchmesser von nur wenigen Millimetern erzeugt werden und so eine punktabhängige Dosismodulation im Zielvolumen erreicht werden. Diese Art der punktwisen Dosisapplikation wird *Rasterscan*-Verfahren genannt, das in den kommenden Abschnitten ausführlich beschrieben wird. Aus dem *Rasterscan*-Verfahren ergeben sich die Anforderungen an den Ionenstrahl und den Beschleuniger und schließlich die Motivation für diese Arbeit.

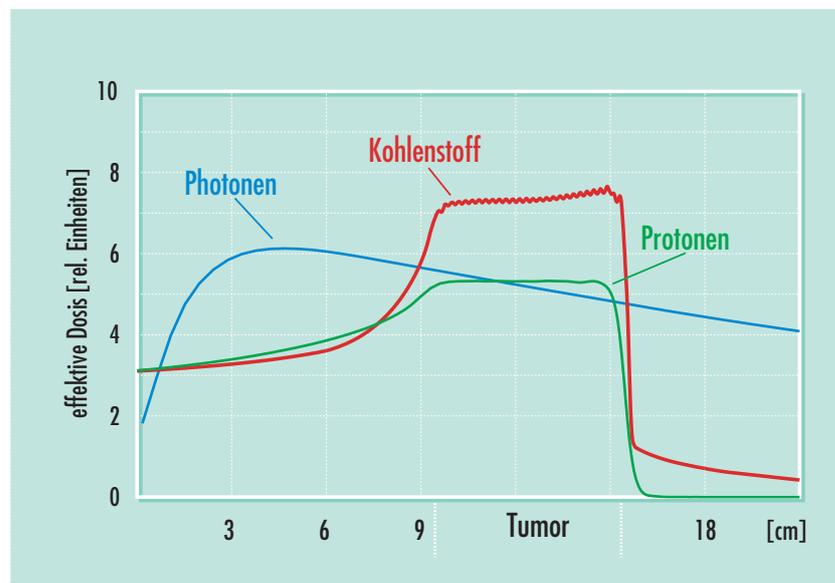


Abbildung 1.1.: Effektive Dosis von Photonen, Protonen und Kohlenstoffionen in relativen Einheiten als Funktion der Eindringtiefe. In diesem Szenario erfolgt die Einstrahlung aus einer Richtung, von links. Gezeigt ist bei den Ionen die Überlagerung mehrerer *Bragg-Peaks*, um eine homogene Dosisverteilung im Tumor zu erreichen. Protonen- und Photonendosis sind im Tumorgewebe normiert, dies entspricht also einem realistischen Bestrahlungsszenario. Das Gewebe vor und hinter dem Tumor wird bei Protonen besser geschont. Die Kohlenstoffionen haben im Vergleich zu Protonen auf Grund der höheren biologischen Wirksamkeit eine höhere Dosisabgabe im Tumor bei normierter Dosis im Einschusskanal. Entnommen aus [1].

1.2. Das Rasterscan-Verfahren

Das *Rasterscan*-Verfahren wurde mit dem Ziel entwickelt, eine tumorkonforme Strahlapplikation für Ionenstrahlen zu ermöglichen, die der optimalen Dosisabgabe im Gewebe möglichst nahe kommt. Die Entwicklung des Verfahrens wird in [4] ausführlich beschrieben. Bei einer idealen Dosisverteilung würde im typischerweise unregelmäßig geformten Tumor an jeder Position die zuvor in der Bestrahlungsplanung definierte Energieabgabe erfolgen, während das umliegende, gesunde Gewebe vollständig geschont wird.

Um diesem Ziel näher zu kommen als in der konventionellen Strahlentherapie oder der Iontentherapie mit passiver Bestrahlungstechnik, wird der Strahl sowohl in longitudinaler als auch in transversaler Richtung aktiv und dynamisch kontrolliert.

1.2.1. Longitudinale Strahlführung

In der Bestrahlungsplanung wird der Tumor in ca. 1–3 mm dünne Schichten unterteilt [5]. Für die Bestrahlung einer Schicht werden Ionen einer bestimmten Energie benötigt, daher wird sie Iso-Energie-Schicht (IES) genannt. Um Tumoren in beliebigen Tiefen behandeln zu können muss eine Reichweitenvariation von 2 cm bis 30 cm abgedeckt werden.

Abbildung 1.1 zeigt die Überlagerung mehrerer *Bragg-Peaks* für Kohlenstoffionen sowie für Protonen, um den Tumor in seiner gesamten longitudinalen Ausdehnung homogen mit einer biologisch effektiven Dosis zu belegen. Die Kurven entsprechen also einem realistischen Bestrahlungs-Szenario und zeigen im Vergleich die erreichte Dosisverteilung mit Photonen.

Sowohl bei der Therapie mit Ionen, als auch bei der mit Photonen ist die Bestrahlung aus verschiedenen Einstrahlrichtungen möglich und üblich. Dadurch wird das gesunde Gewebe im Einschusskanal geschont, indem eine reduzierte Dosis auf einen größeren Bereich des gesunden Gewebes verteilt wird. In Abbildung 1.1 ist das Szenario für eine Einstrahlrichtung gezeigt.

1.2.2. Laterale Strahlführung und punktabhängige Dosismodulation

In lateraler Richtung erfolgt ebenfalls eine gezielte, ortsabhängige Dosisabgabe, s. Abbildung 1.2. Jede der IES wird nochmals in einzelne Rasterpunkte aufgeteilt. Der Bestrahlungsplan enthält für jeden dieser Rasterpunkte eine zu applizierende Teilchenzahl N_{part} , so dass am Ende für den gesamten Tumor die gewünschte Dosisverteilung erreicht wird. Die beiden *Scanner*-Magnete wenige Meter vor dem Patienten lenken die ankommenden Teilchen auf einen Rasterpunkt. Sobald die geforderte Dosis für diesen Punkt erreicht wurde, wird der nächste Rasterpunkt angesteuert. Sollte zwischen zwei Rasterpunkten

1. Einleitung und Motivation

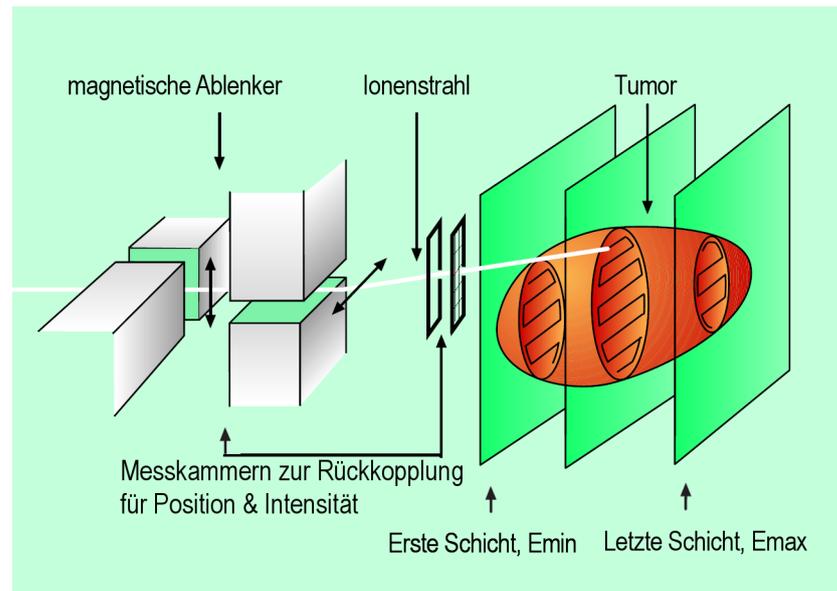


Abbildung 1.2.: Prinzip des *Rasterscan*-Verfahrens. Ein Ionenstrahl einer bestimmten Energie hat eine definierte Eindringtiefe in Wasser. Mit zwei Magneten wird der Strahl transversal zur Flugrichtung abgelenkt und so Punkt für Punkt über die gesamte Iso-Energie-Schicht geführt, bis die jeweils geforderte Punktdosis erreicht ist. Entnommen aus [1].

eine größere Strecke überquert werden müssen, die nicht zum Zielvolumen gehört oder schon bestrahlt wurde, wird der Strahl bei der bei HIT verwendeten Extraktionsmethode für diese Zeit unterbrochen.

Ein Strahl mit idealen Eigenschaften, der mit konstanter, genau bekannter Intensität an die korrekte Stelle abgelenkt wird, existiert nur in der Theorie. In der Realität ist sowohl die Position als auch die Intensität gewissen Schwankungen unterworfen, die verschiedene Mechanismen der Rückkopplung nötig machen; diese werden in den folgenden Abschnitten erläutert. Dabei werden die relevanten Strahleigenschaften gemessen und die Strahl-beeinflussenden Elemente nachgeführt.

1.3. Motivation für die Verbesserung der Strahl-Intensität

Der zeitliche Verlauf der Strahlintensität am Bestrahlungsplatz, der sogenannte *Spill*, hat für den reibungslosen Ablauf der Bestrahlung, die Effizienz der Anlage und insbesondere für diese Arbeit eine zentrale Bedeutung. Dieser Abschnitt erläutert die Randbedingungen für die Wahl der Strahl-Intensität bei der Anwendung des *Rasterscan*-Verfahrens. Der Vergleich eines typischen Intensitätsverlaufes mit einem idealen Szenario schafft die grundlegende Motivation für diese Arbeit.

1.3.1. Wahl der Strahlintensität

Gründe für eine möglichst hohe Intensität

Grundsätzlich sollte die Intensität so hoch wie möglich gewählt werden, um die Bestrahlungszeit so kurz wie möglich zu halten. Je nach Lage des Tumors ist der Patient in der Regel zumindest lokal immobilisiert, denn nur eine genaue Positionierung sichert die korrekte Deposition der Dosis und damit den Behandlungserfolg. Die Bewegungsfreiheit des Patienten ist also deutlich eingeschränkt. Mit der Bestrahlungszeit sinkt unmittelbar auch die Gesamtzeit, die der Patient im fixierten Zustand verbringen muss.

Eine kürzere individuelle Bestrahlungszeit ermöglicht zudem die Behandlung einer größeren Anzahl von Patienten. Die im Vergleich zur Photonentherapie aufwändigere, teurere aber auch wirksamere bzw. schonendere Therapie wird dadurch mehr Patienten zugänglich gemacht. Mehr Patienten bedeuten zudem eine stärkere Auslastung jeder Anlage und damit einen wirtschaftlicheren Betrieb.

Gründe für die Limitierung der Intensität

Um den Strahl genau auf den jeweiligen Rasterpunkt ausrichten zu können, ist eine Vieldrahtkammer zwischen dem Strahlaustrittsfenster und dem Patienten installiert, s. Abbildung 1.2. Sie misst die Strahl-Position, die Stärke der *Scanner*-Magnete wird dementsprechend angepasst [6]. Durch diese Rückkopplung werden Positionsschwankungen des ankommenden Strahls ausgeglichen.

Für die erfolgreiche Durchführung des *Rasterscan*-Verfahrens bei HIT werden zwei gültige Ortsmessungen des Strahls an jedem Rasterpunkt vorausgesetzt. Die Integrationszeit der Kammerelektronik für eine Ortsmessung liegt im Bereich von $125 \mu\text{s} < t_{int} < 500 \mu\text{s}$. Für zwei Ortsmessungen wird die doppelte Integrationszeit benötigt. Daneben berücksichtigt ein zusätzlicher Offset von derzeit $t_{offset} = 550 \mu\text{s}$ die Driftzeiten der entstehenden Sekundärteilchen in der Ionisationskammer. Daraus ergibt sich eine minimale

1. Einleitung und Motivation

Bestrahlungszeit des Rasterpunktes

$$t_{min,RP} = 2 \cdot t_{int} + t_{offset}. \quad (1.4)$$

Die Intensität darf nur so hoch gewählt werden, dass die Bestrahlungszeit t_{RP} des Rasterpunktes mit der geringsten Teilchenbelegung immer noch größer ist als $t_{min,RP}$.

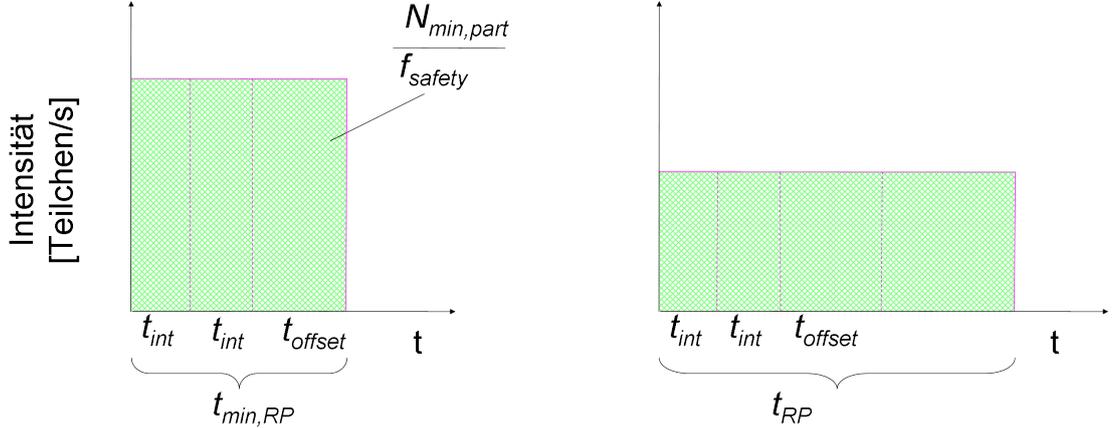


Abbildung 1.3.: Schematische Darstellung zu der Bestrahlungszeit eines Rasterpunktes. Die schraffierten Flächen zeigen die Teilchenzahl als Integral der Intensität. Links: Die Mindestbestrahlungsdauer eines Punktes ergibt sich aus der Forderung zwei gültige Ortsmessungen (der Dauer t_{int}) während seiner Bestrahlung durchführen zu können. Rechts: Eine Bestrahlung mit geringerer Intensität ist gestattet, die Dauer der Bestrahlung steigt dadurch.

Ein Punkt, der mit einer Intensität I_x bestrahlt werden soll, muss eine minimale Teilchenbelegung von

$$N_{min,part} = I_x \cdot t_{min,RP} \cdot f_{safety} \quad (1.5)$$

haben. Ein zusätzliche Sicherheitsfaktor von derzeit $f_{safety} = 1,3$ berücksichtigt auftretende Intensitätsschwankungen. Die Situation ist in Abbildung 1.3 links dargestellt.

In den meisten Fällen ist diese Einschränkung auf Grund der Mindestbestrahlungszeit eines Rasterpunktes das dominierende Auswahlkriterium für die Auswahl der Intensität. Daneben kann auch die Limitierung der beim Übergang applizierten Dosis ein Grund für eine niedrigere Intensität sein. Der Strahl wird während des Punktwechsels im Allgemeinen nicht gestoppt. Auf Grund der endlichen Geschwindigkeit der *Scanner*-Magnete werden in dieser Übergangsphase ankommende Teilchen über einen kleinen Bereich ver-

1.3. Motivation für die Verbesserung der Strahl-Intensität

schmiert. Dies wird bis zu einer gewissen Grenze toleriert und die in dieser Phase ankommenden Teilchen bereits dem neuen Rasterpunkt zugeordnet. Der Strahlfleck ist im Allgemeinen größer als ein einzelner Rasterpunkt, so dass es bei deren Bestrahlung zu einer Überlappung kommt [4]. Insbesondere bei langen Distanzen zwischen zwei Rasterpunkten muss aber sichergestellt werden, dass die ankommende Teilchenzahl dieses erlaubte Maximum nicht überschreitet. Aus den gegebenen Größen maximale *Scanner*-Geschwindigkeit, erlaubte Dosisapplikation beim Übergang zweier Punkte und Punktabstand kann eine maximale Teilchenrate bestimmt werden.

1.3.2. Auftretende Dosisunterschiede innerhalb einer IES

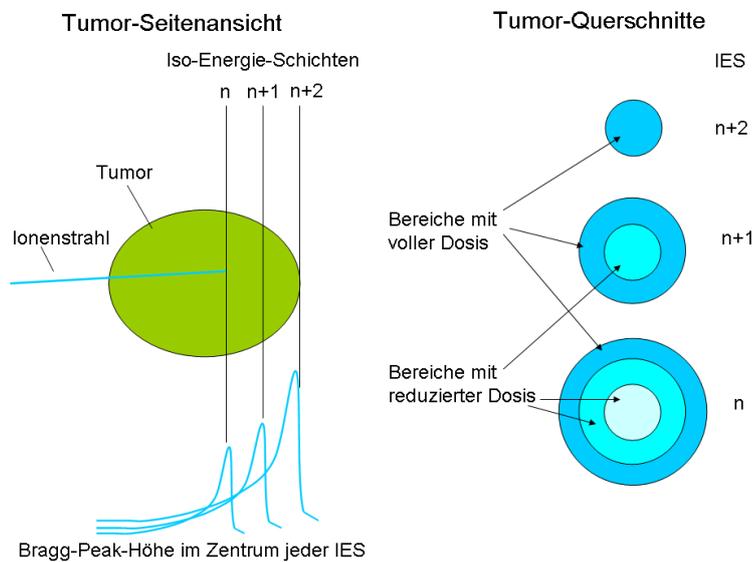


Abbildung 1.4.: Links: Schematische Darstellung eines Tumors, Seitenansicht und einzelne IES. Die Höhe der für eine homogene Dosis im Tumor benötigten *Bragg-Peaks* nimmt von hinten nach vorne ab. Rechts: Querschnitte einzelner IES und Darstellung der jeweils benötigten Restdosis. Auf Grund der Geometrie ergeben sich große Unterschiede in der Restdosis innerhalb einer IES.

Abbildung 1.4 links zeigt schematisch einen Tumor in der Seitenansicht. Die Dosis der letzten Tumorschicht wird im Wesentlichen durch die höchste Energie abgedeckt, Fragmente der anderen Schichten tragen des Weiteren dazu bei. Die davor liegenden Schichten enthalten jedoch Rasterpunkte, die im Einschusskanal und damit im Plateaubereich der Dosis-Tiefenkurven liegen, die ihren *Bragg-Peak* in der letzten IES haben.

1. Einleitung und Motivation

Eine signifikante Dosis wird bereits bei der Bestrahlung der hinteren Schichten deponiert. Sukzessive ist von hinten nach vorne eine niedrigere Restdosis erforderlich, um eine insgesamt homogene Dosisverteilung zu erreichen.

Dies trifft allerdings nicht für die gesamte IES zu, was der rechte Teil der Abbildung 1.4 verdeutlicht. Ein Grund dafür liegt in der Geometrie. Die Punkte im Zentrum einer Schicht n liegen häufiger im Einschusskanal der Ionen anderer Energien, als die Punkte am Rand. Folglich benötigen in einer typischen IES die innen liegenden Rasterpunkte zum Teil eine deutlich niedrigere Restdosis als die peripheren Punkte. Diese werden nicht oder seltener von Ionen passiert, die in den Schichten $n + 1$, $n + 2$, ..., $n + x$ gestoppt werden.

Inhomogenitäten des Gewebes im Tumorbereich und im Einschusskanal und die Strahlenbiologie tragen darüber hinaus zu Dosisunterschieden in einer IES bei. Bedeckt z. B. ein Knochen in Flugrichtung der Ionen einen Teil des Tumors, so wird an dieser Stelle eine andere Reichweite bei gleicher Energie erzielt. Dort kann eine völlig andere Dosis erforderlich sein. Des Weiteren ist die biologische Wirksamkeit der Ionenstrahlen eine Funktion der Eindringtiefe [5], insbesondere im Bereich des *Bragg-Peaks* ist sie erhöht.

Bei Bestrahlung einer IES mit konstanter Teilchenrate bestimmt der Rasterpunkt mit der geringsten Teilchenbelegung die Intensität, unter Berücksichtigung der Mindestbestrahlungsdauer. Das Verhältnis aus höchster und niedrigster Teilchenbelegung innerhalb einer IES kann einen Faktor von 100 und mehr betragen [7], so dass auch in der *Scan-Geschwindigkeit* ebenso große Unterschiede hervorgerufen werden, s. Abbildung 1.5. Eine realistische Dosisverteilung einer IES ist in Abbildung 1.6 gezeigt.

1.3.3. Ideale und reale Spillstruktur

Mit einem idealen Intensitätsverlauf gemäß Abbildung 1.7 wäre für jeden Punkt eine klar definierte Bestrahlungsdauer nötig, bis die jeweilige Solldosis erreicht wird.

Mit der langsamen Extraktion, deren verschiedene Prinzipien in dieser Arbeit noch umfassend erläutert werden, können bereits Spillformen erzielt werden, die für die Therapie mit Ionen geeignet sind. Zu Beginn des Projekts zur Tumorthherapie an der GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH wurde die langsame Extraktion durch das Verschieben des *Tunes* durchgeführt [9]. Einen typischen Spillverlauf zeigt Abbildung 1.8, es sind starke Schwankungen der Intensität im Spillverlauf zu erkennen. Die Mikrostruktur zeigt ein Rauschband, z. B. auf Grund störender Einflüsse durch die Netzgeräte. Des Weiteren ist auch die makroskopische Spillform weit von dem in Abbildung 1.7 gezeigten idealen Rechteck entfernt, die auf Grenzen bei der Einstellgenauigkeit zurückzuführen sind.

Die ankommende Teilchenrate wird daher unmittelbar vor dem Patienten mit einer

1.3. Motivation für die Verbesserung der Strahl-Intensität

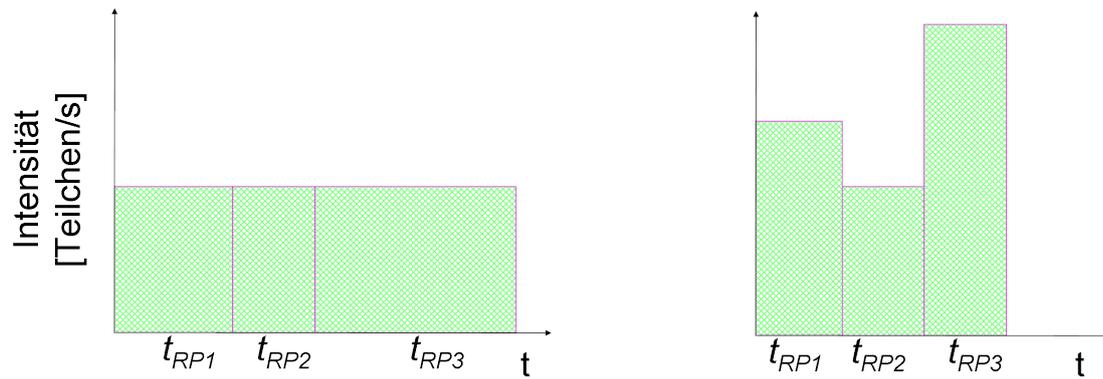


Abbildung 1.5.: Schematische Darstellung zu den Bestrahlungszeiten mehrerer Rasterpunkte. Links: Bei Bestrahlung einer IES mit konstanter Teilchenrate bestimmt der Rasterpunkt die Intensität, hier RP_2 . Für alle anderen Punkte ergibt sich je nach Teilchenbelegung eine individuelle Bestrahlungsdauer, die *Scan*-Geschwindigkeit wird angepasst. Rechts: Idealerweise würde jeder Punkt mit der größtmöglichen Intensität und damit in minimaler Zeit bestrahlt werden. Die *Scan*-Geschwindigkeit wäre dabei konstant, die Bestrahlungsdauer insgesamt reduziert.

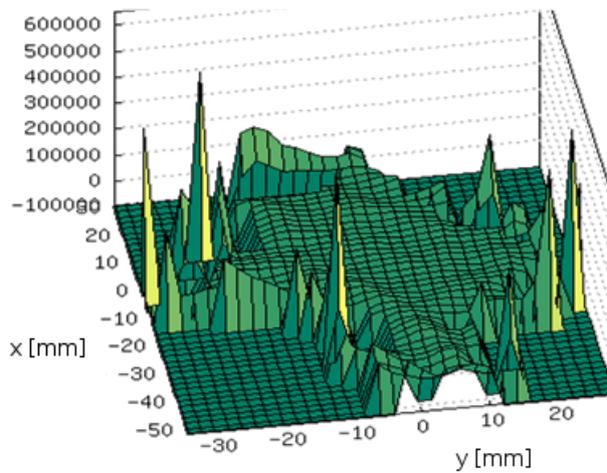


Abbildung 1.6.: Dosisverteilung einer realen IES eines Tumors [7]. Die Flugrichtung der Ionen ist senkrecht zur x-y-Ebene. in z-Richtung sind die benötigten Teilchenzahlen bei Bestrahlung dieser Schicht aufgetragen. Die Unterschiede zwischen den Rasterpunkten betragen mehrere Größenordnungen. Die fehlende Dosis im Zentrum wird bei der Bestrahlung der dahinter liegenden Schichten appliziert.

1. Einleitung und Motivation

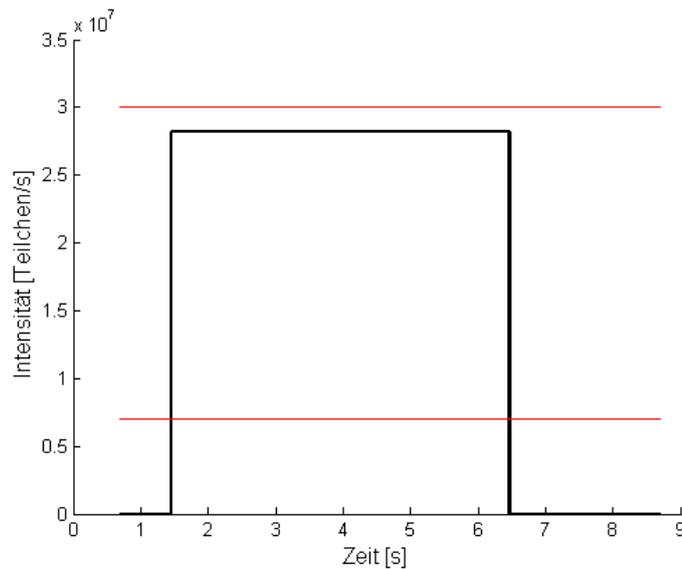


Abbildung 1.7.: Schwarz: Theoretischer Spillverlauf, ideal bei vorausgesetzter konstanter Intensität pro Zyklus. Rot: Angenommenes Toleranzband. Für die Dauer des Extraktionszeitraumes ist die Intensität auf dem angeforderten Wert, ansonsten Null. Der angeforderte Wert könnte beliebig nahe an die obere Grenze des erlaubten Toleranzbandes gebracht werden.

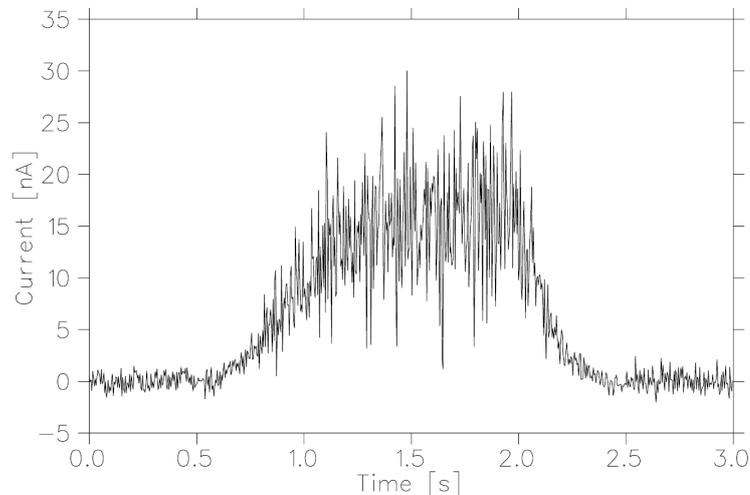


Abbildung 1.8.: Gezeigt ist ein typischer Spill, wie er an der GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH durch langsame Resonanzextraktion erzielt wurde. Der Kammerstrom in nA ist ein Maß für die Strahl-Intensität. Hier: Neon-Strahl der Energie $E = 300 \text{ MeV/u}$. Entnommen aus [8]. Charakteristisch ist der relativ träge Anstieg zu Spillbeginn sowie ein großes Rauschband im gesamten Spillverlauf.

1.3. Motivation für die Verbesserung der Strahl-Intensität

Ionisationskammer (*Ionisation Chamber, IC*) überwacht [10], die *Scan*-Geschwindigkeit dementsprechend angepasst. Neben der Positionsüberwachung existiert also eine weitere Rückkopplung. Man spricht auch vom intensitätskontrollierten *Rasterscanning*.

Die Spillqualität hat sich insbesondere durch die Verwendung der transversalen *RF-KO*-Extraktion deutlich verbessert [11]. Sie weicht aber immer noch stark vom Ideal ab, da bereits in der Quelle Intensitätsschwankungen auftreten können und die Einstellung des *RF-KO Exciters* nicht beliebig genau für den gesamten Parameterraum des Beschleunigers erfolgen kann. Die Intensität ist jedoch deutlich weniger sensitiv auf Netzgerätee-*Ripple*, weist dadurch ein geringeres Rauschen auf und kann deutlich gleichmäßiger über den Extraktionszeitraum eingestellt werden. Ein Beispiel für einen Spill bei HIT, wie er durch *RF-KO*-Extraktion erreicht werden kann, gibt Abbildung 1.9.

Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Verbesserung der Spillform durch die Implementierung einer weiteren Rückkopplung. Dabei handelt es sich um einen Mechanismus, der nicht nur die *Scan*-Geschwindigkeit, sondern die Intensität selbst regelt. Durch den Vergleich der aktuellen und der geforderten Intensität und der Anpassung der Extraktionsrate soll in einem ersten Schritt ein möglichst konstanter Spill gemäß des Vorbilds in Abbildung 1.7 erreicht werden.

Bei der Bestrahlung der Schichten mit einer konstanten Intensität bestimmt der Rasterpunkt mit der geringsten Teilchenbelegung die Intensitätsstufe für die gesamte Schicht, so dass auch für diesen Punkt die Mindestbestrahlungszeit zur Durchführung von zwei Ortsmessungen eingehalten wird. Die bereits in Abschnitt 1.3.2 angesprochenen Dosisunterschiede auch innerhalb einer Schicht verursachen bei konstanter Teilchenrate extreme Unterschiede in deren Bestrahlungsdauer.

Idealerweise würde ein Punkt nicht die Intensität der gesamten IES bestimmen, sondern nur die während der Bestrahlung dieses Punktes. Mit einem dem aktuellen Bestrahlungsplan angepassten Intensitätsverlauf, s. Abbildung 1.10, würde sich die aktuelle Intensität am aktuell bestrahlten Punkt orientieren. Idealerweise würde die Bestrahlungszeit jedes einzelnen Punktes gerade der Mindestbestrahlungszeit entsprechen, bei maximaler *Scan*-Geschwindigkeit. In einem zweiten Schritt dieser Spillregelung wird daher der in Abbildung 1.10 gezeigte, ideale Spill angestrebt.

Weitere Ionentherapiezentren, die sich mit der Spillregelung beschäftigen, sind das NIRS in Japan [12] und das Partikelzentrum Marburg [13].

1. Einleitung und Motivation

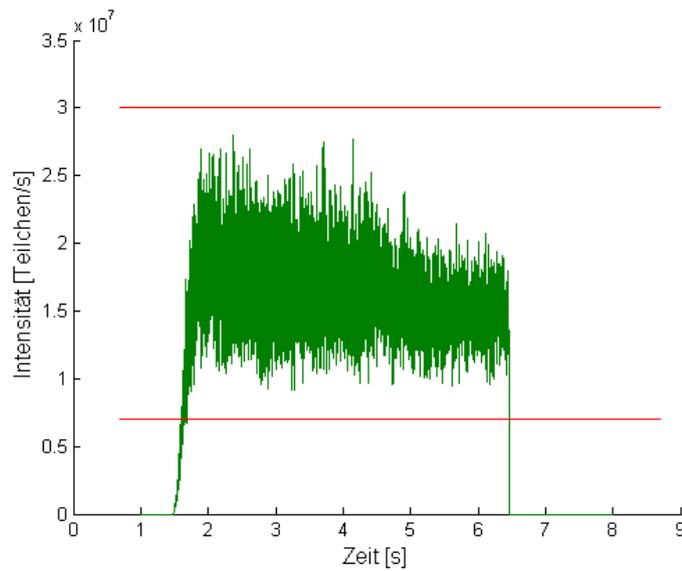


Abbildung 1.9.: Kohlenstoffspill der Strahlenergie $E = 250,08 \text{ MeV/u}$. Grün: typischer gemessener Spill bei HIT über 5 s. Rot: Angenommenes Toleranzband. Zeitliche Auflösung der Aufnahme: $100 \mu\text{s}$. Der ideale Verlauf wird in der Praxis nur annähernd erreicht. Die Intensität schwankt während des Extraktionszeitraumes innerhalb der erlaubten Grenzen.

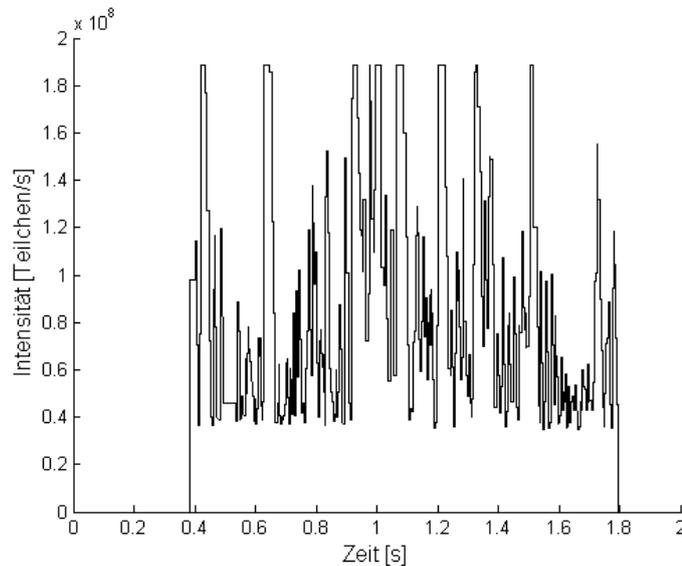


Abbildung 1.10.: Theoretischer, idealer Spillverlauf. Die Intensität der gesamten IES wird hier nicht mehr durch einen Rasterpunkt vorgegeben, sondern orientiert sich online am Bestrahlungsplan. Dadurch sind verschiedene, und im Durchschnitt deutlich höhere Intensitäten möglich.

1.4. Potenzial der Spillregelung

Um den Nutzen der Spillregelung für den konkreten Fall HIT abschätzen zu können, fanden im Rahmen dieser Arbeit theoretische Vorüberlegungen und Simulationsrechnungen statt. Zunächst werden die Vorteile eines Spills mit konstanter Intensität über den gesamten Extraktionsverlauf erörtert. Danach wird beschrieben, welche Vorteile eine variable Intensität hat, die sich am aktuellen Rasterpunkt des Bestrahlungsplanes orientiert.

1.4.1. Vorteile bei konstanter Intensität

Reduktion der sicherheitsgerichteten Unterbrechungen

Schwankungen in der Intensität des ankommenden Strahls können bis zu einem gewissen Maß über die Online-Integration der Dosis bewältigt werden, die Konsequenz ist dann lediglich eine etwas längere oder kürzere Bestrahlungszeit als für diesen Rasterpunkt vorgesehen. Ist die ankommende Strahlintensität jedoch nicht innerhalb der zulässigen Grenzen, kann eine genaue Dosisabgabe nicht mehr gewährleistet werden und die Bestrahlung wird aus Sicherheitsgründen unterbrochen und muss vom medizinischen Personal neu angestoßen werden.

Alle auftretenden *Interlocks* dienen der Gewährleistung einer korrekten Bestrahlung und damit der Sicherheit des Patienten. Das Risiko einer Fehlbestrahlung wird durch die vorhandenen Sicherheitsmechanismen praktisch eliminiert. Der Vorteil einer konstanten Intensität ist das Reduzieren der Abbrüche im Verlauf einer Bestrahlung und damit eine kürzere Liege- und Behandlungszeit des Patienten.

Höhere Durchschnittsintensität

Eine höhere Durchschnittsintensität im Rahmen der erlaubten Grenzen impliziert direkt eine Verkürzung der Behandlungszeit selbst. Ein Intensitätsverlauf mit weniger Schwankungen entlang eines definierten Sollwertes erlaubt eine Erhöhung der Intensität bis knapp unter die obere Toleranzschwelle, ohne das Risiko einer zu schnellen Bestrahlung und damit verbundene *Interlocks* einzugehen.

In Abbildung 1.9 ist außerdem zu erkennen, dass der Anstieg der Intensität eine gewisse Zeit benötigt. Ein schnelles Erreichen der Sollintensität führt ebenfalls zu einer höheren Durchschnitts-Intensität und damit zu einer kürzeren Bestrahlungszeit. Auch wenn dieser Beitrag im dargestellten Spill im Verhältnis zur gesamten Extraktionszeit eines Zyklus sehr klein wirkt, ist er durchaus signifikant. Nicht in jedem Zyklus wird die voll zur Verfügung stehende Extraktionszeit voll ausgeschöpft. Benötigt die zu bestrahlende Iso-

1. Einleitung und Motivation

Energie-Schicht weniger Teilchen als in einem Spill zur Verfügung stehen, wird der Zyklus vorzeitig beendet. Die Spilllänge kann daher auch weniger als eine Sekunde betragen. Der Spillbeginn ist also sehr viel bedeutsamer als der weitere Spillverlauf und insbesondere als das Spillende.

Abschätzung des zeitlichen Gewinns auf Grund höherer Durchschnittsintensität

Der zeitliche Gewinn, der durch eine über den Extraktionszeitraum konstante Intensität erreicht werden kann, wurde im Rahmen dieser Arbeit zunächst abgeschätzt. Dafür wurden alle Patientenpläne ab Beginn der Therapie bei HIT im November 2009 bis zum Zeitpunkt der Abschätzungen im Juni 2011 analysiert. Die tatsächliche Bestrahlungszeit, die mit der in Abbildung 1.9 gezeigten typischen Spillqualität erreicht wurde, wird im *Machine Beam Record* gespeichert, einer Datei, in der die Details der individuellen Bestrahlung festgehalten werden. Dieser Zeit gegenüber steht die Bestrahlungszeit, die mit konstanter Intensität erreicht worden wäre, s. Abbildung 1.7.

In dieser Arbeit wird aus Gründen der besseren Vergleichbarkeit, soweit nicht anders angegeben, die *Delivery-Time* betrachtet. Dies ist die reine Bestrahlungszeit, also die Zeit, in der Teilchen aus dem Synchrotron extrahiert werden. Dieser Anteil ist unabhängig von anderen Maßnahmen zur Zykluszeit-Verkürzung außerhalb der Extraktionsphase und daher besser vergleichbar als die Gesamtplanlaufzeit. Der Vergleich in Tabelle 1.1 zeigt, dass die *Delivery-Time* um durchschnittlich knapp 10 % bei Kohlenstoff-Plänen und ca. 32 % bei Protonen sinken würde. Berücksichtigt man die jeweiligen Häufigkeiten, so ergibt sich eine durchschnittliche Reduktion um 14 %.

Die Verkürzung der Gesamtplanlaufzeit, s. Tabelle 1.2, ist trotz der weniger guten Vergleichbarkeit von großem Interesse. Sie markiert den gesamten Zeitraum zwischen dem Start der Bestrahlung der ersten Iso-Energie-Schicht nach der Vorbereitung und Positionierung des Patienten bis zum Ende der letzten Schicht. Die Ersparnis der Planlaufzeit zeigt, wieviel zusätzliche Zeit tatsächlich für die Therapie verfügbar ist. Sie liegt mit durchschnittlich 26 % sogar noch über der Ersparnis der *Delivery-Time*. Durch die höhere Intensität kann in vielen Fällen bei der Bestrahlung einer Iso-Energie-Schicht ein kurzer Spill vollständig eingespart werden, wenn bei der Bestrahlung ohne Regelung mehr als ein Spill für die Dosisapplikation nötig ist. Der Wegfall der Beschleunigungs- und Präparationsphasen wirkt sich stark aus. Tabelle 1.2 zeigt, dass mit der ersten Stufe der Spillregelung etwa 100s pro Patient eingespart werden können. Bei ca. 50 Patienten pro Tag, die derzeit in ca. 12h behandelt werden, wird dadurch mehr als eine Stunde Strahlzeit frei. Dadurch können pro Tag mindestens $50/12 \approx 4$ Patienten zusätzlich bestrahlt werden!

Tabelle 1.1.: Vergleich der durchschnittlichen *Delivery-Time* in Sekunden zwischen der tatsächlich erreichten Bestrahlungszeit und der theoretisch möglichen Zeit bei konstanter Intensität gemäß Abb. 1.7, bzw. variabler Intensität gemäß Abb. 1.10. Der Vergleich beinhaltet alle bei HIT zwischen November 2009 und Juni 2011 am Patienten applizierten Bestrahlungspläne. Gezeigt ist die durchschnittliche Zeit aller Pläne der jeweiligen Kategorie.

	Kohlenstoff	Protonen
Anzahl betrachteter Iso-Energie-Schichten	10 113	2 620
<i>Delivery-Time</i> original [s]	134,1	125,7
<i>Delivery-Time</i> bei konstanter Intensität [s]	121,2	85,4
Ersparnis gegenüber original [%]	9,7	32,1
<i>Delivery-Time</i> bei variabler Intensität [s]	58,6	59,3
Ersparnis gegenüber konstanter Intensität [%]	51,6	30,6

Tabelle 1.2.: Vergleich der durchschnittlichen Planlaufzeit in Sekunden für die Pläne aus Tabelle 1.1.

	Kohlenstoff	Protonen
Anzahl betrachteter Iso-Energie-Schichten	10 113	2 620
Planlaufzeit original [s]	429,0	351,8
Planlaufzeit bei konstanter Intensität [s]	322,4	234,8
Ersparnis gegenüber original [%]	24,9	33,3
Planlaufzeit bei variabler Intensität [s]	221,5	196,1
Ersparnis gegenüber konstanter Intensität [%]	31,3	16,5

1. Einleitung und Motivation

Reduktion der Einstellzeiten

Die Gesamtersparnis durch die Spillregelung umfasst auch die Verkürzung der Ein- und Nachstellzeiten der Spillform in Maschinenstrahlzeiten.

Jeweils vor dem Start des Patientenbetriebs muss die Intensität in die akzeptablen Grenzen für die verwendeten Intensitäts-Stufen gebracht werden. Diese Einstellzeit wird durch die Spillregelung weitgehend überflüssig, die tägliche Ersparnis liegt hier bei ca. 15 min.

Auch die von Zeit zu Zeit notwendige Nachjustierung der energieabhängigen Amplitudenfunktion des *RF-KO Exciters*, die auf einige Stunden pro Jahr beziffert werden kann, entfällt bei der Verwendung der Spillregelung. Diese Strahlzeiten stehen dann für andere Zwecke zur Verfügung.

1.4.2. Vorteile der Rasterpunkt-individuellen Intensität

Das Potenzial eines einmal implementierten Regelkreises geht über die Erzeugung eines Spills konstanter Intensität hinaus. Da die Dosisunterschiede innerhalb einer IES sehr groß sind, siehe Abschnitt 1.3.2, ist ein variabler Intensitätsverlauf innerhalb einer Schicht erstrebenswert. Bisher definiert der Punkt mit der geringsten Teilchenbelegung die Teilchenrate für die gesamte Schicht.

Die Idee der dynamischen Spillregelung liegt darin, jeden Rasterpunkt mit einer individuellen, möglichst hohen Teilchenrate zu bestrahlen. Das setzt eine Variation der Intensität gemäß den Anforderungen des aktuell bestrahlten Punktes innerhalb eines Spills voraus. Im Idealfall hat die Intensität jeweils den Wert, der zur minimalen Bestrahlungszeit des Punktes passt. Durch diese individuelle Intensitätsanpassung würde die durchschnittliche Intensität nochmals steigen und die Bestrahlungszeit sinken.

Theoretisch berechnete Zeitersparnis

Zunächst wird wieder der mögliche zeitliche Gewinn abgeschätzt, um zu eruieren, ob eine über die konstante Intensität hinausgehende Spillregelung nochmals einen signifikanten Beitrag zur Zeitersparnis bringt. Als Erweiterung zu den theoretischen Untersuchungen zum konstanten Spill wird dabei eine individuelle Intensität pro Punkt angenommen. Der *Physical Beam Plan* enthält die Informationen der Dosisapplikation pro Rasterpunkt. Für die Abschätzung wurde aus den bisher vorhandenen Intensitätsstufen für jeden Rasterpunkt die passende, das heißt die für diese Teilchenbelegung maximale, ausgewählt. Aus Teilchenzahl und angenommener Teilchenrate ergibt sich direkt die theoretische Bestrahlungszeit, $T_{RP} = N_{RP}/I_{RP}$.

Betrachtet man die *Delivery-Time* in Tabelle 1.1 erhält man eine weitere, durchschnittliche Zeitersparnis von 51 % bei Kohlenstoff- und ca. 30 % bei Protonen-Plänen gegenüber einem idealen Rechteckspill. Die durchschnittliche Planlaufzeit in Tabelle 1.2 verringert sich um knapp 29 %.

Die Werte zeigen, dass die Ersparnisse gegenüber einer konstanten Intensität nochmal einen drastischen zeitlichen Gewinn versprechen. Daher wird auch die Spillregelung mit Rasterpunkt-individueller Intensität untersucht und implementiert.

Vorteile durch die Spillregelung bei der Therapieplanung

Bei der Bestrahlung mit konstanter Intensität definiert der Punkt mit der geringsten Teilchenbelegung die Intensität für die gesamte Iso-Energie-Schicht. Das Therapieplanungssystem bietet die Möglichkeit, die minimale Dosis vorzugeben, die für alle Punkte einer IES gilt. Dadurch können die Auswirkungen des großen Dosishubs zwischen den einzelnen Rasterpunkten reduziert werden. Die Punkte, die eine geringere Dosis als das festgelegte Minimum bekämen, werden dabei aus dem Plan entfernt. In weiteren Iterationen werden dann die Teilchenzahlen der einzelnen Rasterpunkte neu bestimmt, die fehlende Dosis wird auf die benachbarten und weiter hinten liegenden Punkte umverteilt. Diese zusätzlichen Schritte erfordern mehr Berechnungszeit.

Des Weiteren reduziert sich durch dieses Verfahren die Anzahl der Rasterpunkte. Unsicherheiten werden üblicherweise durch die unmittelbar benachbarten Punkte ausgeglichen. Mit einer reduzierten Anzahl an Rasterpunkten ist der Plan weniger robust gegenüber Schwankungen und Unsicherheiten. Wird der Abstand zwischen zwei Rasterpunkten zu groß, muss der Strahl entlang des Scanpfades zudem ausgeschaltet werden und eine Spillpause eingefügt werden. Dies ist mit einer zusätzlichen Verzögerung von derzeit jeweils 300 ms verbunden.

Wird die Intensität der gesamten IES nicht mehr durch die eines einzelnen Punktes festgelegt, wäre dieses Verfahren nur noch eingeschränkt notwendig. Die Folge wäre eine größere Robustheit durch eine größere Rasterpunktzahl.

1.4.3. Zusammenfassung der Vorteile durch die Spillregelung

In diesem Kapitel wurden die verschiedenen Ebenen der Motivation der Spillregelung angesprochen. Sie werden hier nochmals kurz zur Übersicht zusammengefasst:

- Schwankungen des Spills innerhalb der Extraktionsphase auf Grund inhomogener Teilchenverteilung im Phasenraum werden reduziert. Dadurch ist eine höhere durchschnittliche Intensität möglich und damit eine schnellere Bestrahlung.

1. Einleitung und Motivation

- Eine kürzere Bestrahlungszeit bedeutet mehr Komfort für den einzelnen Patienten und die Möglichkeit mehr Patienten in gleicher Zeit zu behandeln.
- Schwankungen von einem Zyklus zum nächsten durch ungleiche Füllungsgrade des Synchrotrons werden ausgeglichen.
- Die Intensität erreicht schneller den geforderten Wert am Spillanfang, was ebenfalls zur höheren Durchschnittsintensität beiträgt.
- Durch ein Rasterpunkt-abhängiges Intensitätsprofil wird die individuelle Bestrahlungszeit nochmals stark verkürzt.
- Einstellzeiten zum Nachstellen der *RF-KO Exciter* Parameter zur Aufrechterhaltung einer guten Spillform und die tägliche Intensitätsanpassung werden reduziert.
- Das Einfügen einer minimalen Teilchenbelegung pro Rasterpunkt in der Bestrahlungsplanung wird weniger bedeutungsvoll, dadurch werden die Pläne robuster.

2. Grundlagen

Diese Arbeit beschäftigt sich mit dem Aufbau und Test eines Regelkreises, um einen definierten Teilchenstrom aus einem Synchrotron extrahieren zu können. Daher wird in diesem Kapitel zunächst die HIT Beschleunigeranlage und das generelle Prinzip der langsamen Teilchenextraktion aus einem Synchrotron vorgestellt. Danach folgt eine kurze Einführung in die für diese Arbeit relevanten Gebiete der Regelungstechnik.

2.1. Überblick über den HIT Beschleunigerkomplex

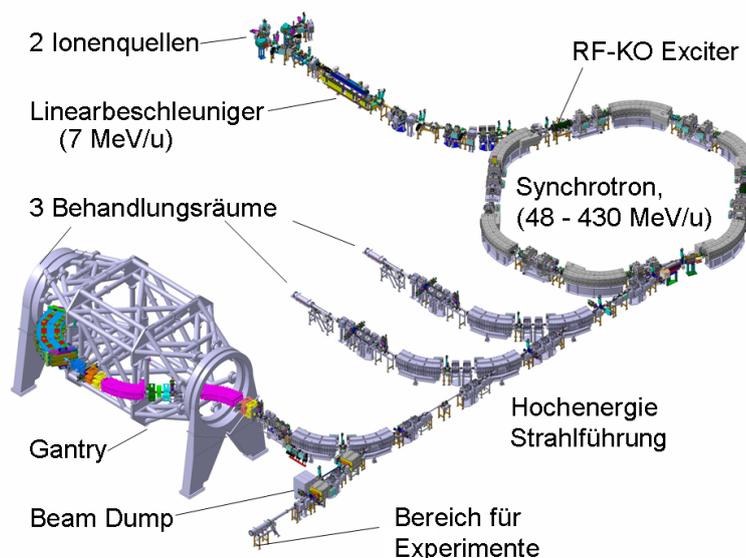


Abbildung 2.1.: Übersicht über den HIT Beschleunigerkomplex [14]. Quellen und Linearbeschleuniger dienen der Erzeugung und Vorbeschleunigung der Ionen. Hauptbeschleunigungstufe ist ein Synchrotron, das die Ionen auf verschiedene Energiestufen beschleunigt. Der langsamen Extraktion der Ionen aus dem Synchrotron dient der *RF-KO Exciter*. Die Hochenergiestrahlführung transportiert die Ionen zu den insgesamt fünf Strahlzielen, eines davon ist mit einer um 360° rotierbaren Gantry ausgestattet.

2. Grundlagen

Die HIT Beschleunigeranlage ist in Abbildung 2.1 gezeigt. Der Aufbau der HIT-Beschleunigeranlage ergibt sich aus der Forderung, einen Ionenstrahl für den Einsatz des *Rasterscan*-Verfahrens zur Tumorthherapie zur Verfügung zu stellen. Nach einer kurzen Einführung des Koordinatensystems und der wichtigsten Magnettypen wird die Arbeitsweise des Beschleunigers von den Ionenquellen bis zu den Strahlzielen erläutert.

2.1.1. Koordinatensystem und Darstellung im Phasenraum

Das verwendete Koordinatensystem ist in Abbildung 2.2 gezeigt. Die Achse der Hauptflugrichtung des Sollteilchens entlang des Synchrotrons wird mit s bezeichnet. Die transversalen Bewegungen finden in der durch x in der horizontalen und y in der vertikalen Richtung aufgespannten Ebene statt.

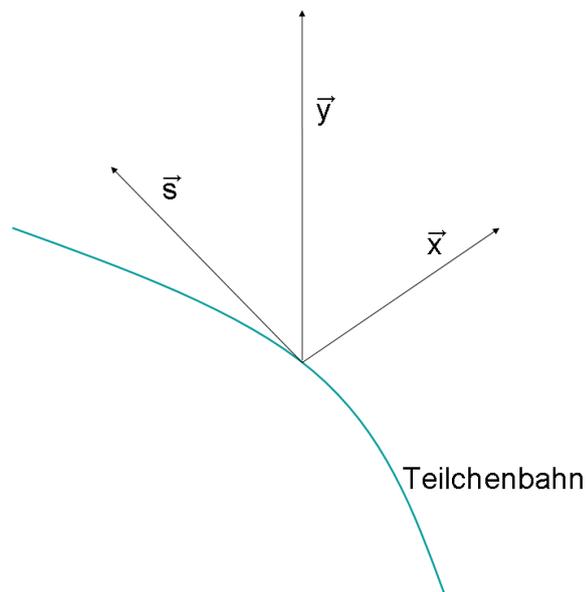


Abbildung 2.2.: In der Beschleunigerphysik verwendetes Koordinatensystem. Die Flugrichtung der Teilchen ist s , transversal dazu wird eine Ebene durch die Koordinaten x und y aufgespannt.

Neben den Ortskoordinaten gehören zum Phasenraum auch die Impulse der Teilchen. Sie werden mit einem Strich ' gekennzeichnet, und ergeben sich aus $x' = dx/ds$. Diese Definition über den Winkel, die eine Teilchenbahn mit der Bahn des Sollteilchens bildet, impliziert den Impuls p_x .

Das Synchrotron und die anderen bis dahin relevanten Beschleunigerabschnitte befinden sich bei HIT in der horizontalen Ebene. Sofern im folgenden nur eine transversale Komponente betrachtet wird, ist es die horizontale, also die x -Koordinate.

2.1.2. Magnettypen

Magnete gehören zu den wichtigsten und häufigsten Komponenten eines Beschleunigers. Die wichtigsten Typen werden hier kurz vorgestellt.

Dipolmagnete

Die Kraft auf ein geladenes Teilchen der Ladung q mit der Geschwindigkeit \vec{v} in einem magnetischen Feld \vec{B} ist gegeben durch die Lorentzkraft

$$\vec{F}_{Lorentz} = \frac{d\vec{p}}{dt} = q \cdot \vec{v} \times \vec{B}. \quad (2.1)$$

Dipole dienen im Beschleuniger der Ablenkung der Teilchen in einer Ebene, beispielsweise zur Strahlführung. Sie haben nur eine Komponente in y -Richtung

$$\vec{B} = B_0 \cdot \vec{e}_y. \quad (2.2)$$

In einem Kreisbeschleuniger halten Dipole die Teilchen auf einer geschlossenen Kreisbahn.

Quadrupolmagnete

Durch Störungen wie z. B. Magnetfeldungenauigkeiten, Stößen mit dem Restgas und der gegenseitigen Abstoßung auf Grund gleicher Ladungen und auf Grund der endlichen Strahlemittanzen werden die Teilchen immer wieder transversal zur Hauptflugrichtung abgelenkt. Um Strahlverluste zu verhindern sind fokussierende Elemente nötig, die in einem Beschleuniger durch Quadrupolmagnete repräsentiert werden.

Ihre Feldverteilung kann durch ein skalares Potenzial Φ hergeleitet werden [15]. Wegen $\vec{\nabla} \times \vec{B} = 0$ kann das magnetische Feld geschrieben werden als

$$\Phi(x, y) = -G_q xy. \quad (2.3)$$

Mit $\vec{B} = -\vec{\nabla}\Phi$ ergibt sich für die einzelnen Feldkomponenten

$$B_x = G_q y \quad \text{und} \quad B_y = G_q x \quad (2.4)$$

und für die Stärke oder den Feldgradienten des Quadrupols

$$G_q = \frac{\partial B_y}{\partial x} = \frac{\partial B_x}{\partial y}. \quad (2.5)$$

2. Grundlagen

Berechnet man mit den Gleichungen (2.1) und (2.4) die Kräfte, die ein Quadrupolfeld auf ein geladenes Teilchen ausübt, so erhält man

$$F_x = qvB_y(x, y) = qvG_q x \quad \text{und} \quad F_y = -qvB_x(x, y) = -qvG_q y. \quad (2.6)$$

Je nach Vorzeichen der Ladung und der Wahl von G_q ist die Kraft in der einen Ebene fokussierend, während sie in der anderen defokussierend wirkt. Durch geschickte Anordnung der Magnete ist eine Netto-Fokussierung in beiden Ebenen möglich [15].

Gleichung (2.6) zeigt, dass auch beim Quadrupol die Trennung von horizontaler und vertikaler Teilchen-Bewegung erhalten bleibt, da die Kraft in x - bzw. y -Richtung nur von der x - bzw. y -Position abhängt. Wenn die im Beschleuniger ablaufenden, transversalen Bewegungen der Teilchen in x und y voneinander entkoppelt sind, wird die Maschine als linear bezeichnet. Solange keine Felder höherer Ordnung als Dipole und Quadrupole im Beschleuniger vorkommen, ist diese Unabhängigkeit im Allgemeinen gegeben.

Sextupolmagnete

Eine wichtige Rolle bei der langsamen Extraktion spielen Sextupole. Sie werden außerdem generell benötigt, um die bei realen Dipolen vorhandenen Sextupolkomponenten und die bei Quadrupolen auftretende Chromatizität [15] zu kompensieren.

Wieder lässt sich das Feld aus einem skalaren Potenzial ableiten, im Falle des Sextupols lautet es [15]

$$\Phi(x, y) = -\frac{G_s}{2} \left(x^2 y - \frac{y^3}{3} \right). \quad (2.7)$$

Nach Anwendung des Nabla-Operators ergeben sich für die Feldkomponenten

$$B_x = G_s x y \quad \text{und} \quad B_y = \frac{1}{2} G_s (x^2 - y^2) \quad (2.8)$$

mit der Sextupolstärke

$$G_s = \frac{\partial^2 B_y}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 B_x}{\partial y^2}. \quad (2.9)$$

Analog zu den Betrachtungen beim Quadrupol kann daraus die Kraft auf ein Teilchen bestimmt werden. Bereits an den Gleichungen in (2.8) für die Felder kann man erkennen, dass die Kräfte nun nicht mehr nur von einer Raumkoordinate abhängen, sondern eine Vermischung dieser stattfindet.

2.1.3. Quellen, Nieder- und Mittel-Energiebereich

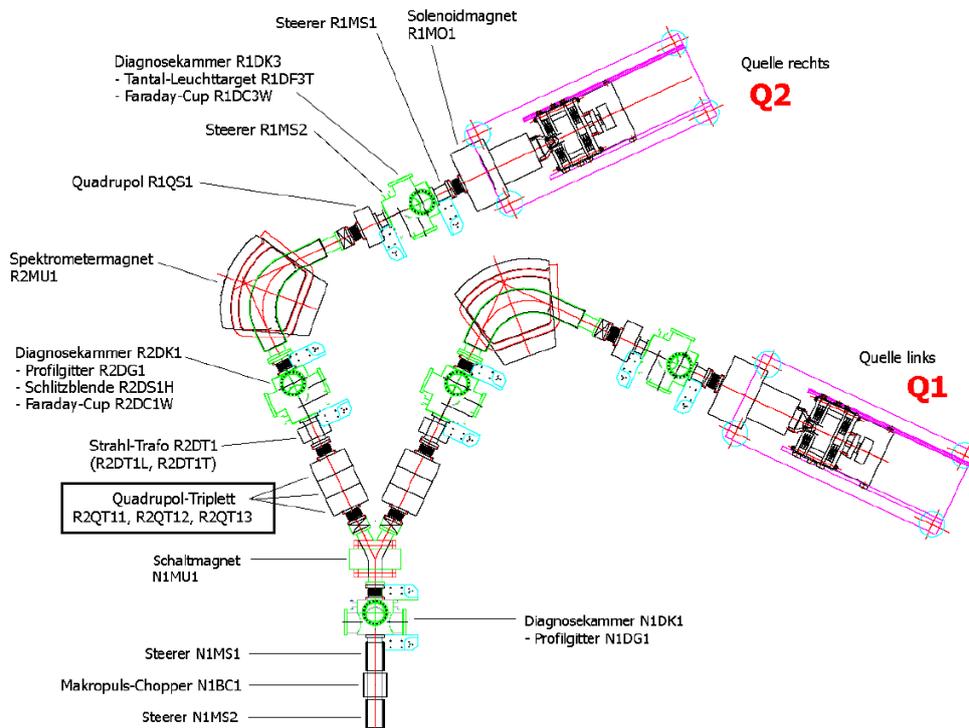


Abbildung 2.3.: Quellen- und Niederenergiebereich des HIT-Beschleunigers, entnommen aus [16]. Zwei Ionenquellen erzeugen unterschiedliche Ionensorten. Der 90°-Dipolmagnet dient als Massenspektrometer. Über das Quadrupol-triplett wird der ankommenden Strahl mehr oder weniger stark abgeschwächt, so dass mehr oder weniger Teilchen in die weiteren Beschleunigerstrukturen gelangen. Mit diesem Gerät wird im bisherigen Betrieb die Strahlintensität festgelegt.

Zwei Elektron-Zyklotron-Resonanz (EZR) Ionenquellen versorgen die Anlage mit verschiedenen Ionensorten. Eine dritte Ionenquelle befindet sich im Aufbau. So stehen jederzeit zwei, bzw. nach deren Fertigstellung drei Ionensorten zur Verfügung, die Behandlung zweier direkt aufeinander folgender Patienten kann ohne weitere Wartezeiten mit verschiedenen Ionenarten stattfinden. Ein Dipolmagnet fungiert als Massenspektrometer, um die verschiedenen Ladungszustände und Ionensorten, die aus einer Quelle kommen, zu separieren.

Im weiteren Verlauf befindet sich ein Quadrupoltriplett, das für die Intensität des Strahls eine zentrale Rolle spielt. An diesem Triplet wird bisher die Strahl-Intensität

2. Grundlagen

auf das jeweils angeforderte Niveau abgeschwächt. Es ist im Standardbetrieb die einzige Komponente des HIT-Beschleunigers¹, die intensitätsabhängige Einstellparameter besitzt. Der ankommende Teilchenstrahl wird ausgedünnt indem er unterschiedlich stark defokussiert wird, so dass nur ein Teil in die weiteren Beschleunigungsstrukturen geleitet wird. Die restlichen, nicht benötigten Teilchen werden hier auf eine Blende gelenkt. In diesem Bereich liegt die Energie der Teilchen bei 8 keV/u, so dass es dadurch zu keinem nennenswerten Strahlungsniveau außerhalb der Betriebszeit kommt.

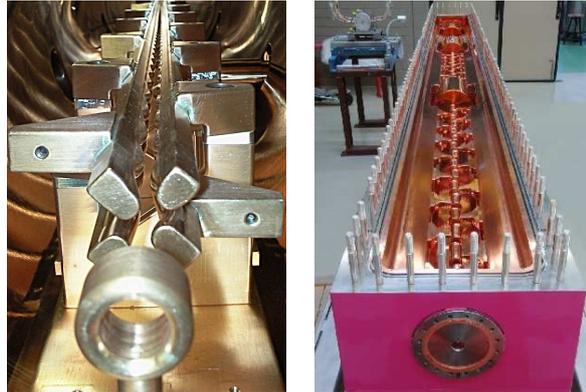


Abbildung 2.4.: Innenansichten der Linac-Komponenten. Links: Der HIT Radio-Frequenz-Quadrupol. Rechts: Der HIT Drift-Tube-Linac.

Anschließend bringt ein Linearbeschleuniger, bestehend aus einem Radio-Frequenz-Quadrupol und einem Drift-Tube-Linac, die Ionen auf ca. 7 MeV/u, etwa 12 % der Lichtgeschwindigkeit [17]. Diese Energie ermöglicht ein effizientes *Stripping* der Kohlenstoffionen von $^{12}\text{C}^{4+}$ auf nackte $^{12}\text{C}^{6+}$ -Kerne vor dem Synchrotron mit einer *Stripper*folie. Die Mittlere Energie-Strahlführung verbindet den Linearbeschleuniger mit dem Synchrotron.

2.1.4. Synchrotron

Das Synchrotron ist die Hauptbeschleunigungsstufe der HIT-Anlage und hat einen Umfang von ca. 65 m. Sechs Dipolmagnete mit einem Ablenkwinkel von je 60° halten die Ionen auf einer Kreisbahn, insgesamt acht Quadrupole fokussieren den Strahl. Einen Überblick über einen Synchrotronzyklus vom Start einer Strahlanforderung bis zum Herstellen des Ausgangszustands gibt Abbildung 2.6, die Nummern werden im Text den einzelnen Phasen eines Zyklus zugeordnet.

Der neue Zyklus wird bei ① über ein anlagenweites *Broadcast*-Signal vorbereitet.

¹mit Ausnahme der Strahldiagnosegeräte

2.1. Überblick über den HIT Beschleunigerkomplex

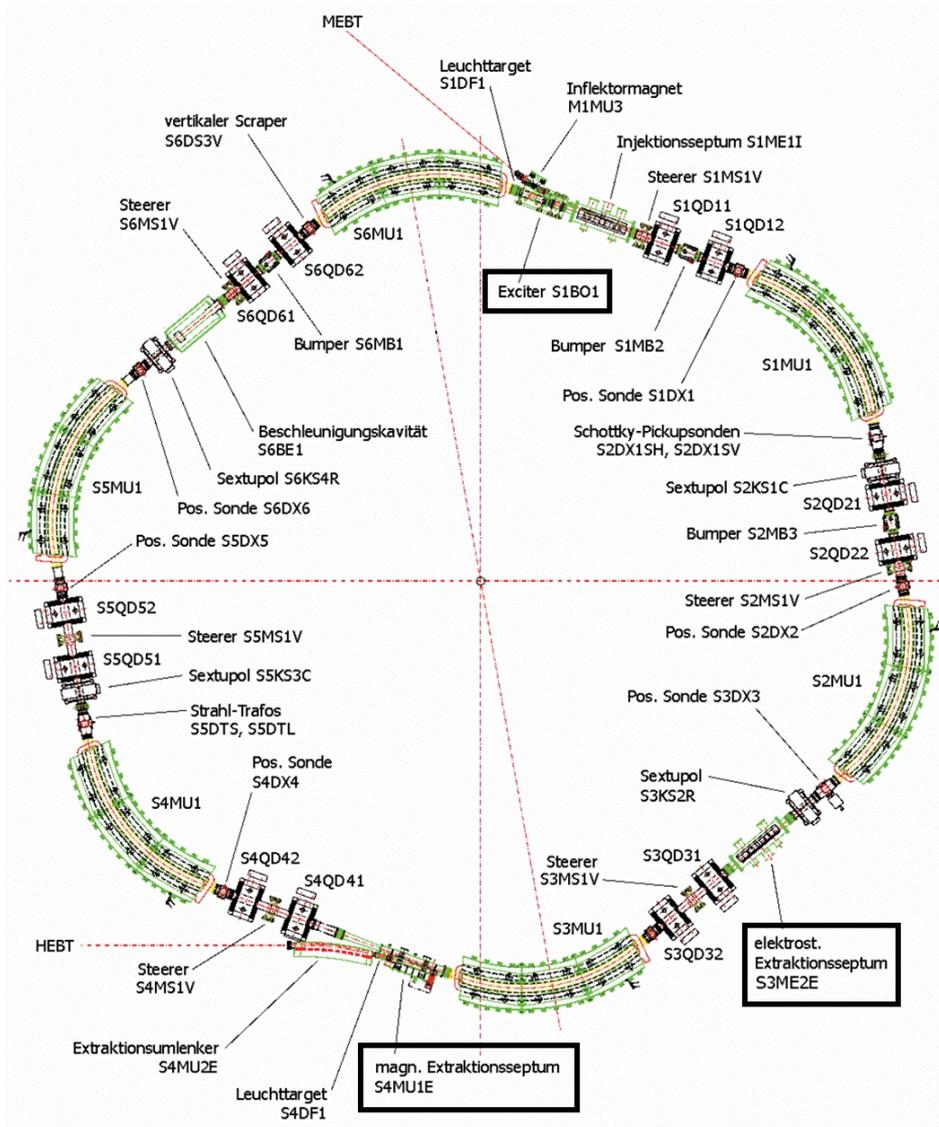


Abbildung 2.5.: HIT Synchrotron schematisch [18]. In den geraden Sektionen zwischen den 6 Dipolen sind insgesamt 12 Quadrupole und 4 Sextupole als zentrale Komponenten der transversalen Strahloptik untergebracht. Eine beschleunigende Kavität, die Septa für Injektion und Extraktion, verschiedene weitere Magnete zur Strahlmanipulation, wie *Steerer* und *Bumper*, der *RF-KO Exciter* zur transversalen Strahlanregung sowie verschiedene Strahldiagnose komplettieren den Aufbau.

2. Grundlagen

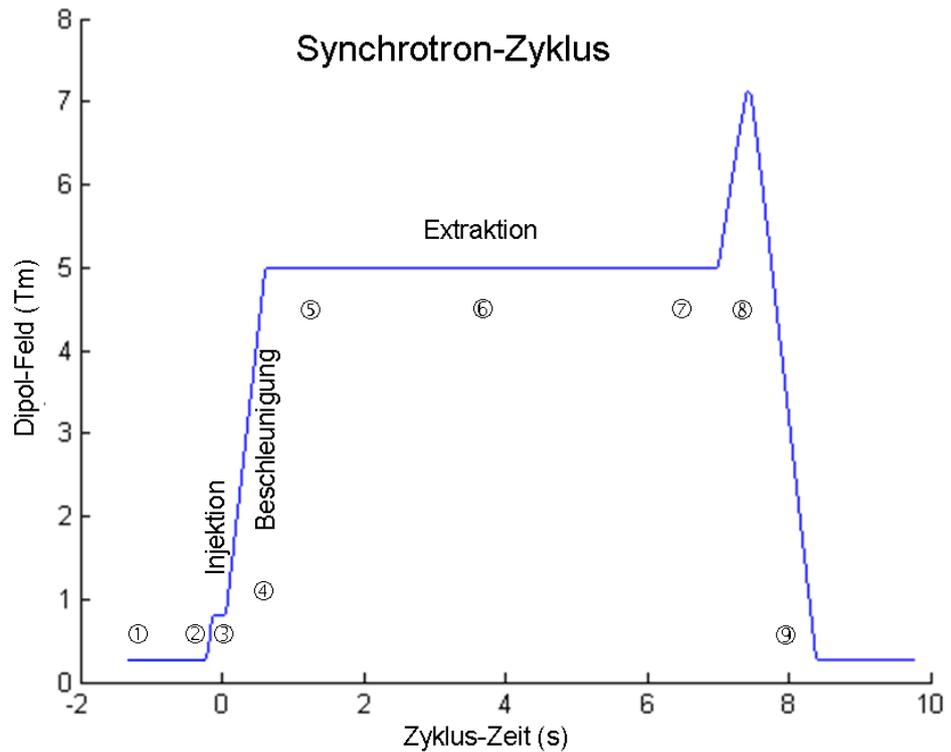


Abbildung 2.6.: Dipolfeld als Funktion der Zeit. In den Phasen mit Strahl ist das Feld ein Maß für die Teilchenenergie. Nach der Injektion der Teilchen folgt ihre Beschleunigung schließlich deren Extraktion über mehrere Sekunden. Danach wird der Zwischenzyklus-Zustand wiederhergestellt, der nochmalige Anstieg des Feldes ist auf Grund von Hysterese-Effekten nötig. Die Gesamtlänge eines Zyklus beträgt bis zu 10s, davon können bis zu 5s Strahl zum Behandlungsplatz extrahiert werden.

Dabei werden allen Geräten, von der Quelle bis zu Ziel, die angeforderten Strahlparameter für diesen Zyklus mitgeteilt. Diese Parameter charakterisieren einen Beschleunigerzyklus vollständig.

Alle involvierten Geräte beginnen beim *Event Linac Start* ② mit ihren für diese Parameter gespeicherten Strom- bzw. Spannungsrampen. Diese sind in den *Device Control Units, DCU* hinterlegt, welche die Schnittstelle zwischen dem Beschleunigerkontrollsystem und den Netzgeräten, Hochfrequenzanlagen oder Strahldiagnosegeräten darstellen.

Während der Phase ③ findet eine *Multiturn*-Injektion zur Akkumulation der Teilchen im Synchrotron statt. Der vom Linearbeschleuniger ankommende Teilchenstrom wird über 10 Umläufe spiralähnlich in das Synchrotron injiziert um dessen Akzeptanz voll auszunutzen.

Die anschließende Beschleunigungsphase ④ dauert bei einer universellen Rampensteilheit von 1,5 T/s für die höchste Energie ca. 1 s und bringt die Ionen auf die gewünschte Endenergie dieses Zyklus. Aus den für die Therapie geforderten Eindringtiefen ergibt sich das benötigte Spektrum für die Teilchenenergie. Es deckt bei Protonen den Bereich 48,12 MeV/u bis 221,06 MeV/u ab, für Kohlenstoffionen stehen Energien zwischen 88,83 MeV/u und 430,10 MeV/u zur Verfügung.

In Phase ⑤ findet die Vorbereitung auf die Extraktion statt. Die Geräte nehmen in dieser Phase die Werte an, die sie während der gesamten Extraktionsphase beibehalten.

Die Strahlextraktion ⑥ aus dem Synchrotron erfolgt langsam, d. h. über einen Zeitraum von einigen Sekunden, um das *Rasterscan*-Verfahren anwenden zu können. Eine detaillierte Beschreibung der langsamen Resonanzextraktion folgt wegen ihrer zentralen Bedeutung für diese Arbeit in den weiteren Kapiteln. Für den Extraktionsprozess bei HIT ist der transversale *RF-Knockout Exciter* [19] von entscheidender Bedeutung, der ebenfalls im Schaubild 2.1 eingezeichnet ist.

Sind am Ende der Extraktionsphase noch Teilchen im Synchrotron vorhanden, weil z. B. die bestrahlte Tumorschicht nicht die gesamte Füllung des Synchrotrons beanspruchte, werden diese kontrolliert an den *Scraper* gelenkt ⑦. Mit *Steerer*-Magneten wird die gezielte, vertikale Ablenkung des Strahls auf den *Scraper* provoziert. Bei diesem handelt es sich um einen Kupferblock, der im Vakuum über dem Soll-Orbit angebracht ist, seine Position ist in Abbildung 2.5 in Abschnitt S6 eingezeichnet.

Am Ende des Zyklus werden die Magnete kurzzeitig auf einen immer gleichen

2. Grundlagen

Feldwert gebracht ⑧. Damit begegnet man Hystereseeffekten, die ein falsches Magnetfeld zu Beginn des nächsten Zyklus zur Folge hätten. Die Eliminierung dieser Phase durch eine neuartige Magnetfeld-Regelung ist Gegenstand eines weiteren Forschungsprojektes bei HIT [20, 21].

Anschließend nehmen alle Geräte in ⑨ ihren Zwischenzyklus-Zustand ein.

2.1.5. Hoch-Energiebereich und Gantry

Die Hochenergie-Strahlführung bringt die im Synchrotron beschleunigten Teilchen zu einem der insgesamt fünf Strahlziele. Drei Strahlplätze sind für die Therapie freigegeben, davon sind zwei Behandlungsräume mit einer festen, horizontalen Strahlführung ausgestattet. Der dritte Behandlungsplatz besitzt eine um 360° drehbare *Gantry*, um den Tumor aus beliebigen Richtungen bestrahlen zu können. Ein weiterer Raum mit einer horizontalen Strahlführung steht für Experimente und Weiterentwicklungen zur Verfügung. Auf den *Beamdump* kann der Strahl während Einstellarbeiten und Tests am Beschleuniger gelenkt werden, wenn kein explizites Strahlziel erforderlich ist.

In den jeweiligen Zweigen, die zu den Bestrahlungsplätzen führen, findet die Einstellung der Strahlfleckgröße über Quadrupole statt. In diesem Strahlabschnitt befinden sich auch die Scannermagnete, die vom Therapiekontrollsystem gesteuert werden und den Strahl in lateraler-Richtung ablenken.

2.1.6. Prinzip der Ionisationskammern zur Intensitätsmessung

Nach dem Austritt der Teilchen am Ende der Hochenergiestrahlführung muss neben der Position die für diese Arbeit zentrale Strahlintensität gemessen werden. Nur so kann eine korrekte, onlineüberwachte Dosisabgabe erfolgen.

In dem bei HIT nach der Beschleunigung vorliegenden Energie- und Intensitätsbereich des Ionenstrahls werden Ionisationskammern als Messinstrument für den Teilchenstrom verwendet [10]. Mit ihr können Raten von 10^4 Teilchen/s bis 10^9 Teilchen/s gemessen werden [22]. Die für die Tumorthherapie verwendeten Teilchenraten liegen in diesem Bereich.

Aufbau und Verwendung der Ionisationskammern

Eine schematische Darstellung einer IC zeigt Abbildung 2.7. Die Kammer befindet sich zur Messung im Strahlweg, wobei an der Ein- und Austrittsseite der Ionen

eine ca. 100 μm dicke Folie die Kammer begrenzt. Sie sollte möglichst dünn sein, um die Strahlqualität wenig zu beeinflussen. Sie schließt ein Gas ein, das beim Durchflug der Primär-Ionen ionisiert wird.

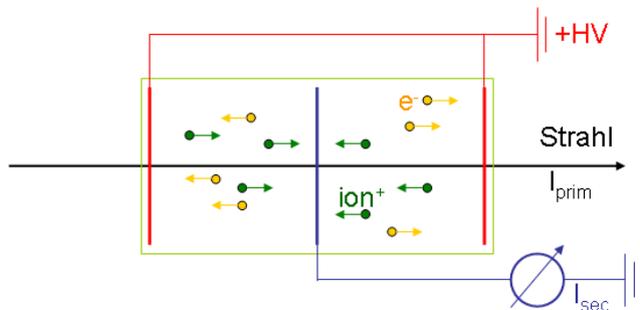


Abbildung 2.7.: Prinzip einer Ionisationskammer. Der zu messende Teilchenstrahl (Primärstrom) passiert des eingeschlossene Gas und erzeugt dabei durch Ionisation freie Ladungsträger. Mit Hilfe einer angelegten Spannung werden diese separiert. Die Sekundärionen werden von der Messelektrode in der Mitte detektiert. Die Höhe des Signals ist ein Maß für den Primärstrom.

Wie in Abbildung 2.7 illustriert ist, werden bei HIT die äußeren Folien auf ein Potenzial von $U_{IC} = +2\text{ kV}$ gebracht. Die erzeugten Ladungspaare werden von der anliegenden Spannung beschleunigt und separiert. Eine weitere Elektrode in der Mitte der Kammer ist die Messelektrode. Die hier auftreffenden, positiv geladenen Ionen werden detektiert und bilden den Sekundärstrom I_{sec} .

Messsignal in Abhängigkeit des Primärstromes

Der Zusammenhang zwischen Strahl- oder Primärstrom I_{beam} und dem gemessenen Sekundärstrom beträgt [22]

$$I_{sec} = \frac{1}{W_{Target}} \left(\frac{dE}{dx} \right) L_{Chamber} \cdot I_{beam} . \quad (2.10)$$

In die Formel geht der Energieverlust des Teilchens im verwendeten Medium dE/dx ein, für den wiederum die Bethe-Bloch-Formel (1.1) gilt. Die aktive Länge der Kammer ist $L_{Chamber}$. Der Parameter W_{Target} steht für die mittlere Energie, die zur Erzeugung eines Ladungsträgerpaares im Gas notwendig ist. Das verwendete Gas innerhalb der Kammer ist bei HIT Argon mit einem Anteil an CO_2 ,

2. Grundlagen

kann aber auch Luft sein. Die Wahl fällt deshalb auf ein inertes Edelgas, weil auf Grund seiner geringeren Rekombinationsrate, bei ausreichender Spannung U_{IC} , praktisch alle Ladungsträger getrennt und ausgelesen werden können [22]. In die genaue Berechnung des Sekundärstromes gehen weitere Korrekturfaktoren ein, die Temperatur und Luftdruck berücksichtigen. Für die Dosisermittlung im Therapiekontrollsystem findet daher eine tägliche Kalibrierung statt. Diese Abweichungen betragen allerdings weniger als 5%. Bei der Ermittlung des Sollwertes für die Spillregelung, bei der die zur Verfügung gestellte Strahl-Intensität im Rahmen größerer Toleranzen liegen darf, spielen diese Korrekturen keine Rolle. Die in die Formeln (1.1) und (2.10) eingehenden Parameter zur Berechnung des Sekundärstromes sind in Tabelle 2.1 zusammengefasst.

Die erzeugten Sekundärionen werden von einem äußeren Potential auf die Messelektrode getrieben, daran angeschlossen ist eine Ausseelektronik, die den Strom von typischerweise einigen nA misst und verstärkt. Die bei HIT verwendeten Teilchenraten decken einen Bereich von mehreren Größenordnung ab. Die Elektronik der ICs kann daher mehr oder weniger empfindlich eingestellt werden. Jeder dieser Messbereiche hat ein gewisses Band, in dem die Intensität den Genauigkeitsanforderungen entsprechend gemessen werden kann. Eine sofortige Unterbrechung der Bestrahlung wird eingeleitet, wenn die Intensität über der Grenze des für diesen Messbereich zulässigen Wertes ist.

Tabelle 2.1.: Liste der Parameter zur Berechnung des Stromsollwertes für die bei HIT verwendeten Ionisationskammern.

Parameter	Wert	Einheit
k	0,307	MeV/g · cm ²
ρ_{Target}	0,00178	g/cm ³
Z_{Target}	18	
A_{Target}	40	u
I_{Target}	209,633	eV
W_{Target}	26	eV
Z_{Ion}	6; 1	
m_e	0,511	MeV/u
e	$1,6 \cdot 10^{-19}$	C

Driftgeschwindigkeiten der Ionen

Für die Driftgeschwindigkeit der Ionen \vec{v}_D^+ gilt [23]

$$\vec{v}_D^+ = \mu^+ \cdot \vec{E} \cdot \left(\frac{p_0}{p} \right). \quad (2.11)$$

Dabei ist μ^+ die Beweglichkeit der Gasionen. Für Argonionen, die sich in Argon bewegen, beträgt $\mu^+ = 1,7 \text{ cm}^2/\text{Vs}$. Da die Kammer praktisch bei Normaldruck arbeitet, kann das Verhältnis aus Normaldruck und aktuellem Druck p_0/p vernachlässigt werden. Der Abstand zwischen Kathode und Anode in der Kammer beträgt jeweils $1/2 \cdot L_{\text{Chamber}} = 1 \text{ cm}$, so dass sich ein elektrisches Feld von $|\vec{E}| = 2 \text{ kV/cm}$ ergibt.

Aus diesen Parametern folgt eine Driftgeschwindigkeit von $|\vec{v}_D^+| = 3,4 \text{ cm/ms}$. Bei der oben genannten Kammergeometrie beträgt also die Ionen-Driftzeit bis zu $t_{\text{Drift}} = 300 \mu\text{s}$, bzw. im Mittel $\bar{t}_{\text{Drift}} = 150 \mu\text{s}$. Diese Verzögerungszeit ist ein signifikanter limitierender Faktor bei der Intensitäts-Messung und damit auch bei der in dieser Arbeit vorgestellten Intensitätsregelung. Schwankungen der Intensität unterhalb dieser Grenze können durch eine Regelung nicht kompensiert werden.

2.1.7. Auswahl der Beschleuniger-Parameter durch die Prozessdatengenerierung

Voraussetzungen zur Anwendung des *Rasterscan*-Verfahrens

Zur Anwendung des *Rasterscan*-Verfahrens muss ein Teilchenstrahl von hoher Qualität und variablen Eigenschaften zur Verfügung gestellt werden. Verschiedene Energiestufen müssen verfügbar sein, um den *Bragg-Peak* in longitudinaler Richtung zu positionieren. Um den geforderten Schichtabstand zwischen der minimalen und maximalen Eindringtiefe zu realisieren, sind bei HIT 255 Stufen wählbar. Des Weiteren muss ein schneller Wechsel der Teilchenenergie möglich sein, was ein wesentlicher Grund für die Wahl eines Synchrotrons als Hauptbeschleunigungsstufe bei HIT ist.

Daneben kommen bei HIT bis zu 4 verschiedene Ionensorten zum Einsatz und die Breite des Strahls kann in 6 Stufen im Bereich von 3,4 – 20,0 mm (Kohlenstoff) und 8,1 – 32,9 mm (Protonen) eingestellt werden.

Die sogenannten Beschleuniger- oder *MEFI*-Parameter beinhalten die Informa-

2. Grundlagen

tionen aus Ionensorte (**M**asse), **E**nergie, **F**okus und **I**ntensität². Sie spannen einen Parameterraum aus knapp 100 000 Kombinationen auf, die praktisch in beliebiger Abfolge angefordert werden können.

Aufgabe der Prozessdatengenerierung

Nach der Bestrahlungsplanung wird ein *Physical Beam Plan (PBP)* erstellt, der die Informationen über eine zu applizierende Dosisverteilung enthält. Aufgeteilt in die einzelnen Iso-Energie-Schichten ist darin für jeden Rasterpunkt eine Teilchenbelegung definiert, die an dieser Stelle deponiert werden soll.

Die Prozessdatengenerierung (PDG) übersetzt einen PBP in einen *Machine Beam Plan, MBP*. Neben den Informationen des PBP über die Koordinaten erzeugt die PDG nun z. B. auch die Sollwerte für die Magnetströme der beiden *Scanner-Magnete*, die einen Strahl dieser Energie zu den angegebenen Koordinaten ablenken. Diese sind abhängig von den Eigenschaften der Magnete und ihrer Position, was den MBP Beschleuniger-spezifisch macht.

Auswahl der Intensitätsstufe durch die Prozessdatengenerierung

Ebenso wird die vorgegebene Teilchenbelegung in eine spezifische Ladung der Ionisationskammer übersetzt. Beim Durchflug des Ionenstrahls wird in den Ionisationskammern für diesen Rasterpunkt diese Ladungsmenge durch Ionisation erzeugt.

Anhand aller Rasterpunkte einer IES bestimmt die PDG den Punkt mit der geringsten Teilchenbelegung oder den kritischsten Punktübergang. Auch der Rasterpunkt mit der geringsten Teilchenbelegung darf maximal nur so schnell bestrahlt werden, dass die Mindestzeit für die Bestrahlung eines Punktes eingehalten wird. Des Weiteren darf auch beim kritischsten Punktübergang nur der erlaubte Bruchteil der Punktdosis entlang des *Scan*-Pfades appliziert werden. Die Vereinigung dieser Kriterien legt die für diese IES verwendete Teilchenrate fest.

Die durch Gleichung (1.5) herausgefundene Intensität wird auf die nächstverfügbare Stufe abgerundet. Tabelle 2.2 zeigt die bei HIT derzeit zur Verfügung stehenden Teilchenraten für die einzelnen Ionensorten.

²Sowie den weiteren, hier nicht weiter relevanten Größen Quellen- und Zielzweig und gegebenenfalls den Gantrywinkel.

2.1. Überblick über den HIT Beschleunigerkomplex

Tabelle 2.2.: Bei HIT verwendete Intensitätsstufen in Teilchen/s für die verschiedenen Ionensorten

I-Stufe	Protonen	Helium	Kohlenstoff	Sauerstoff
1	$8,0 \cdot 10^7$	$1,8 \cdot 10^7$	$2,0 \cdot 10^6$	$1,1 \cdot 10^6$
2	$1,2 \cdot 10^8$	$2,8 \cdot 10^7$	$3,0 \cdot 10^6$	$1,7 \cdot 10^6$
3	$2,0 \cdot 10^8$	$4,5 \cdot 10^7$	$5,0 \cdot 10^6$	$2,8 \cdot 10^6$
4	$3,2 \cdot 10^8$	$7,2 \cdot 10^7$	$8,0 \cdot 10^6$	$4,5 \cdot 10^6$
5	$4,0 \cdot 10^8$	$9,0 \cdot 10^7$	$1,0 \cdot 10^7$	$5,6 \cdot 10^6$
6	$6,0 \cdot 10^8$	$1,4 \cdot 10^8$	$1,5 \cdot 10^7$	$8,4 \cdot 10^6$
7	$8,0 \cdot 10^8$	$1,8 \cdot 10^8$	$2,0 \cdot 10^7$	$1,1 \cdot 10^7$
8	$1,2 \cdot 10^9$	$2,7 \cdot 10^8$	$3,0 \cdot 10^7$	$1,7 \cdot 10^7$
9	$2,0 \cdot 10^9$	$4,5 \cdot 10^8$	$5,0 \cdot 10^7$	$2,8 \cdot 10^7$
10	$3,2 \cdot 10^9$	$7,2 \cdot 10^8$	$8,0 \cdot 10^7$	$4,5 \cdot 10^7$
11	$4,0 \cdot 10^9$	$9,0 \cdot 10^8$	$1,0 \cdot 10^8$	$5,6 \cdot 10^7$
12	$6,0 \cdot 10^9$	$1,4 \cdot 10^9$	$1,5 \cdot 10^8$	$8,4 \cdot 10^7$
13	$8,0 \cdot 10^9$	$1,8 \cdot 10^9$	$2,0 \cdot 10^8$	$1,1 \cdot 10^8$
14	$1,2 \cdot 10^{10}$	$2,7 \cdot 10^9$	$3,0 \cdot 10^8$	$1,7 \cdot 10^8$
15	$2,0 \cdot 10^{10}$	$4,5 \cdot 10^9$	$5,0 \cdot 10^8$	$2,8 \cdot 10^8$

2.2. Transversale Bahndynamik in Kreisbeschleunigern

Die allermeisten Teilchen laufen nicht auf dem idealen Sollorbit des Synchrotrons. Schon ab der Injektion nimmt die Gesamtheit der umlaufenden Teilchen ein gewisses Phasenraumvolumen ein. Durch die Anwesenheit von Quadrupolen werden sie immer wieder in die Richtung der Strahlachse fokussiert und stoßen sich gegenseitig wieder ab. Vorbereitend auf die Beschreibung der langsamen Resonanzextraktion werden in diesem Abschnitt die transversalen Teilchenbewegungen hergeleitet.

2.2.1. Hillsche Differentialgleichung und ihre Lösungen

Die Bewegungsgleichung in linearer Näherung, die die möglichen Teilchenbahnen vorgibt, ist die Hillsche Differentialgleichung [15]

$$\frac{d^2x}{ds^2} + G_q(s)x = \frac{1}{\rho(s)} \frac{\Delta p}{p}. \quad (2.12)$$

Der rechte Teil der Gleichung enthält den lokalen Krümmungsradius der Sollbahn $\rho(s)$ und die Impulsabweichung $\Delta p/p$ vom Sollteilchen. Unter Nichtbeachtung der Impulsabweichung, also bei der Beschränkung auf Teilchen mit Sollimpuls, vereinfacht sie sich zu

$$\frac{d^2x}{ds^2} + G_q(s)x = 0. \quad (2.13)$$

Die Lösungen dieser an den harmonischen Oszillator erinnernden Gleichung³ sind Schwingungen in transversaler Richtung um die Sollbahn. Diese Schwingungen werden Betatronschwingungen genannt. Sie lassen sich mit den Substitutionen $\psi(s) = \sqrt{G_q(s)} \cdot s$ und $\alpha(s) := -\beta'(s)/2$ schreiben als eine kombinierte Schwingung im Ortsraum [15]

$$x(s) = \sqrt{\epsilon} \sqrt{\beta(s)} \cos[\psi(s) + \psi_0] \quad (2.14)$$

und im Impulsraum

$$x'(s) = -\frac{\sqrt{\epsilon}}{\sqrt{\beta(s)}} (\alpha(s) \cos[\psi(s) + \psi_0] + \sin[\psi(s) + \psi_0]). \quad (2.15)$$

³Der Unterschied besteht in der Abhängigkeit der Federkonstanten vom Weg s .

2.2. Transversale Bahndynamik in Kreisbeschleunigern

Die auftretenden Integrationskonstanten sind ψ_0 sowie die in der Beschleunigerphysik wichtige und im Idealfall bei konstanter Energie ortsunabhängige Emittanz ϵ . Die ortsveränderliche Amplitudenfunktion oder Betafunktion $\beta(s)$ ist ein Maß für den lokalen Strahlquerschnitt und von der gegebenen Anordnung der Beschleunigerrelemente abhängig. Auch die Phase

$$\psi(s) = \int_0^s \frac{d\hat{s}}{\beta(\hat{s})} \quad (2.16)$$

der Betatronschiwingung ist eine Funktion von s .

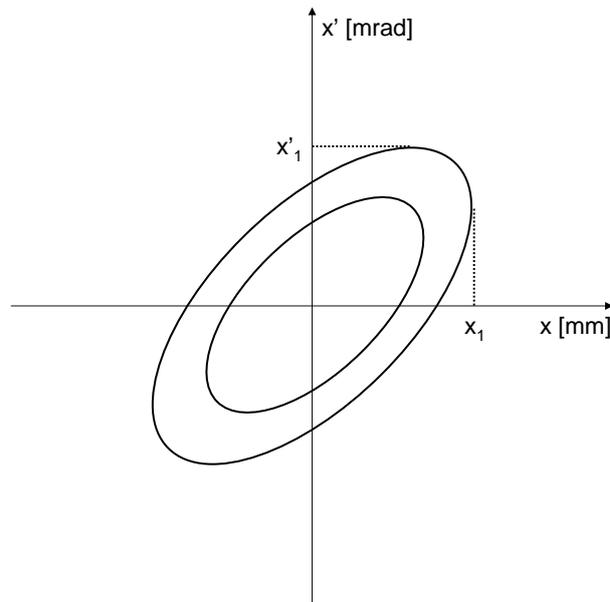


Abbildung 2.8.: Aufenthaltsmöglichkeiten auf der Phasenraumellipse für zwei verschiedene Teilchen an einem festen Ort s des Synchrotrons für die horizontale Richtung. Nach jedem Umlauf befindet sich das betrachtete Teilchen auf dem Rand der gleichen konstanten Ellipse.

2.2.2. Bedeutung der Emittanz

Die Gleichungen (2.14) und (2.15) stellen eine Ellipsengleichung in der aus x und x' aufgespannten Ebene dar, wie sie in Abbildung 2.8 gezeigt ist. Die Fläche der Ellipse $E = \pi\epsilon$, also das eingenommene Phasenraumvolumen, ist im Idealfall konstant, eine Folge des Satzes von Liouville [24]. Dieser besagt, dass jedes Volumenelement eines Phasenraumes zeitlich konstant ist, solange auf die Teilchen nur konservative Kräfte wirken.

Für ein einzelnes Teilchen und einen festen Wert von s bedeutet der Rand einer solchen Ellipse anschaulich die Gesamtheit aller dort möglichen Kombinationen aus x und x' .

Eine Integration der Phase über einen vollen Umlauf liefert den Phasenvorschub

$$\mu = \oint \frac{d\hat{s}}{\beta(\hat{s})}. \quad (2.17)$$

Dieser definiert um wieviel sich das Teilchen bei jedem Umlauf durch den Kreisbeschleuniger auf dem Rand der Ellipse weiterbewegt hat.

Entlang des Ortes s verändert sich im Allgemeinen die Emittanzlage gemäß der Anordnung der Magnete. Für alle Teilchen mit der gleichen Schwingungsamplitude gilt die gleiche Ellipse, ihre jeweiligen Positionen darauf hängen von der Anfangsphase ψ_0 ab.

Betrachtet man die Gesamtheit der im Strahl vorhandenen Teilchen mit verschiedenen Schwingungsamplituden, so ergeben sich eine Vielzahl von konzentrischen Ellipsen, die jeweils für die Emittanz des Einzelteilchens steht. Die Emittanz des Gesamtstrahls kann definiert werden als die Ellipse, in der z. B. 68% oder 95% (eine oder zwei Standardabweichungen) aller Emittanzen der Einzelteilchen liegen.

Eine weitere wichtige Größe, die aus der Phase abgeleitet werden kann, ist der Arbeitspunkt oder *Tune*

$$Q = \frac{\mu}{2\pi} = \frac{1}{2\pi} \oint \frac{d\hat{s}}{\beta(\hat{s})} \quad (2.18)$$

eines Kreisbeschleunigers, gleichbedeutend mit der Anzahl der Betatronschwingungen pro Umlauf.

2.2.3. Übergang zu normalisierten Koordinaten

Eine einfachere Darstellung ergibt sich, wenn man die Phasenraum-Koordinaten x und x' in normalisierte Koordinaten X und X' transformiert. Die Transformationsmatrix dafür lautet [25]

$$\begin{pmatrix} X \\ X' \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{\beta}} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \alpha & \beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ x' \end{pmatrix}. \quad (2.19)$$

Die Parameter α und β und ihre Definitionen wurden bereits zur Verwendung der Gleichungen (2.14) und (2.15) eingeführt. Diese lineare Transformation, auch Floquetsche Transformation genannt, stellt die flächenkonstanten Ellipsen aus Abbildung 2.8 in Form von Kreisen mit dem Radius

$$A = \sqrt{X_0^2 + X_0'^2} \quad (2.20)$$

dar.

Während in der unnormierten Darstellung die Betatronphase $\psi(s)$ als freie Variable verwendet wurde, ist es nun die Phase $\phi(s) = \psi(s)/Q$. Ein Synchrotron-Umlauf eines Teilchens wird so auf einen 360° -Umlauf in der Phasenraumdarstellung abgebildet. Der Phasenvorschub kann dann beispielsweise direkt abgelesen werden.

2.2.4. Resonanzen

Nach spätestens einem vollständigen Synchrotronumlauf wiederholen sich die optischen Eigenschaften periodisch. Daher wirken durch Störungen hervorgerufene Kräfte ebenfalls periodisch auf die Teilchen. Störungen sind hauptsächlich auf Feldfehler zurückzuführen, die als Folge von Ungenauigkeiten bei Fertigung und Justierung der Magnete, Inhomogenitäten, Randfelder oder durch Multipole höherer Ordnung auftreten. Die Hillsche Gleichung wird auf der rechten Seite um einen Störungsterm ergänzt

$$\frac{d^2x}{ds^2} + G_q(s)x = F(s). \quad (2.21)$$

Da die Teilchen um den Sollorbit schwingen, können diese Kräfte resonant anregen und so zu einem Anwachsen der Amplitude führen. Die Lösung hat entsprechend der Art und Ordnung des Störungsterms ein anderes Aussehen.

2. Grundlagen

Generell gilt die Resonanzbedingung im Beschleuniger

$$m \cdot Q = p \tag{2.22}$$

bzw. unter Berücksichtigung von Nichtlinearitäten, also der Kopplung der beiden transversalen Schwingungsrichtungen

$$m \cdot Q_x + n \cdot Q_y = p \tag{2.23}$$

mit den ganzen Zahlen m, n und p . Eine ausführliche Herleitung findet sich z. B. in [24]. Die Summe aus m und n nennt man die Ordnung der Resonanz. Mit steigender Ordnung nimmt die Stärke der Resonanz ab. Aufgrund des exponentiellen Anwachsens der Amplitude im Falle einer Resonanz und der großen Zahl von Umläufen, die die Teilchen im Synchrotron absolvieren⁴, ist jedoch die Vermeidung von unerwünschten Resonanzen im Betrieb von hoher Wichtigkeit. Für ein Schwerionentherapie-Synchrotron sollten Resonanzen mindestens bis zur vierten Ordnung vermieden werden [18].

⁴ca. 10^6 Umläufe pro Sekunde, Zeit zwischen Injektion und Extraktion in der Größenordnung 1 s

2.3. Die langsame Resonanz-Extraktion

Bei vielen Kreisbeschleunigern müssen die Teilchen nach ihrer Beschleunigung wieder extrahiert werden, um sie entweder in eine weitere Beschleunigungsstufe zu leiten oder den jeweiligen Anwendungen und Experimenten zuzuführen. Zunächst muss zwischen einer schnellen Extraktion und verschiedenen Formen der langsamen Extraktion unterschieden werden.

Bei der schnellen Extraktion werden alle im Synchrotron vorhandenen Teilchen mit einem schnellen *Kicker*-Magnet innerhalb eines Umlaufs aus dem Synchrotron extrahiert, sie wird daher auch *single-turn* Extraktion genannt. Bei einem Synchrotron-Umfang von weniger als 100 m und einer Geschwindigkeit der Größenordnung $0,5c$ resultiert daraus ein Teilchenpuls mit einer Länge von weniger als $1 \mu\text{s}$. Für das *Rasterscan*-Verfahren in der Ionentherapie ist diese Art der Extraktion ungeeignet, da die Rückkopplungsmechanismen bei der Dosisapplikation mehr Zeit benötigen.

Für die Therapie sollte der Extraktionszeitraum typischerweise einigen Sekunden betragen. Um die Teilchen über diese im Verhältnis zu ihrer Umlaufdauer lange Zeit extrahieren zu können, gibt es verschiedene Verfahren. Allen liegt jedoch das Prinzip der in diesem Abschnitt beschriebenen langsamen Resonanzextraktion zu Grunde.

Bei diesem Verfahren wird nur ein kleiner Teil des umlaufenden Strahls in Resonanz und damit zur Extraktion gebracht, während die restlichen umlaufenden Teilchen im stabilen Bereich des Phasenraumes bleiben.

2.3.1. Allgemeines Prinzip der langsamen Resonanz-Extraktion

Bei der langsamen Resonanz-Extraktion sind diese Schritte notwendig, die in den folgenden Abschnitten jeweils erläutert werden:

- Der Strahl wird in die Nähe einer drittelzahligen Resonanz gebracht;
- Der Phasenraum wird in einen stabilen und einen instabilen Teil aufgeteilt;
- Der Strahl wird partiell in Resonanz gebracht.

Durch Änderung der Quadrupolstärke wird der Arbeitspunkt in die Nähe der Resonanz dritter Ordnung verschoben,

$$3 \cdot Q_x = p. \tag{2.24}$$

2. Grundlagen

Dies entspricht Gleichung (2.22) mit $m = 3$. Das Verwenden einer drittelzahligen Resonanz bedeutet in der Darstellung der normalisierten Koordinaten, dass die Teilchen im Phasenraum-Diagramm um 120° pro Umlauf zusätzlich rotieren.

Die Unterteilung des Phasenraumes in einen stabilen und einen instabilen Bereich geschieht durch nicht-lineare Betatron-Resonanzen. Während der Injektions- und der Beschleunigungs-Phase sind Resonanzen unerwünscht, da sie zu Strahlverlusten führen. Für die Extraktion wird eine gezielte Anregung einer Resonanz mit Sextupol-Magneten realisiert.

Anregung einer nicht-linearen Resonanz mit Sextupolen

Bei der folgenden Herleitung aus [26] wird die Sextupol-Wirkung als Störung des linearen, aus Dipolen und Quadrupolen aufgebauten Beschleunigers aufgefasst.

Die Transformationsmatrix in normalisierten Koordinaten, die einen Umlauf im ungestörten Synchrotron beschreibt, ist gegeben durch

$$M = \begin{pmatrix} \cos 2\pi Q_x & -\sin 2\pi Q_x \\ \sin 2\pi Q_x & \cos 2\pi Q_x \end{pmatrix}. \quad (2.25)$$

Da der Strahl sich in der Nähe einer Resonanz befindet, wird der *Tune*-Abstand des Teilchens zur Resonanz definiert als

$$\delta Q = Q_x - Q_{\text{res}} \quad (2.26)$$

und Gleichung (2.24) kann wegen der drittelzahligen Resonanz und $n \in \mathbb{N}$ geschrieben werden als

$$Q_x = \left(n \pm \frac{1}{3} \right) + \delta Q. \quad (2.27)$$

Nach drei Umläufen und der zusätzlichen Störung $\delta Q \ll 1$ hat die Matrix (2.25) folgendes Aussehen:

$$M_3 = \begin{pmatrix} \cos[6\pi(n \pm 1/3 + \delta Q)] & -\sin[6\pi(n \pm 1/3 + \delta Q)] \\ \sin[6\pi(n \pm 1/3 + \delta Q)] & \cos[6\pi(n \pm 1/3 + \delta Q)] \end{pmatrix} \approx \begin{pmatrix} 1 & 6\pi\delta Q \\ 6\pi\delta Q & 1 \end{pmatrix}. \quad (2.28)$$

Die neuen Koordinaten des Teilchens nach drei Umläufen im gestörten Synchrotron

sind also mit der kleinen Störung $\eta = 6\pi\delta Q$

$$\begin{pmatrix} X \\ X' \end{pmatrix}_3 \approx \begin{pmatrix} 1 & \eta \\ -\eta & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X \\ X' \end{pmatrix}_0. \quad (2.29)$$

Für das ungestörte Teilchen entspricht die Matrix einer Driftstrecke, und es wäre nach drei Umläufen an der gleichen Stelle wie zu Beginn.

Nimmt man einen beliebig dünnen Sextupol an, so dass die Änderung in x beim Durchflug vernachlässigbar ist, so gilt mit der normalisierten Sextupolstärke S

$$\Delta X = 0 \quad \text{und} \quad \Delta X' = SX^2. \quad (2.30)$$

Die Störung wirkt sich nach drei Umläufen folgendermaßen aus:

$$\Delta X_3 = \eta X'_0 + \frac{3}{2}SX_0X'_0, \quad \Delta X'_3 = -\eta X_0 + \frac{3}{4}S(X_0^2 - X'^2_0). \quad (2.31)$$

Kobayashi Hamiltonian und Separatrix

Die Gleichungen (2.31) können als Ableitungen einer Hamiltonfunktion aufgefasst werden⁵ [27]:

$$\Delta X = \frac{dX}{dt} = \frac{\partial H}{\partial X'} \quad (2.32)$$

$$\Delta X' = \frac{dX'}{dt} = -\frac{\partial H}{\partial X}. \quad (2.33)$$

Die durch Integration gefundene Hamiltonfunktion (*Kobayashi Hamiltonian*) lautet

$$H = \frac{\eta}{2}(X^2 + X'^2) + \frac{S}{4}(3XX' - X^3). \quad (2.34)$$

Sie ist zeitunabhängig, also eine Konstante der Bewegung.

Für $S = 0$ ist nur der erste Term nicht verschwindend und beschreibt die ungestörte Bahn ohne Sextupole. Diese Lösungen bei konstantem H sind in der Darstellung der normalisierten Koordinaten Kreise mit Radius $\sqrt{2H/\eta}$, bzw. Ellipsen

⁵Die Dauer für drei Umläufe ist sehr klein im Vergleich zur Spill-Länge und makroskopischen Effekten und kann daher als kleinste Zeiteinheit verwendet werden.

2. Grundlagen

in der nicht-normalisierten Darstellung, wie sie in Abbildung 2.8 gezeigt sind.

Die Sextupolstörung wird durch den zweiten Term repräsentiert. Die resultierenden Teilchenbewegungen der gesamten Hamiltonfunktion sind in Abbildung 2.9 gezeigt. Unter dem Einfluss von Sextupolen wird aus einer Phasenraum-Ellipse eine annähernd dreieckige Separatrix. Die Größe der Separatrix und damit der stabile, innere Bereich, ist abhängig vom Verhältnis η/S . Je größer die Sextupolstärke und je kleiner der Abstand zum resonanten *Tune*, um so kleiner ist die stabile Fläche im Phasenraum.

Da die Teilchen einen Phasenvorschub von ca. 120° haben⁶, rotieren die Positionen der Teilchen im Phasenraumdiagramm mit jedem Synchrotron-Umlauf. Einige aufeinander folgende Positionen jeweils eines stabilen und eines instabilen Teilchens sind in Abbildung 2.9 eingezeichnet.

2.3.2. Extraktionsvarianten

Sobald eine Separatrix und damit eine Trennung des Phasenraumes in eine stabile und eine instabile Region vorliegt, gibt es mehrere Möglichkeiten den Strahl partiell in den instabilen Bereich zu bringen und die Extraktion durchzuführen. Man kann die Verfahren dabei in zwei grundlegend verschiedene Arten der langsamen Extraktion unterteilen. Zum einen kann die Fläche des stabilen Bereiches sukzessive verkleinert werden, so dass die Separatrix den Strahl zunehmend einschnürt. Die zweite Variante besteht in der Vergrößerung der Strahl-Emittanz und damit der Schwingungsamplitude der Teilchen, bis sie außerhalb des stabilen Bereiches sind.

Eine Übersicht über die Extraktionsvarianten die für einen Therapiebeschleuniger relevant sind gibt [28].

Erhöhung der Quadrupol-Stärke

In dieser Extraktionsmethode wird über eine Verkleinerung des Abstandes δQ die Größe der stabilen Fläche E_{Sep} der Separatrix reduziert. Diese ist gegeben durch [26]

$$E_{\text{Sep}} = \frac{48\sqrt{3}\pi}{S^2}(\delta Q)^2\pi. \quad (2.35)$$

⁶Der *Tune* ist nur in der Nähe der drittelzahligen Resonanz; bei $\delta Q = 0$ wäre der Phasenvorschub genau 120° .

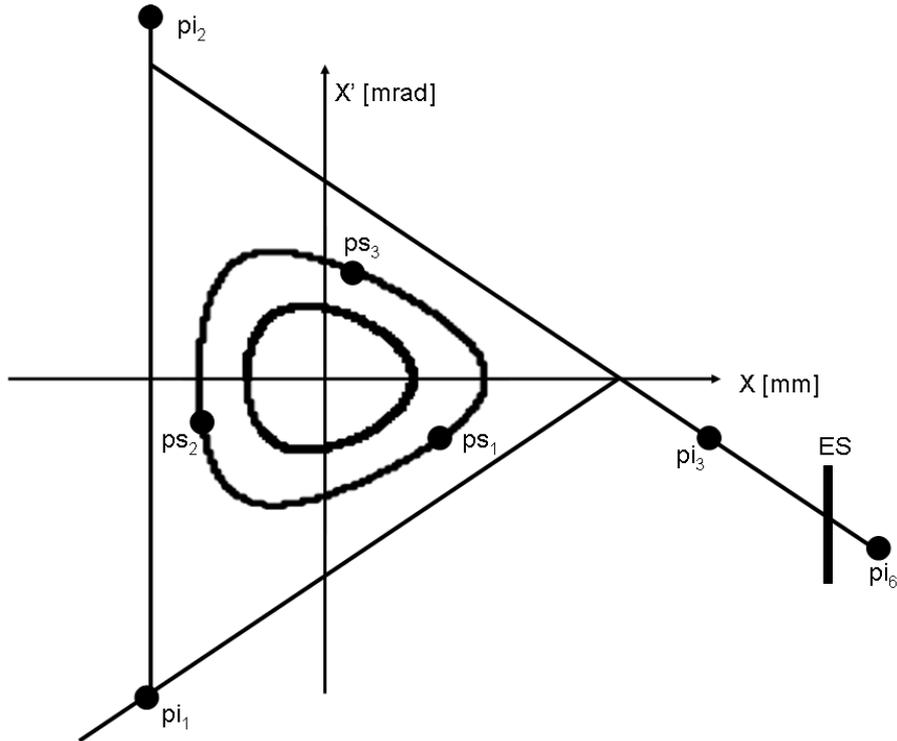


Abbildung 2.9.: Phasenraumdarstellung der horizontalen Teilchenbewegungen in normalisierten Koordinaten in der Nähe einer drittel-zahligen Resonanz. Die Koordinaten eines stabilen (ps) und eines instabilen Teilchens (pi) sind gezeigt. Der Index gibt die Nummer des betrachteten Umlaufs an. Eine mögliche Position für das Elektrostatische Extraktionsseptum (ES) ist ebenfalls eingezeichnet.

Es besteht also eine Abhängigkeit des stabilen Phasenraumes von der Änderung des *Tunes*. Durch die Variation der Quadrupolstärke wird der *Tune* näher an die Resonanzbedingung (2.24) herangeführt und schließlich erreicht. Dabei werden zunächst die Teilchen am äußeren Rand der Separatrix, also die mit der größten Schwingungsamplitude, extrahiert, zum Schluss die Teilchen auf der Sollbahn. Für jede Amplitude gibt es einen kritischen *Tune*-Wert.

Diese Extraktionsmethode ist sehr empfindlich gegenüber Verschiebungen des *Tunes*. Geringe Variationen der Quadrupolstärke haben bereits einen verhältnismäßig großen Einfluss auf den *Tune* und damit auf die Separatrixgröße. Durch die Variation der Strahloptik während der Extraktion verändert sich außerdem die Strahlposition. Es ist daher vorteilhaft, diese Geräte während des Extraktionsprozesses auf einem konstanten Wert zu halten. Überlagerte Störungen und ein

2. Grundlagen

aus der Strom-Gleichrichtung verbliebener *Ripple* oder Rest-Welligkeit der Netzgeräte haben zudem eine direkte Auswirkung auf den *Tune* und damit auf die Mikrostruktur des extrahierten Strahls.

Erhöhung der Sextupol-Stärke

Gleichung (2.35) ist nicht nur sensitiv auf *Tune*-Änderungen, sondern auch auf die Sextupol-Stärke S . Auch eine Erhöhung von S trägt also zu einer Verkleinerung des stabilen Phasenraumes bei.

Die Anforderungen an die Sextupol-Netzgeräte sind jedoch weitaus höher, um den Ring vollständig zu entleeren, als bei der vorher beschriebenen Methode der Quadrupol-Änderung. Bei dieser muss der *Tune* nur mäßig verschoben werden, bis die Differenz δQ verschwindet und damit auch $E_{sep} = 0$ ist. Um dies bei konstantem δQ durch eine Erhöhung der Sextupolstärke zu realisieren, müsste S und damit der Strom durch die Sextupole unendlich groß sein, um auch die letzten Teilchen zu extrahieren. Außerdem ändert sich die Strahlbreite des extrahierten Strahls in Abhängigkeit der Sextupolstärke, was für medizinische Zwecke inakzeptabel ist [26]. Dieses Verfahren wird daher in der Regel nicht angewandt.

Longitudinale Anregung

Das Prinzip der stochastischen Extraktion [29, 30] geht wie die Variante der *Tune*-Erhöhung auf die Impulsabhängigkeit des *Tunes* zurück.

Die Wirkung der Quadrupole auf ein Teilchen ist impulsabhängig, wie an Hand der Hillschen Gleichung (2.12) zu sehen ist. Da der Strahl nie monoenergetisch ist, sondern eine Impulsbreite hat, ist auch die Quadrupolstärke G_q für die Teilchen unterschiedlich groß. Da der Wert des *Tunes* durch die Quadrupole definiert wird, hat der Strahl eine gewisse *Tune*-Breite. Der proportionale Zusammenhang

$$\frac{\Delta Q}{Q} = \xi \frac{\Delta p}{p} \tag{2.36}$$

wird durch die Chromatizität ξ beschrieben.

Anstatt den *Tune* und damit die Größe der Separatrix im Verlauf des Extraktionsprozesses zu verändern und so nach und nach für alle Impulse die Resonanzbedingung zu erfüllen, werden bei der stochastischen Extraktion der *Tune* konstant gehalten und die Teilchen-Impulse gezielt manipuliert.

Dieses Verfahren führt zu einer niedrigeren Teilchendichte im Impulsraum an der Stelle der Resonanz, so dass der Netzgeräte-*Ripple* einen weniger störenden Einfluss hat. Dadurch können auch geringe Extraktionsraten über einen längeren Zeitraum realisiert werden.

Die Änderung des Teilchenimpulses kann auf verschiedene Art und Weise erfolgen. Eine Möglichkeit ist das Anlegen eines hochfrequenten elektrischen Feldes in longitudinaler Richtung. Die anregende Frequenz ist ein Rauschsignal mit definierter Bandbreite, so dass die Teilchenimpulse statistisch fluktuieren. Die Teilchen, deren Impulse zum resonanten *Tune* passen, werden wieder entlang der Separatrix-Äste extrahiert.

Eine andere Variante den Teilchenimpuls zu verändern ist mit Hilfe eines *Betatron Cores* [31]. Sie ist für die beiden weiteren europäischen Behandlungszentren, dem italienischen *Centro Nazionale di Adroterapia Oncologica, CNAO*, das seit September 2011 Patienten mit Ionen behandelt, und *MedAustron*, das sich in Österreich im Aufbau befindet, implementiert bzw. vorgesehen.

Dabei handelt es sich um einen stromdurchflossenen Eisenring, durch dessen Zentrum der Teilchenstrahl fliegt. Bei einem zeitveränderlichen Strom wird im Eisen ein Magnetfeld, und im Inneren des Rings wiederum ein elektrisches Feld induziert. Dieses elektrische Feld beschleunigt die Teilchen. Es gilt der Zusammenhang aus der Flussänderung im Magneten und dem entstehenden elektrischen Feld auf der Strahlachse [32]

$$U_{ind} = -\frac{d\Phi}{dt} = \oint \vec{E} d\vec{s}. \quad (2.37)$$

In [31] wird angeführt, dass die im *Betatron Core* gespeicherte Energie um ein Vielfaches höher ist, als die in einem Quadrupol. Durch die Verwendung dieser Extraktionsart soll der Einfluss eventueller Netzgeräte-*Ripple* gegenüber der konventionellen Methode durch Erhöhung der Quadrupol-Stärke verringert werden und eine möglichst glatte Spillform erreicht werden.

Transversale Anregung

Zur Anregung einer Resonanz kann auch ein transversales, elektrisches Hochfrequenzfeld verwendet werden. Diese Variante wird an den japanischen Ionentherapiezentren verwendet, z. B. am *National Institute of Radiological Sciences, (NIRS)* in Chiba. Auch am *CNAO* steht die *RF-KO* Extraktion zur Verfügung [33].

2. Grundlagen

Das Feld wird von einem Plattenkondensator, dem transversalen *RF-Knockout Exciter*, erzeugt und führt zu einer kleinen, definierten Emittanz-Vergrößerung des umlaufenden Strahls. Dieses Extraktionsverfahren wurde zum ersten mal am Beschleuniger *TARNII* am *Institute for Nuclear Study, INS* der *University of Tokyo* realisiert [34]. Es zeichnet sich durch eine gute Strahlqualität mit kleiner Emittanz des extrahierten Strahls aus, da die Extraktion bei konstanter Separatrix stattfindet.

Die Resonanzbedingung für eine konstruktive Interferenz bei der Anregung eines mit der Frequenz f_{rev} umlaufenden Teilchenpaketes durch den *RF-KO Exciter* mit der Frequenz f_{ko} lautet

$$f_{ko} = (m + q) \cdot f_{rev}. \quad (2.38)$$

Dabei ist $m \in \mathbb{N}$ und q der fraktionelle Anteil des Betatron-*Tunes* Q . Diese Wahl der anregenden Frequenz trägt dem Betatron-Phasenvorschub Rechnung. Ein Teilchen in jedem Umlauf anzuregen würde bedeuten, es zu verschiedenen Phasen anzuregen. Ist der *Tune* in der Nähe einer drittelzahligen Resonanz, beträgt $q = 1/3$ oder $q = 2/3$. Bekommt das Teilchen im ersten Umlauf einen Kick in positive x -Richtung, was einer Veränderung in x' entspricht, befindet es sich im zweiten Umlauf an einer um 120° gedrehten Position im Phasenraum. Der gleiche Kick würde nun nicht zu einer Resonanz führen, sondern das Teilchen ein Stück zurück in Richtung Ursprung bringen.

Findet jedoch eine Anregung mit der Frequenz gemäß Gleichung (2.38) statt, bekommt das Teilchen im Wesentlichen nur dann einen erneuten Kick, wenn es im Phasenraum einen vollen 360° -Umlauf absolviert hat. Dies ist bei der drittelzahligen Resonanz nach drei vollen Umläufen im Synchrotron der Fall, die Addition der Anregung ist dann konstruktiv.

Auf Grund der Impulsverteilung des Strahls in Gleichung (2.36) muss die Anregungsfrequenz f_{ko} einen gewissen Bereich abdecken, um alle Teilchen in die Resonanz zu bringen. Dies wird durch die Überlagerung der erzeugten Frequenz mit einem Rauschspektrum erreicht und wird Frequenzmodulation genannt.

Gründe für die Wahl einer Extraktionsvariante

Beim Design der HIT-Beschleunigeranlage waren folgende Gründe ausschlaggebend für die Wahl der Extraktionsmethode:

Die Spillform ist gleichmäßiger und besser einstellbar, wenn der Strahl schrittweise in Resonanz gebracht wird, anstatt die Resonanz über einen konstanten Strahl zu verschieben [35]. Dies schließt die Extraktion via Erhöhung der Quadrupol- oder Sextupolstärke aus. Mit der RF-KO Extraktion werden Spills mit guter Makro- und Mikrostruktur erreicht, so dass sie für das *Rasterscan*-Verfahren geeignet sind. Der Extraktionsprozess ist zudem einfach und übersichtlich, da die optischen Eigenschaften des Beschleunigers während der Extraktionsphase konstant gehalten werden.

Zum anderen sollte bei HIT das schnelle und häufige Unterbrechen und Wiederaufnehmen der Extraktion innerhalb eines Zyklus ermöglicht werden [18]. Schnelle Reaktionszeiten des Spills bei einer solchen Spillpause erlauben die gezielte Bestrahlung von disjunkten Bereichen innerhalb einer Iso-Energie-Schicht. Der Strahl kann ausgeschaltet werden, während die Scanner-Magnete in den nächsten Bereich schwenken, ohne dass dabei eine unerwünschte Dosis appliziert wird. Diese schnelle Strahlabschaltung innerhalb eines Zyklus eröffnet zudem die Möglichkeit bewegte Organe wie Lunge oder Leber im sogenannten *Gating*-Modus zu bestrahlen [36]. Dabei wird der Teilchenstrahl nur in gewissen Atemphasen des Patienten aktiviert.

Diese Zielsetzung spricht für die transversale *RF-knockout* Extraktion, da ein *Betatron Core* für die schnelle Strahlunterbrechung weniger geeignet ist [35].

2.3.3. Verhalten der instabilen Ionen

Unabhängig von der gewählten Extraktionsmethode steigt die Amplitude eines einmal im instabilen Bereich des Phasenraumes angekommenen Teilchens stark an. Wegen der drittelzahligen Resonanz befindet sich das Teilchen nach drei weiteren Umläufen wieder auf demselben Separatrix-Ast. Aus den Gleichungen (2.20) und (2.31) kann der Amplitudenzuwachs

$$\Delta A = A_3 - A_0 = \frac{3}{4}|S|A_0^2 \quad (2.39)$$

bestimmt werden.

Entlang des Beschleunigers hat das instabile Teilchen, das sich auf dem Separatrixrand bewegt, abwechselnd entweder eine große räumliche Auslenkung x oder eine große transversale Impulskomponente x' . Die optischen Eigenschaften des Beschleunigers müssen so ausgelegt sein, dass die Amplitude in x -Richtung dort möglichst groß ist, wo sich das elektrostatische Extraktionsseptum befindet,

2. Grundlagen

seine Position im Phasenraum ist in Abbildung 2.9 gezeigt. Dieses ist eine Anordnung vieler, ca. 0,1 mm dünner Drähte, die mit einer Platte auf der gegenüberliegenden Seite der Vakuumkammer einen Plattenkondensator bilden. Die Amplitude der resonanten Teilchen muss hier so groß sein, dass sie in den Plattenkondensator gelangen. Die Extraktion unter Anwendung der *Hardt-Condition* [37] minimiert dabei die Teilchenverluste am Septum.

Durch das elektrostatische Septum werden die Ionen signifikant ausgelenkt. Unter erneuter Berücksichtigung des Phasenverschiebungs muss an der Position des magnetischen Extraktionsseptums diese Winkeländerung in eine Ortsänderung übergegangen sein. Diese muss wiederum groß genug sein, so dass das magnetische Feld die umlaufenden Teilchen nicht beeinflusst, die resonanten aber soweit ablenkt, dass sie in den Extraktionskanal gelangen. Das magnetische Septum trennt die extrahierten Ionen endgültig von den umlaufenden und leitet diese aus dem Synchrotron in die weitere Strahlführung.

Die Anordnung von *RF-KO Exciter*, elektrostatischem und magnetischem Septum im HIT-Beschleuniger sind in Abbildung 2.5 eingezeichnet.

2.4. Beschreibung der RF-Knockout Extraktion bei HIT

Bei HIT erfolgt eine langsame Resonanz-Extraktion dritter Ordnung unter transversaler Anregung des Strahls, deren Grundlagen in Kapitel 2.3 gegeben wurden. In diesem Kapitel wird die konkrete Situation bei HIT behandelt. Der transversale *RF-KO Exciter* wird dann aktiviert, wenn der *Tune* sich in der Nähe der Resonanz befindet und die Separatrix durch die Sextpole erzeugt wurde. Dieses Kapitel beschreibt die Funktionsweise des *RF-KO Exciter* im Detail.

2.4.1. Aufbau des RF-KO Exciters

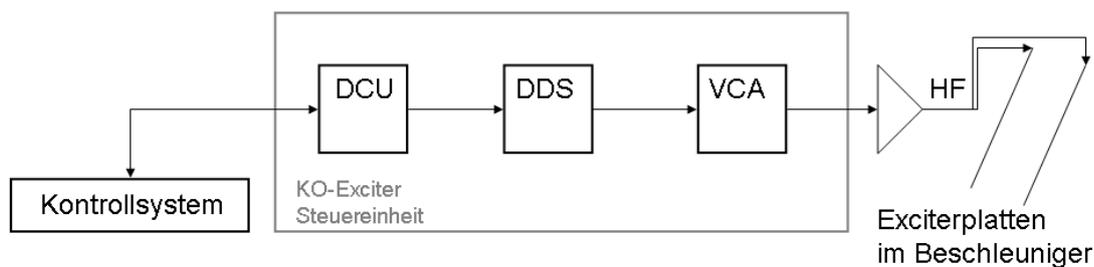


Abbildung 2.10.: *RF-KO Exciter* Steuereinheit schematisch. Die DCU empfängt das *Broadcast*-Signal des Beschleuniger-Kontrollsystems und wählt die dafür abgelegten Steuerdaten aus. Die DDS-Einheit erzeugt die entsprechende Frequenz, die Amplitude des HF-Signals wird über einen *Voltage Controlled Amplifier*, VCA eingestellt.

Der *RF-KO Exciter* ist schematisch in Abbildung 2.10 dargestellt. Darin steht DDS für *Direct Digital Synthesizer*, das Herzstück des *RF-KO Exciters*, wo die für die Strahlanregung korrekte Frequenz erzeugt und mit einem Rauschspektrum überlagert wird [38]. Die Amplitude wird für die gewählte Frequenz gemäß der vom Kontrollsystem vorgegebenen Steuerspannung in einem *Voltage Controlled Amplifier*, VCA eingestellt. Ein Verstärker mit der Maximalleistung 400 W erzeugt die Spannung auf den Exciterplatten.

2. Grundlagen

2.4.2. Stärke der transversalen Anregung

Der Winkel, den ein Teilchen bei aktiviertem *RF-KO Exciter* durch das anliegende elektrische Feld bekommt, berechnet sich zu [18]

$$\theta_k = \frac{Z}{A} \frac{e}{m_p} \frac{V_p}{a} \frac{L}{\beta^2 c^2}. \quad (2.40)$$

Dabei ist Z die Ladung und A die Masse des Ions. V_p ist die maximale Spannung an den *RF-KO Exciter*-Elektroden, deren Abstand mit a angegeben wird und die die Länge L haben. Ein Maß für die Strahlenergie ist $\beta = v/c$. Je steifer der Strahl ist, also je höher seine Energie, umso kleiner der Ablenkwinkel bei gleicher Feldstärke.

Die Abmessungen der Elektroden des *RF-KO Exciters* bei HIT betragen $a = 0,15$ m und $L = 0,7$ m. Ein $^{12}\text{C}^{6+}$ -Strahl der Energie 430 MeV/u hat die Geschwindigkeit $v \approx 2,18 \cdot 10^8$ m/s. Mit einer Maximalspannung von $V_p = 300$ V ergibt sich für die Anordnung bei HIT aus Gleichung (2.40) ein Kickwinkel von $\theta \approx 1,4$ μrad .

Die ersten Teilchen verlassen den Beschleuniger dann, wenn sie den Rand der Separatrix erreicht haben. Die horizontale Emittanz des Strahls auf Extraktionsniveau unmittelbar vor Anschalten des *RF-KO Exciters* sei $\epsilon_h(0)$. Sie beträgt bei HIT unter oben genannten Bedingungen etwa 10π mm mrad [18]. Nach n Umläufen hat sie sich näherungsweise auf den Wert [39]

$$\epsilon_h(n) \approx \frac{1}{4} \beta_h \theta_k^2 n^2 + \epsilon_h(0) \quad (2.41)$$

vergrößert, mit der horizontalen Betafunktion am Ort der Exciterplatten $\beta_h \approx 7$ m.

Die Größe der Separatrix bei HIT beträgt ca. 25π mm mrad [18]. Bei einem Kickwinkel von $\theta \approx 1,4$ μrad ergibt sich $n \approx 2000$ Umläufe, bis die äußersten Teilchen bei dieser Energie den Rand der Separatrix erreichen und das Synchrotron verlassen können. Da das Synchrotron eine Länge von ca. 65 m hat, bedeutet das eine zurückgelegte Wegstrecke von $s \approx 130\,000$ m. Dies entspricht einer Zeitspanne von $t \approx 0,6$ ms.

Ist der Bereich innerhalb der Separatrix einmal ausgefüllt, befinden sich immer Teilchen in der Nähe des Separatrixrands und das Anschalten des Strahles z. B. nach einer Spillpause durch den *RF-KO Exciter* kann theoretisch noch schneller erfolgen.

2.4.3. Variation der Anregungsstärke

Aus dem Prinzip des *Rasterscan*-Verfahrens ergibt sich die Forderung nach einem möglichst gleichmäßigen Teilchenstrom am Therapieplatz. Die Teilchen sind im vorhandenen Phasenraum des Synchrotrons aber ungleichmäßig verteilt. Die Spannungsamplitude des *RF-KO Exciters* entscheidet über die Stärke der Anregung und damit über die extrahierte Teilchenrate. Während der Extraktionsphase bleiben alle optischen Parameter des Beschleunigers unverändert, insbesondere die Quadrupole und damit der *Tune* sowie die Sextupole, also die Größe der Separatrix. Bei gegebener Synchrotronfüllung ist die Extraktionsrate daher direkt und ausschließlich von der Höhe der *RF-KO Exciter* Amplitude abhängig.

Die Unterschiede in der Phasenraumverteilung sollten durch eine geeignete Vorgabe der Amplitudenspannung ausgeglichen werden, so dass eine konstante Rate das Synchrotron verlässt. Das Verfahren wird auch Amplitudenmodulation genannt.

Strahlverteilung im horizontalen Phasenraum

Sind zwei Komponenten eines Vektors gaußverteilt, so ist der Betrag des Vektors im Allgemeinen eine Rayleigh-Verteilung. Die radiale Strahlverteilung im Phasenraum (X, X') kann in guter Näherung als Rayleigh-Verteilung beschrieben werden [40]

$$\rho(r) = \frac{2r}{\sigma^2} \exp\left[-\frac{r^2}{\sigma^2}\right]. \quad (2.42)$$

Dabei ist σ die Standardabweichung der Rayleigh-Funktion und $\sigma^2 = 2\epsilon_{rms}$ ($rms = root\ mean\ square$) mit [15]

$$\epsilon_{rms} = \sqrt{\overline{x^2} \cdot \overline{x'^2} - \overline{xx'}^2}. \quad (2.43)$$

Die Verteilung ist in Abbildung 2.11 für eine Emittanz von $\epsilon_{rms} = 10 \pi$ mm mrad gezeigt. Der Rand des stabilen Bereiches sei bei $r_0 = 40 \pi$ mm mrad. Während einer Vielzahl von Umläufen ändert sich die Verteilung, insbesondere bei eingeschaltetem *RF-KO Exciter*, $\sigma(n)$ ist eine Funktion der Umlaufzahl n . Bei transversaler Anregung wird der Strahl zunehmend breiter, die Rayleigh-Verteilung für einen zweiten Zeitpunkt ist gestrichelt gezeigt.

Die Zahl der extrahierten Ionen N_{extr} ist das Integral über diese Verteilung,

2. Grundlagen

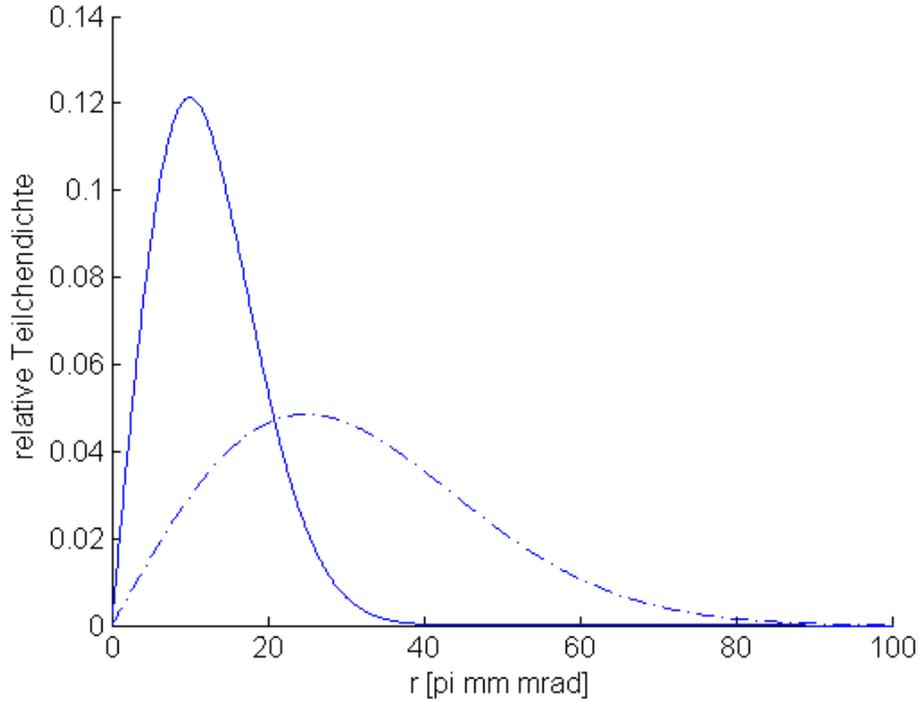


Abbildung 2.11.: Rayleighverteilung des Strahls in radialer Richtung für eine Emit-tanz von $\epsilon_{rms,1} = 10 \pi \text{ mm mrad}$ (durchgezogene Linie) und $\epsilon_{rms,2} = 25 \pi \text{ mm mrad}$ (gestrichelt). Die Teilchendichte ist außen gering und wird zum Zentrum hin zunehmend größer. Auf Grund des immer gerin-geren Volumens ist die absolute Teilchenzahl dort aber wieder geringer.

beginnend beim Rand der Separatrix x_0

$$N_{extr} = \int_{r_0}^{\infty} N_0 \cdot \rho(r) dr = \exp \left[-\frac{r_0^2}{\sigma^2(n)} \right]. \quad (2.44)$$

N_0 sei dabei die Gesamtzahl der im Ring vorhandenen Teilchen.

Die Spannung an den Platten des *RF-KO Exciters* und damit die Stärke der Anregung bestimmt die Geschwindigkeit, mit der die Teilchen-Verteilung ausein-ander läuft und ihr Maximum sich auf den Separatrixrand zu- und darüber hinaus bewegt. Eine gleichmäßige Anregung oder eine linear ansteigende Amplitudenkur-ve des *RF-KO Exciters* würde also nicht zu einem rechteckigen Spill konstanter Teilchenrate führen.

Anpassung der Amplitudenkurve des RF-KO Exciters

Der Amplitudenverlauf des Exciters wird im bisherigen Betrieb so eingestellt, dass ein möglichst konstanter Teilchenstrom aus dem Synchrotron extrahiert wird,

$$\frac{dN_{extr}}{dn} \stackrel{!}{=} \textit{konstant}. \quad (2.45)$$

Die Teilchen weit außen verlassen nach Beginn der Anregung als erstes den stabilen Phasenraum. Da hier die Teilchendichte gering ist, muss die Anregung zu diesem Zeitpunkt stark sein, so dass schnell auch die weiter innen liegenden Ionen extrahiert werden und die Extraktionsrate auf dem geforderten Niveau ist. Je mehr sich das Maximum der Verteilung dem Rand der Separatrix nähert, um so geringer muss die Anregung sein, um einen konstanten Teilchenstrom zu erzielen. Nach Überschreiten des Maximums wird die Dichte wieder geringer und damit eine Erhöhung der Amplitude nötig. Diese qualitative Beschreibung erklärt den Verlauf der bisher bei HIT verwendeten Amplitudenkurve des RF-KO Exciters. Eine beispielhafte Kurve für eine Energie ist in Abbildung 2.12 gezeigt.

Bei HIT erfolgt die mathematische Definition dieser Kurve über eine Zusammensetzung aus drei abschnittsweise definierten Exponentialfunktionen. Diese Definition wurde von der GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH in Darmstadt vorgeschlagen und seit der HIT-Inbetriebnahme verwendet [41, 42].

Die Geltungsbereiche der Funktionen innerhalb der Extraktionsphase werden durch die Parameter τ_{start} und τ_{end} festgelegt. Die Funktionen sind so definiert, dass sie an den Übergängen stetig und stetig differenzierbar sind.

Während der gesamten Extraktionsphase und im Intervall $t \in [0, \tau_{start}]$ ausschließlich gilt die in Abbildung 2.12 schwarz dargestellte Hauptfunktion

$$U = U_{initial} \cdot e^{\left(\frac{-t}{2\tau_{pre}}\right)} + U_{final} \cdot e^{\left(\frac{t}{\tau_{main}} - 1\right)}. \quad (2.46)$$

In den Anfangs- und Endbereichen der Extraktionsphase wird ein Korrekturterm zur Hauptfunktion addiert. Für $t \in [\tau_{start}, T_{extr} - \tau_{end}]$, in Abbildung 2.12 in blau dargestellt, gilt

$$U = U_{initial} \cdot e^{\left(\frac{-t}{2\tau_{pre}}\right)} + U_{final} \cdot e^{\left(\frac{t}{\tau_{main}} - 1\right)} + U_{start} \cdot \frac{e^{\left(1 - \frac{t}{\tau_{start}}\right)^2} - 1}{e - 1}. \quad (2.47)$$

2. Grundlagen

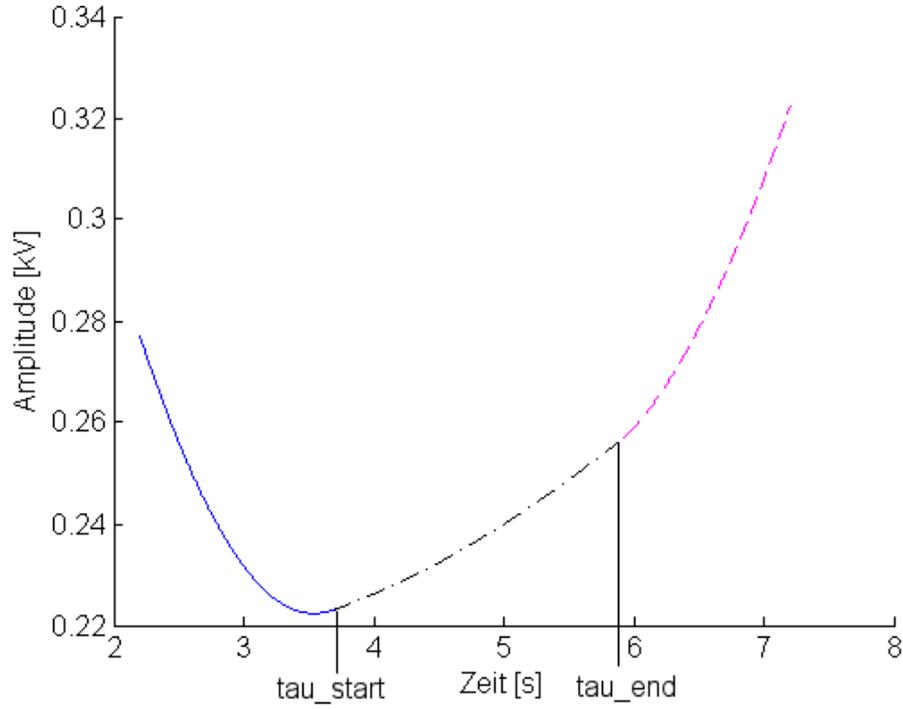


Abbildung 2.12.: Beispielhafter Verlauf der *RF-KO Exciter*-Amplitude in Volt während der Extraktionsphase. Dieses gewählte Aussehen der Anregungsfunktion gleicht den in Abbildung 2.11 gezeigten Verlauf der radial unterschiedlichen Teilchendichte aus, mit dem Ziel, einen möglichst gleichmäßigen extrahierten Teilchenstrom zu erhalten.

Für $t \in [T_{extr} - \tau_{end}, T_{extr}]$, in Abbildung 2.12 in magenta gezeichnet ist

$$U = U_{initial} \cdot e^{\left(\frac{-t}{2\tau_{pre}}\right)} + U_{final} \cdot e^{\left(\frac{t}{\tau_{main}} - 1\right)} + U_{end} \cdot \frac{e^{\left(1 - \frac{T_{extr} - t}{\tau_{end}}\right)^2} - 1}{e - 1}. \quad (2.48)$$

Die Faktoren $U_{initial}$, U_{final} , U_{start} und U_{end} setzen sich dabei wie folgt zusammen:

$$U_{initial} = \alpha_{pre} \cdot U_{KO} - \frac{\alpha_{main} \cdot U_{KO}}{e} \quad (2.49)$$

$$U_{final} = \alpha_{main} \cdot U_{KO} \quad (2.50)$$

$$U_{start} = \alpha_{start} \cdot U_{KO} \quad (2.51)$$

$$U_{end} = \alpha_{end} \cdot U_{KO} . \quad (2.52)$$

Die Spannung U_{KO} ist der Anteil der maximal möglichen Spannung an den Exciterplatten, skaliert mit der Steifigkeit des Strahls. In diesem Wert ist also die Energieabhängigkeit der Gleichungen enthalten

$$U_{KO} = U_{KO,max} \cdot \left(\frac{E\rho}{E\rho_{max}} \right)^2 . \quad (2.53)$$

Die Amplitudenkurve und darüber die Spillform, kann durch das Variieren von insgesamt acht Parametern aus den Gleichungen (2.46), (2.47) und (2.48) eingestellt werden. Diese sind die Zeiten τ_{main} , τ_{pre} , τ_{start} und τ_{end} sowie die Koeffizienten für die Höhe der Spannungen α_{final} , $\alpha_{initial}$, α_{start} und α_{end} . In Abhängigkeit von Strahlenergie und Ionensorte weist das HIT-Kontrollsystem dem *RF-KO Exciter* einen unterschiedlichen Verlauf der Amplitudenkurve zu. Am *NIRS* in Japan wird ebenfalls die transversale *RF-KO* Extraktion mit modulierter Amplitude verwendet, deren Funktionen in [43] beschrieben.

2.4.4. Gründe für abweichende Intensitätsverläufe

Schwankungen innerhalb des Spills

Die Betrachtungen der Intensitätsschwankungen innerhalb eines Spills beziehen sich auf die Zeitskalen von ≈ 1 s und kleiner. Der stabile Phasenraum im Synchrotron wird bei der Injektion nicht gleichmäßig mit Teilchen aus der Nieder- und Mittelenergie-Strahlführung gefüllt, die Teilchendichte des Phasenraumes ist also nicht homogen. Durch die Erweiterung der Anregungsstärke von einem konstanten Wert auf eine Funktion der Extraktionszeit versucht man diese Inhomogenität auszugleichen und so eine gute Makrostruktur zu erreichen. Der Spill, wird bisher über voreingestellte Parameter gesteuert. Durch die Vielzahl der Parameter und die Komplexität der Amplitudenfunktion ist die Einstellung einer konstanten extrahierten Teilchenrate schwierig und zeitaufwändig. Im Verlauf der Extraktions-

2. Grundlagen

zeit von 5 s kommt es daher zu Schwankungen und einer Abweichung vom idealen Spillverlauf.

Neben den Schwankungen innerhalb eines Spills variiert die Spillform auch von Zyklus zu Zyklus. Die Gesamtzahl der injizierten Teilchen sowie deren Verteilung im Phasenraum ist nicht bei jeder Strahlanforderung identisch, es treten Schwankungen bereits ab der Ionenquelle auf. Die voreingestellte Anregung durch den *RF-KO Exciter* kann also nicht für jeden Zyklus das gleiche Ergebnis liefern.

Ein der makroskopischen Spillform überlagertes Rauschen führt zu Abweichungen in der Spill-Mikrostruktur. Rauschanteile im Frequenzbereich bis zu einigen 100 Hz sind bei HIT durch das in [44] beschriebene *RF-channelling* bereits reduziert. Auf Grund auftretender Totzeiten und der dadurch begrenzten Dynamik der Spillregelung ist die Verbesserung der Mikrostruktur nicht Gegenstand dieser Arbeit.

Langzeitveränderungen über Tage, Wochen und Monate

Neben diesen auftretenden Schwankungen innerhalb eines Spills bzw. von einem Spill zum nächsten, gibt es eine Variation der Spillform auf einer Skala von einigen Tagen, Wochen oder Monaten. Veränderungen der Einstellungen an anderen Beschleuniger-Komponenten können Auswirkungen auf die Strahlverteilung und damit die Spillform haben. Eine weitere Ursache von Langzeitveränderungen kann das Austauschen bestimmter Komponenten gegen Ersatzteile sein, beispielsweise an der Steuerelektronik des *RF-KO Exciter* selbst. Bauteiltoleranzen von eingebauten elektronischen Komponenten wie Widerständen, Transistoren etc. führen dazu, dass vermeintlich baugleiche Teile zu unterschiedlichen Ergebnissen führen.

In diesen Fällen muss die Spillform über eine Neueinstellung im Beschleuniger-Parameterraum nachjustiert werden. Dies kann die Anpassung der ins Synchrotron injizierten Teilchenzahl auf Tagesbasis bedeuten oder das etwa jährlich nötige Nachjustieren der Amplitudenfunktion des *RF-KO Exciters*.

2.5. Regelungstechnik

Zentraler Bestandteil dieser Arbeit ist die Implementierung eines Regelkreises, der aus der Abweichung zwischen geforderter und gemessener Intensität ein Regelsignal erzeugt. In diesem Kapitel werden die grundlegenden Begriffe aus der Regelungstechnik erläutert. Deren Benennung und Herleitung folgt weitgehend [45]. Die später verwendete Übertragungsfunktion für einen digitalen Regler wird hergeleitet.

2.5.1. Allgemeine Bemerkungen zur Regelungstechnik

Die Aufgabe der Regelungstechnik besteht in der gezielten Beeinflussung, also der Steuerung eines Prozesses, so dass dieser in einer vorgegebenen, gewünschten Art und Weise abläuft. Der Prozess ist dabei dynamisch, also zeitveränderlich. Das dynamische System, in dem der Prozess abläuft, wird charakterisiert durch Eingangsgrößen, die das System beeinflussen, sowie Ausgangsgrößen, die eine Reaktion des Systems darstellen.

Es gibt im Allgemeinen verschiedene Möglichkeiten, wie eine Ausgangsgröße gesteuert werden kann, die sich in ihrer Güte sowie ihrem Zeitverhalten unterscheiden. Ein System kann beispielsweise mehrere Eingangsgrößen haben, die auf die selbe Ausgangsgröße wirken. Man unterscheidet zwei grundlegende Funktionsweisen der Steuerung, die Steuerung in der offenen Kette sowie die Regelung. Erstere wird auch Steuerung im engeren Sinne des Wortes genannt. Schaubild 2.13 veranschaulicht die beiden Prinzipien.

Der Ausgangsparameter $y(t)$ ist die Regelgröße, die häufig auch mit Istwert bezeichnet wird. Typischerweise besteht die Aufgabe darin, die Regelgröße auf einen durch die Führungsgröße oder den Sollwert $w(t)$ vorgegebenen zeitlichen Verlauf zu bringen, also $y(t) = w(t)$.

Mindestens ein Eingangsparameter, die Stellgröße $u(t)$, wird von der Steuereinrichtung in Abhängigkeit der Führungsgröße vorgegeben, so dass das gewünschte Ziel $y(t) = w(t)$ möglichst gut erfüllt wird. Ein oder mehrere weitere Eingangsparameter des Systems sind üblicherweise Störgrößen. Der Einsatz der reinen Steuerung ist auf wenig störanfällige Systeme begrenzt, da sie nicht auf Störungen reagieren kann. Außerdem müssen die dynamischen Eigenschaften, also die Reaktion der Regelgröße auf die Stellgröße, sehr genau bekannt sein.

Der Unterschied der Regelung zur Steuerung besteht darin, dass der aktuelle

2. Grundlagen

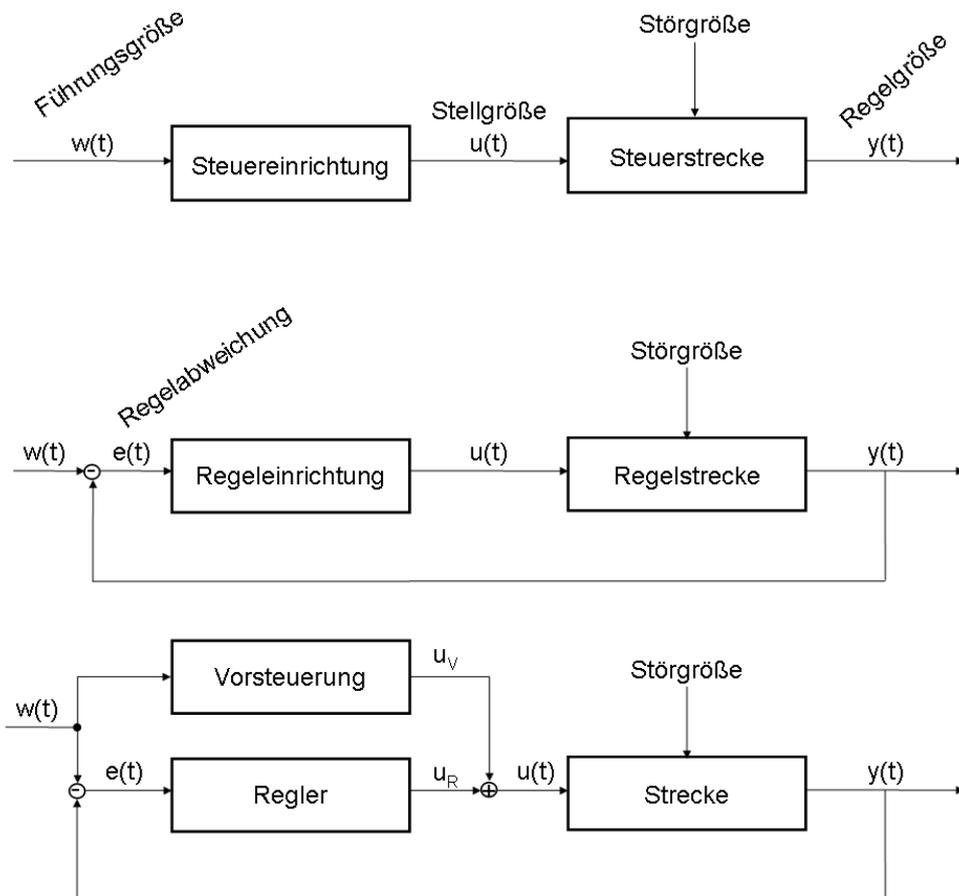


Abbildung 2.13.: Oben: Veranschaulichung des Prinzips der Steuerung in der offenen Wirkungskette. Mitte: Prinzip der Regelung als Erweiterung der Steuerung um eine Rückkopplung. Unten: Kombination aus Steuerung und Regelung, um die Vorteile beider Prinzipien zu vereinen.

Wert der Regelgröße $y(t)$ ebenso bekannt ist wie die Führungsgröße, bzw. dass die Regelabweichung $e(t) = w(t) - y(t)$ der beiden bekannt ist. Dazu muss $y(t)$ direkt oder indirekt gemessen werden können. Die Begriffe Steuereinrichtung und Steuerstrecke werden in diesem Fall durch Regeleinrichtung oder kurz Regler und Regelstrecke ersetzt.

Den Zusammenhang zwischen der Regelabweichung und der daraus resultierenden Stellgröße wird durch das Reglergesetz

$$u(t) = k_R e(t) \quad (2.54)$$

gegeben. Eine der Hauptaufgaben in der Regelungstechnik besteht darin, ein Reglergesetz für das gegebene dynamische System, die Regelstrecke, zu finden, das den Genauigkeits- und Schnelligkeits-Anforderungen an die Regelgröße genügt.

Eine Regelung kann im Gegensatz zur Steuerung auf Störungen von außen sowie auf gegebenenfalls unbekannte oder sich zeitlich ändernde Bedingungen reagieren, ohne dass die einzelnen dazu beitragenden Effekte bekannt sind, es findet also eine Rückkopplung statt.

Da die Steuerung im Allgemeinen schneller eine Veränderung der Ausgangsgröße bewirkt, werden Steuerung und Regelung häufig kombiniert, siehe unterer Teil der Abbildung 2.13. Die Steuerung erzeugt in diesem Falle lediglich eine vorläufige, Stellgröße u_V , zu der die Ausgabe des Reglers u_R noch addiert wird, daher wird sie häufig Vorsteuerung genannt. Je nach Güte der Vorsteuerung und Kenntnis der Störgrößen des Systems kann auch bei geregelter Betrieb der Anteil u_V deutlich größer sein als u_R .

Die Güteanforderungen an einen Regler können zu vier Punkten zusammengefasst werden.

Stabilität: Bei einer Veränderung der Führungsgröße oder nach der Einwirkung eines Störsignals reagiert der Regler durch Veränderung der Regelgröße. Diese Veränderung soll endlich sein und für hinreichend große Zeiten abklingen, so dass ein stationärer, ungestörter Zustand erreicht wird: $y(t) \approx y_{stat.}(t)$, für große t .

Störkompensation und Sollwertfolge: Für eine gegebene Führungsgröße soll gelten:

$$\lim_{t \rightarrow \infty} e(t) = 0. \quad (2.55)$$

2. Grundlagen

Diese Forderung ist gleichbedeutend mit der Aussage, dass es für große Zeiten t keine bleibende Regelabweichung gibt.

Dynamik: Die Dynamik beschreibt wie schnell und wie gut die Regelgröße der veränderten Führungsgröße folgt. Weitere Unterparameter dieser Güteanforderung sind z. B. die Anstiegszeit der Regelgröße bis zu einem bestimmten Anteil des statischen Endwerts, die Größe und Dauer des Überschwingens oder die Zeit des asymptotischen Einlaufens in eine ϵ -Umgebung um die Führungsgröße herum.

Robustheit: Das bei der Auslegung des Reglers zu Grunde gelegte Modell der Regelstrecke kann komplex oder gar nicht erst vollständig bekannt sein. Häufig wird ein vereinfachtes Modell zu Grunde gelegt. Der Regler soll im Rahmen dieser Ungenauigkeiten trotzdem das Regelziel erreichen.

Je nach Anwendung kann der Schwerpunkt der Anforderungen auf verschiedenen der genannten Punkten liegen. Das gleichzeitige Erreichen der besten Güte für alle Bereiche ist häufig nicht möglich, so dass ein Kompromiss gefunden werden muss.

2.5.2. Eigenschaften verschiedener Übertragungsglieder

Verschiedene Übertragungsglieder sind in Abbildung 2.13 durch Blöcke dargestellt. Ein Übertragungsglied stellt ein dynamisches System dar, das durch Eingangsgrößen beeinflusst wird und seinerseits einen Einfluss auf die Ausgangsgröße hat. Sowohl die Regelstrecke als auch die Regeleinrichtung sind dynamische Systeme und damit Übertragungsglieder, mit den jeweiligen Ein- und Ausgangsgrößen. Die meisten Übertragungsglieder können in proportionale, integrierende und differenzierende Elemente eingeteilt werden.

Eigenschaften des P-Übertragungsgliedes

Das ideale Proportional- oder P-Glied liefert ein zum Eingangssignal proportionales Ausgangssignal

$$u(t) \propto e(t). \quad (2.56)$$

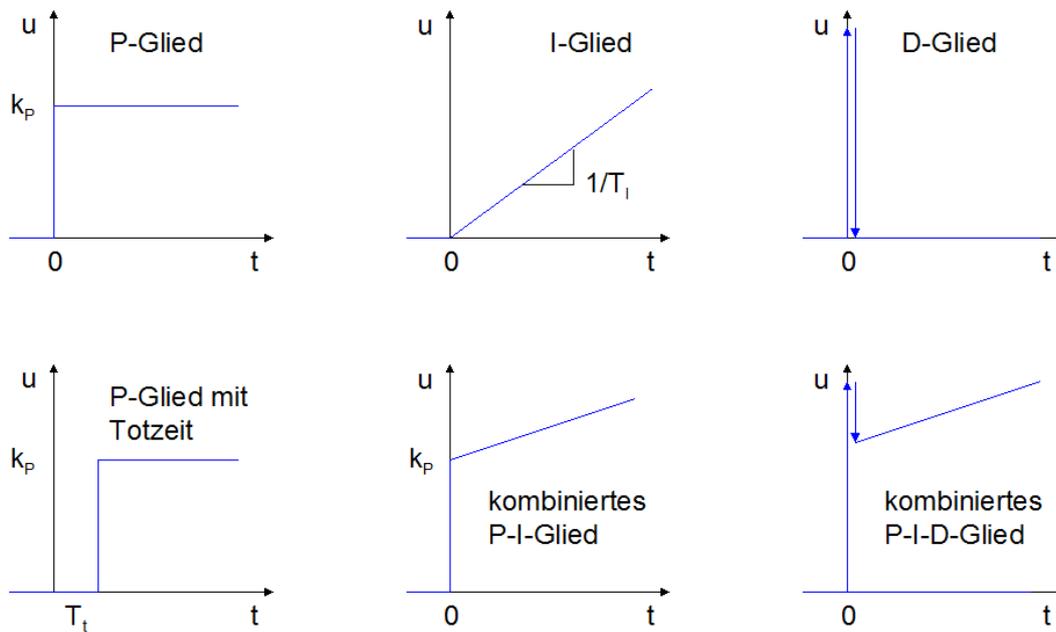


Abbildung 2.14.: Oben: Wirkungsweise jeweils des reinen P-, I- und D-Gliedes (v.l.n.r.), auf eine ab dem Zeitpunkt $t = 0$ aufgeschaltete, konstante Eingangsgröße als Funktion der Zeit. Unten: Übertragungselement mit Totzeit, kombiniertes PI- und PID-Glied (v.l.n.r.), auf eine konstante Eingangsgröße.

Unter Vernachlässigung der in der Praxis immer auftretenden Verzögerung gilt die Abhängigkeit zwischen Eingangssignal und Ausgangssignal

$$u(t) = K_p e(t) \quad (2.57)$$

mit dem Verstärkungsfaktor K_p .

Die unverzögerte Ausgabe der Regelgröße nach einer Veränderung von $e(t)$ ist eine Näherung. In der Realität nähert sich der Istwert dem Sollwert asymptotisch. Die Einbeziehung einer Verzögerung erster Ordnung liefert als Antwort auf eine sprungförmige Erregung

$$u(t) = K_p e(0) \cdot \left(1 - e^{-\frac{t}{T_1}}\right) \quad (2.58)$$

für die Regelgröße, es wird PT_1 -Glied genannt. Es können weitere Ordnungen der Verzögerung betrachtet werden, sie werden analog PT_n -Glied genannt wenn die

2. Grundlagen

Verzögerung von n -ter Ordnung ist.

Auf Grund der direkten Verstärkung sind proportionale Elemente schnell. Der wesentliche Nachteil besteht in der bleibenden Regeldifferenz, die bei der Verwendung des P-Reglers auftritt. Die Güteforderung der Sollwertfolge ist also nur unzureichend erfüllt, weshalb der P-Regler im Allgemeinen nicht ausschließlich verwendet wird.

Eigenschaften des I-Übertragungsgliedes

Beim Integral- oder I-Glied ist das Ausgangssignal proportional zum Integral des Eingangssignals und gehorcht der Differentialgleichung

$$T_I \dot{u}(t) = e(t) \quad (2.59)$$

woraus sich

$$u(t) = \frac{1}{T_I} \int_0^t e(\tau) d\tau + u(0) \quad (2.60)$$

ergibt. T_I ist die Integrationszeitkonstante. Solange ein konstantes Eingangssignal anliegt, wächst das Ausgangssignal linear mit der Steigung $1/T_I$. Das Ausgangssignal bleibt konstant, wenn das Eingangssignal gleich 0 ist. Der I-Anteil eines Reglers dient dazu, eine bleibende, konstante Regelabweichung zu verhindern, allerdings ist er langsam im Vergleich zum P-Regler.

Eigenschaften des D-Übertragungsgliedes

Die Differentialgleichung für das Differenzier- oder D-Glied lautet

$$u(t) = T_v \dot{e}(t). \quad (2.61)$$

Das Ausgangssignal reagiert auf zeitliche Veränderungen des Eingangssignals und ändert sich proportional dazu. Auf eine sprungförmige Erregung erhält man einen Diracimpuls

$$u(t) = T_v e(0) \delta(t). \quad (2.62)$$

Regler mit Totzeit

Neben den Verzögerungen n -ter Ordnung kann eine Totzeit zwischen der Erregung und der Regelgröße auftreten. Dabei behält die Ausgangsgröße ihren alten Wert für eine Zeit T_t bei. Der Zusammenhang zwischen Ein- und Ausgangsgröße lautet für eine Regelstrecke mit Totzeit

$$y(t) = K_p u(t - T_t). \quad (2.63)$$

2.5.3. Übertragungsfunktion, PID-Regler

Aus den vorgestellten Übertragungsgliedern können durch verschiedene Kombinationen und Gewichtungen verschiedene Reglergesetze realisiert werden, die auf die jeweilige Aufgabe zugeschnitten sind. Die allgemeine Form der Stellgröße eines PID-Reglers, der aus einem P, I, und einem D-Element besteht, lautet

$$u(t) = K_p e(t) + \frac{K_p}{T_I} \int_0^t e(\tau) d\tau + K_p T_v \frac{de(t)}{dt}. \quad (2.64)$$

Darstellung und Berechnungen bei Problemen der Regelungstechnik sind im Frequenzraum häufig einfacher. Dazu wird der Originalbereich (= der Zeitbereich) durch eine Laplacetransformation in den Bildbereich (= Frequenzbereich) transformiert, mit der komplexen Bildvariable s ist. Die Laplacetransformation ist definiert durch [45, 46]

$$f(s) = \int_0^\infty f(t) \cdot e^{-st} dt = \int_0^\infty f(t) \cdot e^{-\sigma t} \cdot e^{-j\omega t} dt = L\{f(t)\}. \quad (2.65)$$

Die Übertragungsfunktion $G(s)$ eines dynamischen Systems ist der Zusammenhang aus den Laplacetransformierten des Eingangs- und des Ausgangssignals

$$Y(s) = G(s)U(s). \quad (2.66)$$

Dadurch ergibt sich folgendes Aussehen der Übertragungsfunktion des PID-Reglers [46]

$$G_{PID}(s) = K_p \left(1 + \frac{1}{T_n s} + T_v s \right). \quad (2.67)$$

Der Faktor $T_n = K_p/K_I$ wird Nachstellzeit, $T_v = K_d/K_p$ Vorhaltezeit genannt.

2. Grundlagen

Mit diesen Parametern kann eine Gewichtung der einzelnen Wirkanteile erfolgen.

Neben der Kombination aller drei Übertragungsglieder können beispielsweise auch die Spezialfälle eines reinen P-, PI- oder PD-Reglers, erzeugt werden. Die Übertragungsfunktion ergibt sich aus dem Weglassen der nicht verwendeten Elemente.

Beim Übergang zu digitalen Reglern wird der kontinuierliche Zeitverlauf der Regelabweichung und der Stellgröße in ganzzahligen Vielfachen der Abtastzeit T_a detektiert [47].

Für den Proportionalanteil bedeutet dies den Übergang der bei kT_a abgetasteten Funktion

$$u(kT_a) = K_p \cdot e(kT_a) \quad (2.68)$$

in die Folge

$$u_k = K_p \cdot e_k. \quad (2.69)$$

Beim Integralalgorithmus wird durch eine Rechtecknäherung aus dem Integral eine Summe, d.h.

$$u(t) = K_I \int e(t) dt \quad (2.70)$$

wird zu

$$u_k = K_I \sum_{i=1}^k e_i \cdot T_a. \quad (2.71)$$

Aus dem Differentialanteil eine Differenz,

$$u(t) = K_D \frac{de(t)}{dt} \quad (2.72)$$

wird zu

$$u_k = K_D \frac{e_{k+1} - e_k}{T_a}. \quad (2.73)$$

Ersetzt man in der generellen Übertragungsfunktion (2.67) die entsprechenden

Terme geht nun die Abtastzeit T_a in die Gleichung ein

$$u_k = K_p \left[e_k + \frac{1}{T_n} \cdot \sum_{i=1}^k e_k \cdot T_a + T_v \frac{e_{k+1} - e_k}{T_a} \right]. \quad (2.74)$$

Die Übertragungsfunktion für zeitdiskrete Systeme hat also folgendes Aussehen

$$G(s) = K_p \left(1 + \frac{T_a}{T_n s} + \frac{T_v s}{T_a} \right). \quad (2.75)$$

Durch Subtraktion der Größe für y_{k-1} von Gleichung (2.74) erhält man die rekursive Definition eines digitalen Regelalgorithmus [46]

$$y_k = y_{k-1} + K_p \left[\left(1 + \frac{T_a}{T_n} + \frac{T_v}{T_a} \right) \cdot e_k - \left(1 + 2 \cdot \frac{T_v}{T_a} \right) \cdot e_{k-1} + \frac{T_v}{T_a} \cdot e_{k-2} \right]. \quad (2.76)$$

Die daraus resultierende Stellgröße bleibt jeweils für die Zeit T_a konstant.

Für einen solchen diskreten Zeitbereich gilt auch in der Regelungstechnik das Abtasttheorem. Der Regler kann nur auf Frequenzen reagieren, die kleiner sind als die halbe Abtastfrequenz [47].

2.5.4. Methoden zum Auffinden der geeigneten Regelparameter

Für viele Anwendungen in der Regelungstechnik können die Eigenschaften der Regelstrecke modelliert werden. Die Abhängigkeiten von Ein- und Ausgangsgrößen werden durch entsprechende Differentialgleichungen repräsentiert, aus denen dann ein Reglergesetz abgeleitet werden kann. Diese Modellierung ist allerdings nur für sehr einfache Systeme möglich und daher nicht immer praktikabel.

Liegt eine sehr komplexe Regelstrecke vor, wie es beim Extraktionsprozess aus einem Synchrotron der Fall ist, können anstelle einer aufwändigen Modellierung heuristische Verfahren zum Einsatz kommen. Der Regler wird an die Regelstrecke angeschlossen, das Verhalten des dynamischen Systems wird experimentell untersucht.

3. Implementierung verschiedener Systeme zur Spillregelung bei HIT

Dieses Kapitel zeigt zunächst den prinzipiellen Aufbau, wie die Spillregelung bei HIT realisiert wird. Dabei wird die Messung der Intensität und der die Extraktion steuernde *RF-KO Exciter* gekoppelt. In den folgenden Abschnitten werden insgesamt drei verschiedene Systeme beschrieben, die bei HIT aufgebaut wurden. Reglereinheit und Signalübertragung werden dabei unterschiedlich realisiert.

3.1. Prinzip der Spillregelung

Der in diesem Abschnitt vorgestellte Aufbau gilt allgemein für die Spillregelung bei HIT. Die Begriffe aus der Regelungstechnik werden hier mit den entsprechenden Komponenten der Spillregelung identifiziert.

3.1.1. Genereller Aufbau

Übersicht der Dosisapplikation ohne Spillregelung

Abbildung 3.1 oben zeigt die Komponenten, die an der Extraktion und der Steuerung der Dosisapplikation maßgeblich beteiligt sind und wie sie im derzeitigen Betriebsmodus ohne Spillregelung miteinander verbunden sind.

Das Therapiekontrollsystem sendet gemäß des geladenen Therapieplans eine Strahlanforderung an das Beschleunigerkontrollsystem. Anschließend gibt es keine weitere Kommunikation zwischen dem Therapie- und dem Beschleunigerkontrollsystem für den Rest des Spills¹. Diese Strahlanforderung beinhaltet die für den Beschleuniger relevanten Informationen wie Energie, Fokus, Intensität und das Strahlziel.

¹Ausnahme ist das Senden von Spillpause- oder Spillabbruchsignalen vom Therapiekontrollsystem an den Beschleuniger.

3. Implementierung verschiedener Systeme zur Spillregelung bei HIT

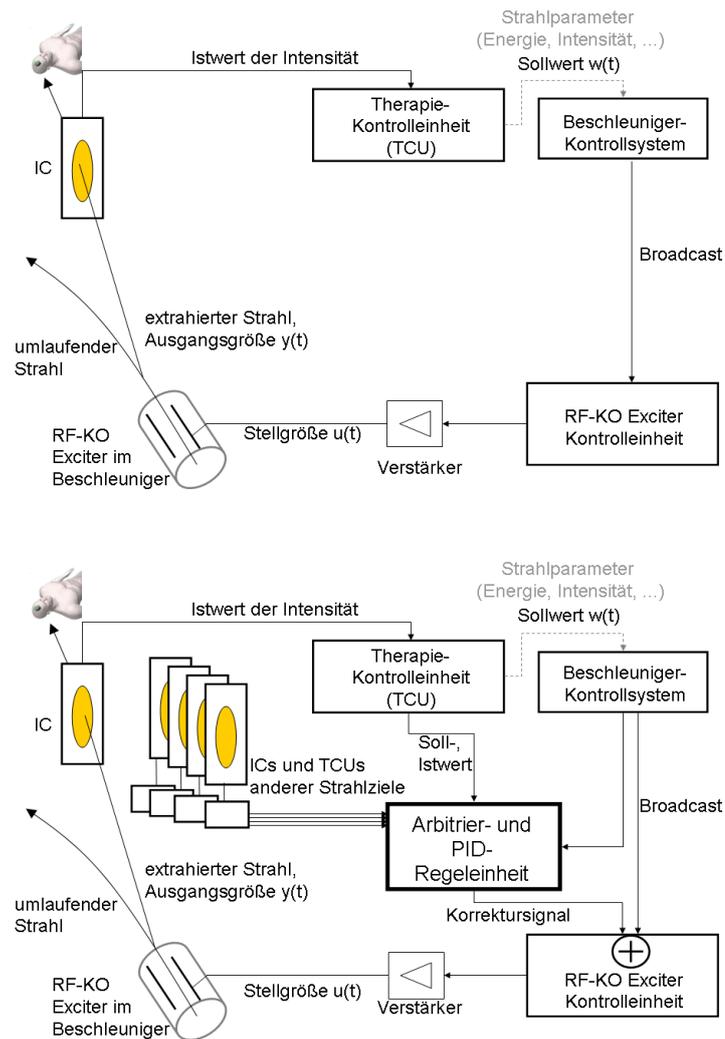


Abbildung 3.1.: Übersicht zur Dosisapplikation ohne (oben) und mit Spillregelung (unten). Die TCU fordert eine definierte Teilchenrate vom Beschleuniger an. Das Beschleunigerkontrollsystem initiiert einen entsprechenden Zyklus, der *RF-KO Exciter* extrahiert die Teilchen mit der voreingestellten Anregungsfunktion. Die ICs vor dem Patienten messen den ankommenden Teilchenstrom und führen den Messwert der TCU zu, die den Bestrahlungsablauf steuert. Das untere Schaubild ist um die Arbitrier- und PID-Regeleinheit erweitert. Die aktuelle Intensität, wird von der TCU an den Regler gesendet. Dieser generiert ein Korrektursignal für den *RF-KO Exciter* um die Extraktionsrate zu erhöhen oder zu verringern. Es findet also eine Rückkopplung zwischen der Intensitätsmessung und der Teilchenextraktion statt.

Das Beschleunigerkontrollsystem leitet einen entsprechenden Zyklus ein und sendet einen *Broadcast* an die Steuereinheiten aller an diesem Zyklus beteiligten Geräte, unter anderem auch an die Kontrolleinheit des *RF-KO Exciters*. Diese wählt die für die angeforderten Parameterkombination korrekten Ausgabedaten, die im Speicher der Kontrolleinheit, der DCU, hinterlegt sind. Beim *RF-KO Exciters* wird ein Hochfrequenz-Signal über einen Verstärker an die Exciterplatten im Beschleuniger ausgegeben. Dieses ist Stellgröße $u(t)$, der *RF-KO Exciter* bildet zusammen mit seiner DCU die Steuereinrichtung.

Das dynamische System auf das die Stellgröße wirkt sind die Teilchen im Beschleuniger. Im Schaubild sind sowohl der umlaufende, als auch der extrahierte Strahl gezeigt. Der extrahierte Teil des Strahls, genauer gesagt die Rate der Teilchen, die am Strahlziel ankommen, ist die zu kontrollierende Ausgangsgröße des Systems $y(t)$, die von Störgrößen und Anfangsbedingungen abhängt. Die extrahierte Teilchenrate wird mit einer Ionisationskammer am Ende des Strahlrohrs gemessen, unmittelbar vor dem Patienten. Dieser Istwert wird dem Therapiekontrollsystem übermittelt, das die Dosisapplikation steuert. Da die HIT-Anlage mehrere Strahlziele hat, gibt es mehr als eine Ionisationskammer zur Istwertbestimmung.

Übersicht der Dosisapplikation mit Spillregelung

Im Unterschied zur bisherigen Situation findet im unteren Teil der Abbildung 3.1 eine Rückkopplung zwischen angeforderter und aktueller Intensität statt. Die beiden Abbildungen stehen für den Übergang von einer reinen Steuerung zu einer Regelung des Systems.

Bei der Spillregelung ist der Aufbau um die Arbitrier- und PID-Regeleinheit erweitert. Soll- und Istwert sind nicht nur dem Therapiekontrollsystem, sondern auch der Reglereinheit bekannt. Die Information über die aktuelle Intensität wird dabei von der bereits vorhandenen Ionisationskammer geliefert. Für die Spillregelung müssen keine weiteren Komponenten in den Strahlweg gebracht werden, die eine Verschlechterung der Strahlqualität auf Grund von Aufstreuung und zur Folge hätten. Je nach Regelabweichung und in Abhängigkeit des Reglergesetzes berechnet der Regelalgorithmus ein Korrektursignal.

Es stehen verschiedene mögliche Stellglieder zur Auswahl, die einen Einfluss auf die Extraktionsrate haben. Dazu gehören neben dem *RF-KO Exciter* die Quadrupole, Sextupole oder die Synchrotron Hochfrequenz-Kavität. Aus den gleichen Gründen, die bei der Wahl des generellen Extraktionsverfahrens ausschlaggebend

3. Implementierung verschiedener Systeme zur Spillregelung bei HIT

waren, wird an der KO-Extraktion festgehalten und der *RF-KO Exciter* als Stellglied ausgewählt. Damit wird weiterhin sichergestellt, dass das verwendete Stellglied keine weiteren Auswirkungen auf die Strahleigenschaften hat, außer der Veränderung der Extraktionsrate. Insbesondere die Größen Strahlposition oder Fokus werden nicht beeinflusst, da die optischen Eigenschaften des Beschleunigers konstant gehalten werden.

In der Steuereinheit des *RF-KO Exciters* wird das Korrektursignal verarbeitet. Die Regler-Stellgröße wird je nach Modus entweder

- ignoriert und es wird ausschließlich der vom Kontrollsystem gesendete Wert für die Amplitude verwendet,
- zum Kontrollsystemwert linear addiert oder
- ausschließlich verwendet, so dass der Kontrollsystemwert ignoriert wird.

Der Standardmodus ist die Addition. Die Exciterplatten erzeugen gemäß der nun veränderten Stellgröße $u(t)$ eine höhere oder niedrigere Spannung. Zusammen bilden die Reglereinheit und der *RF-KO Exciter* die Regeleinrichtung.

Eine weitere Aufgabe der neu hinzugefügten Einheit ist die Auswahl des aktuellen, korrekten Strahlzieles und damit der richtigen IC. Um das richtige Strahlziel zu kennen, wird dieses Element mit dem Beschleunigerkontrollsystem verbunden und ist daher ein *Broadcast*-Teilnehmer. Über diese Verbindung können MEFI-abhängige Steuerdaten hinterlegt und angefordert werden. Steuerdaten sind bei der Spillregelung z.B. Regelparameter, die dann unterschiedlich für verschiedene Energien oder Intensitäten eingestellt werden können.

Die Arbitrier- und PID-Regeleinheit ist eine Komponente an der Schnittstelle zwischen dem Therapie- und dem Beschleuniger-Kontrollsystem. Sie ist aber nicht Teil des Medizinproduktes. Alle sicherheitskritischen Funktionalitäten in Bezug auf die Steuerung der Dosisapplikation verbleiben im Therapie-Kontrollsystem.

3.1.2. Anforderungen an den Regler

Wahl der Regelstruktur

Bei der Spillregelung tritt mindestens eine sprungförmige Änderung der Führungsgröße auf, nämlich zu Beginn der Extraktionsphase, wo der Sollwert von 0 auf einen von 0 verschiedenen Wert springt. Um eine bleibende Regelabweichung nach der Sollwertänderung zu verhindern, enthält der Regler einen integralen Anteil.

Ein reiner I-Regler ist im Allgemeinen langsam, da sich $u_I(t)$ nicht sprungförmig ändert. Die Anregung der Teilchen im Beschleuniger muss aber schnell erfolgen, nach einer gemessenen Abweichung vom Sollwert sollte der Istwert in der Größenordnung von Millisekunden nachgeführt werden. Der P-Anteil des Reglers dient der Schnelligkeit und wird daher auch für die Spillregelung eingesetzt.

Der D-Anteil eines Reglers führt ebenfalls zu einer höheren Schnelligkeit bei starken Änderungen des Eingangssignals. Er kann bei richtiger Einstellung außerdem einen dämpfenden Effekt auf die Überschwingweite nach einem Sprung des Eingangssignals haben [45]. Da er auf jede Änderung des Eingangssignals reagiert, ist hier nicht die Höhe, sondern nur die Rate der Änderung entscheidend. Bereits kleine Auslenkungen der Regelabweichung können eine große Auswirkung haben, ein Regler mit hohem D-Anteil neigt zum Schwingen. Dies ist insbesondere bei veräuschten Signalen problematisch. Der Istwert der Ionisationskammern weist ein solches Rauschen auf. Grund dafür ist nicht nur das Rauschen der an der Auslese beteiligten elektronischen Komponenten, sondern auch das Signal selbst.

Die gesamte Übertragungsfunktion $G(s)$ entspricht Gleichung (2.67).

Güteanforderungen an die Spillregelung

Die für die Spillregelung besonders wichtigen Gütekriterien hängen auch von der jeweiligen Ausführung des Reglers als Festwertregler oder Folgeregler ab.

Beim Betrieb als Festwertregelung mit einem konstanten Sollwert ist die Stabilität wichtig. Die Dynamik spielt eine untergeordnete Rolle. Da in der Spillregelung für verschiedene Strahlparameter wie Energie, Intensität usw. ein unterschiedlicher Regelalgorithmus verwendet werden kann, ist die Forderung nach einer hohen Robustheit nicht gegeben. Die P-, I- und D-Anteile können in Abhängigkeit der Strahlparameter eingestellt werden, dies kommt einer Vielzahl von unterschiedlichen Reglern gleich, die auf die Erfüllung der jeweiligen Aufgabe optimiert sind.

Ändert sich die Führungsgröße während eines Zyklus, wie bei der Bestrahlung mit Rasterpunkt-individueller Intensität, wird die Reglergeschwindigkeit deutlich wichtiger. Der Sollwert ändert sich auf einer Zeitskala von einigen ms, ein promptes Reagieren des Reglers ist elementar. Eine gute Sollwertfolge sowie die Dynamik des Reglers rücken hier also in den Fokus der Aufmerksamkeit.

Das Stabilitätskriterium $y(t) \approx y_{stat.}(t)$, für große t ist weniger wichtig als im Falle der Festwertregelung, weil schon für den Sollwert $w(t)$ im Allgemeinen kein stationärer Zustand über große Zeiten t auftritt.

3. Implementierung verschiedener Systeme zur Spillregelung bei HIT

Die Robustheit gewinnt für den Übergang zum Folgeregler an Bedeutung. Beim HIT-Kontrollsystems können Steuerwerte, zu denen auch die Regelparameter gehören, im Verlauf eines Zyklus nicht online geändert werden. Der Regelalgorithmus kann nicht, je nach aktuellem Fortgang der Bestrahlung, den geänderten Intensitätsvorgaben angepasst werden. Es wird immer mit einem Satz Regelparameter gearbeitet, der zu Beginn des Zyklus über den *Broadcast* festgelegt wird. Dieser Satz Regelparameter muss robust genug sein, einen großen Intensitätshub abzudecken.

Definition der Spillgüte

Um die geeigneten Regelparameter zu finden, werden in der Auswertung die für verschiedene Regelparameter aufgenommenen Daten analysiert. Neben anderen Kriterien, wie z. B. der Spillanstiegszeit, wird die Standardabweichung zwischen Soll- und Istwert während des Spills als Maß für die Spillgüte betrachtet. Bei der geringsten Abweichung ist die Sollwertfolge am besten. Diese Betrachtungsweise schließt sowohl makroskopische Abweichungen vom Sollwert als auch das höherfrequente Spillrauschen ein. Die typische Extraktionszeit beträgt $T_{Extr} = 5$ s. Um auch die Fälle vergleichen zu können, bei denen im Synchrotron bereits nach weniger als $T_{Extr} = 5$ s keine umlaufenden Teilchen mehr vorhanden sind, werden für die Auswertung nur die ersten vier Sekunden des Spills betrachtet.

3.1.3. Anforderungen an die Regelparameter

Wahl der Regelparameter bei konstanter Führungsgröße

Nach der Festlegung der Reglerstruktur müssen die Regelparameter gefunden werden, die das beste Ergebnis, bzw. ein Ergebnis innerhalb der Gütevorgaben, liefern. Die Regelparameter definieren das endgültige Aussehen des Regelalgorithmus und damit den Verlauf der vom Regler generierten Stellgröße in Abhängigkeit der Regelabweichung. Sie entscheiden im Rahmen eines gegebenen dynamischen Systems und einer gewählten Reglerstruktur über die Güte einer Regelung. Ihre Einstellung muss mit großer Sorgfalt erfolgen. Die Tests zur Spillregelung legen Kompromisse nahe, da nicht alle Ziele gleichermaßen gut mit den gleichen Parametern erreicht werden können. Ein gutes Führungsverhalten entlang einer konstanten Soll-Intensität und ein gutes Störverhalten gegenüber hochfrequenten Störgrößen sind beispielsweise Antagonisten [45].

Die Teilchenextraktion aus einem Synchrotron vollständig zu modellieren, so dass sich Aussagen über die Übertragungsfunktion direkt ableiten lassen, wäre sehr komplex. Die Einstellung erfolgt daher heuristisch. Um die idealen Regelparameter zu finden wird jeweils eine Serie von Zyklen gleicher Energie und Intensität aber mit unterschiedlichen Regelparametern aufgenommen, analysiert und anhand der Gütekriterien ein geeigneter Satz Regelparameter ausgewählt.

Des Weiteren kann die Einstellung der Regelparameter, egal ob über eine Modellierung oder experimentelles Vorgehen, nur für einen bestimmten Teil der vielen Kombinationsmöglichkeiten aus Energie, Intensität und Ionensorte erfolgen. Dazu wurden aus den derzeit verwendeten insgesamt mehr als 5000 Kombinationsmöglichkeiten der zwei Ionensorten, 255 Energie- und 10 Intensitätsstufen ca. 2% ausgewählt, und für diese die Spillqualität analysiert. Dies entspricht ca. 3–4 Stützstellen pro Ionensorte und Intensitätsstufe. Mindestens die jeweils höchste und niedrigste Energiestufe wird betrachtet, um alle Extrema des Parameterraumes abzudecken. Die für die ausgewählten Energie-Stützstellen gefundenen Werte wurden in den Zwischenbereichen über kubische *Spline*-Funktionen interpoliert [16] und durch Tests zwischen den Stützstellen verifiziert. Dabei hat sich gezeigt, dass diese 2% genügen, um den Parameterraum des Beschleunigers ausreichend genau zu repräsentieren.

Wahl der Regelparameter bei variabler Führungsgröße

Für die Messungen mit konstanter Intensität und auch für den bisherigen Betrieb des Beschleunigers mit festen Intensitätsstufen, wird das Synchrotron gemäß der angeforderten Stufe befüllt. Anders ausgedrückt hängen in diesem Fall der Füllgrad und die Extraktionsrate der Teilchen aus dem Synchrotron direkt miteinander zusammen. Insbesondere im Hinblick auf die Spillregelung mit variablem Sollwert ist es wichtig zu wissen, welcher dieser beiden Faktoren der für die Auswahl der Regelparameter maßgebende ist.

Das dynamische System bei der Teilchenextraktion, auf das die Spannung am *RF-KO Exciter* wirkt, besteht aus der Gesamtheit der im Synchrotron umlaufenden Teilchen. Für den aktuellen Extraktionsprozess sollte es keine Auswirkungen haben, wie viele Teilchen bereits in den vergangenen, infinitesimalen Zeitelementen extrahiert wurden, sondern wie die aktuelle Verteilung der Ionen im Phasenraum ist. Dies legt nahe, dass die entscheidende Größe die Dichte der Teilchen im Synchrotron ist. Die im Ergebnisteil dargestellten Messungen bestätigen dies.

3. Implementierung verschiedener Systeme zur Spillregelung bei HIT

3.1.4. Grenzen der Spillregelung auf Grund von Totzeiten

Zwischen dem Detektieren einer Regelabweichung und der Wirkung einer generierten Stellgröße liegt immer eine gewisse Totzeit. Bei der Spillregelung treten folgende Totzeiten auf, die eine obere Grenze für die erreichbare Dynamik darstellen. In einer Übersicht zur Spillregelung werden in Abbildung 3.2 die einzelnen Beiträge zur Totzeit dargestellt.

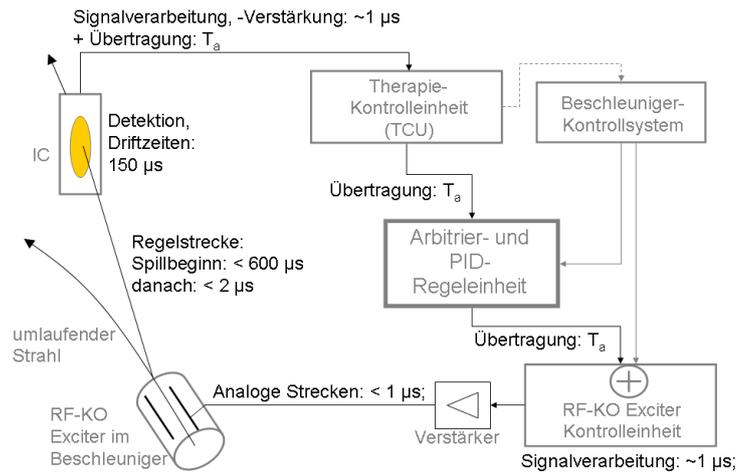


Abbildung 3.2.: Übersicht der auftretenden Totzeiten im System der Spillregelung. An den Wegen der Signalübertragung sowie den Komponenten sind die einzelnen Zeiten vermerkt. Die Abtastzeit T_a variiert je nach verwendetem Aufbau und bewegt sich zwischen $T_a = 24,6 \mu\text{s}$ und $T_a = 100 \mu\text{s}$. Die Totzeit des Gesamtsystems T_t beträgt je nach Aufbau und Energie $0,3 \text{ ms} < T_t < 1 \text{ ms}$.

Latenzen bei der Istwertbestimmung

Beim Detektieren des Messsignals durch die ICs haben die erzeugten Sekundärionen eine Driftzeit von durchschnittlich $\bar{t}_{Drift} = 150 \mu\text{s}$, siehe Abschnitt 2.1.6. Dieser Wert ist unabhängig von Energie und Intensität der Primärionen. Die Zeiten durch Signalumwandlung und -Verstärkung sind demgegenüber vernachlässigbar gering. Damit ist die Totzeit des Messsignals eine der größten auftretenden Verzögerungen im Gesamtsystem der Extraktion und der Spillregelung.

Latenzen verursacht durch das Stellglied

Durch die Steuereinheit des *RF-KO Exciters* entstehen keine signifikanten Latenzen. Die digitalen Prozesse finden auf der Skala der FPGA-Taktzeit in der Größenordnung von $1\ \mu\text{s}$ statt, die analogen Wege sind noch schneller.

Totzeiten der Regelstrecke

Die Extraktion der Teilchen aus dem Synchrotron geschieht ebenfalls verzögert zu ihrer Anregung durch den *RF-KO Exciter*, siehe Abschnitt 2.4.2 und [18]. Zu Beginn der Extraktionsphase muss der Strahl zunächst auf die Größe der Separatrix aufgebläht werden, die Totzeit beträgt je nach Energie bis zu $0,6\ \text{ms}$. Dieser Wert bezieht sich auf die maximal verfügbare Anregungsstärke durch *RF-KO Exciter*, die im Allgemeinen auch mit aktiver Spillregelung nicht ausgeschöpft wird, da eine Überanregung des Strahls und damit das Überschwingen der Intensität vermieden werden muss. In der Praxis ist diese Zeit daher noch deutlich größer.

Nachdem der Bereich innerhalb der Separatrix ausgefüllt wurde, ist der Abstand einiger Teilchen zum instabilen Rand deutlich geringer. Nach $3 - 6$ Umläufen hat sich die exponentiell ansteigende Amplitude eines Teilchens auf dem Separatrixrand bereits soweit vergrößert, dass es in den Extraktionskanal gelangt, die errechnete Totzeit beträgt in diesem Fall daher dann nur noch $< 2\ \mu\text{s}$. Diese Totzeit ist im Vergleich zu den anderen im Gesamtsystem der Spillregelung auftretenden Verzögerungen vernachlässigbar gering.

Latenzen bei der Signalübertragung

Des Weiteren ist auch die digitale Übertragung der Signale zwischen den Komponenten definierten Latenzen unterworfen. Dies betrifft den Weg zwischen der Digitalisierung des Sekundärstromes in der Kammerelektronik und der TCU, die Weiterleitung dieses Wertes von der TCU an den Regler und schließlich die Übertragung der Stellgröße an die Steuereinheit des *RF-KO Exciters*. Es tritt durch die Signalübertragung also insgesamt eine Verzögerung in Höhe der dreifachen Abtastzeit T_a auf. Sie ist je nach Art des verwendeten Übertragungsprotokolls verschieden und wird bei der Beschreibung der jeweiligen Systeme zur Realisierung der Spillregelung angegeben. Sie kann bis zu $3 \cdot T_a = 150\ \mu\text{s}$ betragen.

Alle hier genannten Totzeiten zusammen genommen betragen also je nach Strahleigenschaften und Zeitpunkt im Zyklus $0,3\ \text{ms} < T_t < 1\ \text{ms}$.

3.1.5. Verbesserung der Vorsteuerung mit Hilfe der Spillregelung

Eine möglichst exakte Definition der Amplituden-Vorsteuerung des *RF-KO Exciters*, s. Abbildung 2.12, ist prinzipiell nicht mehr notwendig, wenn die Spillregelung aktiv ist, da der Regler die Regelabweichungen eliminiert. Theoretisch wäre ein Betrieb des *RF-KO Exciters* gänzlich ohne Vorsteuerung denkbar.

Je größer allerdings die zu kompensierende Regelabweichung ist, umso mehr hat dies einen negativen Einfluss auf die Spillqualität. Umso schwieriger und aufwändiger ist auch eine zufriedenstellende Einstellung der Regelparameter über den gesamten Raum der Strahlparameter, da die Bedeutung des Reglers zunimmt. Die Vorsteuerung wird daher auch im geregelten Betrieb standardmäßig beibehalten.

Die hier vorgestellte Methode dient zum Auffinden eines geeigneten zeitlichen Verlaufs der Vorsteuerspannung. Sollten sich auf der Zeitskala von Jahren viele Beschleunigereinstellungen geändert haben, so dass die Vorsteuerspannung trotz Regelung nicht mehr den Güteanforderungen genügt, könnte diese Methode zur schnellen und systematischen Neueinstellung der Exciterparameter herangezogen werden.

Ein aktuell gehaltener Kurvenverlauf trägt außerdem zur Stabilität des Systems bei. Sollte die Spillregelung ausfallen, wäre die Bestrahlung mit einer verschlechterten aber akzeptablen Spillqualität möglich, wie sie in den ersten Jahren des Betriebs stattgefunden hat.

Generelles Vorgehen

Für diese Untersuchungen wird die Vorsteuerung deaktiviert, die Extraktion wird nun lediglich durch den Regler gesteuert, die Stellgröße ist allein maßgebend für die Anregungsstärke. Die Stellgröße des Reglers wird dabei aufgezeichnet. Ist der Regler gut eingestellt, entspricht dieser Verlauf gerade der optimalen Vorsteuerung für diese Kombination aus Energie und Intensität. Wäre in diesem Spill genau diese Kurve im Kontrollsystem als Vorsteuerkurve hinterlegt, wäre die Regelabweichung minimal gewesen.

Die Aufgabe ist nun, diese Kurve durch die Parameter zu repräsentieren, die die Datenversorgung des Beschleunigers zur Beschreibung der Kurve verwendet. Ihre Definition geschieht in der Regel über die Eingabe der insgesamt acht in Kapitel 2.4.3 beschriebenen Parameter.

Fit mit Exponentialfunktionen

Um den Kurvenverlauf im Beschleuniger-Kontrollsystem zu repräsentieren, muss ein Fit an die Funktionen zur Amplitudendefinition erfolgen, mit den Einstellparametern als zu variierende Fitparameter. Die so gewonnenen Werte können der Beschleunigersteuerung mitgeteilt und so die neue Sollkurve berechnet werden.

Der gesamte Extraktionszeitraum wird durch zwei der acht Einstellparameter, τ_{start} und τ_{end} , in drei Wirkungsbereiche unterteilt, siehe Abbildung 2.12. Die Parameter τ_{start} und τ_{end} legen nicht nur die Dauer der einzelnen Wirkungsbereiche fest, sie sind auch in den Exponenten der zusätzlichen Funktionsterme selbst wiederzufinden.

Die Schwierigkeit des Fit-Prozesses besteht in der Komplexität der Anregungsfunktion, insbesondere in der doppelten Rolle der Parameter τ_{start} und τ_{end} . Sie gehören einerseits zu den acht Einstellparametern und sollen durch den Fit optimiert werden. Andererseits legen sie die zeitlichen Intervallgrenzen fest, die bereits vor dem Fit bekannt sein müssen. Das Intervall, in dem eine Funktion gilt, kann also eigentlich nicht vorgegeben werden, sondern wird durch den Fit der Funktion selbst erst definiert. Es kann aber eine Schar von Fits mit jeweils vorgegebenen Intervallgrenzen und den verbliebenen sechs Fitparametern durchgeführt werden, aus allen durchgeführten Fits kann die Kombination mit der geringsten Abweichung gewählt werden.

Das Ergebnis eines Fits der Regler Stellgröße zur Definition von geeigneten Parametern der Vorsteuerung ist in Abbildung 3.3 zu sehen. Da eine ausreichende Spillqualität für die Therapie als Ausgangspunkt für eine Regelung Vorlag, wurde die Machbarkeit dieser Methode lediglich an diesem Beispiel für eine beliebige Energie gezeigt. Dieser Prozess kann für eine beliebige Anzahl Energien erfolgen. Die erhaltenen Fitparameter können dann in die Beschleuniger-Datenbank eingetragen und über den Energieraum interpoliert werden.

3. Implementierung verschiedener Systeme zur Spillregelung bei HIT

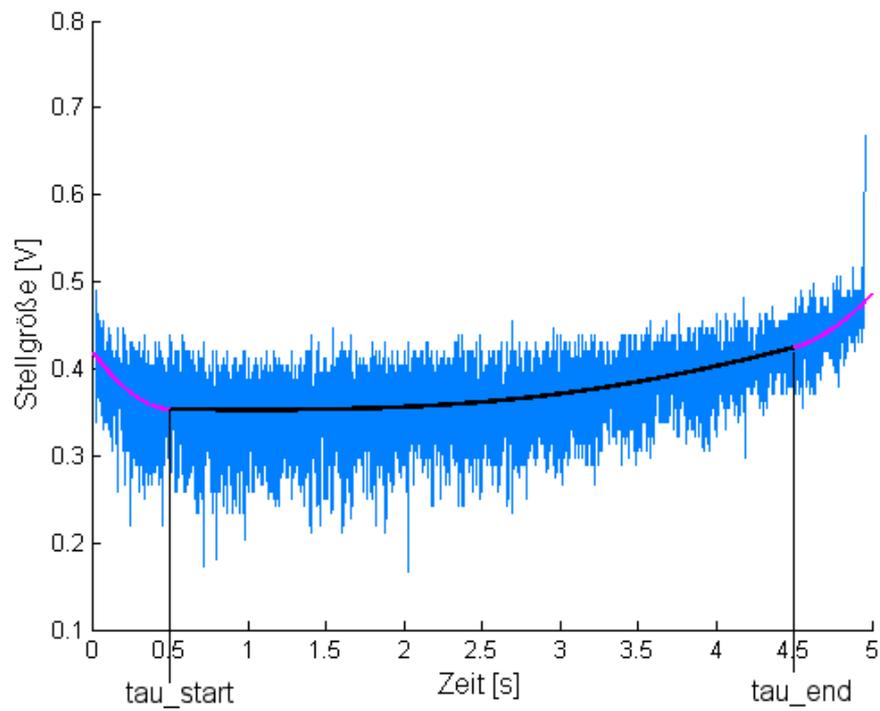


Abbildung 3.3.: Blau: Stellgröße des Reglers für einen Kohlenstoff-Zyklus der Energie $E = 423,44 \text{ MeV/u}$, aufgenommen während einer Extraktion mit alleinigem Betrieb des Reglers, ohne Vorsteuerung durch das Kontrollsystem. Zeitliche Auflösung der Aufnahme: $200 \mu\text{s}$. Magenta und schwarz: Fit der Stellgröße nach Methode der Exponentialfunktionen. Wahl der zeitlichen Intervalle: $\tau_{start} = \tau_{end} = 0,5 \text{ s}$. Die aus dem Fit erhaltenen Parameter werden ins Kontrollsystem eingespielt und definieren dann die neue Amplitudenfunktion des *RF-KO Exciters* für diese Strahlparameter.

3.2. Erster Testaufbau zur Spillregelung auf Basis einer Multifunktionskarte

Das hier beschriebene erste Testsystem dient dazu, die grundlegende Funktionalität der Spillregelung zu zeigen und erste Kenntnisse über nötige Erweiterungen für den Einsatz der Spillregelung im Patientenbetrieb zu sammeln. Es wurde im Rahmen dieser Arbeit aus weitgehend vorhandenen Komponenten aufgebaut. Dabei dient eine HIT-Multifunktionskarte als Regler. Alle Signale werden analog über BNC-Leitungen übertragen. Die durch die Übertragung entstehenden Verzögerungszeiten sind daher unerheblich. Zur Anzeige der Signale wird ein Oszilloskop vom Typ *TDS5104* von Tektronix verwendet [48]. Der Gesamtaufbau des Systems ist in Abbildung 3.4 zu sehen.

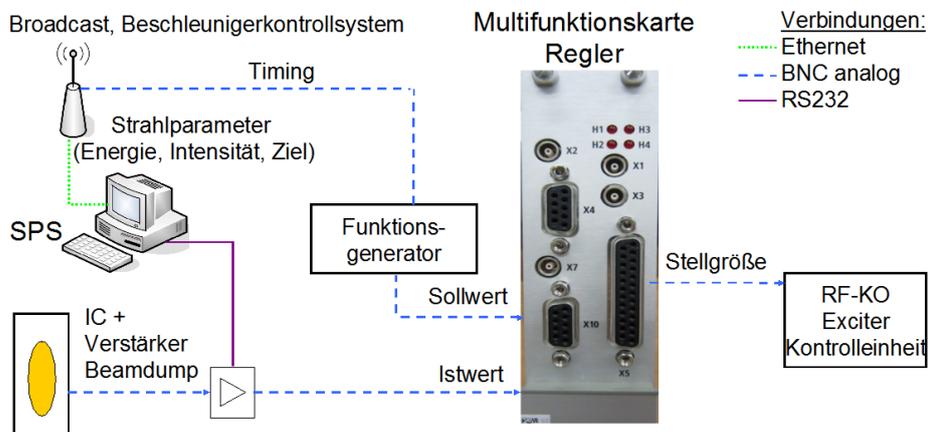


Abbildung 3.4.: Aufbau der Regelung auf Basis einer Multifunktionskarte als Regler. Der Istwert wird über eine zu diesem Zweck installierte Ionisationskammer am Beamdump bereitgestellt, der Sollwert von einem Funktionsgenerator. Die erzeugte Stellgröße wird der Kontrolleinheit des *RF-KO Exciters* zugeführt. Die Signalübertragung erfolgt analog.

3.2.1. Bereitstellung des Soll- und Istwertes

Die Regelung erfordert die Bereitstellung des aktuellen Intensitätssignals. Um eine eigene Datenquelle für die Spillregelung zur Verfügung zu haben, wurde am Strahlziel Beamdump eine Ionisationskammer installiert. Dies macht die Tests außerdem

3. Implementierung verschiedener Systeme zur Spillregelung bei HIT

unabhängig von der Verfügbarkeit der vier Bestrahlungsräume.

Die Ionisationskammer liefert ein Messsignal im nA-Bereich, ihre genauen Eigenschaften sind in [49] zu finden. Um dieses weiterverarbeiten zu können, wird es von einem Strom-Spannungs-Wandler des Typs *Stanford-Research 570* [50] auf eine Spannung der Größenordnung einiger Volt verstärkt und dem Regler als Istwert zugeführt. Er ist in unmittelbarer Nähe der Ionisationskammer platziert, um den geringen Strom nicht über weite Strecken führen zu müssen und so das Messsignal durch elektromagnetische Einflüsse nicht zu verschlechtern. Die Sensitivität des Verstärkers wird dabei jeweils so eingestellt, dass sie den verfügbaren Verstärkungsbereich so gut wie möglich ausnutzt. Seine Steuerung erfolgt auf Grund seines Aufstellungsortes im Kontrollbereich über eine speicherprogrammierbare Steuerung (SPS). Da die SPS des Weiteren mit dem anlagenweiten *Broadcast* des Beschleunigers verbunden ist, liegen die angeforderte Strahlintensität und -Energie in der SPS vor. Dies ermöglicht die Auswahl des Messbereiches aus einer abgelegten Tabelle in Abhängigkeit der angeforderten Strahlparameter und damit der erwarteten Signalhöhe.

Der Sollwert wird ebenfalls analog als Spannung vorgegeben, die Höhe wird manuell eingestellt. Sie wird von einem Funktionsgenerator erzeugt, der als Timing-Signal vom Beschleunigerkontrollsystem das Ereignis *Start Extraktion* erhält. Der Funktionsgenerator wird so konfiguriert, dass der Sollwert nur während der Extraktionsphase ausgegeben wird, sonst der Wert 0.

3.2.2. HIT-Multifunktionskarte als Regler

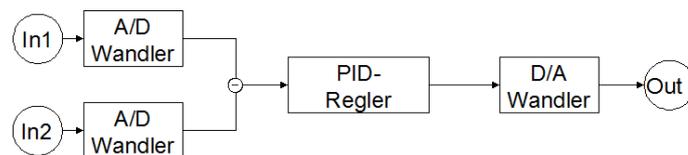


Abbildung 3.5.: Reglereinheit beim Aufbau der Spillregelung mit einer Multifunktionskarte. Schematischer Aufbau der verwendeten Elektronik einer Multifunktionskarte. Die analogen Eingänge werden digitalisiert, eine Stellgröße erzeugt und analog ausgegeben.

3.2. Erster Testaufbau zur Spillregelung auf Basis einer Multifunktionskarte

Der digitale Regelalgorithmus ist der PI-Regler der Multifunktionskarte. Der prinzipielle Aufbau der Multifunktionskarte ist in Abbildung 3.5 gezeigt. Für die Spillregelung werden zwei analoge Eingänge benutzt, über die Soll- und Istwert zugeführt werden. Die berechnete Stellgröße mit einem Wertebereich von $\pm 10\text{ V}$ wird über einen analogen Ausgang ausgegeben. Die Hauptkomponenten, die auch die Geschwindigkeit dieses Teilsystems bestimmen, sind neben dem FPGA, der den Regelalgorithmus enthält, zwei A/D-Wandler sowie ein D/A-Wandler. Der FPGA selbst ist mit einer Taktung von 80 MHz die schnellste Komponente, der A/D-Wandler arbeitet mit 500 kHz. Die dominierende Komponente in Bezug auf die zeitliche Reaktion der Multifunktionskarte ist der D/A-Wandler, der eine Reaktionszeit von $5\ \mu\text{s}$ aufweist [51]. Die durch diesen Aufbau entstehenden Latenzen sind also vernachlässigbar gegenüber den Driftzeiten in der Ionisationskammer und den Reaktionszeiten des Strahls.

3.2.3. Möglichkeiten und Grenzen des Aufbaus

Mit diesem Testaufbau kann die Machbarkeit der Spillregelung bereits sehr gut gezeigt werden. Das Strahlziel *Beamdump* unterscheidet sich in Bezug auf die Spillregelung außer bei der verwendeten Ionisationskammer und der Kammerelektronik nicht prinzipiell von den Therapieplätzen. Durch die hier durchgeführten Tests können außerdem grundlegende Eigenschaften der Regelstrecke untersucht werden. Die Güte der Regelung variiert mit der Strahlenergie und -Intensität und macht daher eine individuelle Konfiguration des Reglers notwendig.

Für den Einsatz im Routinebetrieb und ausführliche Tests ist dieses System allerdings nicht ausreichend. Eine automatische Wahl der Parameter in Abhängigkeit der Strahl-Parameter ist nur möglich, wenn der Regler mit dem Kontrollsystem verbunden ist. Des Weiteren liegen die Signale der Ionisationskammern der anderen Strahlziele nicht als Analogsignal vor, sondern lediglich in digitaler Form innerhalb des Therapiekontrollsystems. Es ist außerdem nicht möglich, an diese einzelne Multifunktionskarte die Signale mehrerer Räume anzuschließen, so dass dann eine Auswahl des gerade aktiven Raumes getroffen werden kann. Diese Gründe führen zur zweiten Generation eines Testsystems zur Spillregelung, wie es im nächsten Abschnitt beschrieben ist. Dabei wird die Spillregelung auf alle möglichen Strahlziele bei HIT erweitert sowie umfangreiche Konfigurationsmöglichkeiten geschaffen, um den Regler zu optimieren.

3.3. Zweiter Testaufbau zur Spillregelung auf Basis des HIT Echtzeit-*Ethernet*-Systems

3.3.1. Das HIT Echtzeit-*Ethernet*-System

Die HIT-Anlage ist mit einem Echtzeit-*Ethernet*-System ausgestattet, welches Diagnose- und Visualisierungsaufgaben dient. An jedem Strahlziel befindet sich ein *EtherCat*-PC. *EtherCat* ist ein auf *Ethernet* basierendes Bussystem zur Datenübertragung in Echtzeit der Firma Beckhoff [52]. Es bietet weiterhin die Möglichkeit über I/O-Schnittstellen, sogenannte Busklemmen, Signale auszugeben oder einzuspeisen. Auf den PCs ist die ebenfalls von Beckhoff bezogene Software *TwinCat* [52] installiert, um das Echtzeitsystem über eine SPS zu steuern und zu verwalten. Über diese SPS erfolgt auch bereits die Steuerung des Verstärkers der am *Beam-dump* installierten Ionisationskammer für den ersten Testaufbau zur Spillregelung. Alle *EtherCat*-PCs sind mit dem *EtherCat*-Master verbunden, dazwischen wird eine Echtzeit-*Ethernet* Verbindung mit einer Taktzeit von 50 μ s aufrecht erhalten.

Über das System werden insbesondere folgende Daten ausgetauscht und so im gesamten Gebäude verfügbar gemacht:

- Timing- und Trigger-Signale, die bestimmte Phasen eines Strahlzyklus einleiten
- Daten der aktuellen Bestrahlung, die dem Therapie-Kontrollsystem bekannt sind; dazu gehören insbesondere die Informationen über Position, Intensität und Fokus des Strahls am Strahlziel
- Aktuelle Steuerdaten bestimmter Beschleunigerkomponenten, z.B. Magnetströme
- Beliebige, z. T. temporäre IO-Signale, die über die Bus-Klemmen an verschiedenen Stellen im Gebäude eingespeist werden können.

Die Analyse der Daten erfolgt mit dem Oszilloskop-ähnlichen Programm *Scope2* [52]. Da in diesem System die Signale aller Ionisationskammern der Strahlziele verfügbar sind, eignet es sich auch für die Implementierung der Spillregelung.

3.3. Zweiter Testaufbau zur Spillregelung auf Basis des HIT Echtzeit-Ethernet-Systems

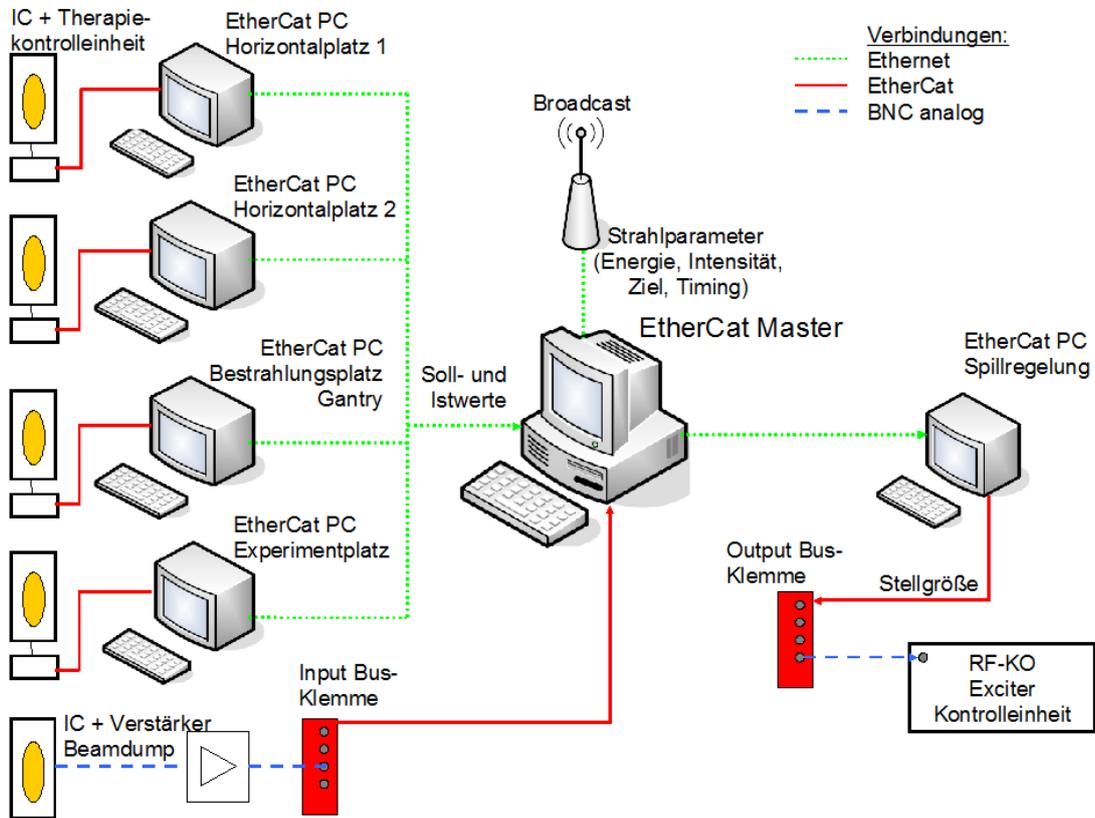


Abbildung 3.6.: Schematischer Aufbau der Spillregelung mit dem Echtzeit-*Ethernet*-System. Die Quellen der Istwerte sind die links dargestellten ICs, die ihren Wert über die TCU an den *EtherCat* PC des jeweiligen Strahlzieles weitergeben. Der Beamdump besitzt keine TCU-Infrastruktur und ist daher direkt über eine Busklemme angeschlossen. Istwerte sowie die Parameter der aktuellen Strahlanforderung werden vom *EtherCat*-Master an den PC zur Spillregelung weitergegeben. Dort werden alle Informationen einem Regelkreis zugeführt und die resultierende Stellgröße an die *RF-KO Exciter* Kontrolleinheit gesendet.

3.3.2. Verwendung des Systems zur Spillregelung

Der Aufbau des Echtzeit-*Ethernet*-Systems zur Spillregelung, ist in Abbildung 3.6 gezeigt. Der *EtherCat*-Master, an dem alle Informationen zusammenlaufen, wird als weiterer *Broadcast*-Teilnehmer zur Liste der Beschleunigergeräte aufgenommen und erhält so die Parameter des nächsten Zyklus. Insbesondere erhält er das Strahlziel der kommenden Strahlanforderung und wählt aus den insgesamt fünf Signalquellen die richtige als Istwertgeber für die Spillregelung aus. Aus den Strahlparametern Energie und Intensität kann mit Gleichung (2.10) der Sollwert berechnet werden. Alle Informationen werden vom *EtherCat*-Master an den *EtherCat*-PC Spillregelung gesendet. Der Regelalgorithmus und die mit der Spillregelung verbundenen Programmierungen laufen auf der SPS dieses PCs. Die vom Regelalgorithmus generierte Stellgröße wird analog über eine Busklemme an die Steuereinheit des *RF-KO Exciters* übertragen.

In diesem Abschnitt werden die einzelnen Funktionalitäten, die in der SPS auf dem *EtherCat*-PC Spillregelung realisiert wurden, erläutert.

Diskreter Regelalgorithmus

Zentrales Element der SPS zur Spillregelung ist der Regelalgorithmus. Der Funktionsblock des PID-Reglers arbeitet mit der Übertragungsfunktion aus Gleichung (2.75).

Es handelt sich also um einen Algorithmus, der alle drei Anteile eines PID-Reglers enthält. Durch die Zuweisung des Wertes 0 können einzelne Elemente des PID-Reglers weggelassen werden. Die Abtastzeit T_a entspricht der Zykluszeit des Echtzeitsystems und beträgt $T_a = 50 \mu\text{s}$.

Wahl der Parameter

Auf dem *EtherCat*-PC Spillregelung sind $E \times I$ Tabellen hinterlegt, die mit den Werten für die Regelparameter K_p, T_v, T_n gefüllt werden können. Die Information der aktuell angeforderten Strahlparameter wird vom *EtherCat*-Master gesendet, anhand der darin enthaltenen Werte für E, I sowie der Ionensorte werden aus der Tabelle die hinterlegten Parameter geladen. Die Tabelle kann dadurch einfach ausgetauscht werden, ohne die SPS zu verändern.

Wahl der Betriebsmodi

Die Hauptaufgabe der SPS ist die Spillregelung. Sie stellt einen von drei möglichen Betriebsmodi dar. Im Normalbetrieb des Beschleunigers, außerhalb der Testzeiten zur Spillregelung, ist die Regelung inaktiv, sie kann über die SPS ausgeschaltet werden². Als weitere Betriebsart wird eine Sprungantwort implementiert. Diese Hilfsfunktion dient dem Auffinden der Eigenschaften des dynamischen Systems und so seiner Charakterisierung [46]. Dabei wird bei einem bestimmten Zeitpunkt eine konstante Stellgröße ausgegeben und dem Feedback-Eingang des *RF-KO Exciter* zugeführt. Zeitpunkt, Dauer und Höhe des Sprungs können frei gewählt werden.

Synchronisation des Timings

Es muss sichergestellt sein, dass die Regelung nur während der Extraktionsphase aktiv ist. Dazu wird in der SPS ein analoges TTL-Signal des Beschleunigertimings ausgewertet, das über eine Eingangs-Busklemme zur Verfügung gestellt wird.

Regler-Reset am Spillanfang

Eine kritische Phase im Spill ist dessen Anfang, also die Zeit direkt nach dem Beginn der Extraktion. Da zu dieser Phase des Zyklus wegen der unterschiedlichen Strahlverteilung im Phasenraum eine größere Totzeit vorliegt als im weiteren Verlauf des Spills, kann es zu Intensitätsspitzen auf Grund einer Überanregung des Strahls kommen.

Um die Stellgröße und damit die Stärke der Anregung während der Totzeit-Phase zu dämpfen, wird eine *Reset*-Funktion implementiert. Erreicht der Istwert den aktuellen Sollwert, wird der Reset der Stellgröße ausgelöst. Bei diesem *Reset* wird der I-Anteil des Reglers gelöscht, die bis dahin auftretende Regelabweichung wird nicht weiter berücksichtigt. Die Stellgröße springt auf den Wert einer reinen Proportional-Verstärkung und die Integration beginnt hier erneut. Da zu diesem Zeitpunkt die Strahlanregung begonnen hat und die Separatrix ausgefüllt ist, kommt es nun nicht mehr zu einem so starken Anwachsen der Stellgröße.

²Weitere Maßnahmen verhindern einen ungewollten Einfluss der Regelung außerhalb der Testzeiten auf den Routine- und Therapie-Betrieb; insbesondere wird in der DCU des *RF-KO Exciter* überwacht, dass der Feedback-Eingang deaktiviert ist

3.3.3. Quelle von Sollwert und Regelparametern

Quelle der Parameter bei konstanter Führungsgröße

Zum einen können Sollwert und Regelparameter an Hand der angeforderten Strahlparameter automatisch aus den hinterlegten Tabellen gewählt werden. Zum anderen können sie manuell über entsprechende Eingabefelder auf der Benutzeroberfläche vorgegeben werden. Des Weiteren wurden zu Testzwecken eine alternative Möglichkeit zu ihrer Definition implementiert: Zum Auffinden der geeigneten Regelparameter kann mit jeder neuen Spillanforderung automatisch ein neuer Satz Regelparameter verwendet werden. Der Wechsel der Parameter erfolgt dabei mit einer zu definierenden Schrittweite, sowie einem Start und einem Endwert.

Quelle des Sollwerts bei variabler Führungsgröße

Der Sollwert kann, wie im folgenden erläutert, für die Untersuchungen zum Rasterpunkt individuellen Intensitätsverlauf innerhalb eines Spills variiert werden.

Die Variation kann zum einen zu vorher definierten Zeitpunkten erfolgen, dabei wird der Sollwert auf einen Prozentsatz des ursprünglichen Wertes reduziert oder erhöht. Zum anderen wird ein realistisches Sollwertmuster ermöglicht, indem sich der Wechsel des Sollwertes am tatsächlichen Übergang zwischen zwei Rasterpunkten orientiert. Nur das Therapiekontrollsystem kennt den Status der aktuellen Bestrahlung. Um zu wissen welcher Rasterpunkt aktuell bestrahlt wird, wurde das vom Therapiekontrollsystem generierte Signal *Nextpoint* ebenfalls in der SPS verfügbar gemacht und so der Wechselzeitpunkt im *EtherCat*-System bereitgestellt. Dabei handelt es sich um eine Variable, die bei jedem Wechsel eines Rasterpunktes ihren Wert zwischen 0 und 1 ändert. Im Vorfeld einer Testbestrahlung müssen die gewünschten Intensitäten aus dem Bestrahlungsplan extrahiert werden und der SPS als Textdatei übergeben werden. Bei jedem Wechsel eines Rasterpunktes wählt die SPS den nächsten Intensitätswert aus dieser Liste als neuen Sollwert für die Regelung.

3.4. Aufbau der Spillregelung mit *DIC*

DIC steht für *Dynamic Intensity Control* und beinhaltet die ins Beschleuniger-Kontrollsystem integrierte Arbitrier- und Regeleinheit. Nur diese Version kommt in der Therapie bei HIT zum Einsatz. Insbesondere die Realisierung als SPS bietet zwar bereits umfangreiche Funktionsmöglichkeiten und eine gute Stabilität, für den Einsatz am Patienten werden allerdings sehr hohe Anforderungen an Zuverlässigkeit und Sicherheit gestellt. Fehler am Gerät müssen erkennbar sein und automatisch zum Abbruch einer laufenden Bestrahlung führen. Des Weiteren dürfen die für die Bestrahlung verwendeten Parameter nicht ohne entsprechende Verifikationen geändert werden können, das Gerät zur Spillregelung muss also in das vorhandene Sicherheitskonzept der Beschleunigeranlage integriert werden. Die Beschreibung der Systemarchitektur des *DIC* erfolgt in diesem Kapitel.

3.4.1. Genereller Aufbau des *DIC*

Abbildung 3.7 zeigt die Frontansicht des *DIC* mit insgesamt sechs Anschlüssen für Lichtwellenleiter (LWL-) Verbindungen. Fünf davon dienen der Kommunikation mit den Therapiekontrolleinheiten der Strahlziele, hier werden vom *DIC* insbesondere die Ist- und Sollwerte der Intensität empfangen.

Der sechste LWL-Eingang dient der Kommunikation zwischen *DIC* mit dem *RF-KO Exciter*. Über diese sendet der *DIC* die erzeugte Stellgröße und empfängt Timingsignale. Eine RS232 Schnittstelle ermöglicht die direkte Kommunikation mit dem *DIC* via *Hyperterminal*.

Im Gegensatz zu den zur Spillregelung verwendeten Testsystemen ist das Gerät *DIC* ein vollwertiges Mitglied des Beschleuniger-Kontrollsystems. Dies bedeutet insbesondere, dass es ein am Kontrollsystem angeschlossener *Broadcast*-Teilnehmer ist, der mit diesem Status- und Fehlermeldungen austauscht. Ein am Gerät anstehender Fehler führt zur Nichtausführbarkeit des Beschleunigers, analog zu einem Magneten oder einer Hochfrequenzstruktur. Zum Fehler am Gerät können insbesondere führen:

- Fehlerhafte oder fehlende Verbindungen der LWL-Kabel von den Therapieplätzen zum *DIC* sowie zwischen *DIC* und *RF-KO Exciter*
- Fehler in der Soft- oder Firmware der Geräte
- Gerät aus oder im falschen Betriebsmodus.

3. Implementierung verschiedener Systeme zur Spillregelung bei HIT

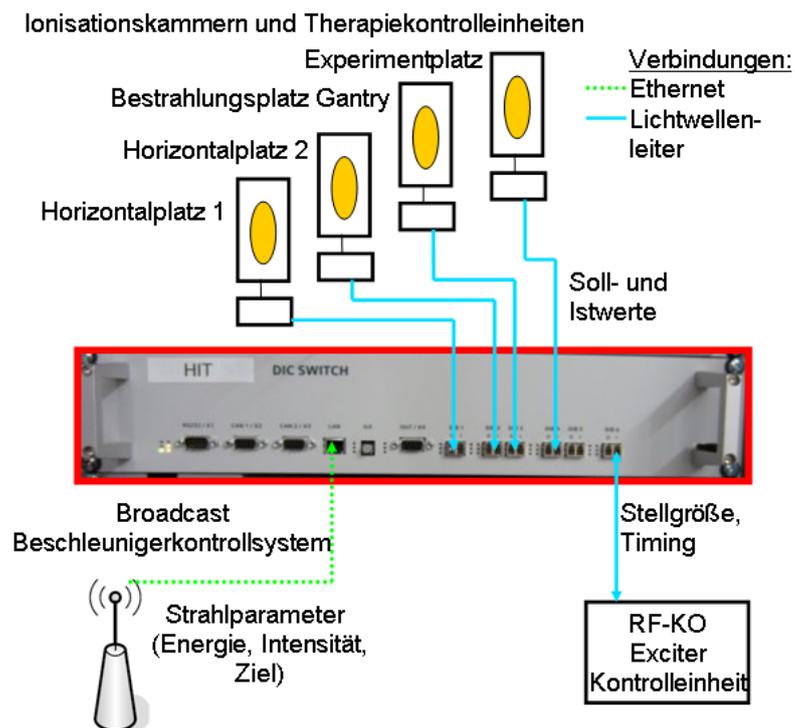


Abbildung 3.7.: Oben: Schema und Signalwege der Regelung mit *DIC*. Unten: Frontansicht des *DIC* sowie des darüber liegenden Patchfeldes, an dem die LWL-Verbindungen der Strahlziele ankommen. Der *DIC* ist die Arbitrier- und Regeleinheit, die aus den ankommenden Signalen sowohl das korrekte Strahlziel auswählt, als auch den Regler selbst enthält.

Über Eingabemasken des Kontrollsystems werden Geräteparameter und Eingangsgrößen definiert, die notwendigen Steuerdaten von der Datenversorgung des Beschleunigers berechnet. Zur Regelung müssen die zur jeweiligen Ionensorte, Energie und Intensität passenden Regelparameter sowie gegebenenfalls der Sollwert über das Kontrollsystem bereitgestellt und zuvor berechnet werden. Der Anschluss an das Kontrollsystem erfolgt über LAN. Die Berechnung dieser Steuerdaten wird in den folgenden Unterkapiteln beschrieben.

3.4.2. Digitaler Regelalgorithmus des DIC

Im DIC kommt ein digitaler PID-Regler zum Einsatz. Proportionalwert (K_p), Integrierzeit (T_n) und Vorhaltezeit (T_v) werden als Eingangsparameter für die Berechnung im Datenversorgungsmodell verwendet.

Die Eingabe der Regelparameter kann für eine beliebige Teilmenge der möglichen $255 \cdot 15 = 3825$ Kombinationen aus Energie- und Intensitätsstufen erfolgen, es muss jedoch mindestens ein Wert pro Intensitätsstufe eingetragen werden. Innerhalb einer Intensitätsstufe erfolgt eine Interpolation über die Energiestufen.

Gemäß der folgenden Vorschrift werden die Eingabeparameter in die vom Gerät verwendeten Steuerdaten transformiert:

$$Q_0 = K_p \left(1 + \frac{T_a}{T_n} + \frac{T_v}{T_a} \right) \quad (3.1)$$

$$Q_1 = K_p \left(1 + 2 \cdot \frac{T_v}{T_a} \right) \quad (3.2)$$

$$Q_2 = K_p \frac{T_v}{T_a} \quad (3.3)$$

Diese Definition entspricht den Koeffizienten für die Glieder e_k , e_{k-1} und e_{k-2} in der rekursiven Definition des Regelalgorithmus (2.76).

Die Abtastzeit T_a des DIC fließt als Konstante in die Berechnung der Steuerdaten ein. Sie ist beim DIC durch das verwendete Übertragungsprotokoll vorgegeben, welches alle $T_a = 24,6 \mu\text{s}$ einen neuen Wert übermittelt.

Der Parameter T_n steht bei der obigen Berechnungsformel im Nenner. Die Eingabe $T_n = 0$ wird im Rahmen einer Fallunterscheidung erlaubt und ist gleichbe-

3. Implementierung verschiedener Systeme zur Spillregelung bei HIT

deutend mit $T_n = +\infty$. Dadurch kann ein Regler ohne Integralanteil beschrieben werden.

Die erzeugte Stellgröße kann über einen weiteren Eingabeparameter global skaliert werden. Des Weiteren können sowohl Ein- als auch Ausgangssignal des *DIC* digital gefiltert werden, die Mittelungstiefe wird als Geräteparameter angegeben. Diese Filtermöglichkeiten haben keine erkennbaren Vorteile gebracht und werden daher im Standardbetrieb nicht genutzt.

3.4.3. Weitere Funktionalitäten des *DIC*

Die im Kapitel 3.3.2 beschriebenen Funktionalitäten des Testsystems werden auch im *DIC* übernommen. Dazu zählen der Regelalgorithmus und die bereits beschriebene Energie- und Intensitäts-abhängige Auswahl der Regelparameter. Des Weiteren wird auch im *DIC* die *Reset*-Funktion am Spillanfang implementiert sowie die Möglichkeit einer Sprungantwort. Höhe, Dauer und Zeitpunkt des Sprungs innerhalb des Spills können über Geräteparameter eingestellt werden.

Spillpause-Verhalten der Regelung

Eine weitere sensible Phase im Spillverlauf ist der Wiederbeginn der Extraktion nach einer Spillpause. Auch dort besteht prinzipiell die Gefahr einer Intensitäts-überhöhung, allerdings ist zu diesem Zeitpunkt der Strahl bereits angeregt.

Es werden für das Verhalten des *DIC* nach einer Spillpause zwei Möglichkeiten zur Verfügung gestellt, ein Parameter erlaubt die Umschaltung zwischen den beiden Varianten. Die erste Variante behandelt eine Spillpause als das Ende einer Extraktionsphase. Die Stellgröße wird gelöscht und die Regelung beginnt nach der Spillpause wie zu Beginn des Spills.

Die andere Möglichkeit behandelt eine Pause tatsächlich als solche, das heißt die Regelung wird lediglich unterbrochen und am Ende der Pause mit der gleichen Stellgröße fortgesetzt. Da die Grundanregung des *RF-KO Exciters* durch den vom Kontrollsystem vorgegebenen Wert auch unabhängig von der vorhandenen Spillpause an dieser Stelle global zu groß oder zu klein sein kann, legt die Physik einen Wiedereinstieg der Stellgröße am alten Wert nahe. Die Stellgröße gleicht die Anregungs-Spannung auf das Niveau an, das auch vor der Spillpause nötig war, um die gewünschte Intensität zu erreichen. Die Phasenraumdichte der Teilchen und damit das dynamische System hat sich während der Spillpause nicht

signifikant verändert, so dass die Stellgröße vor der Pause mindestens eine gute Approximation für die Stellgröße nach der Spillpause darstellt

$$u_{1,ideal}(t) \approx u_{2,ideal}(t). \quad (3.4)$$

Die Messungen in Bezug auf das Verhalten nach einer Spillpause haben gezeigt, dass auf Grund der Voranregung des Strahls die entstehende Totzeit gering ist und daher in diesem Fall kein großer integraler Anteil durch den Regelalgorithmus entsteht. Ob die Stellgröße bei einer Spillpause gelöscht wird oder beim letzten Wert vor der Spillpause wiedereinsteigt ist von untergeordneter Bedeutung.

3.4.4. Weitere Funktionalitäten des Stellgliedes *RF-KO Exciter*

Neben der Regelung durch den *DIC* und die Verarbeitung der Stellgröße durch das Stellglied *RF-KO Exciter*, machen folgende Funktionalitäten einen zuverlässigen Strahlbetrieb, insbesondere im Hinblick auf störungsfreie Therapie, erst möglich.

Kommunikation mit dem *DIC*

Die DCU des *RF-KO Exciters* empfängt die Stellgröße und sendet ihrerseits Timingsignale an den *DIC*. Die Regelung im *DIC* findet genau dann statt, wenn der *RF-KO Exciter* die Hochfrequenz zur Strahlextraktion erzeugt.

Kommunikation mit der Ablaufsteuerung des Beschleunigers

Bei der Strahlextraktion ohne Regelung führt ein wenig gefülltes Synchrotron zu einem im Durchschnitt geringeren Extraktionsstrom. Bei aktiver Regelung wird der Istwert durch den Regler dem Sollwert angeglichen und die vorhandenen Teilchen genügen unter Umständen nicht, diesen Extraktionsstrom über die volle Dauer der Extraktionsphase aufrecht zu erhalten. Bei zu geringer Intensität wird ein begonnener Rasterpunkt nicht zu Ende bestrahlt, Strahl-Fokus und -Position können nicht mehr genau bestimmt werden. Um die daraus folgenden *Interlocks* zu vermeiden, wird der Zyklus in diesem Fall vorzeitig abgebrochen. Erkannt wird die geringe Teilchenzahl im Synchrotron durch das starke Ansteigen der Stellgröße, wie in Abbildung 3.8 gezeigt.

Überschreitet die Stellgröße eine parametrierbare Schwelle, wird ein Abbruchsignal von der *RF-KO Exciter* DCU an die Ablaufsteuerung des Beschleunigers

3. Implementierung verschiedener Systeme zur Spillregelung bei HIT

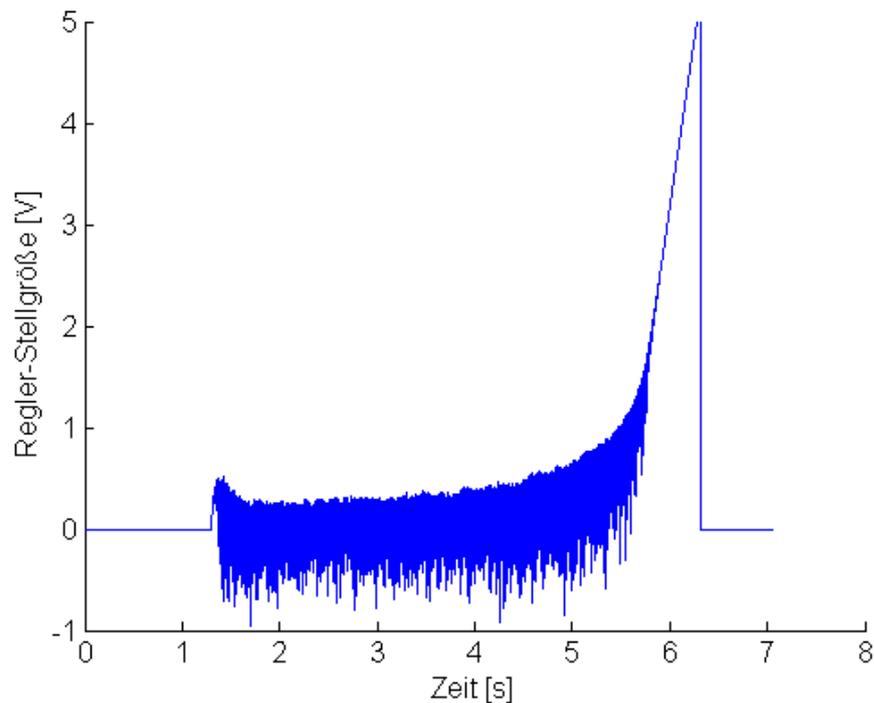


Abbildung 3.8.: Stellgröße des Reglers bei geringer Synchrotronfüllung. Ab ca. $t = 5$ s zeigt die Stellgröße einen immer stärkeren Anstieg, da im Synchrotron fast keine Teilchen mehr vorhanden sind und deswegen die Abweichung aus Soll- und Istwert ebenfalls ansteigt. Überschreitet die Stellgröße eine einstellbare Schwelle, wird ein Abbruchsignal an die Beschleuniger-Ablaufsteuerung gesendet.

gesendet und der Zyklus wird beendet.

Es kann vorkommen, dass auch zu Beginn der Strahlextraktion die Stellgröße zunächst stark ansteigt. Da im ersten Moment noch keine Teilchen extrahiert werden, die Soll-Ist Abweichung also maximal ist, generiert der Regler eine hohe Stellgröße, um die Abweichung zu verringern. Damit diese Vergrößerung der Reglerausgabe nicht irrtümlicherweise als Signal für den eben beschriebenen vorzeitigen Abbruch des Zyklus gewertet wird, kann über einen Geräteparameter diese Erkennung für einen bestimmten Zeitraum nach Extraktionsbeginn unterdrückt werden. Ein tatsächlicher Abbruch auf Grund zu geringer Teilchenzahl wird erst am Ende des Zyklus erwartet, so dass die Zeit für die Unterdrückung eines vorzeitigen Abbruchs z. B. auf eine Sekunde eingestellt werden kann.

3.5. Erweiterung der Prozessdatengenerierung

Die Bestrahlung mit einer Rasterpunkt-individuellen Intensität erfordert die Neudefinition des bisher über einen Zyklus konstanten Sollwertes. Der *Machine Beam Plan* wird dazu um einen Parameter `IcCurrRef` ergänzt. Dieser definiert für jeden Rasterpunkt einen Kammerstrom der Ionisationskammer in Ampere. In diesem Abschnitt wird gezeigt wie dieser Parameter definiert ist und insbesondere welche Randbedingungen bei seiner Definition eingehalten werden müssen, um einen zügigen und fehlerfreien Bestrahlungsablauf zu gewährleisten.

3.5.1. Randbedingungen für die Rasterpunkt-individuelle Intensität

Um möglichst viel Zeit bei der Bestrahlung einzusparen sollte die Intensität eines einzelnen Rasterpunktes so hoch wie möglich sein. Die folgenden drei Kriterien, die durch das *Rasterscan*-Verfahren vorgegeben werden und hier noch einmal wiederholt werden, machen eine Reduktion der Intensität notwendig:

- Die Mindestbestrahlungsdauer eines Punktes darf nicht unterschritten werden.
- Für den gesamten Spill muss ein Messbereich der IC eingehalten werden können.
- Nur ein gewisser Anteil der Dosis darf auf dem Scanpfad von einem Rasterpunkt zum nächsten bereits appliziert werden.

Für jeden Rasterpunkt müssen alle drei Kriterien berücksichtigt werden, die kleinste Intensität aus der Vereinigung dieser drei Kriterien ist die ideale Intensität.

Der Messbereich wird wieder, wie auch schon im Betrieb ohne Spillregelung, durch den Punkt mit der niedrigsten Teilchenbelegung bestimmt, da dieser innerhalb eines Spills nicht geändert werden kann. Die individuelle Intensität eines jeden Punktes liegt also in einem Band zwischen dem Punkt mit der geringsten Teilchenbelegung und der höchsten Intensität, die innerhalb dieses Messbereichs erlaubt ist. Die Intensität der Punkte, die eine Bestrahlung mit einer höheren Intensität außerhalb dieses Messbereichs erlauben würden, müssen auf einen Intensitätswert innerhalb des Messbereichs limitiert werden.

Neben dieser von der Anordnung der Punkte völlig unabhängigen Einschränkung der Intensität, gibt es limitierende Faktoren, die durch die Nachbarpunkte definiert

3. Implementierung verschiedener Systeme zur Spillregelung bei HIT

werden. Auf Grund der endlichen Geschwindigkeit des Reglers können nicht beliebige Sprungmuster der Intensität angenommen werden. Die ideale Intensität kann also nicht bei allen Punkten als Sollwert vorgegeben werden.

Ist der Strahl angeregt befinden sich viele Teilchen in der Nähe des Separatrixrandes. Selbst wenn die Strahlanregung dann komplett ausgeschaltet wird, werden die Teilchen in der Nähe der Resonanz in den folgenden Millisekunden weiter extrahiert. Die einmal erfolgte Strahlanregung kann auch durch den Regler nicht wieder rückgängig gemacht werden, kleine Feldungenauigkeiten oder Stöße mit dem Restgas genügen, um die Ionen in den instabilen Bereich des Phasenraumes zu bringen.

Wird der Sollwert so gewählt, dass die Bestrahlungsdauer gerade der minimalen Zeit entspricht, die für diesen Punkt erlaubt ist, würde für den ersten Rasterpunkt nach dem Sprung nach unten in jedem Falle eine zu schnelle Dosisabgabe und damit eine ungültige Ortsmessung oder gar eine Fehldosierung auftreten. Diese Situation ist veranschaulicht in Fall a der Abbildung 3.9. Dort ist schematisch dargestellt, wie der gemittelte Istwert in grün beim Punkt P_i systematisch zu hoch liegt.

Es müssen Maßnahmen bei der Sollwertdefinition ergriffen werden, die dazu führen, dass der Istwert der Intensität nicht systematisch zu hoch ist. In den folgenden Unterabschnitten werden verschiedene Möglichkeiten diskutiert, die eine Absenkung des Istwertes verursachen. Abbildung 3.9 illustriert diese verschiedenen Möglichkeiten. Dabei ist der ursprüngliche, ideale Sollwert eines Punktes jeweils gestrichelt eingezeichnet.

3.5.2. Möglichkeiten zur Definition der erlaubten Sollwert-Verläufe

Begrenzung der Sprunghöhe

Als Sprunghöhe wird der Quotient aus benachbarten Intensitätsniveaus definiert, I_i/I_{i-1} , wobei I_i das Zielniveau ist, das in der zeitlichen Abfolge der Bestrahlung nach dem Niveau I_{i-1} kommt.

Eine Möglichkeit, die eine zu schnelle Bestrahlung zwar nicht gänzlich verhindert, aber den Effekt zumindest verringert, ist es, die erlaubte Sprunghöhe zwischen zwei benachbarten Niveaus zu limitieren, was dem Fall b in der Abbildung 3.9 entspricht. Bei dieser Variante wird bereits der Punkt P_{i-1} mit einer niedrigeren Intensität bestrahlt. Die Intensität am Punkt P_i wäre dann zwar immer noch höher als eigentlich gefordert, in einem betrachteten Zeitintervall würden dann aber

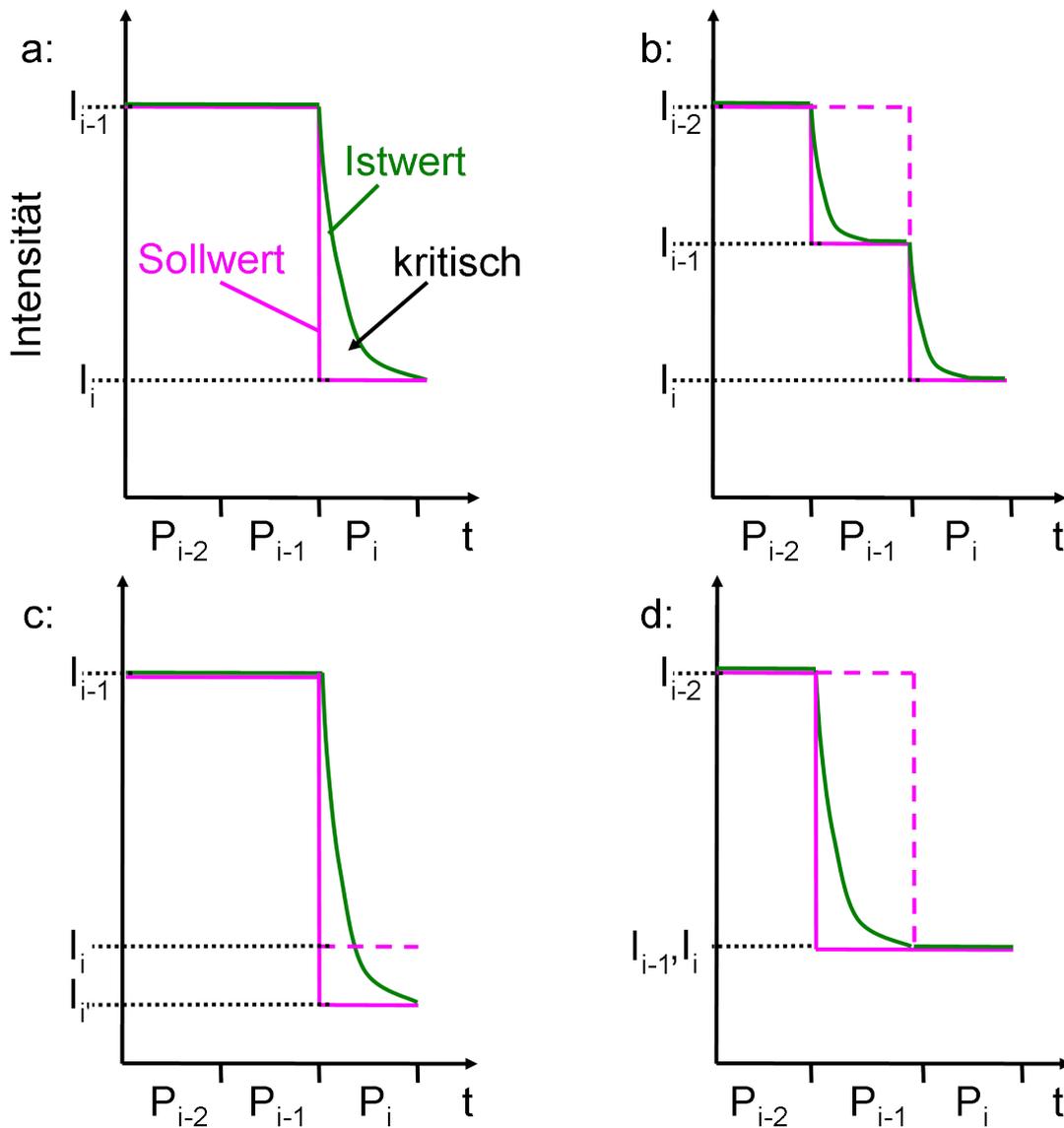


Abbildung 3.9.: Schematische Darstellung des Sollwertes (magenta) und des durchschnittlichen Istwertes (grün) der Intensität bei einem Sollwertsprung nach unten; P_{i-2} bis P_i indizieren die Zeitabschnitte, in denen drei aufeinander folgende Rasterpunkte bestrahlt werden, wobei der Punkt P_i den Punkt mit der Gefahr der Fehlmessung kennzeichnet; a: Situation ohne Gegenmaßnahmen; b: Begrenzung der Sprunghöhe; c: Zusätzliche Absenkung des Ziel-Niveaus; d: Vorgezogene Absenkung des Ziel-Niveaus.

3. Implementierung verschiedener Systeme zur Spillregelung bei HIT

weniger Teilchen den Rasterpunkt erreichen. Die Fläche, die der durchschnittliche Istwert mit der Sollwertkurve einschließt, ist geringer als im Fall a, also auch die in diesem Zeitraum ankommenden Teilchen. Durch das natürliche Rauschen des Spills sind gewisse Unsicherheiten bei der Bestimmung der idealen Intensität bereits einkalkuliert, siehe Gleichung (1.5).

Zusätzliche Absenkung des Ziel-Niveaus bei Intensitätssprüngen nach unten

Damit ein Punkt korrekt und gemäß der zeitlichen Vorgaben bestrahlt wird, muss nicht die momentane Intensität zu jedem Zeitpunkt, sondern die durchschnittliche Intensität während der gesamten Bestrahlungszeit des Rasterpunktes ausreichend niedrig sein. Eine überdurchschnittliche Intensität direkt zu Beginn des Sprungs kann durch eine unterdurchschnittliche Teilchenrate im weiteren Verlauf ausgeglichen werden, siehe Bild c in Abbildung 3.9. Dabei müsste der Sollwert des Punktes P_i soweit abgesenkt werden, dass die durchschnittliche Intensität über den Bestrahlungszeitraum dem ursprünglichen Sollwert entspricht.

Ein wesentlicher Unsicherheitsfaktor dabei ist allerdings, dass die Intensität im Einzelfall auf Grund des überlagerten Rauschens stark von einem eventuell vorherberechneten Verlauf abweicht. Es würde also immer noch bei einer signifikanten Anzahl von Punkten zu den oben genannten Problemen der Fehlmessung oder Fehldosierung kommen. Zudem könnte der Fall eintreten, dass eine genügende Absenkung des Ziel-Niveaus gar nicht möglich ist, um die gewünschte Durchschnittsintensität zu erreichen, so dass ohnehin andere der hier diskutierten Maßnahmen erforderlich werden. Diese Variante wird daher nicht implementiert.

Vorgezogene Absenkung des Ziel-Niveaus bei Intensitätssprüngen nach unten

Im Fall d der Abbildung 3.9 wird zusätzlich auch der Punkt P_{i-1} abgesenkt. Die Bestrahlungsdauer dieses Punktes gibt der Regelung Zeit, das nächste Niveau des Punktes P_i bereits zu erreichen, bedeutet aber natürlich eine Verlängerung des Punktes P_{i-1} . Sollte der Sollwert noch nicht erreicht sein, ist die Intensität zumindest stark abgefallen, so dass der Sicherheitsfaktor aus Gleichung (1.5) ausreicht um eine zu starke Verkürzung der Zeit zu verhindern.

4. Ergebnisse und Diskussion

Um die Spillregelung zu charakterisieren sowie sie in den Routinebetrieb zu implementieren, haben umfangreiche Messungen im Parameterraum des Beschleunigers stattgefunden. Zunächst wird im kommenden Abschnitt die generelle Verbesserung der Spillqualität durch vergleichende Abbildungen mit und ohne aktivierte Spillregelung dargestellt. Die Wichtigkeit des korrekten Zusammenspiels insbesondere in Bezug auf das Timing zwischen den Geräten *RF-KO-Exciter* und dem Regler wird durch ein Gegenbeispiel verdeutlicht.

Des Weiteren werden in diesem Kapitel Auswirkungen von unterschiedlichen Regelparametern und anderen Einstellungen auf die Spillqualität gezeigt. Die Betrachtungen erfolgen dabei getrennt für die Phase des Spillanfangs in Abschnitt 4.2, die etwa den Zeitraum der ersten ≈ 100 ms betrifft, sowie für die restliche Extraktionszeit in Abschnitt 4.3.

Neben diesen Ergebnissen, die unabhängig vom gewählten Modus des Reglers als Festwert- oder Folgeregler gelten, beschäftigt sich Abschnitt 4.4 mit den speziellen Anforderungen für eine Regelung mit variabler Führungsgröße.

4.1. Allgemeine Ergebnisse

4.1.1. Verbesserung der Spillqualität durch die Regelung

Bereits der erste Testaufbau mit einer Multifunktionskarte als Regler zeigt die deutliche und mit bloßem Auge erkennbare Verbesserung der makroskopischen Spillstruktur, siehe Abbildung 4.1. Durch diesen Aufbau kann bereits die Machbarkeit der Spillregelung gezeigt werden. In Abbildung 4.2 sind der geregelte und ungeregelte Spill direkt im Vergleich zu sehen, wie er mit dem System *DIC* erreicht wird. Durch die Regelung wird die makroskopische Spillform deutlich verbessert und befindet sich näher am ebenfalls eingezeichneten Sollwert. Der schwarze, geregelte Spill kann daher im Mittel höher als der ungeregelte liegen, ohne dabei außerhalb der zulässigen Grenzen zu liegen. Diese Machbarkeit wurde für verschie-

4. Ergebnisse und Diskussion

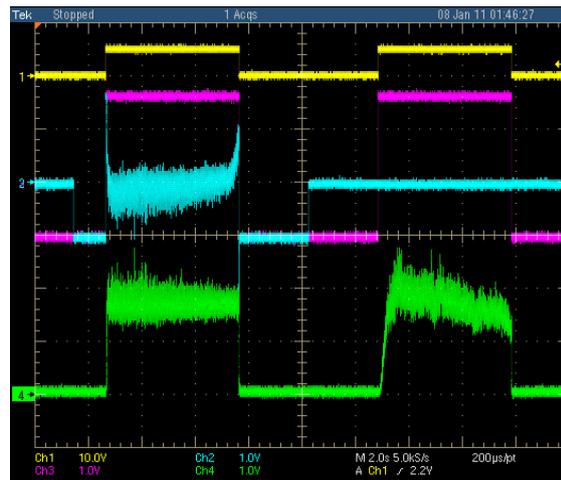


Abbildung 4.1.: Screenshot für einen Kohlenstoffstrahl zum Beamdump bei Regelung mit dem Testsystem auf Basis einer Multifunktionskarte. $E = 423,44$ MeV, $I \approx 8 \cdot 10^7$ Teilchen/s. Links mit, rechts ohne aktive Regelung. Gelb: Gatesignal (High = Extraktionsphase). Magenta: Sollwert. Blau: Stellgröße. Grün: Istwert der Ionisationskammer. Zeitliche Auflösung: $200 \mu\text{s}$. Durch die Regelung kann die Intensität dicht am Sollwert gehalten werden, der Spillanstieg verläuft deutlich schneller.

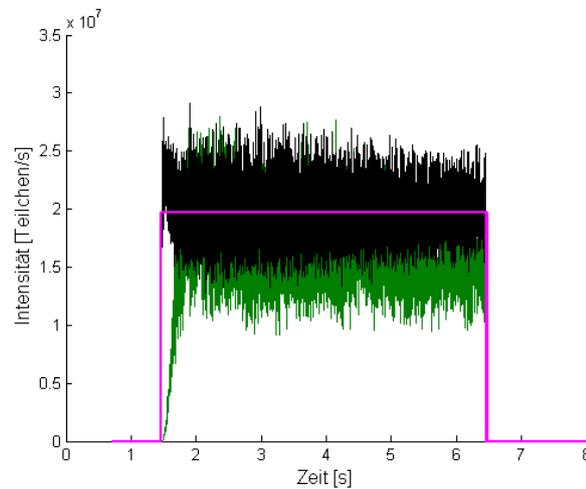


Abbildung 4.2.: Kohlenstoffspill der Strahlenergie $E = 250,08$ MeV/u. Grün: Spill ohne Spillregelung über einen Extraktionszeitraum von 5 s. Schwarz: Spill mit aktivierter Spillregelung. Magenta: idealer, theoretischer Intensitätsverlauf. Zeitliche Auflösung der Aufnahme: $100 \mu\text{s}$. Mit einer Regelung folgt der Intensitätsverlauf dem idealen Wert besser und kann daher durchschnittlich höher eingestellt werden.

dene Kombinationen aus Energie und Intensität derart gezeigt, dass insbesondere auch die Randbereiche des Parameterraumes erfasst wurden. Exemplarisch sind in diesem Abschnitt zwei beliebige Kombinationen abgebildet. Bei der Einstellung konnte bereits beobachtet werden, dass über den Parameterraum des Beschleunigers unterschiedliche Regalparametersätze verwendet werden müssen, um ein gleichermaßen zufriedenstellendes Ergebnis zu erhalten. Dies wird im weiteren Verlauf dieses Kapitels weiter diskutiert.

4.1.2. Einfluss der Regelung auf die Therapiequalität

Der Vorteil der Spillregelung einer höheren Durchschnittsintensität und dadurch einer schnelleren Bestrahlung kann in der Therapie nur dann ausgenutzt werden, wenn die Genauigkeit der Strahlapplikation dabei erhalten bleibt. Ein Einfluss der Spillregelung auf andere Strahlparameter als die Intensität wird nicht erwartet. Es muss aber durch Messungen im Rahmen der Qualitätssicherung gewährleistet werden, dass der Ionenstrahl weiterhin Therapiequalität hat. Die Messungen dazu werden in diesem Abschnitt vorgestellt.

Strahlposition

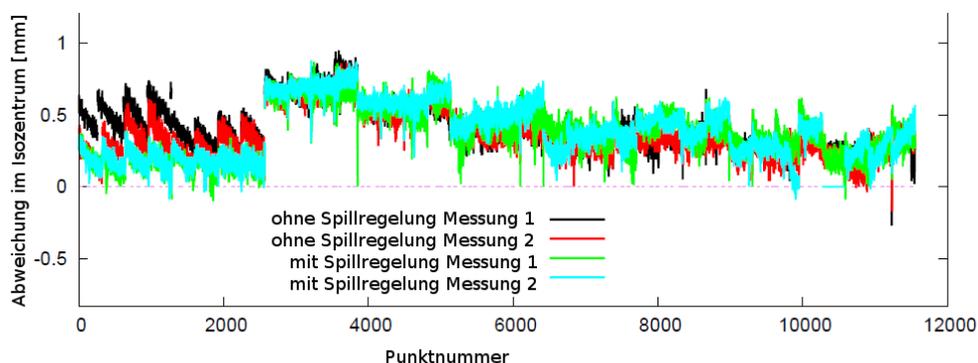


Abbildung 4.3.: Horizontale Strahlposition im Isozentrum für einen Bestrahlungsplan zur Qualitätssicherung, exemplarisch hier für Kohlenstoff. Insgesamt 9 Energiestufen, darunter die höchste und die niedrigste, und 4 Fokusstufen werden dabei jeweils durchlaufen. Gezeigt sind insgesamt vier Messungen, von denen jeweils zwei mit eingeschalteter Spillregelung und zwei ohne aufgenommen wurden. Die Abweichungen zwischen der Bestrahlung mit Spillregelung und ohne sind deutlich innerhalb der Toleranzgrenzen.

4. Ergebnisse und Diskussion

Die Strahlposition darf sich durch die Aktivierung Spillregelung nicht verändern. Zur Überprüfung wird ein Bestrahlungsplan zur Qualitätssicherung verwendet, der für verschiedene Energie- und Fokusstufen genau ins Isozentrum, also an die Strahlposition $(x, y) = (0,0)$, gelenkt wird. Diese Messung wurde für beide Ionensorten sowohl mit als auch ohne Spillregelung mehrmals wiederholt. Abbildung 4.3 zeigt exemplarisch für die horizontale Position, dass die Abweichungen zwischen den einzelnen Messungen weniger als 0,5 mm betragen und damit innerhalb der Toleranz liegen. Die Abweichungen sind in diesem Fall zwischen zwei identischen Anforderungen ohne Spillregelung größer als die zu den Messungen mit Spillregelung. Durch die Spillregelung kamen also keine Abweichungen hinzu, die größer sind als die gewöhnlichen Fluktuationen.

Die Abweichung des Schwerpunktes vom Wert 0 kann durch eine ungenaue Positionierung des Messmittels, einer Vieldrahtkammer im Isozentrum, erklärt werden. Für die Untersuchungen zur Inbetriebnahme der Spillregelung stehen aber die relativen Abweichungen im Vordergrund.

Homogenität

Zu den regelmäßigen Messungen zur Qualitätssicherung gehört die Bestrahlung eines Filmes, der im Isozentrum an einem der Behandlungsplätze orthogonal zur Ionenflugrichtung positioniert wird. Dabei wird eine 20×20 cm große Fläche möglichst homogen bestrahlt. Die durch die Teilchenstrahlung verursachte Schwärzung des Filmes ist ein Maß für die applizierte Dosis. Es wird überprüft, ob tatsächlich eine homogene Dosisverteilung erreicht wurde.

Tabelle 4.1.: Vergleich der Homogenität bei der Bestrahlung mit und ohne aktivierte Spillregelung für Kohlenstoff. Die in der Tabelle gezeigten Zeilen umfassen 4 homogene Felder, die mit unterschiedlichen Energiestufen bestrahlt wurden. In allen Fällen wurde eine zufriedenstellende Homogenität erreicht und damit die Therapiequalität des Strahls in Bezug auf die Homogenität gezeigt.

Energiestufe	Abweichung der Dosis vom Mittelwert in [%]	
	ohne Spillregelung	mit Spillregelung
33	2,0	2,5
107	3,5	3,5
152	3,0	3,0
226	3,0	3,0

Die Abweichung der applizierten Dosis darf entlang der lateralen Koordinaten x und y maximal 5% zum Mittelwert betragen. Auch mit der Spillregelung wird diese Grenze eingehalten, s. Tabelle 4.1.

Dosimetrische Verifikation

Die Abnahmemessungen für die Spillregelung erfordern die dosimetrische Verifikation eines Therapieplanes, der bereits ohne aktivierte Spillregelung verifiziert wurde. Dabei wird die in ein Wasserphantom applizierte Dosisverteilung $D_{gemessen}$ mit der geplanten $D_{geplant}$ verglichen. Im Wasserphantom befinden sich an verschiedenen Stellen ca. 20 Ionisationskammern zur Dosismessung. Die Dosis wird auf die maximal applizierte Dosis D_{max} normiert, um die Positionen mit geringem Dosisanteil am Gesamtfeld weniger stark zu berücksichtigen. Die Kriterien für eine erfolgreiche Dosisverifikation bei HIT besagen, dass die Abweichung zwischen Messung und Planung weniger als 7% in jeder IC betragen muss und weniger als 5% im Durchschnitt aller Kammern

$$\frac{|D_{gemessen} - D_{geplant}|}{D_{max}} < 7\% \text{ bzw. } < 5\%. \quad (4.1)$$

Dieses Ziel wird mit der Spillregelung sehr gut erreicht. Anhang B dokumentiert eine durchgeführte Verifikation.

4.1.3. Auswirkungen eines falschen Timings

Bei den durchgeführten Messungen hat sich gezeigt, dass die synchrone Steuerung der Geräte *DIC* und *RF-KO Exciter* von großer Wichtigkeit ist. Ein Gegenbeispiel, bei dem diese Synchronizität nicht gegeben war, zeigt Abbildung 4.4. Dabei wird der Regler bereits 10 ms vor Beginn der eigentlichen Extraktionsphase gestartet. Auf Grund der noch fehlenden Strahlanregung durch den *RF-KO Exciter* können währenddessen noch keine Teilchen extrahiert werden. Am Eingangssignal des Reglers steht in diesem Zeitraum eine konstante Regelabweichung in Höhe des Sollwerts an. Ein Regler mit Integralanteil generiert also eine stetig anwachsende Stellgröße. Zum tatsächlichen Zeitpunkt des Extraktionsstartes durch den *RF-KO Exciter* kann die Stellgröße stark angewachsen sein und der Strahl wird dementsprechend stark angeregt. Das Resultat ist eine Intensitätsspitze gleich zu Beginn des Spills, die im Therapiebetrieb zu einem *Interlock* führt. Der Sollwert

4. Ergebnisse und Diskussion

wird innerhalb einer Millisekunde deutlich überschritten. Der Effekt tritt bei allen Energiestufen auf, ist bei den wie in Abbildung 4.4 gezeigten niedrigen Energiestufen aber umso stärker. Hier ist die Strahlsteifigkeit geringer und die Auswirkungen einer erhöhten transversalen Anregung auf die Schwingungsamplitude der Teilchen größer.

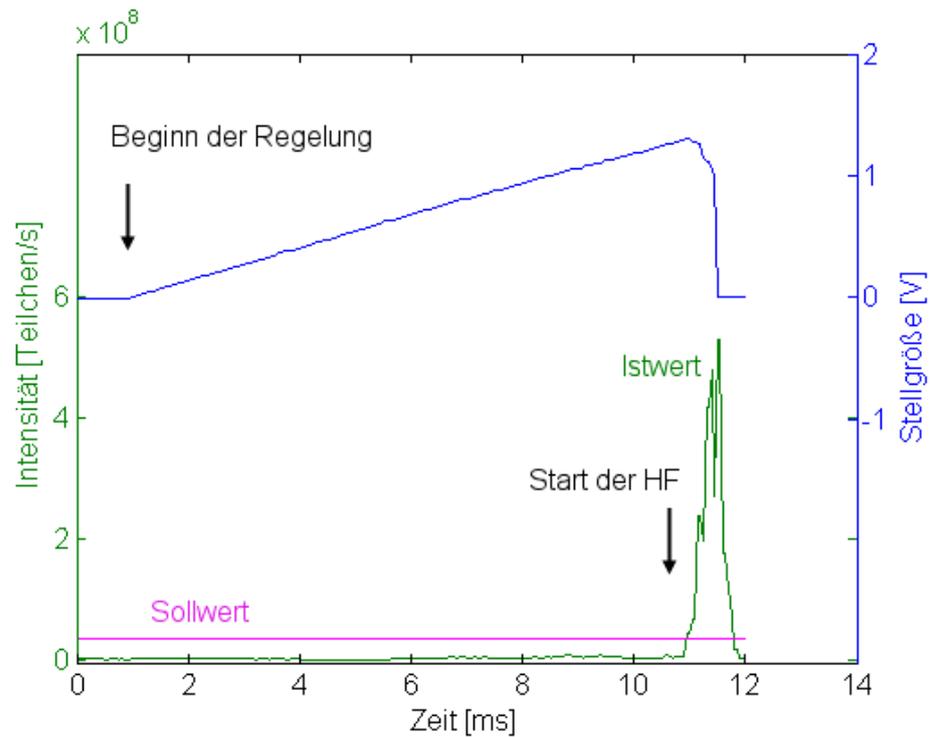


Abbildung 4.4.: Linke Achse, grün: Istwert der Intensität eines Kohlenstoff-Spills der Energie $E = 175,1 \text{ MeV/u}$. Magenta: Sollwert. Rechte Achse, blau: Stellgröße des Reglers. Beginn der Regelung bei ca. $t = 1 \text{ ms}$, Beginn der Hochfrequenz des *RF-KO Exciters* bei ca. $t = 11 \text{ ms}$. Durch die Asynchronität der Regelung und der Erzeugung der Hochfrequenz, liegt zum Zeitpunkt des eigentlichen Starts der Extraktion bereits eine hohe Stellgröße vor. Der Strahl wird zu stark angeregt, die Zahl der extrahierten Teilchen übersteigt den Sollwert um ein Vielfaches bevor der Regler dies korrigieren kann.

Beginnt die Regelung mit Verspätung in Bezug auf den Start der Extraktion durch den *RF-KO Exciter*, wird während dieser Zeit der Verzögerung im ungeregelten Modus bestrahlt. Die positiven Auswirkungen auf eine schnelle Anstiegszeit sind dann nicht oder nur eingeschränkt vorhanden.

4.2. Untersuchungen zu den Spillanstiegszeiten

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der Untersuchungen wiedergegeben, wie schnell der Anstieg theoretisch aber auch praktisch unter Verwendung der Spillregelung erfolgen kann. Unter dem Gesichtspunkt einer möglichst hohen Durchschnittsintensität sollte die Anstiegszeit des Spills möglichst klein sein.

Die gesamte Anstiegszeit wird definiert als die Zeit zwischen dem Beginn der Extraktionsphase und dem Erreichen des Sollwertes zu 100%. Sie kann nochmal unterteilt werden in eine Totzeitphase zwischen Extraktionsbeginn und dem Detektieren der ersten Teilchen am Strahlziel, sowie in die restliche Zeit bis zum Erreichen des 100%-Niveaus.

Die Messungen in diesem Abschnitt wurden mit der Spillregelung auf Basis eines Echtzeit-*Ethernet*-Systems durchgeführt. Die gezeigten Abbildungen der Spills haben eine zeitliche Auflösung von 100 μ s.

4.2.1. Anstiegszeit in Abhängigkeit der Regelparameter

Je größer die Stellgröße zu Beginn der Extraktionsphase ist, um so stärker ist die Anregung und um so kleiner damit die Zeit bis zur Extraktion der ersten Teilchen. Eine hohe Stellgröße wird durch einen hohen Proportional-Wert des PID-Reglers erzielt. Dies ist an der hier nochmals wiederholten Übertragungsfunktion des Reglers

$$G_{PID}(s) = K_p \left(1 + \frac{1}{T_n s} + T_v s \right) \quad (4.2)$$

direkt zu sehen. Die Anstiegszeit als Funktion des Proportionalanteils zeigt Abbildung 4.5. Der für eine Kombination aus Energie und Intensität gezeigte Verlauf ist beispielhaft für den gesamten Parameterraum des Beschleunigers.

Die Stellgröße steigt außerdem mit einer kleineren Integrationszeitkonstante T_n schneller an. Dieser Zusammenhang ist in Abbildung 4.6 erkennbar. Für eine feste Kombination von Strahlparametern zeigt sie einen typischen Verlauf der Anstiegszeit als Funktion der Integrationszeitkonstante: Mit erhöhter Schnelligkeit des Regelalgorithmus wird die Verzögerung geringer.

Theoretisch kann die Anstiegszeit durch geeignete Wahl der Regelparameter bis auf das durch die Eigenschaften des *RF-KO Exciters* definierte Minimum reduziert werden. Dabei wird die Spillqualität im weiteren Verlauf aber zunehmend

4. Ergebnisse und Diskussion

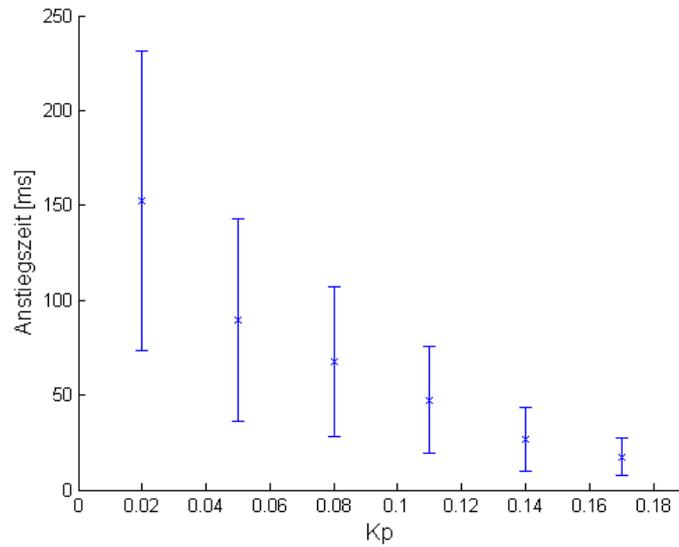


Abbildung 4.5.: Anstiegszeit der Intensität von Kohlenstoff als Funktion des Regelparameters K_p . Gezeigt für die Strahlparameter $E = 88,83 \text{ MeV/u}$, $I = 2,0 \cdot 10^7 \text{ Teilchen/s}$. Höhere K_p bedeuten eine höhere Stellgröße und damit eine kürzere Anstiegszeit des Spills.

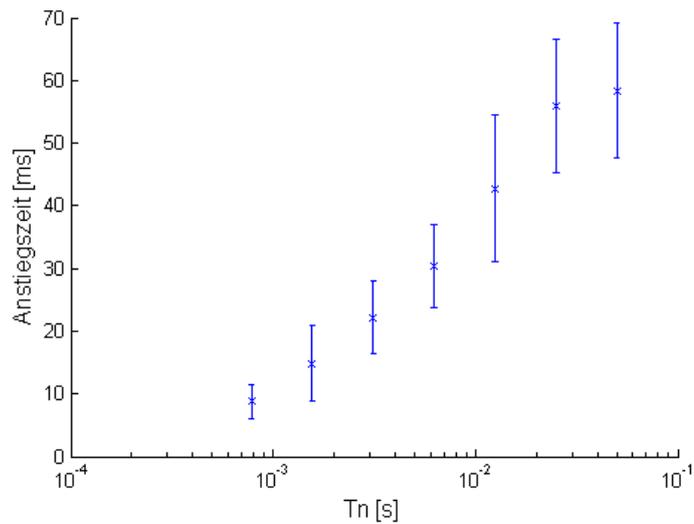


Abbildung 4.6.: Anstiegszeit der Intensität von Kohlenstoff als Funktion des Regelparameters T_n . Gezeigt für die Strahlparameter $E = 88,83 \text{ MeV/u}$, $I = 2,0 \cdot 10^6 \text{ Teilchen/s}$, halblogarithmische Darstellung. Kleineres T_n bedeutet einen schnelleren Anstieg der Stellgröße und damit eine kürzere Anstiegszeit des Spills.

inakzeptabel, was die Messungen der folgenden Kapitel zeigen. Die in Abbildung 4.5 und 4.6 gezeigten Messungen beschränken sich daher auf einen realistischen Wertebereich.

Anmerkung zu den Fehlerbalken: Der Messfehler aus dem Aufbau ist kleiner als dargestellt. Die Strahlzeit für die Messungen erlaubt allerdings nur eine begrenzte Statistik.

4.2.2. Kurze Anstiegszeit unter Vermeidung eines Überschwingens

Lässt man eine zu große Stellgröße am Spillanfang zu, erfolgt eine Überanregung des Strahls und es kommt zu einem Überschwingen der Intensität, siehe Abbildung 4.7. Dieser Abschnitt zeigt wie das Überschwingen der Intensität reduziert und trotzdem ein schneller Anstieg erreicht werden kann.

Auch diese zeitlich kurzen Intensitätsüberhöhungen können *Interlocks* im Therapiekontrollsystem auslösen. Der Grund für dieses ausgeprägte Überschwingen liegt in der im Vergleich zur restlichen Extraktionsphase größeren Totzeit. In dieser Zeit ist die Soll-Ist-Abweichung und daher auch die erzeugte Stellgröße des Reglers groß.

Der integrierende Teil des PID-Reglers berücksichtigt nicht nur die aktuelle Soll-Ist-Abweichung, sondern auch einen Teil der Vorgeschichte. Dies wird im unteren Teil der Abbildung 4.7 deutlich. Obwohl der in magenta dargestellte Sollwert vom Istwert bereits erreicht wurde, wird vom Regler immer noch eine positive Spannung ausgegeben und die Anregung der Teilchen verstärkt. Dieser Effekt ist bei kleinen angeforderten Intensitäten und hohen Energien, auf Grund der großen Steifigkeit des Strahls, besonders signifikant. Gezeigt ist daher ein Spill der höchsten bei HIT verfügbaren Energie von 430,1 MeV/u.

Durch die zusätzliche *Reset*-Funktion des digitalen Reglers kann dieser Effekt reduziert werden. Die gleiche Kombination aus Energie und Intensität ist in Abbildung 4.8 gezeigt, dieses Mal mit aktivierter *Reset*-Funktion. Die Höhe der Intensitätsspitze wird dabei um ca. 75% reduziert.

Auch andere Synchrotroneinstellungen, wie z. B. der *Tune*-Abstand zu Beginn der Extraktionsphase, können einen Einfluss auf die Höhe der Intensitätsspitze haben. Dies muss bei der Einstellung der Regelparameter berücksichtigt werden. Bei einem größeren *Tune*-Abstand sollte der Regler langsamer eingestellt werden, um die entstehende Spitze in akzeptablen Grenzen zu halten.

4. Ergebnisse und Diskussion

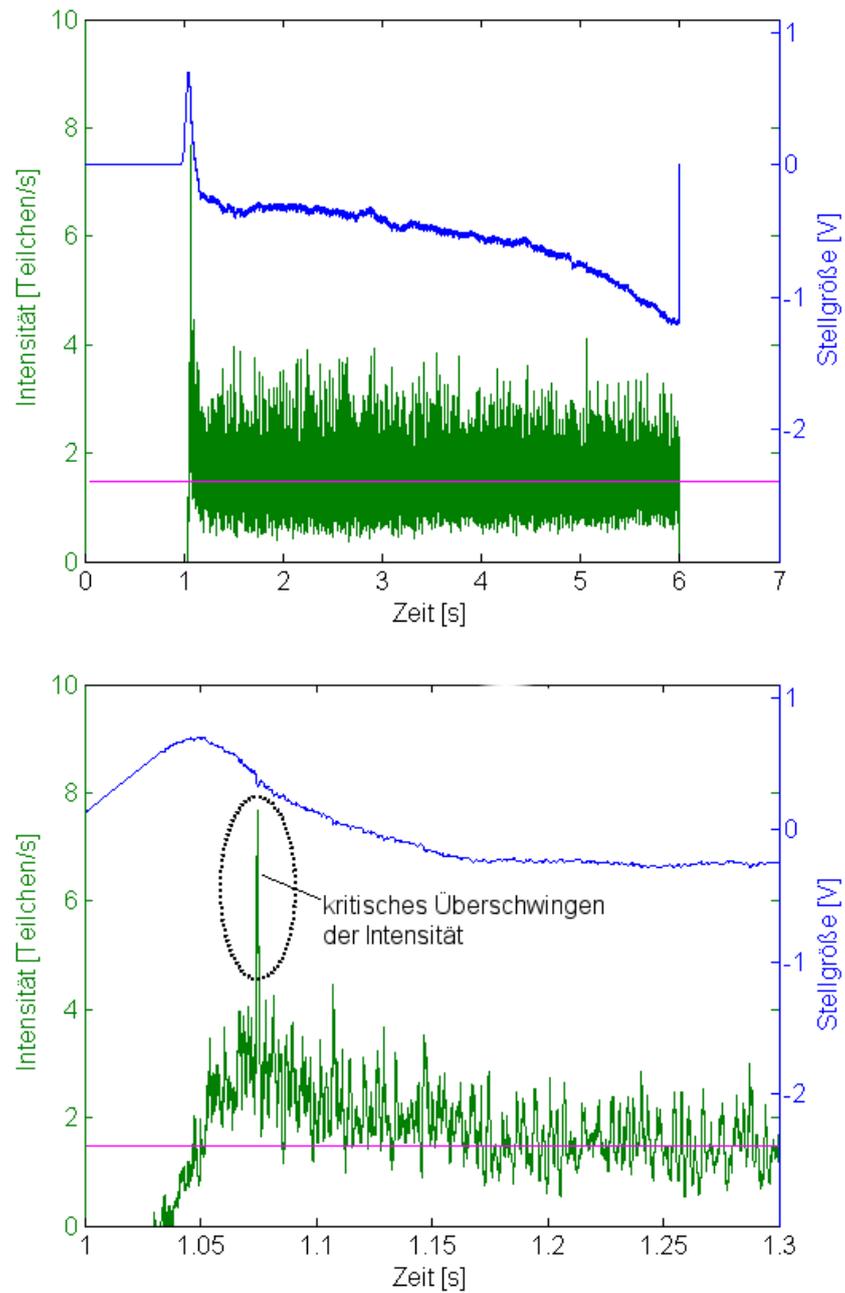


Abbildung 4.7.: Oben: Geregelter Kohlenstoff-Spill der bei HIT verfügbaren Maximalenergie von 430,1 MeV/u, Teilchenrate im Mittel $2 \cdot 10^6$ Teilchen/s. In grün der geregelte Spill mit Intensitätsspitze zu Spillbeginn. Blau: Korrektursignal des Reglers. Unten: Detailausschnitt des Spillanfangs.

4.2. Untersuchungen zu den Spillanstiegszeiten

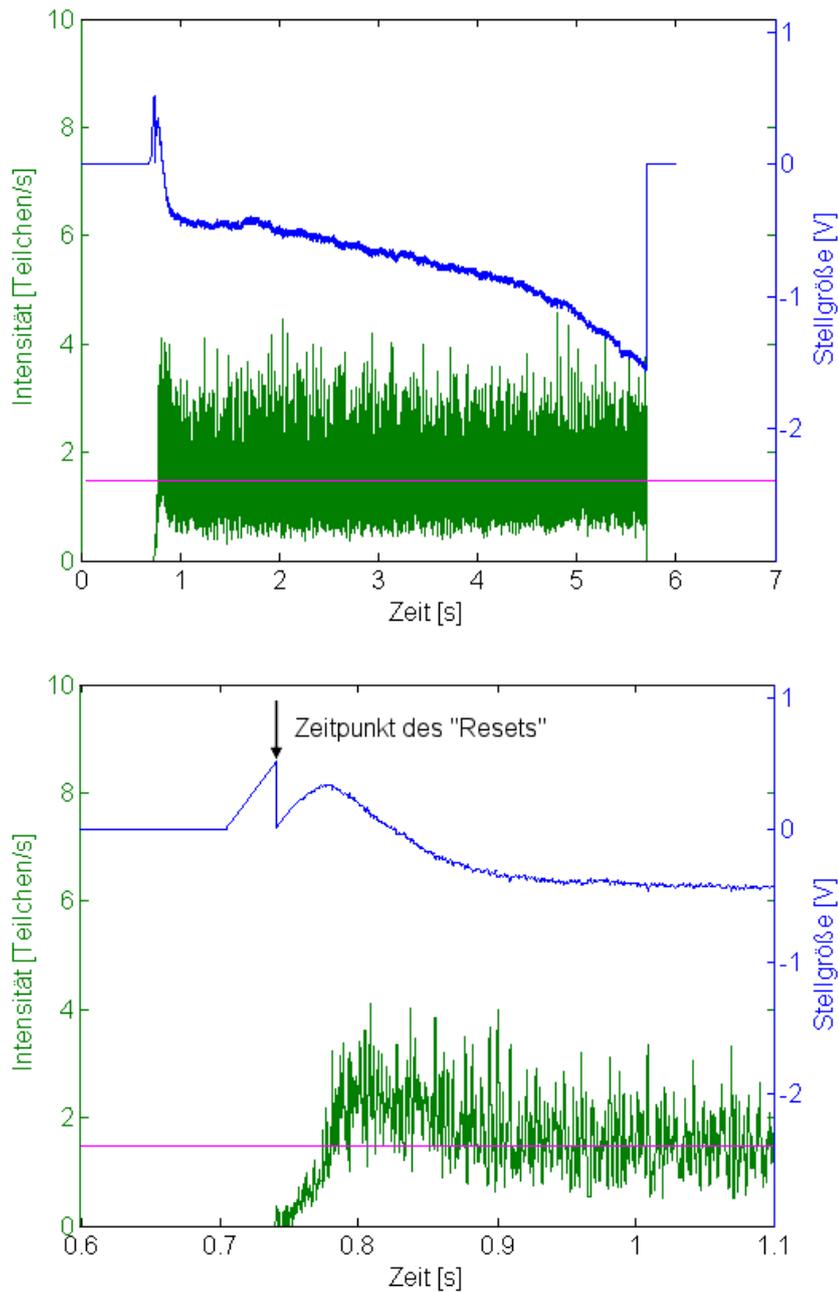


Abbildung 4.8.: Oben: Geregelter Spill mit aktivierter Funktion *Regler-Reset*. Gleiche Strahlparameter wie Abbildung 4.7. Unten: Detailausschnitt des Spillanfangs. Die in blau dargestellte Stellgröße zeigt den *Reset* kurz nach Beginn der Extraktion. Sie wird dadurch in der Höhe begrenzt und die Intensitätsüberhöhung ist deutlich reduziert.

4.2.3. Vergleich der Anstiegszeiten mit und ohne Spillregelung

Die Anstiegszeit des Spills ohne Spillregelung wird, neben der Verteilung der Teilchen im Phasenraum des Synchrotrons, von der Form und Höhe der Anregungskurve des *RF-KO Exciters* bestimmt. Sie kann prinzipiell und je nach verfügbarer Zeit immer genauer eingestellt werden, bis die Schwankungen von Zyklus zu Zyklus der dominierende Effekt werden. Die Anstiegszeit der Intensität könnte so durch eine annähernd ideale Vorgabe dieser Kurve nahe an das Minimum gebracht werden. In der Praxis scheitert dieses Vorgehen zum einen an der begrenzten zur Verfügung stehenden Strahlzeit, da bei höheren Genauigkeitsansprüchen auch ein Nachjustieren der Kurve häufiger nötig wäre. Realistische, ohne Spillregelung erreichbare Anstiegszeiten liegen im Bereich von 100 – 300 ms. Einen typischen Spill ohne aktive Regelung zeigt Abbildung 4.9 oben.

Mit eingeschalteter Spillregelung verkürzt sich diese Zeit je nach magnetischer Steifigkeit des Strahls auf 5 – 50 ms, im gezeigten Beispiel in Abbildung 4.9 unten für eine mittlere Energie auf 20 ms. Dabei wurden wiederum Regelparameter verwendet, die eine gute Spillqualität über den gesamten Extraktionszeitraum ermöglichen und nicht nur für eine möglichst kurze Anstiegszeit ausgelegt sind.

4.2. Untersuchungen zu den Spillanstiegszeiten

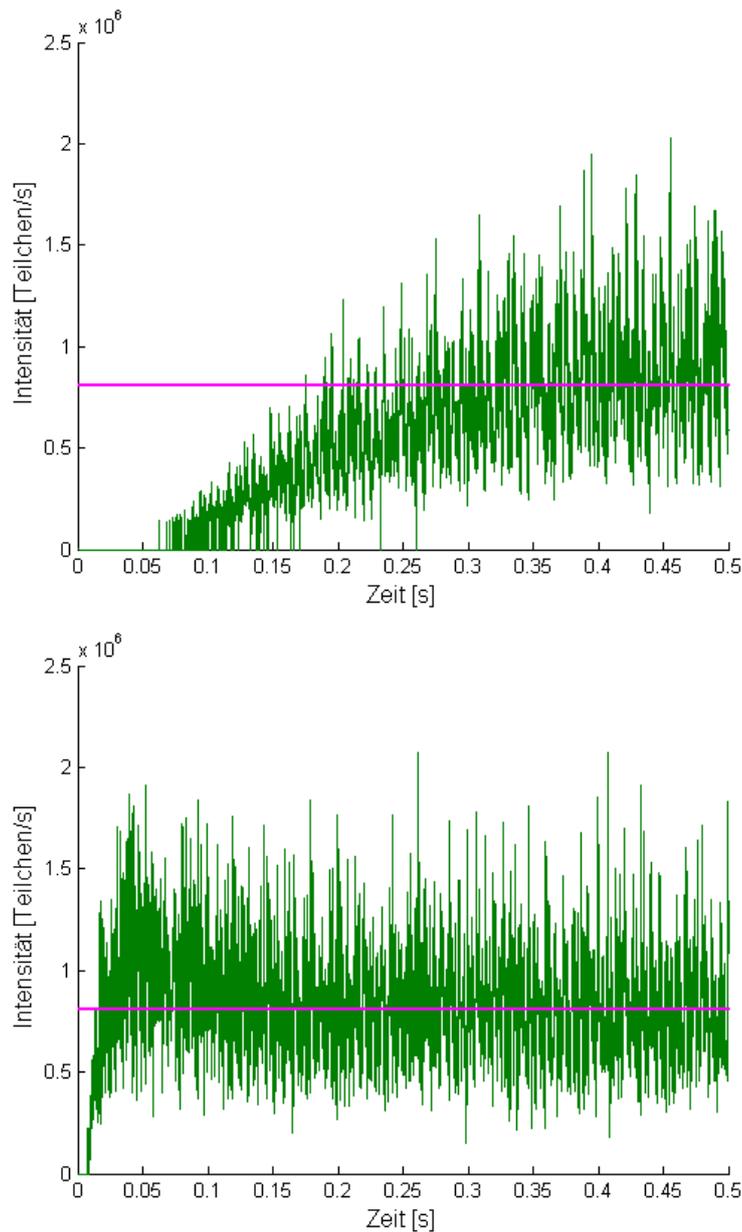


Abbildung 4.9.: Oben: Spillanstiegsphase, unregelt. Grün: Intensitätsverlauf zu Beginn eines unregulierten Kohlenstoff-Spills der Energie $E = 250,08$ MeV/u. Magenta: Geforderte Intensität von $I = 8,0 \cdot 10^5$ Teilchen/s. Zeitliche Auflösung: $50 \mu\text{s}$. Die durchschnittliche Intensität benötigt etwa 300 ms, um den geforderten Wert zu erreichen. Unten: Intensitätsverlauf eines regulierten Spills mit den gleichen Strahlparametern wie oben. Die Anstiegszeit der Intensität schrumpft auf Grund der aktiven Regelung auf ca. 20 ms.

4.3. Untersuchungen zur Spillqualität

Dieser Abschnitt zeigt die Ergebnisse zur Qualität des Spills während der gesamten Extraktionsphase. Qualitätskriterium ist eine möglichst geringe Abweichung von Soll- und Istwert, insbesondere auch ein möglichst geringes Rauschband.

Eine detaillierte Beschreibung der Auswirkungen verschiedener Regelparameter auf die Spillqualität folgt in den Abschnitten [4.3.1](#) und [4.3.2](#).

4.3.1. Spillqualität in Abhängigkeit der Regelparameter P und I

Für die Suche nach geeigneten Regelparameter werden Messungen mit verschiedenen Regelparametern durchgeführt und das Ergebnis der Regelung dabei aufgezeichnet. Um den Parameterraum und die Zahl der möglichen Kombinationen zu reduzieren werden zunächst nur der Proportional- sowie der Integralanteil des Reglers betrachtet. Diese werden für die Regelung in jedem Fall benötigt, während der Einsatz des D-Anteils optional ist.

Die Auswertung erfolgt getrennt für den Proportional-, sowie für den Integralanteil. Bei der großen Menge an möglichen Kombinationsmöglichkeiten aus Strahlenergie und -Intensität aber begrenzter Strahlzeit, muss eine Auswahl der betrachteten Szenarien getroffen werden. Um alle Extrema abzudecken werden Beschleunigerparameter gewählt, die höchste und niedrigste Strahlenergie und -Intensität abdecken. Dazu kommen mindestens zwei Zwischenwerte, so dass 4 – 5 Energie- und Intensitätsstufen betrachtet werden. Bei zwei Ionensorten entspricht dies insgesamt ca. 40 – 50, also etwa 1 % der möglichen Kombinationen. Die Spillgüte, also die Regelabweichung, ist in Abhängigkeit des Proportional- bzw. des Integralanteils in [Abbildung 4.10](#) beispielhaft für eine feste Kombination der Strahlparameter dargestellt. Es existiert häufig ein Minimum, bei dem Soll und Istwert am besten übereinstimmen.

Wird der T_n -Wert zu gering oder der K_p -Wert zu hoch gewählt ist der Regler zu schnell und es erfolgt eine Überkompensation der Regelabweichung, die zu einem Ausschlag der Intensität in die andere Richtung als der ursprünglichen Störung führt. Das daraus resultierende Schwingen des Istwertes zeigt der obere Teil der [Abbildung 4.11](#) und im Detailausschnitt [Abbildung 4.12](#). Dies führt insgesamt zwar zu einer guten durchschnittlichen Sollwertfolge, wie an der schwarzen Kurve in [Abbildung 4.12](#) oben zu sehen ist, die momentane Intensität in grün weicht jedoch stark vom Sollwert ab.

4.3. Untersuchungen zur Spillqualität

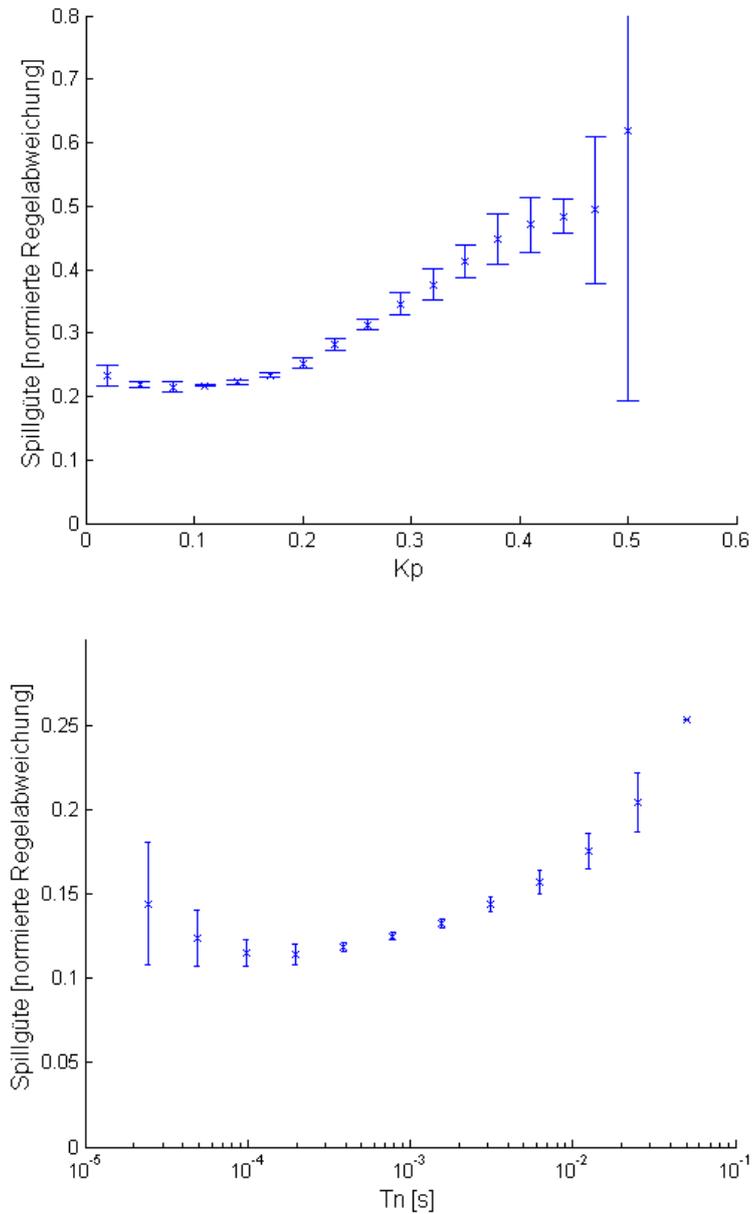


Abbildung 4.10.: Typischer Verlauf der Spillgüte von Kohlenstoff, beispielhaft gezeigt für die Strahlparameter $E = 88,83 \text{ MeV/u}$ und $I = 2,0 \cdot 10^6 \text{ Teilchen/s}$ in Abhängigkeit des Regelparameters K_p (oben) bzw. für die Strahlparameter $E = 241,84 \text{ MeV/u}$ und $I = 2,0 \cdot 10^7 \text{ Teilchen/s}$ in Abhängigkeit von T_n (unten). In beiden Fällen ist ein Minimum der Regelabweichung erkennbar, welches die verwendeten Regelparameter definiert.

4. Ergebnisse und Diskussion

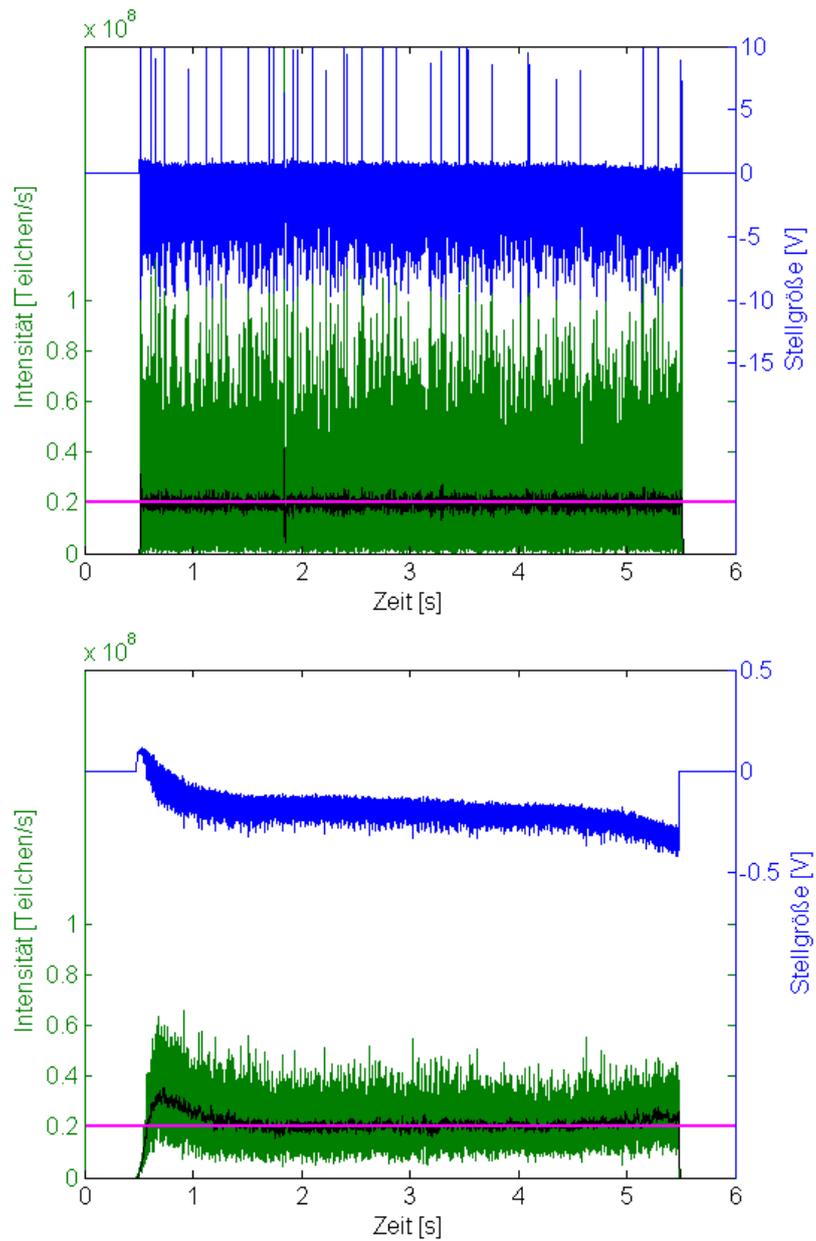


Abbildung 4.11.: Zwei geregelte Kohlenstoff-Spills unterschiedlicher Regelparameter, exemplarisch für $E = 241,84 \text{ MeV/u}$ und $I = 2,0 \cdot 10^7 \text{ Teilchen/s}$. Zeitliche Auflösung: $100 \mu\text{s}$. Oben: Mit dem ungünstigen Regelparameter $T_n = 6,25 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$. Durch die zu große Schnelligkeit des Reglers kommt es zum Schwingen und zum starken Rauschen der Intensität. Unten: Mit dem ebenfalls ungünstigen Regelparameter $T_n = 0,1 \text{ s}^{-1}$. Wegen der Langsamkeit des Reglers wird das Ziel der Sollwertfolge insbesondere am Spillanfang nur unzureichend erreicht.

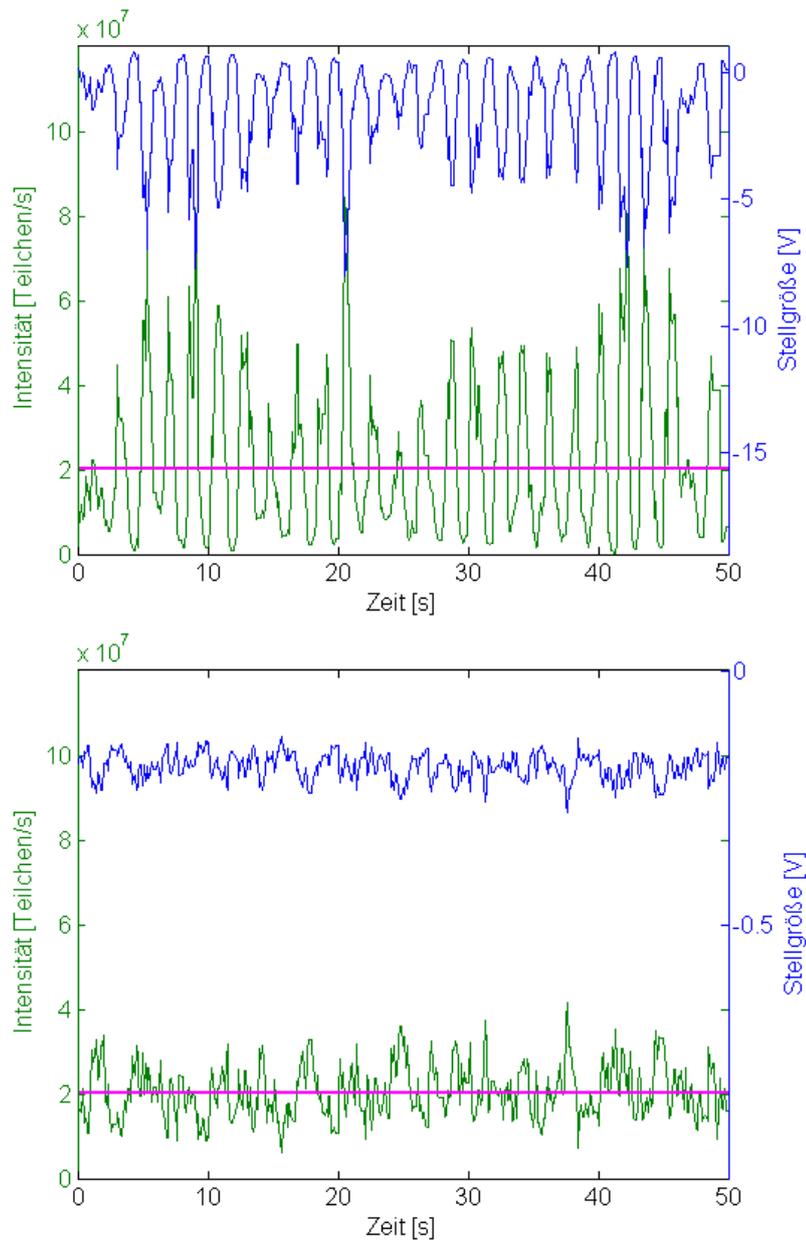


Abbildung 4.12.: Ausschnitte von zwei Kohlenstoff-Spills mit den gleichen Strahlparametern wie Abbildung 4.11. Oben: Mit schlecht eingestellten Regelparametern. Die Rauschbreite der Intensität ist sehr hoch, der Regler schwingt. Unten: Mit guten Regelparametern, die Rauschbreite ist deutlich geringer.

4. Ergebnisse und Diskussion

Vergößert man die Integrierzeitkonstante oder verkleinert den Proportionalanteil ist der Algorithmus langsamer. Das Rauschband wird geringer und nähert sich dem des unregulierten Spills, wie an Abbildung 4.12 unten zu sehen ist. Die Grenzfrequenz für Störungen, die gerade noch ausgeregelt werden können, sinkt. Ist der Regler aber zu langsam kann als Folge davon die makroskopische Spillform vom Rechteck bzw. dem idealen Intensitätsverlauf abweichen, siehe Abbildung 4.11 unten.

4.3.2. Auswirkungen des D-Anteils

Eine weitere Möglichkeit die eventuell vorhandenen Intensitätsüberhöhungen am Spillanfang zu reduzieren, ist die Hinzunahme des D-Anteils zum Regelkreis. Die Abbildungen 4.13 und 4.14 zeigen zwei Spills im Vergleich, einmal ohne und einmal mit einem D-Anteil. Alle anderen Strahl- und Regelparameter sind bei beiden Spills identisch. Einen Ausschnitt der ersten 500 ms zeigen die unteren Teile der Abbildungen.

Die Intensitätsspitze im Bereich der ersten 100 ms ist beim Spill ohne D-Anteil wieder deutlich erkennbar. Bei Hinzunahme eines geeigneten D-Anteils kann die Spitze gänzlich unterdrückt werden.

Ein Regler mit D-Anteil reagiert auf sprungförmige Änderungen des Eingangssignals. Auch das Rauschen der Intensität im gesamten Verlauf des Spills stellt eine Serie von sprungförmigen Änderungen des Eingangssignals dar. Bei einem zu großen D-Anteil steigt die Stellgröße nach jeder dieser Änderungen stark an und verursacht eine Überkompensation und damit ein stärkeres Rauschen. Abbildung 4.15 zeigt die Auswirkungen eines falsch gewählten D-Anteils.

4.3.3. Auswahl der Regelparameter unter Berücksichtigung aller Kriterien

Ein einziger Satz Regelparameter reicht bei der Spillregelung nicht aus, um für alle Kombinationen der Strahlparameter die Gütekriterien ausreichend gut zu erfüllen. Als Beispiel dienen die beiden Abbildungen 4.6 und 4.10, die die Abhängigkeit der Anstiegszeit und der Spillgüte vom Regelparameter T_n für die gleiche Kombination aus Energie und Intensität zeigen. Die Anstiegszeit kann durch einen immer schnelleren Regler theoretisch immer weiter reduziert werden, lediglich limitiert durch die Anregungsstärke des *RF-KO Exciters*. Bei immer weiterer Annäherung an diesen Wert wird die Spillqualität aber zunehmend inakzeptabel. Bei der Auswahl der

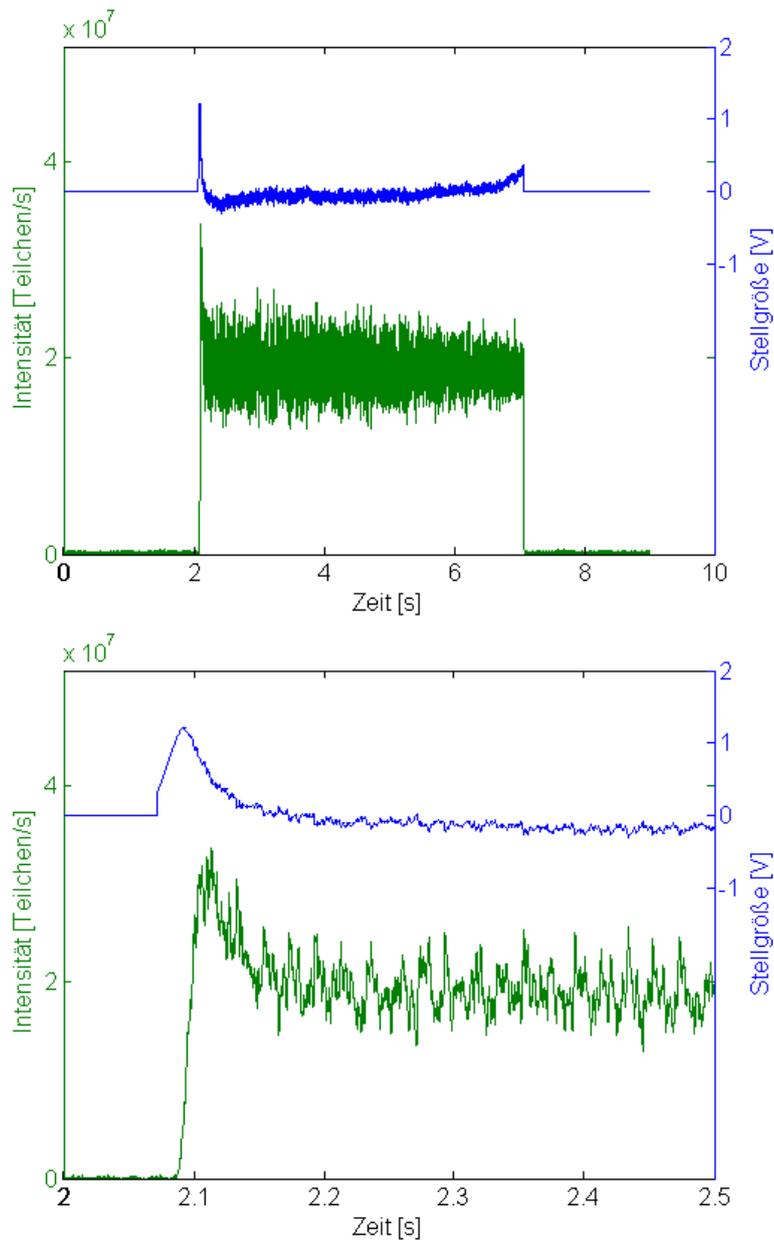


Abbildung 4.13.: Geregelter Kohlenstoff-Spill mit der Energie $E = 250,08$ MeV/u und Intensität $I = 2 \cdot 10^7$ Teilchen/s (oben) und Detailansicht des Spillanfangs (unten). Die hier gezeigte Regelung erfolgte ohne D-Anteil, $T_v = 0$ s. Die anderen Regelparameter lauten $K_p = 0,08$ und $T_n = 0,0063$ s. Zeitliche Auflösung: $200 \mu\text{s}$. Es ist deutlich eine Intensitätsspitze zu Spillbeginn zu erkennen.

4. Ergebnisse und Diskussion

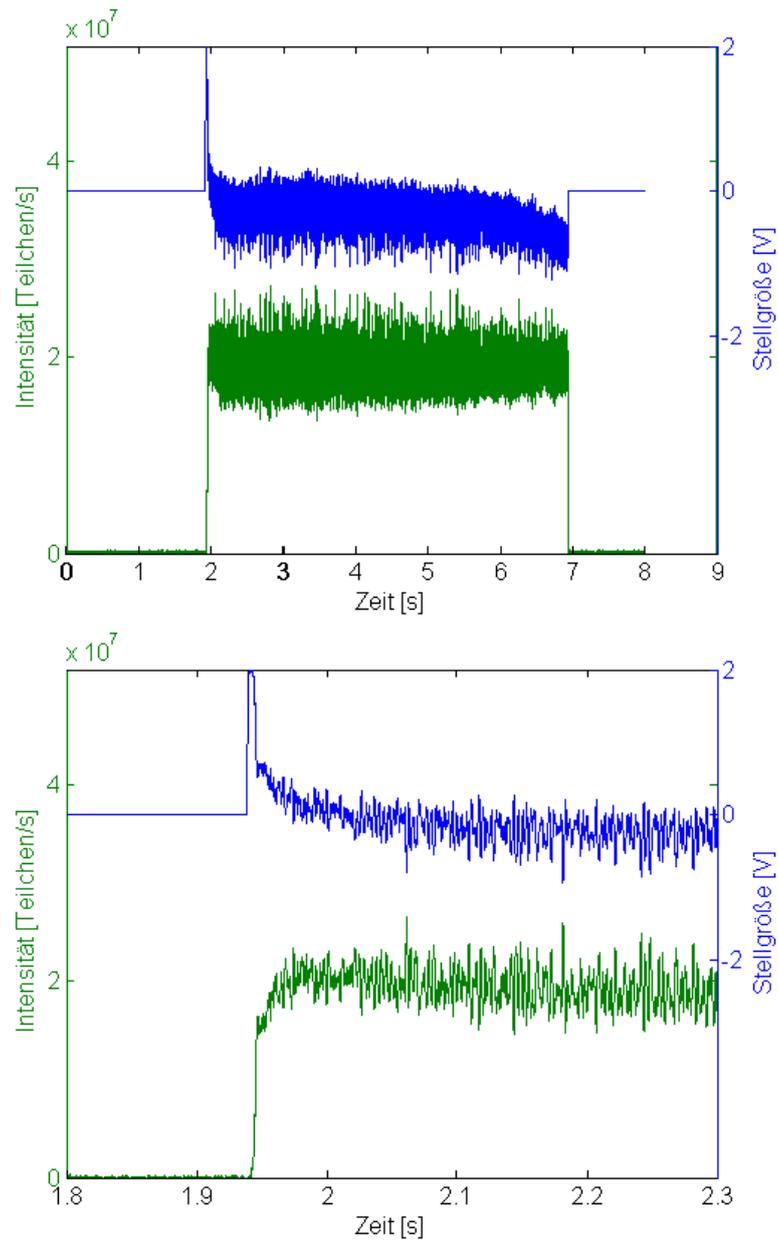


Abbildung 4.14.: Geregelter Kohlenstoff-Spill unter Hinzunahme eines D-Anteils, $T_v = 5$ s (oben) und Detailansicht (unten). Alle anderen Parameter wie in Abbildung 4.13. Durch den D-Anteil hat die Stellgröße einen sehr hohen Wert zu Beginn der Extraktion, da hier der Sollwert einen Sprung von 0 auf den Sollwert der Intensität macht. Der Strahl wird daher stark angeregt und die Anstiegszeit ist kurz. Anschließend fällt die Stellgröße aber ebenso stark ab und verhindert so die Intensitäts-Spitze zu Spillbeginn.

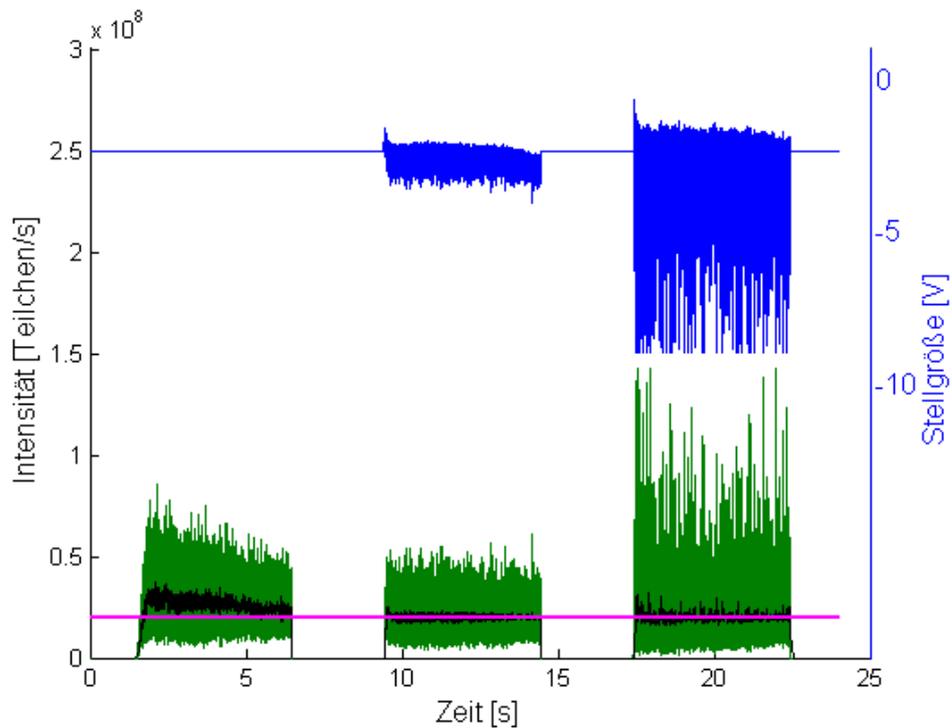


Abbildung 4.15.: Drei Kohlenstoff-Spills mit den Strahlparametern $E = 250,08 \text{ MeV/u}$, $I = 2 \cdot 10^7 \text{ Teilchen/s}$. Grün: Intensität, zeitliche Auflösung: $100 \mu\text{s}$. Schwarz: gemittelte Intensität, Mittelungstiefe: 10 ms . Magenta: Sollwert. Blau: Stellgröße. Links: ohne aktivierte Regelung. Mitte: mit aktivierter Regelung und einem D-Anteil von $T_v = 3 \text{ s}$. Rechts: mit aktivierter Regelung und einem D-Anteil von $T_v = 10 \text{ s}$. Es ist zu erkennen, dass bei falscher Wahl der Regelparameter die Spillqualität deutlich verschlechtert ist und nicht mehr für die Therapie geeignet ist. Im rechten Spill hat auch das natürliche Spillrauschen, was eine Folge von sprungförmigen Änderungen der Regelabweichung ist, durch den zu großen D-Anteil einen großen Einfluss auf die Stellgröße.

4. Ergebnisse und Diskussion

für die weiteren Tests verwendeten Regelparameter steht daher die Spillgüte, also das Rauschband des Spills um den Sollwert im Vordergrund. Diese Größe zeigt im Allgemeinen ein ausgeprägtes Minimum. Eine verbleibende Restanstiegszeit bei guter Spillqualität kann sehr viel besser in Kauf genommen werden als eine große Überschwingweite oder ein größeres Rauschband, nur um die Anstiegszeit zu minimieren. Ein übergreifendes Minimum, ein Idealwert, der beide Güteanforderungen bestmöglich erfüllt, existiert nicht.

Ein weiteres Entscheidungskriterium für die Regelparameter ist der Betriebsmodus. Wird der Regler als Festwert-Regler betrieben, was einem konstanten Sollwert entspricht, ist die Geschwindigkeit ein untergeordnetes Kriterium. Die makroskopische Spillform ist hier entscheidend, die Regelung sollte dabei das Rauschen des Spills nicht erhöhen. Bei einem veränderlichen Sollwert im Spilverlauf nimmt die Regler-Geschwindigkeit eine viel größere Bedeutung ein.

Die gleichzeitige Variation von mindestens zwei Regelparametern erschwert das Auffinden und auch die Darstellung der Abhängigkeit der Spillqualität im Vergleich zu einem Parameter. Die Übertragungsfunktion (4.2) zeigt, dass eine völlig isolierte Betrachtung der Regelparameter K_p und T_n nicht möglich ist, da K_p sowohl allein, als auch im Produkt K_p/T_n wirksam ist. Im Rahmen der Güteanforderungen können also durchaus mehrere Kombinationen aus Regelparametern zu einem zufriedenstellenden Ergebnis führen. Unabhängig von den gesetzten Schwerpunkten der Regelung können aber in Bezug auf den generellen Trend des Verlaufs eines Regelparameters, in Abhängigkeit von Energie und Intensität, folgende Aussagen gemacht werden: Die Einstellung von Beschleuniger-Parametern sollte generell einfach und übersichtlich, die Zahl der zu variierenden Parameter so gering wie möglich gehalten werden. Für zukünftige Veränderungen und zum Verständnis der Abhängigkeit ist außerdem ein monotoner Verlauf der Größen über den Energie-, Intensitätsraum erstrebenswert. Abbildung 4.16 zeigt die Abhängigkeiten des für DIC gefundenen Regelparameters T_n von den beiden maßgebenden Strahlparametern Energie und Intensität.

Der K_p -Wert konnte dabei konstant auf $K_p = 1$ gehalten werden. Bei geringerer Phasenraumdicke muss der Regler schneller, T_n also kleiner werden, um schnell auch die weiter innen liegenden Teilchen anzuregen. Die Dynamik des Reglers muss ebenfalls mit höherer Energie steigen. Der Strahl weist eine höhere Steifigkeit auf und muss daher schneller auf eine signifikante Stellgröße kommen.

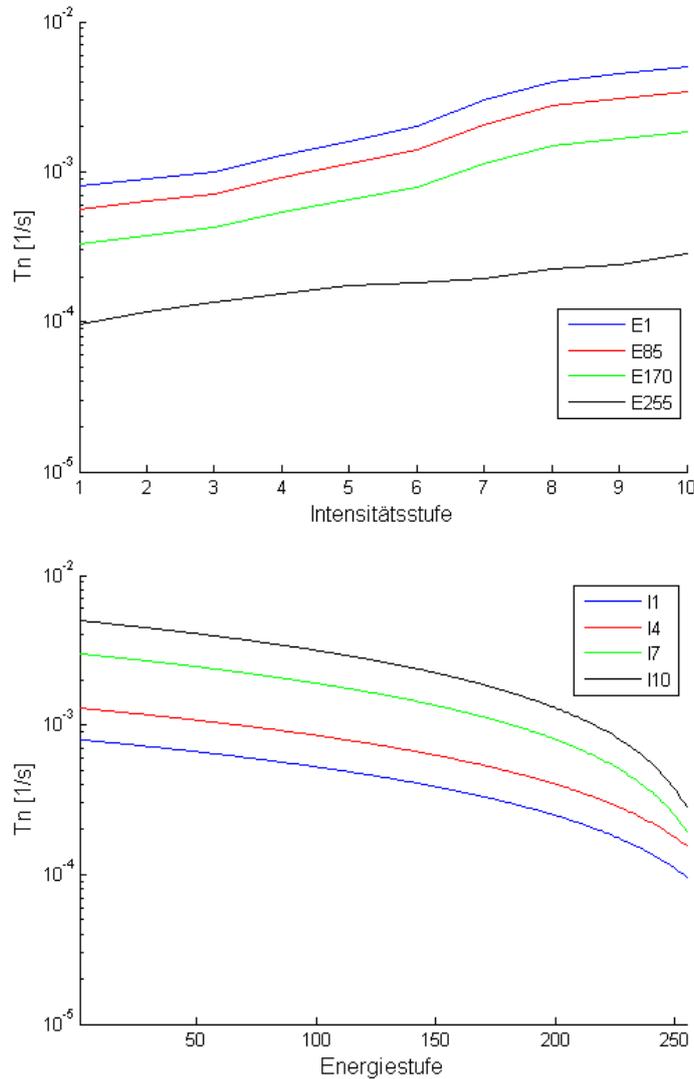


Abbildung 4.16.: Oben: Abhängigkeit des jeweils gefundenen Regelparameters T_n von der Strahl-Intensität bei Kohlenstoff. Bei kleinerer Intensität, also geringerer Teilchendichte im Phasenraum des Synchrotrons, wird ein schnellerer Regler benötigt, um zufriedenstellende Ergebnisse zu erzielen. Unten: Abhängigkeit des jeweils gefundenen Regelparameters T_n von der Strahl-Energie bei Kohlenstoff. Bei höherer Energie wird ein schnellerer Regler benötigt, um die höhere Strahlsteifigkeit auszugleichen. Der Strahl reagiert träger auf eine erhöhte *RF-KO Exciter* Amplitude, daher muss der Regler dynamischer sein.

4.4. Untersuchungen zur Spillregelung mit variabler Führungsgröße

Viele der bisherigen Betrachtungen gelten sowohl für eine Regelung mit konstanter Sollwertvorgabe als auch für eine variable Führungsgröße. Die Ergebnisse zur inneren eines Spills variablen Führungsgröße werden hier wiedergegeben, so dass die Anforderungen an den Regler und die Grenzen dieses Bestrahlungsmodus abgeschätzt werden können.

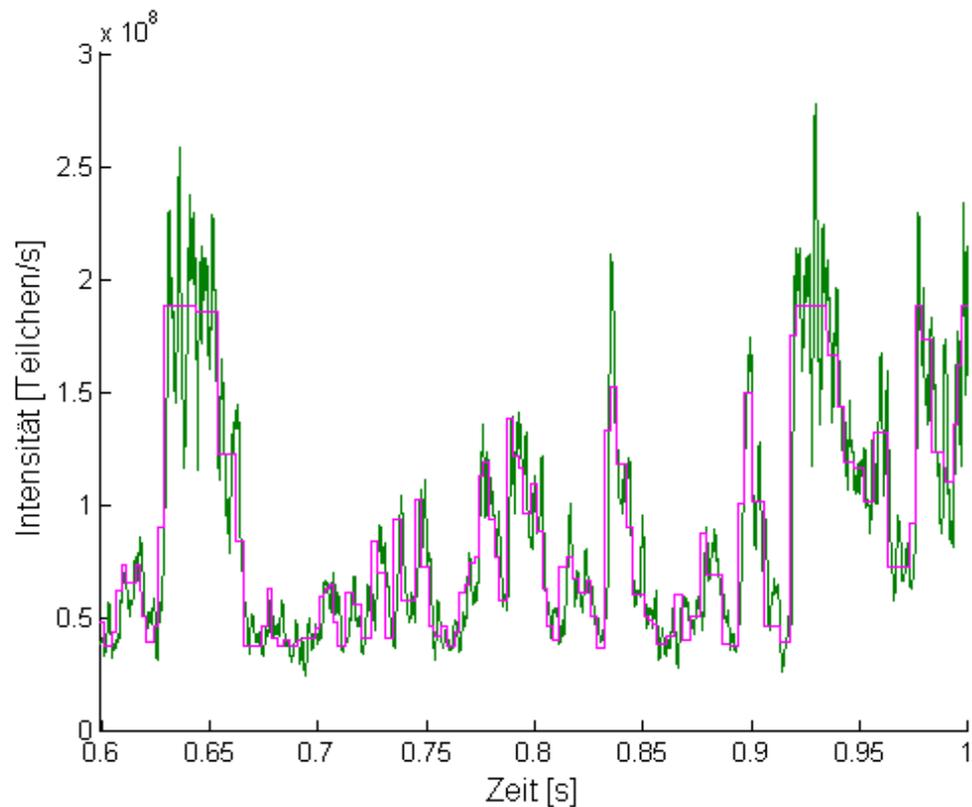


Abbildung 4.17.: Ausschnitt eines Kohlenstoff-Spills mit variabler Extraktionsrate, gezeigt für die Energie $E = 179,46 \text{ MeV/u}$. Grün: Istwert der Intensität. Magenta: Sollwert. Der Istwert folgt dem Sollwert mit nur sehr geringen Abweichungen.

Ein Beispiel für einen Spill mit variabler Führungsgröße und aktivierter Regelung zeigt Abbildung 4.17. Dabei wurde ein realistischer Patientenplan verwendet. Hier ist gezeigt, dass eine sehr gute Sollwertfolge erreichbar ist.

4.4.1. Regelparameter bei variabler Führungsgröße

Bei der Spillregelung hängen Extraktionsrate und Füllgrad des Synchrotrons nicht mehr unmittelbar miteinander zusammen. Durch eine einfache Messung wird die Annahme bestätigt, dass die Regelparameter sich an der Dichte der umlaufenden Teilchen orientieren und nicht an der Extraktionsrate. Dazu wird das Synchrotron über des Quadrupoltriplett im Niederenergie-Bereich mit einer Teilchenmenge gefüllt, mit der die Intensitätsstufe I10 über 5s aufrecht erhalten werden kann. Als Sollwert für die Regelung wird allerdings nur die Intensitätsstufe I1 vorgegeben. Es zeigt sich, dass ein gleichmäßiger, wenig verrauschter Spill mit den für die Stufe I10 gefundenen Regelparametern erreicht wird, nicht jedoch mit denen für I1.

4.4.2. Analyse auftretender Dosisprofile benachbarter Rasterpunkte

Grundsätzlich kann der Dosisunterschied zwischen den Rasterpunkten mit der niedrigsten und der höchsten Solldosis mehr als einen Faktor 100 betragen. In realistischen Bestrahlungsplänen liegen diese Punkte aber im Allgemeinen nicht direkt nebeneinander. Im März 2012 wurden alle bis dahin bei HIT verwendeten Patientenpläne analysiert und für jeden Rasterpunkt die theoretisch ideale Intensitätsstufe festgehalten [53], um so die maximal auftretenden Sprunghöhen der Intensität sowie ihre Häufigkeiten abschätzen zu können.

Tabelle 4.2.: Bei den HIT-Patientenplänen auftretende Sprünge und ihre Häufigkeiten im idealen Intensitätsniveau benachbarter Rasterpunkte.

Sprunghöhe [I-Stufen]	Protonen	Kohlenstoff
-2	0,0061	0,0056
-1	0,0721	0,0456
0	0,8436	0,8976
1	0,0723	0,0456
2	0,0060	0,0056
Σ	1,0	1,0

In diesen Untersuchungen wird gezeigt, dass die Sprunghöhe I_i/I_{i-1} benachbarter Rasterpunkte auf maximal 2 Stufen begrenzt ist, sofern alle drei einschränkenden Kriterien berücksichtigt werden, s. Tabelle 4.2. Bei den bisher verwendeten Intensitätsstufen, bedeutet dies maximal einen Quotienten von 2,67 der Teilchenrate bei $I_2 > I_1$, bzw. 0,375 bei $I_2 < I_1$.

4.4.3. Verzögerte Sollwertfolge

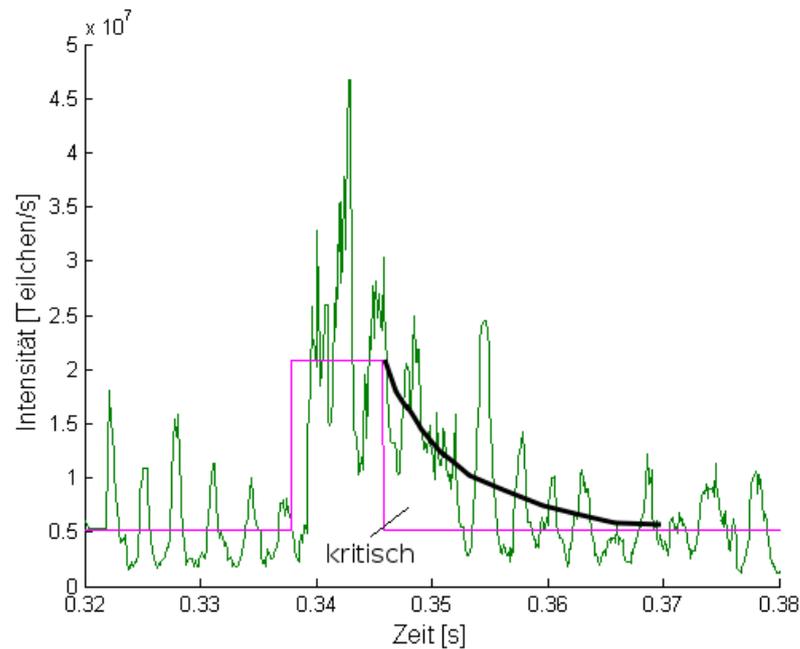


Abbildung 4.18.: Ausschnitt eines Kohlenstoffspills, beispielhaft für die Energie $E = 430,1 \text{ MeV/n}$ mit verschiedenen Sollwerten (magenta). Istwert in grün. Zeitliche Auflösung der Aufnahme: $50 \mu\text{s}$. Die Sollwertfolge beim Anstieg der Intensität geschieht innerhalb von einer Millisekunde, während bei der Sollwertabsenkung der Istwert nur träge folgt. Eine Hilfslinie, die einen annähernd exponentiellen Abfall der Intensität visualisiert, ist in schwarz eingezeichnet.

Wie in [Abbildung 4.18](#) zu sehen ist, erfolgen Anstieg und Absenkung der Intensität auf ein neues Sollwertniveau verzögert. Dabei ist die Absenkung der kritische Fall, da hier die Intensität zu hoch liegt. Wird ein Punkt mit einer geringeren Intensität bestrahlt, bedeutet das eine Verlängerung der Bestrahlungszeit und ist daher völlig unkritisch. Des Weiteren wird in der Regel innerhalb einer Millisekunde ein neues, höher liegendes Niveau erreicht, was unter der Bestrahlungszeit eines Rasterpunktes liegt. Der Istwertverlauf nach einem Sprung des Sollwertes auf ein niedrigeres Niveau hat dagegen einen annähernd exponentiellen Abfall über mehrere ms. Die Verzögerungszeit besteht zum einen aus der Trägheit des dynamischen Systems. Zum anderen ist auch der Regler im Allgemeinen nicht am Schnelligkeitslimit parametrisiert. Die Schwankungsbreite der gemessenen Zeiten ist auf Grund

des Spillrauschens sehr groß. Die klare Festlegung auf eine allgemeine Verzögerungszeit bei gegebenem Verhältnis der Intensitätsniveaus ist nicht möglich.

4.4.4. Quantifizierung der durchschnittlichen Verzögerungszeit

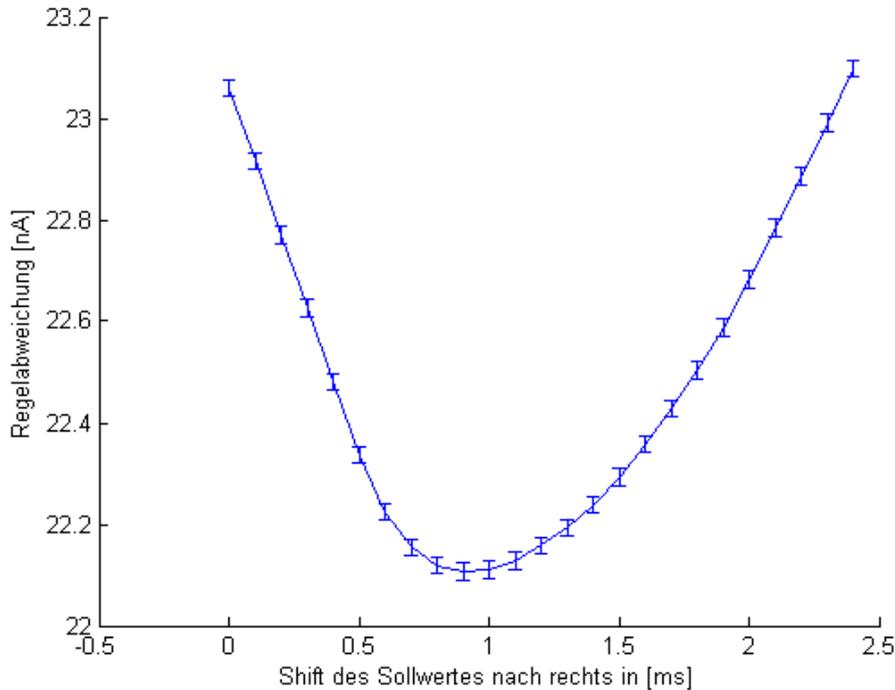


Abbildung 4.19.: Regelabweichung der Kohlenstoffintensität bei einem Spill der Energie $E = 108,53 \text{ MeV/u}$ und einer Gesamtzahl von $N = 4 \cdot 10^8$ Teilchen im Synchrotron. Extraktion einer variablen Intensität. Auf der x-Achse die Verschiebung des Sollwertes gegenüber dem Istwert. Das Minimum indiziert, bei welcher Verschiebung Soll- und Istwert am besten übereinstimmen. Dies entspricht der durchschnittlichen Verzögerungszeit, mit der der Istwert dem Sollwert folgt.

Um die durchschnittlich auftretende Latenz zu quantifizieren, wurde die Regelabweichung aus Soll- und gemessenem Istwert bestimmt. Diese Differenz wird nun nicht nur mit den zeitlich tatsächlich zusammengehörigen Wertepaaren bestimmt, sondern auch unter einer Verschiebung einer der Größen um einen Parameter Δt_{delay} . Unter der Annahme einer verzögerten Istwertfolge sollte die Regelabweichung minimal sein, wenn Soll- und Istwert-Verlauf gerade um die Verzögerungszeit

4. Ergebnisse und Diskussion

gegeneinander verschoben sind. Pro Spill treten einige Hundert Sollwertsprünge auf.

Abbildung 4.19 zeigt die Regelabweichung als Funktion einer solchen Verschiebung. Der gezeigte Verlauf ist beispielhaft für alle Energiestufen. Die dominierenden verzögernden Effekte der Regelstrecke, wie z. B. die Driftzeit in der Ionisationskammer oder die Signalübertragung, energieunabhängig.

Auf der x-Achse ist die Verschiebung von Soll- gegenüber Istwert aufgetragen, wobei positive Werte eine Verschiebung des Sollwertes nach rechts bedeuten. Die y-Achse zeigt die Standardabweichung von Soll- und Istwert, also die auf die Punktzahl normierte Regelabweichung. Es ist ein Minimum bei $\Delta t_{delay,min} \approx 0,9$ ms zu erkennen. Hier stimmen Soll- und Istwert am besten überein, oder anders gesagt, die Verzögerungszeit mit der der Istwert dem Sollwert folgt liegt im Durchschnitt gerade bei $\Delta t_{delay,min}$.

Bei Abbildung 4.19 war das Synchrotron mit der höchsten Intensitätsstufe gefüllt, dies entspricht ca. $4 \cdot 10^8$ Teilchen. Die Messung wurde mit unterschiedlichen Füllungsgraden des Synchrotrons wiederholt. Das so ermittelte $\Delta t_{delay,min}$ wandert mit niedrigeren angeforderten Intensitäten zu größeren Zeiten. Bei einer Gesamtzahl von etwa $7,5 \cdot 10^7$ Teilchen im Synchrotron, was der Intensitätsstufe I6 entspricht, beträgt $\Delta t_{delay,min} = 1,4$ ms. Ein Sollwertsprung kann also umso schneller ausgeglichen werden, je mehr Teilchen im Synchrotron verfügbar sind.

4.4.5. Zeitliche Verzögerung in Abhängigkeit der Sprunghöhe

Die durchschnittliche Verzögerung der Sollwertfolge kann differenziert betrachtet werden. Der Übergang hin zu einer niedrigeren Intensität dauert in der Regel länger, als der zu einer höheren. Des Weiteren dauert es im Allgemeinen länger, wenn eine größere Sprunghöhe überwunden werden muss. Beide Effekte sind gut in Abbildung 4.20 erkennbar.

Der Definitionsbereich, der für diese Messungen ausgewählt wurde, orientiert sich zum einen an den real vorkommenden Sprüngen zwischen benachbarten Rasterpunkten. Zum anderen können noch größere Sprünge nicht in der geforderten Schnelligkeit realisiert werden, ohne dass manche Punkte zu schnell bestrahlt werden und das Therapiekontrollsystem mit einem *Interlock* reagiert.

Für eine sehr große Zahl der Fälle würde auf Grund der großen Varianz eine vorausgesagte Verzögerungszeit bis zum Erreichen des Niveaus nicht korrekt sein.

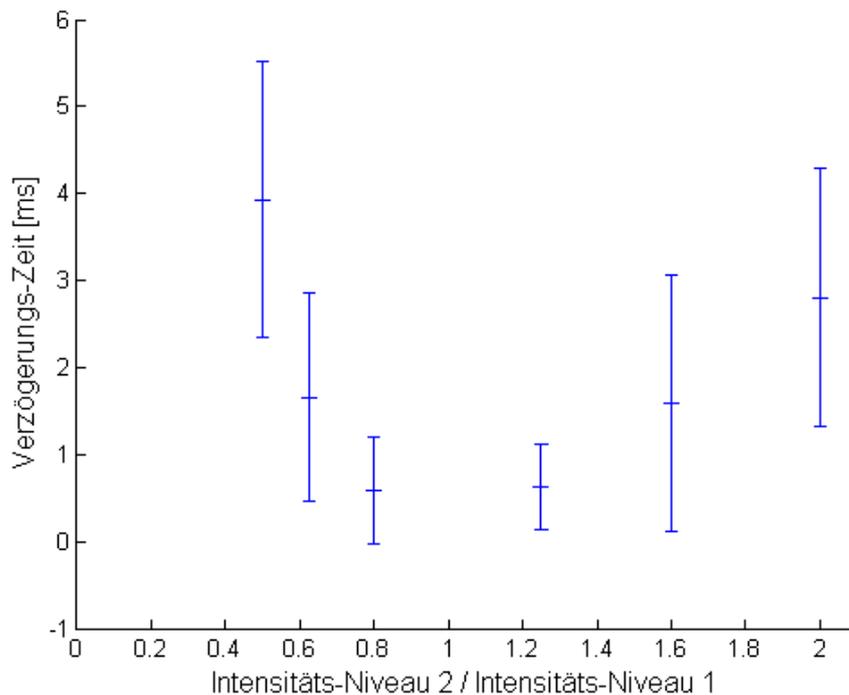


Abbildung 4.20.: Verzögerung der Sollwertfolge in Abhängigkeit der Sprunghöhe I_2/I_1 gezeigt für Kohlenstoff der Energie $E = 430,1 \text{ MeV/u}$. Die Fehlerbalken entsprechen der auftretenden Varianz. Das Überwinden größerer Sprungdifferenzen erfordert mehr Zeit. Sprünge nach unten (Werte $I_2/I_1 < 1$) dauern im Allgemeinen länger als Sprünge nach oben ($I_2/I_1 > 1$). Der gezeigte Verlauf ist wieder beispielhaft für den gesamten Energiebereich.

Eine verlässliche Vorhersage der Verzögerungszeit bei gegebenem Sprung kann daher nicht getroffen werden.

Experimentelle Quantifizierung der erlaubten Sprunghöhe

Um die erlaubte Sprunghöhe quantifizieren zu können, wurden mehrere Therapiepläne künstlich generiert. Dabei wird die Höhe der Sprünge schrittweise erhöht. Bei der Bestrahlung der Pläne werden die auftretenden Abbrüche des Therapiekontrollsystems protokolliert. Die erlaubte Sprunghöhe bei einem fallenden Übergang wurde so experimentell auf $I_2/I_1 \approx 0,4$ bestimmt.

4.4.6. Analyse der Rasterpunkt-Bestrahlungszeiten

Vergleich der Punkt-Bestrahlungszeit und der Verzögerungszeit des Istwertes

Voraussetzung für die erfolgreiche Bestrahlung, bei der der Rasterpunkt mit dem Index $i - 1$ bereits auf das Niveau des Punktes i abgesenkt wird, ist, dass durchschnittlich die Zeit für das Erreichen des neuen Niveaus t_{decay} kleiner oder gleich der Punktbestrahlungszeit t_{RP} ist. Es wurden die insgesamt mehr als 17 000 Sprünge der Bestrahlungen mehrerer Messschichten analysiert. Im Durchschnitt betrug dabei $\bar{t}_{decay} = 1,9$ ms und $\bar{t}_{RP} = 2,5$ ms. Die Voraussetzung ist also erfüllt.

Sollwertdefinition bei variabler Führungsgröße

Es hat sich herausgestellt, dass der Intensitätsverlauf nach dem Sollwertsprung nicht durch eine geeignete Funktion beschrieben werden kann. Damit ist es nicht möglich, eine gute Vorhersage zu treffen, wie weit genau ein nachfolgendes Niveau abgesenkt werden muss um eine korrekte Bestrahlung zu gewährleisten. Es ist wichtig, das Sollwertmuster so vorzugeben, dass eine Fehlmessung der Punkte unwahrscheinlich wird, da sonst der zeitliche Gewinn durch eine höhere Intensität vom häufigeren Auftreten sicherheitsgerichteter Abbrüche zunichte gemacht wird.

Die durchschnittliche Zeit für das Erreichen eines tiefer gelegenen Niveaus liegt wie oben gezeigt etwas unter der Bestrahlungsdauer eines Rasterpunktes. Die Maßnahme, bei der im Falle einer Sollwertabsenkung bereits der vorhergehende Punkt ebenfalls abgesenkt wird, ist also ein sinnvolles Mittel, der Gefahr einer Bestrahlung mit überhöhter Intensität zu begegnen. So hat die Intensität die Dauer eines Rasterpunktes Zeit, das neue Niveau anzunehmen. Zusätzlich wird ein einstellbarer Parameter in der Prozessdatengenerierung vorgesehen, der die Sprunghöhe zwischen den Niveaus begrenzt.

Diese Sicherheitsmaßnahmen haben sich in den Tests als sehr wirkungsvoll erwiesen. Dabei wurden wiederum verschiedene Testpläne mit unterschiedlichen Sprungmustern ausgewertet. Die Zahl der auftretenden *Interlocks* konnte so auf 0 – 1 pro Plan abgesenkt werden, was der Bestrahlung ohne Rasterpunkt-individuelle Intensität entspricht.

4.4. Untersuchungen zur Spillregelung mit variabler Führungsgröße

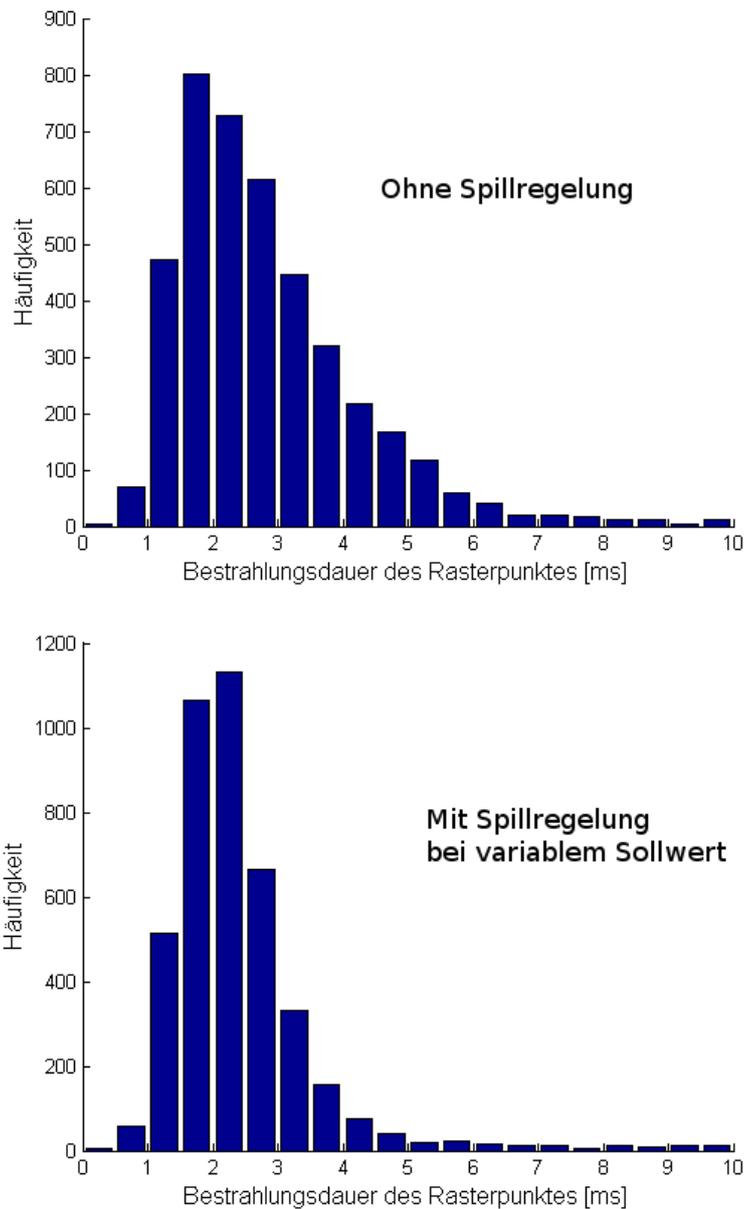


Abbildung 4.21.: Individuelle Bestrahlungszeit der Rasterpunkte eines Therapieplanes mit 3 Iso-Energie-Schichten. Oben: Regelung inaktiv. Unten: Regelung mit Rasterpunkt-individueller Intensität aktiv. Die dritte Säule beinhaltet z. B. alle Rasterpunkte des Planes, deren Bestrahlungsdauer zwischen 1 ms und 1,5 ms lag. Durch die Regelung verkürzt sich die Bestrahlungszeit der Rasterpunkte im Durchschnitt. Die Häufigkeit, mit der ein Rasterpunkt im Bereich der minimalen Bestrahlungsdauer von ca. 1,5 ms liegt, nimmt mit Regelung deutlich zu.

Vergleich der Punkt-Bestrahlungszeit mit und ohne variable Führungsgröße

In Abbildung 4.21 oben ist gezeigt, wie viele Rasterpunkte im unregelmäßigen Fall eine Bestrahlungsdauer im jeweiligen Intervall hatten. Der verwendete Plan ist ein Auszug aus einem realen Kohlenstoff-Patientenplan. Die Intervallgröße beträgt jeweils 0,5 ms. Je nach Teilchenbelegung der Rasterpunkte werden sie länger oder kürzer bestrahlt.

Im Vergleich dazu zeigt Abbildung 4.21 unten den identischen Plan, mit aktivierter Regelung und variabler, Rasterpunkt-individueller Intensität. Die minimal nötige Bestrahlungszeit beträgt ca. 1,5 ms. Man erkennt deutlich einen Anstieg der Häufigkeiten im Bereich von 1,5 ms bis 2,5 ms. Die Zahl aller Intervalle mit größeren Zeiten nimmt bei Verwendung der Regelung ab, da diese Punkte nun mit einer höheren Teilchenrate bestrahlt wurden. Die trotzdem noch auftretenden Fälle in diesen Bereichen sind den Einschränkungen beim Generieren des Intensitätsprofils geschuldet.

Wahl des Synchrotron-Füllgrades

Bei konstanter Intensität hängen Füllgrad des Synchrotrons und extrahierte Intensität unmittelbar miteinander zusammen. Es werden mindestens so viele Teilchen ins Synchrotron injiziert, so dass über den maximalen Extraktionszeitraum von $t_{Extr} = 5$ s der gewünschte Teilchenstrom extrahiert werden kann.

Bei der Rasterpunkt-abhängigen Sollwertvorgabe muss die Wahl des Füllgrades unter folgenden Gesichtspunkten neu betrachtet werden: Um sicherzustellen, dass in einer Synchrotronfüllung genügend Teilchen vorhanden sind, so dass mit einem Zyklus möglichst die gesamte Tumorschicht bestrahlt werden kann, sollte eine ausreichend hohe Teilchenzahl bereitgestellt werden. Dafür sprechen ebenfalls die Ergebnisse in Abschnitt 4.4.4, wo gezeigt wird, dass eine schnelle Sollwertfolge bei höherer Teilchendichte im Synchrotron besser möglich ist als bei niedriger.

Die Intensität sollte dagegen begrenzt werden, um aus Strahlenschutz-Gründen nicht zu viele Teilchen am Ende eines Zyklus bei hoher Energie an den *Scaper* lenken zu müssen, die dort eine Aktivierung verursachen könnten. Des Weiteren können Intensitätsschwankungen auf einer kleineren Zeitskala als der Reglergeschwindigkeit immer auftreten. Bei einer höheren Teilchendichte im Synchrotron haben Schwankungen der Intensität gravierendere Auswirkungen als bei einer geringeren.

4.4. Untersuchungen zur Spillregelung mit variabler Führungsgröße

Um allen hier genannten Punkten Rechnung zu tragen, wird die in das Synchrotron injizierte Teilchenzahl wie folgt gewählt: Der Rasterpunkt mit der geringsten Teilchenbelegung ist der Punkt mit der niedrigsten Intensität in diesem Zyklus. Diese Intensität definiert die notwendige Empfindlichkeit und damit den Messbereich der IC. Da der Messbereich innerhalb eines Zyklus nicht geändert werden kann, muss auch die höchste verwendete Intensität in diesem Messbereich liegen. Die Punkte mit der höchsten Teilchenbelegung in dieser Schicht werden maximal mit dieser Intensität bestrahlt. Das Synchrotron wird mit der Teilchenzahl gefüllt, so dass bei einer angenommenen Extraktionszeit von $t_{Extr} = 5\text{ s}$ die höchste vorkommende Intensität aufrecht erhalten werden kann.

4.5. Vergleich der Bestrahlungszeiten mit und ohne Spillregelung

In diesem Abschnitt wird zusammengefasst, welchen zeitlichen Unterschied der direkte Vergleich von Therapieplänen mit und ohne aktivierte Spillregelung zeigt. In den nach der Bestrahlung aufgezeichneten *Machine Beam records* ist die *Delivery-Time* enthalten, die Summe der einzelnen Extraktionsphasen über den gesamten Bestrahlungsplan. Nur in diesem Zeitraum wird der Patient bestrahlt. Die *Irradiation-Time* umfasst die gesamte Zeit zwischen Start und Ende dieser Bestrahlung, darin enthalten sind also auch die Phasen eines Zyklus ohne extrahierten Strahl, z. B. die Beschleunigungsphase, Zwischenzykluszeiten usw. Für die Auswertungen wird die *Delivery-Time* verglichen, da diese unabhängig von anderen Maßnahmen ist, die die Beschleunigereffizienz steigern und daher auch über einen längeren Zeitraum besser vergleichbar ist.

4.5.1. Ersparnis bei konstanter Führungsgröße

Je nach Größe und Art des behandelten Tumors variiert auch die Bestrahlungszeit und damit die mögliche Zeitersparnis durch die Spillregelung. Aus dem Spektrum der bei HIT behandelten Tumoren wurden Therapiepläne ausgewählt und sowohl mit als auch ohne Spillregelung bestrahlt. Die Auswahl der Pläne erfolgte so, dass die verschiedenen Tumorarten, der gesamte bei HIT verfügbare Energiebereich sowie beide derzeit verwendeten Ionensorten repräsentiert werden. Sie werden hier durchnummeriert, die genaue Beschaffenheit der Pläne ist im Anhang A gegeben.

Tabelle 4.3 fasst die Ergebnisse zusammen, die mit und ohne Spillregelung mit konstanter Führungsgröße erreicht wurden. Neben der Plannummer und den Bestrahlungszeiten sind die jeweiligen prozentualen Ersparnisse der *Delivery-Time* gegenüber der Bestrahlung ohne Spillregelung angegeben.

Die durchschnittliche Ersparnis der in Tabelle 4.3 dargestellten Bestrahlungspläne liegt bei 28,2%. Damit liegt die zeitliche Ersparnis sogar über dem Wert, der in Abschnitt 1.4.1 theoretisch ermittelt wurde. Die Abweichung kann durch die geringe Zahl von untersuchten Plänen erklärt werden, die keine ausreichend repräsentative Statistik erlauben.

4.5. Vergleich der Bestrahlungszeiten mit und ohne Spillregelung

Tabelle 4.3.: Vergleich der *Delivery-Time* in Sekunden verschiedener Therapiepläne ohne und mit Intensitätsregelung mit konstanter Führungsgröße. Des Weiteren sind die prozentualen Ersparnisse gegenüber der unregelmäßigen Bestrahlung angegeben. In allen Fällen kann die *Delivery-Time* verkürzt werden.

Plan Nr.	$t_{\text{unregelmäßig}}$	$t_{\text{regelmäßig}}$, Stufe 1	Ersparnis in %
1	84,3	58,4	30,7
2	59,3	46,3	21,9
3	70,6	43,4	38,5
4	103,0	70,0	32,0
5	80,9	59,9	26,0
6	136,6	100,8	26,2
7	148,3	111,6	24,8
8	93,7	60,4	35,5
9	58,1	46,3	20,3
10	33,4	23,2	30,5
Σ	853,9	613,5	28,2

4.5.2. Ersparnis bei variabler Führungsgröße

Bisher konnte noch keine Bestrahlung von Therapieplänen mit einer variablen Intensität unter realistischen Bedingungen in ausreichender Zahl stattfinden. Die dazu notwendigen Erweiterungen des Therapiekontrollsystems und der Prozessdatengenerierung sind noch nicht abgeschlossen, weil sie einen Eingriff in das Medizinprodukt darstellen, die mit umfangreichen Tests verbunden sind. Die bisherigen Ergebnisse lassen jedoch eine weitere, signifikante Ersparnis vermuten. Ein erster Test zeigt für die drei in Tabelle 4.4 angegebenen Pläne eine deutliche Reduktion der *Delivery-Time*.

Bei den Abschätzungen wurde eine mögliche Ersparnis von bis zu 50 % ermittelt. Zu diesem Zeitpunkt lagen noch keine Erkenntnisse über die notwendigen Einschränkungen bei der Sollwertdefinition der Rasterpunkte vor. In die Berechnungen flossen daher lediglich die statischen Bedingungen zur Limitierung der Intensität ein, wie z. B. die Beachtung der Mindestbestrahlungszeit oder der begrenzte Messbereich der IC. Nicht berücksichtigt waren dabei die Anforderungen, die sich aus der dynamischen Abfolge der Punkte ergeben.

Die Voruntersuchungen zu den auftretenden Dosisprofile zeigen aber auch, dass eine begrenzte Dynamik der Regelung und eine gewisse Trägheit in der Sollwertfolge in Kauf genommen werden können, da die in der Realität auftretenden Sprünge keine deutlich strengeren Anforderungen an den Regler stellen, als dieser zu errei-

4. Ergebnisse und Diskussion

chen vermag.

An dieser Stelle sei angemerkt, dass die Einteilung der zugewiesenen Intensität in diskrete Stufen dann nicht mehr erforderlich ist. Die Stufen existierten bisher, da pro Zyklus jeweils nur eine einzige, konstante Teilchenrate vom Beschleuniger angefordert wird, wie auch Fokus und Energie einem festen, voreingestellten Parameter entsprechen. Bei einer aktiven Regelung kann die extrahierte Teilchenrate praktisch beliebige, kontinuierliche Werte annehmen, die nur durch die maximale Anregungsstärke des *RF-KO Exciters* limitiert sind.

Tabelle 4.4.: Vergleich der *Delivery-Time* in Sekunden verschiedener Therapiepläne mit Intensitätsregelung bei konstanter (Stufe 1) und variabler Führungsgröße (Stufe 2). Weiterhin sind die prozentualen Ersparnisse der Bestrahlung mit Regelung bei konstanter Führungsgröße gegenüber der mit variabler Führungsgröße angegeben. Die Einsparungen sind signifikant.

Plan Nr.	$t_{geregelt}$, Stufe 1	$t_{geregelt}$, Stufe 2	Ersparnis in %
1	63,1	51,4	18,5
2	47,4	22,8	51,9
4	70,0	46	34,3

4.6. Anwendung der Spillregelung auf andere Extraktionsvarianten

Für die langsame Extraktion stehen neben der transversalen *RF-KO* Extraktion weitere Möglichkeiten zur Verfügung, z.B. die *Tune*-Variation über Quadrupole oder die longitudinale Anregung mit einem *Betatron-Core*. Andere Institute und Therapiezentren benutzen diese Extraktionsmechanismen. Die Spillregelung ist prinzipiell auch mit anderen Stellgliedern als dem *RF-KO Exciter* möglich.

Untersuchungen dazu hat es am CNAO gegeben, wo eine Verbesserung der Spillqualität durch den Einsatz eines Quadrupols als Stellglied erreicht wird [54]. Entscheidend für die Güte der Regelung ist, wie schnell das Stellglied das dynamische System der umlaufenden Teilchen beeinflussen kann. Trägheiten auf Grund von Wirbelströmen in einem Magnetjoch oder Latenzen, die durch ein Netzgerät verursacht werden, könnten die Grenzfrequenz der Regelung verringern.

5. Zusammenfassung und Ausblick

Die Zahl der Krebspatienten, die pro Jahr in Deutschland an den Folgen eines lokalisierten Tumors sterben, liegt bei etwa 80 000. Mit den bisherigen Behandlungsmethoden gelingt es nicht, den Tumor in diesen Fällen ausreichend zu bekämpfen. Die Therapie dieser meist schwer erreichbaren oder besonders strahlenresistenten Tumoren mit geladenen Teilchen ist ein Ansatz, diesen Patienten eine aussichtsreiche Behandlung zu bieten.

Das Heidelberger Ionenstrahl Therapiezentrum (HIT) ist die erste klinische Anlage in Europa, an der die Therapie mit schwereren Ionen als Protonen möglich ist. Seit November 2009 wurden mehr als 1500 Patienten bei HIT behandelt.

Dabei kommt das beim GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH in Darmstadt entwickelte *Rasterscan*-Verfahren zum Einsatz. In der Bestrahlungsplanung wird der Tumor in Schichten gleicher Ionen-Energie und jede Schicht in einzelne Rasterpunkte eingeteilt. Für jeden Rasterpunkt wird eine individuelle Teilchenzahl appliziert, die am Ende zu der gewünschten Dosisverteilung führt. Dabei kann sich die benötigte Teilchenbelegung der einzelnen Rasterpunkte auch innerhalb einer Schicht um mehr als zwei Größenordnungen unterscheiden.

Die Position eines auf wenige Millimeter Durchmesser fokussierten Teilchenstrahls kann in allen drei Raumrichtungen variiert werden, so dass selbst für unregelmäßig geformte Tumoren eine hochgenaue Dosiskonformität erreicht wird. Messkammern, die in der Ionen-Flugbahn kurz vor dem Patienten installiert sind, überwachen kontinuierlich Position, Form und Intensität des Strahls und ermöglichen so die Rasterpunkt-abhängige Dosisabgabe.

Zur Bereitstellung des Teilchenstrahls in Therapiequalität ist eine komplexe Beschleunigeranlage nötig, die eine große Bibliothek an möglichen Strahlparametern wie Energie, Intensität oder Fokus des Strahls erzeugen kann. Das Herzstück der Anlage ist ein Synchrotron, in dem die Ionen auf die gewünschte Energie beschleunigt und anschließend über einen Zeitraum von mehreren Sekunden extrahiert werden. Diese langsame Extraktion ist nötig, um dem Bestrahlungssystem genügend

5. Zusammenfassung und Ausblick

Zeit für die korrekte, punktgenaue Dosisabgabe zu geben. Die zeitliche Struktur der beim Patienten ankommenden Strahlintensität wird *Spill* genannt.

Der verwendete Extraktionsmechanismus ist die transversale *RF-Knockout* Extraktion, die auf dem Prinzip der langsamen Resonanzextraktion beruht. Die im Synchrotron umlaufenden Teilchen werden dabei transversal angeregt, bis nach und nach ihre Schwingungsamplitude so groß ist, dass sie in den Extraktionskanal gelangen. Das für diese Anregung verantwortliche Gerät ist der transversale *RF-Knockout-Exciter*. Er ist so eingestellt, dass ein möglichst konstanter Teilchenstrom das Synchrotron verlässt.

Bereits beim Befüllen des Synchrotrons variiert jedoch die injizierte Teilchenzahl und deren Verteilung im Phasenraum, so dass die voreingestellte Amplitudenfunktion des *RF-Knockout-Exciters* keinen idealen *Spill* liefern kann. Es kommt unweigerlich zu Schwankungen der Intensität am Strahlziel. Die erreichbare Leistungsfähigkeit der Therapieanlage hängt jedoch in hohem Maße von der *Spill*qualität ab. Je besser diese ist, um so schneller kann die individuelle Bestrahlung erfolgen und um so mehr Patienten können in gleicher Zeit behandelt werden.

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Verbesserung der *Spill*qualität am Bestrahlungsplatz. Dazu wird ein Regelkreis zwischen den Strahl-detektierenden Messkammern und dem die Extraktion steuernden *RF-Knockout-Exciter* geschlossen. Ionisationskammern, die auch zur Dosisbestimmung verwendet werden, messen die aktuelle Intensität. Das Therapiekontrollsystem, das den gesamten Bestrahlungsprozess steuert, gibt den Sollwert vor und leitet alle Informationen zur Reglereinrichtung. Dort wird in Abhängigkeit der Abweichung aus gewünschter und tatsächlich vorhandener Intensität sowie dem Regelalgorithmus ein Korrektursignal errechnet und dem *RF-Knockout-Exciter* zugeführt. Eine der Herausforderungen bestand dabei im Auffinden der geeigneten Regelparameter, die entsprechend der Strahlparameter Energie und Intensität gewählt werden müssen.

In einem ersten Schritt kann so der extrahierte Teilchenstrahl auf dem jeweils geforderten, konstanten Niveau gehalten werden. Diese Stufe wird seit April 2013 vollständig im Routinebetrieb der Therapieanlage verwendet. Der zweite Schritt besteht in der Anpassung der Extraktionsrate an den individuellen Bestrahlungsplan. So können die Rasterpunkte, die eine hohe Dosis benötigen, mit einer höheren Intensität bestrahlt werden, was die Bestrahlungszeit deutlich reduziert. Die Vollendung dieser Stufe ist bis Ende 2013 vorgesehen.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden zwei Testsysteme sowie die Implementierung

in den Routinebetrieb des Therapiebeschleunigers einer solchen Intensitäts- oder Spillregelung realisiert. Dies beinhaltet den Aufbau der Systeme, die Bereitstellung von Soll- und Istwert sowie die Auslegung und Einstellung des Regelkreises. Der erste Testaufbau für ein Strahlziel des Beschleunigers diente generellen Studien zur Machbarkeit einer solchen Regelung. Die dabei gesammelten Erfahrungen über nötige Erweiterungen führten zur zweiten Generation einer Testumgebung auf Basis eines Echtzeit-*Ethernet*-Systems. Dieses ermöglichte bereits die Regelung an allen Strahlzielen der HIT-Anlage sowie die Verwendung von unterschiedlichen Regelalgorithmen.

Mit den Systemen wurden Messungen zur Charakterisierung der Spillregelung im Parameterraum des Beschleunigers durchgeführt, um so ihre Möglichkeiten und Grenzen zu untersuchen. Erkenntnisse aus dieser Testphase flossen direkt in die Implementierung des für den Patientenbetrieb eingesetzten Systems ein, für das ein hohes Maß an Betriebs-Stabilität erforderlich ist. Es wurde in das bestehende Beschleuniger-Kontrollsystem unter Berücksichtigung des Sicherheitskonzeptes der Anlage integriert.

Die reine Bestrahlungszeit wird durch die Realisierung der ersten Stufe um bis zu 25 % reduziert, nach Vollendung der zweiten Stufe wird sie um weitere bis zu 50 % verringert. Die Strahlzeiten für Nachjustierungen der Spillqualität werden ebenfalls zum Teil eingespart. Insgesamt konnte durch die Spillregelung die Effizienz der Anlage deutlich gesteigert werden.

A. Verwendete Patientenpläne

Tabelle A.1.: Diese Tabelle listet die *Physical Beam Plans* auf, die zum Vergleich der Bestrahlung mit und ohne aktivierte Spillregelung verwendet wurden. Sie enthalten jeweils mehrere IES im angegebenen Energiebereich. Der gesamte, bei HIT verfügbare Energiebereich wird durch diese Pläne abgedeckt.

Plan Nr.	HIT Patienten-Nr.	Energiebereich [MeV/u]	Ion
1	H00563	120,45 – 223,56	$^{12}\text{C}^{6+}$
2	H00589	250,08 – 339,80	$^{12}\text{C}^{6+}$
3	H00611	126,11 – 259,29	$^{12}\text{C}^{6+}$
4	H00700	88,83 – 255,86	$^{12}\text{C}^{6+}$
5	H00777	293,50 – 380,97	$^{12}\text{C}^{6+}$
6	H00783	88,83 – 392,14	$^{12}\text{C}^{6+}$
7	H00808	192,13 – 430,10	$^{12}\text{C}^{6+}$
8	H00596	48,12 – 104,73	$^1\text{p}^{1+}$
9	H00820	82,60 – 109,56	$^1\text{p}^{1+}$
10	H00891	82,60 – 123,20	$^1\text{p}^{1+}$

B. Dosisverifikation

Tabelle B.1.: Dosisverifikation des Patienten H01527 mit Spillregelung. Die Tabelle zeigt die Abweichungen an den einzelnen Referenzpositionen zwischen der geplanten und der gemessenen Dosisverteilung. Diese sind auf die erste Nachkommastelle gerundet. In allen Fällen kann die geforderte Grenze von $< 5\%$ eingehalten werden.

Messkammer	gem. Dosis [cGy]	gepl. Dosis [cGy]	Abweichung rel. zu D_{max} [%]
1	41.2	41.2	-0.07%
2	53.1	52.8	0.40%
3	61.4	64.2	-3.41%
5	37.9	38.4	-0.60%
6	48.5	48.6	-0.07%
7	58.2	59.3	-1.38%
8	56.6	57.7	-1.38%
9	37.8	38.3	-0.57%
10	44.6	45.3	-0.89%
11	54.2	54.9	-0.88%
14	35.7	36.7	-1.22%
15	42.2	43.6	-1.69%
16	51.7	52.6	-1.12%
17	3.0	3.5	-0.52%
18	6.9	7.2	-0.31%
19	40.9	42.3	-1.62%
21	1.9	2.1	-0.25%
22	2.5	3.0	-0.60%
23	4.0	4.5	-0.63%
24	6.3	7.0	-0.84%

D_{max} beträgt 81 cGy. Die relative Abweichung berechnet sich zu

$$\frac{|D_{gemessen} - D_{geplant}|}{D_{max}}. \quad (\text{B.1})$$

Literaturverzeichnis

- [1] J. Debus et al. Errichtung einer klinischen Therapieanlage zur Krebsbehandlung mit Ionenstrahlen. Technical report, GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH, Universitätsklinikum Heidelberg, Deutsches Krebsforschungszentrum Heidelberg, September 1998.
- [2] PTCOG Homepage, <http://ptcog.web.psi.ch/>, Jan. 2013.
- [3] Dieter Schardt, Thilo Elsässer, and Daniela Schulz-Ertner. Heavy-ion tumor therapy: Physical and radiobiological benefits. *Rev. Mod. Phys.*, 82:383–425, Feb 2010.
- [4] Th. Haberer, W. Becher, D. Schardt, and G. Kraft. Magnetic scanning system for heavy ion therapy. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, 330:396–305, 1993.
- [5] M Krämer, O Jäkel, T Haberer, G Kraft, D Schardt, and U Weber. Treatment planning for heavy-ion radiotherapy: physical beam model and dose optimization. *Physics in Medicine and Biology*, 45(11):3299, 2000.
- [6] E. Badura, H. Brand, H.G. Essel, T. Haberer, H. Hardel, J. Hoffmann, N. Kurz, P. Liebold, W. Ott, K. Poppensieker, and M. Richter. Control system for cancer therapy with a heavy ion beam at GSI. *Nuclear Science, IEEE Transactions on*, 47(2):170–173, apr 2000.
- [7] Jakob Naumann. priv. comm., Feb 2011.
- [8] A. Peters, W. Vodel, H. Koch, R. Neubert, H. Reeg, and C. H. Schroeder. A Cryogenic Current Comparator for the absolute measurement of nA beams. In *Proceedings of BIW Stanford*, 1998.
- [9] P. Forck, H. Eickhoff, A. Peters, and A. Dolinskii. Measurements and Improvements of the Time Structure of a Slowly Extracted Beam from a Synchrotron. In *Proceedings of EPAC 2000, Vienna, Austria*, 2000.

- [10] H. Stelzer and B. Voss. Ionisationskammer für Ionenstrahlen u. Verfahren zur Intensitätsüberwachung eines Ionenstrahls. Patent, EP1153413A1, 2000.
- [11] A. Peters, R. Cee, Th. Haberer, T. Hoffmann, A. Reiter, M. Schwickert, and T. Winkelmann. Spill Structure Measurements at the Heidelberg Ion Therapy Centre. In *Proceedings of EPAC08, Genoa, Italy*, 2008.
- [12] Shinji Sato, Takuji Furukawa, and Koji Noda. Dynamic intensity control system with RF-knockout slow-extraction in the HIMAC synchrotron. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 574(2):226 – 231, 2007.
- [13] V. Lazarev, O. Chubarov, S. Emhofer, G. Franzini, S. Göller, A. Robin, H. Rohdjeß, A. Rottenbach, A. Sauer, R. Schedler, B. Steiner, J. Tacke, T. Uhl, P. Urschütz, D. B. Thorn, O. Wilhelmi, H.K. Andersen, M. Budde, F. Bødker, J.S. Gretlund, H.B. Jeppesen, C.V. Nielsen, C.G. Pedersen, K.T. Therkildsen, and S.V. Weber. Technical Overview of the Siemens Particle Therapy Accelerator. In *Proceedings of IPAC2011, San Sebastián, Spain*, 2011.
- [14] David Ondreka and Udo Weinrich. The Heidelberg Ion Therapy (HIT) Accelerator Coming into Operation. In *Proceedings of EPAC08, Genoa, Italy*, 2008.
- [15] F. Hinterberger. *Physik der Teilchenbeschleuniger und Ionenoptik*. Springer, 1997.
- [16] R. Bär. *Steuerdatenversorgung für den Heidelberger Therapiebeschleuniger HICAT*. Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH, November 2008.
- [17] B. Schlitt and U. Ratzinger. Design of a Carbon Injector for a Medical Accelerator Complex. In *Proceedings of EPAC98, Stockholm, Sweden*, 1998.
- [18] H. Eickhoff et al. HICAT - The Heavy Ion Cancer Therapy Accelerator Facility for the Clinic in Heidelberg. Technical report, GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH, December 2000.
- [19] H. Eickhoff and P. Moritz. Exciter für die RF-Knock-Out-Extraktion am Heidelberger Therapie-Synchrotron HIT, S1 BO 1H. Technical report, GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH, 2004.

- [20] E. Feldmeier. Magnetic Field Correction in Normal Conducting Synchrotrons. In *Proceedings of IPAC 2010, Kyoto*, 2010.
- [21] C. Schömers. Untersuchungen zur Magnetfeldregelung an normal-leitenden Synchrotronen. Diplomarbeit, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, 2009.
- [22] P. Forck. *Lecture Notes on Beam Instrumentation and Diagnostics*. Joint University Accelerator School, 2011.
- [23] K. Kleinknecht. *Detektoren für Teilchenstrahlung*. Teubner, 2005.
- [24] K. Wille. *Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen*. Teubner, 1996.
- [25] S. Y. Lee. *Accelerator Physics*. World Scientific, second edition, 2004.
- [26] M. Pullia. *Slow Extraction Dynamics and its Influence on Transfer Lines Design*. Phd-thesis, CERN, October 1999. CERN-THESIS-99-070.
- [27] Y. Kobayashi. Theory of the Resonant Beam Ejection from Synchrotrons. *Nuclear Instruments and Methods*, 83:77–87, 1970.
- [28] S. Rossi, F. Meot, and H. Schönauer. D7 - Review of Extraction Systems. (WP 3.1), 2004.
- [29] S. van der Meer. Stochastic extraction, a low-ripple version of resonant extraction. oai:cds.cern.ch:118881. Technical Report CERN-PS-AA-78-6, CERN, Geneva, 1978.
- [30] J. Pinkow. *Untersuchung der stochastischen Extraktion am Schwerionen-Synchrotron der GSI*. Doktorarbeit, TU-Darmstadt, 1994.
- [31] L. Badano and S. Rossi. Characteristics of a betatron core for extraction in a proton-ion medical synchrotron. CERN/PS 97-19(DI).
- [32] Ch. Ellert, D. Habs, E. Jaeschke, T. Kambara, M. Music, D. Schwalm, P. Sig-ray, and A. Wolf. An induction accelerator for the Heidelberg test storage ring TSR. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 314(3):399 – 408, 1992.

- [33] N. Carmignani, C. Biscari, M. Serio, G. Balbinot, J. Bosser, E. Bressi, M. Caldara, and M. Pullia. RF-Knockout Extraction System for the CNAO Synchrotron. In *Proceedings of IPAC10, Kyoto, Japan*, 2010.
- [34] M. Tomizawa, M. Yoshizawa, K. Chida, J. Yoshizawa, Y. Arakaki, R. Nagai, A. Mizobuchi, A. Noda, K. Noda, M. Kanazawa, A. Ando, H. Muto, and T. Hattori. Slow Beam Extraction at TARN II. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 326(3):399 – 406, 1993.
- [35] L Badano, Michael Benedikt, P J Bryant, M Crescenti, P Holy, A T Maier, M Pullia, S Rossi, and P Knaus. Proton-Ion Medical Machine Study (PIMMS), 1. oai:cds.cern.ch:385378. *CERN-PS*, 99-010-DI:232 p, Mar 1999.
- [36] C. Bert and E. Rietzel. 4D Treatment Planning for Scanned Ion Beams. *Radiationoncology*, 2:24, 2007.
- [37] W. Hardt. Ultraslow Extraction out of LEAR (transverse aspects), 1981. 81-6.
- [38] Horst Walter. *DDS Einheit zur Erzeugung der RF-KO-Excitersignale*, 1.13 edition, 2007.
- [39] K Noda, M Kanazawa, A Itano, E Takada, M Torikoshi, N Araki, J Yoshizawa, K Sato, S Yamada, H Ogawa, H Itoh, A Noda, M Tomizawa, and M Yoshizawa. Slow beam extraction by a transverse RF field with AM and FM. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 374(2):269 – 277, 1996.
- [40] T. Furukawa. *Experimental Study on Beam Control by RF-knockout Slow-Extraction for Medical Synchrotron*. PhD thesis, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, October 2004.
- [41] P. Moritz. RF.-K.O.-Extraktion S 07 BO 1E, Funktionsbeschreibung. Technical Report V 2.9.7, GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH, 2005.
- [42] H. Eickhoff and P. Moritz. *Gerätemodell zur transversalen Knock-Out-Extraktion, Nomenklatur S 07 BO 1E*. GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH, v 1.5 edition, March 2002.

- [43] T. Furukawa, K. Noda, M. Muramatsu, T. Uesugi, S. Shibuya, H. Kawai, E. Takada, and S. Yamada. Global spill control in RF-knockout slow-extraction. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 522(3):196 – 204, 2004.
- [44] R. Cappi and Ch. Steinbach. Low Frequency Duty Factor Improvement for the CERN PS Slow Extraction Using RF Phase Displacement Techniques. *Nuclear Science, IEEE Transactions on*, 28(3):2806 –2808, june 1981.
- [45] J. Lunze. *Regelungstechnik 1*. Springer, 8. edition, 2010.
- [46] H. Lutz and W. Wendt. *Taschenbuch der Regelungstechnik*. Verlag Harri Deutsch, 8. edition, 2010.
- [47] J. Lunze. *Regelungstechnik 2*. Springer, 6. edition, 2010.
- [48] Tektronix. *Benutzerhandbuch für das digitale Phosphor-Oszilloskop der Serie TDS5000B*.
- [49] Bernd Voss. Ionisationskammer vor dem HIT-Beamdump. GSI Helmholtz-zentrum für Schwerionenforschung GmbH, priv. comm., 2010.
- [50] Stanford Research Systems. *MODEL SR570, Low-Noise Current Preamplifier*.
- [51] Burr-Brown Products from Texas Instruments. Dac 7731 data sheet, 2004.
- [52] Beckhoff Information System, <http://infosys.beckhoff.com/>.
- [53] Jakob Naumann. Statistik der auftretenden Intensitätssprünge innerhalb einer Iso-Energie-Schicht. priv. comm., März 2012.
- [54] H. Caracciolo, G. Balbinot, G. Bazzano, J. Bossler, M. Caldara, A. Parravicini, M. Pullia, and C. Viviani. Beam diagnostics commissioning at CNAO. In *Proceedings of IPAC11, San Sebastian, Spain*, 2011.

Danksagung

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. Thomas Haberer für die Betreuung und Begutachtung dieser Dissertation. Er hat die Arbeit an diesem Thema im spannenden Umfeld der ersten Ionentherapieanlage Europas erst ermöglicht.

Herrn Prof. Dr. Ulrich Ratzinger danke ich sehr für die Erstellung eines Zweitgutachtens sowie der Möglichkeit, im Laufe der Promotion an verschiedenen Veranstaltungen des Instituts für Angewandte Physik teilnehmen und vortragen zu können.

Mein herzlicher Dank gilt Herrn Dipl.-Phys. Andreas Peters, der bei HIT stets Ansprechpartner und Mentor gewesen ist. Wichtiger Ratgeber, Diskussionspartner und freundschaftlicher Begleiter während der gesamten Promotionsphase war Herr Dipl.-Ing. Eike Feldmeier, dem ich ebenfalls sehr herzlich danken möchte. Seine zupackende Art Probleme anzugehen und Lösungsansätze finden waren ein großer Gewinn für mich und das Projekt. Des Weiteren war Herr Dr. Ralf Panse während des Projekts eine große Unterstützung, insbesondere in Bezug auf Fragen zur Programmierung sowie zur Schnittstelle zur Bestrahlungstechnik. Vielen Dank auch Herrn Dr. Jakob Naumann für die Unterstützung bei der Analyse der Patientendaten und der interessierten Begleitung des Themas allgemein.

Für den regen, hilfreichen Austausch der Erfahrungen in Bezug auf die Umsetzung der Spillregelung danke ich Herrn Dr. Martin Bräuer von der Siemens AG. Bei den Herren Dipl.-Ing. Markus Berens und Dipl.-Ing Dietmar Egenolf der Firma Eckelmann AG möchte ich mich für die konstruktive Zusammenarbeit bei der Implementierung der Spillregelung in das bestehende HIT-Kontrollsystem bedanken.

Meinen Kolleginnen und Kollegen Clarissa Gillmann, Dr. Ilaria Rinaldi, Martin Härtig und Antoni Rucinski danke ich sehr für viele Anregungen, das kritische Korrekturlesen dieser Arbeit und die vielen schönen gemeinsamen Stunden im und außerhalb des Büros!

Schließlich möchte ich mich sehr bei meinen Eltern und Eleonora für die Unterstützung und ihre Begleitung auf dem Weg zur Vollendung dieser Arbeit bedanken!