

Eine präklinische Protonen-Minibeam-Bestrahlungsanlage

M.Sc. Michael Mayerhofer

Vollständiger Abdruck der von der Fakultät für Luft- und Raumfahrttechnik der
Universität der Bundeswehr München zur Erlangung des akademischen Grades eines

Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)

genehmigten Dissertation.

Vorsitzender: Prof. Dr. rer. nat. Eric Jäggle

1. Gutachter: Prof. Dr. rer. nat. Günther Dollinger

2. Gutachter: Prof. Dr. rer. nat. Peter Thirolf

Die Dissertation wurde am 07.06.2021 bei der Universität der Bundeswehr München
eingereicht und durch die Fakultät für Luft- und Raumfahrttechnik am 02.09.2021
angenommen. Die mündliche Prüfung fand am 16.11.2021 statt.

Zusammenfassung

Studien in einem Mausohrmodell, an Rattenhirnen und in in-vitro Modellen der menschlichen Haut haben gezeigt, dass die Protonen-Minibeam-Strahlentherapie (pMBRT) das Potential hat, Normalgewebekomplikationen im Vergleich zur herkömmlichen Protonentherapie zu reduzieren. Das Ziel dieser Arbeit war die Konzeption einer präklinischen Protonen-Minibeam-Bestrahlungsanlage, die es ermöglicht, weiterführende Studien in einem Kleintier-Tumormodell durchzuführen.

Das Konzept der präklinischen Bestrahlungsanlage basiert auf einem Tandem-Beschleuniger, der als Injektor einen 16 MeV Protonen-Strahl liefert, dessen Energie anschließend durch einen linearen 3 GHz Nachbeschleuniger (engl.: linear accelerator (Linac)) auf 70 MeV erhöht wird. Das entspricht einer Reichweite der Protonen in Wasser von mehr als 40 mm. Der Linac besteht aus zwei Side Coupled Drift Tube Linac (SCDTL) Strukturen und vier Coupled Cavity Linac (CCL) Strukturen, welche vom für die herkömmliche Protonentherapie entwickelten All-Linac-System LIGHT (*AVO-ADAM SA*, Genf, Schweiz) übernommen werden. Um die Transmission durch den Linac zu erhöhen, wird der Phasenraum des Tandemstrahls mithilfe einer 3 GHz Buncher-Einheit und einem Quadrupol-Quartett auf den akzeptierten Phasenraum des Linacs optimiert. Ein stromabwärts nach dem Linac positioniertes Quadrupol-Triplett fokussiert den Protonenstrahl zu Minibeams. Strahldynamik-Simulationen zeigen, dass die Transmission durch den Linac bei einer Buncher-Amplitude von 42 kV um einen Faktor 3 erhöht wird und insgesamt 54 % aller Tandem-Protonen (Strahlstrom ca. 21 nA) in einen Strahlfleck mit einer transversalen Ausdehnung von 77 μm (*FWHM*) fokussiert werden. Ein Scanning-System, bestehend aus vier Dipolmagneten, das zwischen Linac und Quadrupol-Triplett positioniert ist, ermöglicht das Verfahren des Strahls über eine Fläche von 30 mm x 30 mm am Fokus. Nach der Strahlextraktion an Luft hat der maximal ausgelenkte Strahl eine transversale Ausdehnung von 204 μm (*FWHM*). Bei der Applikation mehrerer solcher Protonen-Minibeams mit einem Center-to-Center-Abstand von 1,2 mm wird an der Fokusebene ein Peak-to-Valley-Verhältnis von ca. 780 erreicht. So erfüllt die entwickelte präklinische Protonen-Minibeam-Bestrahlungsanlage alle Voraussetzungen für zukünftige präklinische Experimente. Weitere Simulationen zeigen, dass sich auch das kommerziell erhältliche All-Linac-System LIGHT als präklinische

Protonen-Minibeam-Bestrahlungsanlage eignet. Im Falle eines bestehenden Tandem-Injektors ist die entwickelte Tandem-Linac-Kombination jedoch deutlich günstiger zu realisieren.

Das einzige zusätzlich nötige Element für die Tandem-Linac-Kombination, das nicht kommerziell erhältlich ist, ist die Buncher-Einheit, weshalb im Rahmen dieser Arbeit zwei Prototypen entwickelt und gefertigt werden. Beide Prototypen beruhen auf dem Prinzip des Drift-Röhren-Linac (engl.: drift tube linac (DTL)). Ein Prototyp ist als kostengünstiges Studienobjekt konzipiert, dessen Hohlraumresonator durch Schrauben zusammengepresst wird, was eine einfache Demontage erlaubt. Der Hohlraumresonator des anderen Prototyps ist hartgelötet, um die elektrische Oberflächenleitfähigkeit zu maximieren und ein Kühlsystem zu integrieren. Die Performance der beiden Prototypen wird mit einem Q3D-Magnetspektrographen evaluiert, wobei beide die geforderte Buncher-Amplitude (42 kV) bei einer Eingangsleistung unter 800 W erreichen.

Der aufwendige Hartlötprozess bei der traditionellen Herstellung war Motivation zu evaluieren, ob sich auch 3D-Druck-Verfahren zur Fertigung von Hohlraumresonatoren eignen. Ein 3 GHz DTL-Prototyp wird entwickelt und für den 3D-Druck durch selektives Laserschmelzen optimiert. Der aus hochreinem Kupfer gedruckte DTL-Prototyp erreicht einen Gütefaktor von 8750 und eine Shunt-Impedanz von $53 \frac{\text{M}\Omega}{\text{m}}$, was das große Potential von 3D-Druck-Verfahren zur Herstellung von Hohlraumresonatoren zeigt. Im Hinblick auf die stark reduzierten Herstellungskosten und die große Designfreiheit motivieren die Ergebnisse, dieses Potential für die Herstellung noch komplexerer Hohlraumresonator-Geometrien weiter zu evaluieren.

Abstract

Studies in a mouse ear model, rat brains, and in-vitro human skin models have shown the potential of proton minibeam radiation therapy (pMBRT) to reduce normal tissue complications compared to conventional proton therapy. The objective of this work was to design a preclinical proton minibeam irradiation facility that would allow for more advanced studies in small animal tumor models.

The concept of the preclinical irradiation facility is based on a tandem accelerator acting as an injector delivering a 16 MeV proton beam, which is subsequently accelerated to 70 MeV by a 3 GHz linear accelerator (linac). This corresponds to a proton range in water of more than 40 mm. The linac consists of two Side Coupled Drift Tube Linac (SCDTL) structures and four Coupled Cavity Linac (CCL) structures. The SCDTL and CCL structures are adopted from the all-linac system LIGHT (*AVO-ADAM SA*, Geneva, Switzerland), which was developed for conventional proton therapy. To increase the transmission through the linac, the phase space of the tandem beam is optimized to the accepted phase space of the linac using a 3 GHz buncher unit and a quadrupole quartet. A quadrupole triplet positioned downstream of the linac focuses the proton beam into minibeam. Beam dynamics simulations show that the transmission through the linac is increased by a factor of 3 for a buncher amplitude of 42 kV, and a total of 54 % of all tandem protons (beam current of approximately 21 nA) are focused into a beam spot with a transverse width of 77 μm (*FWHM*). A scanning system is located between the linac and the quadrupole triplet. It consists of four dipole magnets and allows scanning of the beam over an area of 30 mm x 30 mm at the focus. After extraction to air, the beam has a transverse width of 204 μm (*FWHM*) at maximum beam deflection. When applying several of these beams with a center-to-center distance of 1.2 mm, a peak-to-valley ratio of approximately 780 is reached at the focus plane. Thus, the developed preclinical proton minibeam irradiation system meets all requirements for future preclinical experiments. Further simulations show that the commercially available all-linac system LIGHT is also suitable as a preclinical proton minibeam irradiation facility. However, in the case of an existing tandem injector, the tandem linac combination is significantly less expensive to implement.

The only element needed for the tandem linac combination that is not com-

mercially available, is the buncher unit. Therefore, two buncher prototypes were developed and manufactured in this work. Both are based on the drift tube linac (DTL) concept. One prototype is designed as a low-cost study object whose cavity resonator is compressed by screws allowing easy disassembly. The cavity resonator of the other prototype is brazed to maximize the electrical conductivity of the surface and to integrate a cooling system. The performance of the two prototypes is evaluated with a Q3D magnetic spectrograph. Both prototypes achieve the required buncher amplitude (42 kV) for an input power below 800 W.

The complex brazing procedure used in the traditional manufacturing processes motivates to evaluate whether 3D printing techniques are suitable for the manufacturing cavity resonators. A 3 GHz DTL prototype is developed and optimized for 3D printing by selective laser melting. The DTL prototype is subsequently printed from high-purity copper achieving a quality factor of 8750 and a shunt impedance of $53 \frac{\text{M}\Omega}{\text{m}}$. This demonstrates the great potential of 3D printing processes for manufacturing cavity resonators. Considering the greatly reduced manufacturing costs and the increased freedom in design, the results motivate further evaluation of the potential to manufacture even more complex cavity resonator geometries using 3D printing.

Inhaltsverzeichnis

| | |
|--|-------------|
| Zusammenfassung | i |
| Abstract | iii |
| Abbildungsverzeichnis | ix |
| Tabellenverzeichnis | xiii |
| 1 Motivation und Zielsetzung | 1 |
| 1.1 Ziel der Strahlentherapie | 1 |
| 1.2 Maximierung des therapeutischen Fensters | 3 |
| 1.2.1 Protonen-Minibeam-Therapie | 7 |
| 1.3 Technische Anforderungen an eine präklinische Bestrahlungsanlage . | 11 |
| 1.4 Zielsetzung und Aufbau dieser Dissertation | 12 |
| 2 Präklinische Protonen-Minibeam-Bestrahlungsanlagen | 15 |
| 2.1 Grundlagen der Ionenoptik | 15 |
| 2.1.1 Standardkoordinatensystem der Ionenoptik | 16 |
| 2.1.2 Ionenoptische Elemente und Systeme | 18 |
| 2.1.3 Beschreibung eines Teilchenstrahls | 28 |
| 2.1.4 Raumladungseffekte | 32 |
| 2.2 Simulations-Programme zur Entwicklung von Bestrahlungsanlagen . | 33 |
| 2.2.1 TRACE 3-D: Ein Strahldynamik-Programm erster Ordnung | 33 |
| 2.2.2 TRAVEL: Ein Multi-Teilchen-Tracking-Programm | 34 |
| 2.2.3 TOPAS: Ein Monte-Carlo-Simulations-Programm | 36 |
| 2.2.4 Darstellung des 6-dimensionalen Phasenraums | 37 |

| | | |
|----------|---|-----------|
| 2.3 | Das Potential von Kreisbeschleuniger-basierten präklinischen Bestrahlungsanlagen | 37 |
| 2.3.1 | Zyklotron-basierte Protonentherapieanlagen | 37 |
| 2.3.2 | Synchrotron-basierte Protonentherapieanlagen | 43 |
| 2.4 | Tandem-Linac-basierte präklinische Bestrahlungsanlage | 43 |
| 2.4.1 | Allgemeiner Aufbau der Anlage | 43 |
| 2.4.2 | Initialer Phasenraum | 49 |
| 2.4.3 | Methoden zur Simulation von Strahldynamik und Teilchen-Materie-Wechselwirkung | 50 |
| 2.4.4 | Ergebnisse und Diskussion | 56 |
| 2.5 | All-Linac-basierte präklinische Bestrahlungsanlage | 82 |
| 3 | Entwicklung einer 3 GHz Buncher-Einheit | 89 |
| 3.1 | Grundlagen von Hochfrequenz-Hohlraumresonatoren | 90 |
| 3.1.1 | Hochfrequenz-Theorie der Hohlraumresonatoren | 90 |
| 3.1.2 | Ein- und Auskopplung von HF-Signalen | 99 |
| 3.1.3 | Mehrzellige Beschleunigungsstrukturen | 101 |
| 3.1.4 | Limitierende Phänomene | 103 |
| 3.2 | Programme zur Entwicklung von HF-Hohlraumresonatoren | 106 |
| 3.2.1 | Poisson SUPERFISH: Eine Programm-Sammlung zur Analyse von achsensymmetrischen EM-Feldern | 106 |
| 3.2.2 | CST Studio Suite: Ein EM-Design-Programm | 108 |
| 3.3 | Anforderungen an die Buncher-Einheiten | 109 |
| 3.4 | Methoden des Hohlraumresonator-Designs | 110 |
| 3.5 | Methoden zur Charakterisierung von Hohlraumresonatoren | 111 |
| 3.5.1 | Hochfrequenz- und Frequenzabstimmungssystem | 111 |
| 3.5.2 | HF-Tuningstand | 115 |
| 3.5.3 | Messung der Shunt-Impedanz | 117 |
| 3.6 | Design der Buncher-Einheiten | 120 |
| 3.6.1 | 4-Zellen-Konzept | 121 |
| 3.6.2 | 5-Zellen-Konzept | 124 |
| 3.6.3 | Hochfrequenz- und Frequenzabstimmungssystem der Buncher- Einheiten | 129 |

| | | |
|----------|---|------------|
| 3.7 | Charakterisierung der Buncher-Einheiten | 130 |
| 3.7.1 | Resonanzfrequenz | 131 |
| 3.7.2 | Gütefaktor | 132 |
| 3.7.3 | Shunt-Impedanz | 134 |
| 3.7.4 | Stabilitätsanalyse | 137 |
| 4 | 3D Druck von HF-Hohlraumresonatoren | 141 |
| 4.1 | 3D-Druck von HF-Kupfer-Komponenten | 143 |
| 4.2 | Methoden zur Realisierung eines Driftröhren-Linac-Prototyps | 148 |
| 4.2.1 | HF-Hohlraumresonator-Design | 148 |
| 4.2.2 | Herstellung | 148 |
| 4.3 | Design des Driftröhren-Linac-Prototyps | 149 |
| 4.4 | Charakterisierung des Driftröhren-Linac-Prototyps | 152 |
| 4.4.1 | Grundlegende Bewertung des DTL-Prototyps | 153 |
| 4.4.2 | Gütefaktor und effektive Shunt-Impedanz per Einheitslänge | 154 |
| 4.5 | Bewertung des DTL-Prototyps und des SLM-Prozesses | 154 |
| 5 | Fazit | 159 |
| 6 | Ausblick | 163 |
| 6.1 | Präklinische Protonen-Minibeam-Bestrahlungsanlagen | 163 |
| 6.2 | 3D-Druck von HF-Hohlraumresonatoren | 165 |
| | Literaturverzeichnis | 167 |
| | Danksagung | 187 |
| A | Foto der 4-Zellen-Buncher-Einheit | 189 |
| B | Foto der 5-Zellen-Buncher-Einheit | 191 |

Abbildungsverzeichnis

| | | |
|------|---|----|
| 1.1 | Schematische Darstellung von Dosis-Wirkungs-Kurven | 3 |
| 1.2 | Tiefendosisverteilung von Röntgenstrahlung und Hadronen | 6 |
| 1.3 | Schematische Dosisverteilung einer pMBRT | 8 |
| 1.4 | Schematische Dosisverteilung einer interlaced pMBRT | 9 |
| 2.1 | Standardkoordinatensystem der Ionenoptik | 17 |
| 2.2 | Prinzipskizze eines Quadrupolmagneten | 21 |
| 2.3 | Prinzipskizze einer Buncher-Cavity | 25 |
| 2.4 | Maschinenellipse im (x,x') -Phasenraum | 27 |
| 2.5 | Schematische Darstellung eines Teilchenstrahls | 28 |
| 2.6 | Intensitätsverteilung in der (x,x') -Ebene und σ -Phasenellipse | 30 |
| 2.7 | Verschiedene Konfigurationen von Quadrupol-Kombinationen | 40 |
| 2.8 | Transversaler Phasenraum des fokussierten IBA-Zyklotron-Teilchenstrahls | 42 |
| 2.9 | Konzept der präklinischen Protonen-Minibeam-Bestrahlungsanlage . . | 45 |
| 2.10 | LIGHT-System (linear accelerator for proton therapy) | 47 |
| 2.11 | Scanning-, Dosimetrie- und Extraktionseinheit der präklinischen Bestrah- lungsanlage | 48 |
| 2.12 | 6-dimensionaler Phasenraum des Tandem-Beschleunigers | 51 |
| 2.13 | Akzeptierter Phasenraum des SCDTL-3-Modul | 57 |
| 2.14 | Akzeptierter- und angebotener transversaler Phasenraum am SCDTL-3 Modul | 59 |
| 2.15 | Quadrupol-Quartett der Tandem-Linac-Kombination | 60 |
| 2.16 | Akzeptierter- und angebotener longitudinaler Phasenraum am SCDTL-3- Modul | 61 |
| 2.17 | 6-dimensionaler Phasenraum nach dem Linac | 62 |
| 2.18 | Quadrupol-Triplett der Tandem-Linac-Kombination | 63 |

| | | |
|------|---|----|
| 2.19 | Transversaler Phasenraum am Fokus der Tandem-Linac-Kombination | 64 |
| 2.20 | Transmission durch den Linac in Abhängigkeit der Buncher Amplitude | 66 |
| 2.21 | Longitudinaler Phasenraum am SCTL-3 Modul für zwei Buncher Konfigurationen | 67 |
| 2.22 | Transmission durch den Linac für verschiedene Buncher-Konfigurationen der Tandem-Linac-Kombination | 68 |
| 2.23 | Transmission in ein Feld ($r = 90 \mu\text{m}$) am Fokuspunkt für verschiedene Buncher-Konfigurationen der Tandem-Linac-Kombination | 68 |
| 2.24 | Transmission in ein Feld ($r = 50 \mu\text{m}$) am Fokuspunkt für verschiedene Buncher-Konfigurationen der Tandem-Linac-Kombination | 70 |
| 2.25 | Transmission vom Ausgang des Linac in ein Feld ($r = 50 \mu\text{m}$) am Fokuspunkt für verschiedene Buncher-Konfigurationen der Tandem-Linac-Kombination | 70 |
| 2.26 | Longitudinale Strahlprofile am Fokuspunkt der Tandem-Linac-Kombination | 71 |
| 2.27 | Transmission zum Fokuspunkt der Tandem-Linac-Kombination für verschiedene Strahlenergien | 73 |
| 2.28 | TOPAS-Model der präklinischen Bestrahlungsanlage | 75 |
| 2.29 | Interaktion zwischen Extraktionseinheit und Teilchenstrahl | 76 |
| 2.30 | Transversale Strahlausdehnung für unterschiedliche Extraktionsgeometrien | 77 |
| 2.31 | (x) - und (y) -Projektionen des longitudinalen Phasenraums für verschiedene Extraktionsgeometrien | 78 |
| 2.32 | 1-dimensionale Projektionen des transversalen Phasenraums für maximale Strahlauslenkung im Zielfeld | 79 |
| 2.33 | Interaktion des Teilchenstrahls mit einem Wasserphantom | 80 |
| 2.34 | Interaktion zwischen Minibeam-Array und dem Wasserphantom | 81 |
| 2.35 | Peak-to-Valley-Dosisverhältnis am Anfang eines Wasserphantoms | 82 |
| 2.36 | 6-dimensionalen Phasenraum des 70 MeV Strahls des LIGHT-Systems | 84 |
| 2.37 | Fokussiereinheit für das 70 MeV LIGHT-System | 85 |
| 2.38 | Transversaler Phasenraum am Fokus des 70 MeV LIGHT-Systems | 86 |
| 2.39 | Longitudinale Strahlprofile am Fokus des 70 MeV LIGHT-Systems | 87 |
| 3.1 | Elektromagnetische Feldverteilung in einem Pillbox-Resonator | 94 |
| 3.2 | Schematische Darstellung einer Resonanzkurve | 97 |

| | | |
|------|--|-----|
| 3.3 | Schematische Darstellung eines Driftröhren-Linacs | 103 |
| 3.4 | Feldverstärkungsfaktor in Abhängigkeit verschiedenen Emitter-Geometrien | 105 |
| 3.5 | SUPERFISH DTL-Einheitszelle | 107 |
| 3.6 | Hochfrequenz- und Frequenzabstimmungssystem | 113 |
| 3.7 | Signalcharakteristik des Hochfrequenz- und Frequenzabstimmungssystems | 114 |
| 3.8 | Langzeitmessung der Pulsleistung des Hochfrequenz-Systems | 114 |
| 3.9 | Q3D-Mess-Setup zur Messung der Shunt-Impedanz | 118 |
| 3.10 | Mess-Setup zur Störkörpermessung | 121 |
| 3.11 | 4-Zellen-Buncher-Einheit | 123 |
| 3.12 | 4-Zellen-Hohlraumresonator | 124 |
| 3.13 | Feldverteilung im 4-Zellen-Hohlraumresonator | 125 |
| 3.14 | 5-Zellen-Buncher-Einheit | 127 |
| 3.15 | 5-Zellen-Hohlraumresonator | 128 |
| 3.16 | Feldverteilung im 5-Zellen-Hohlraumresonator | 130 |
| 3.17 | Resonanzfrequenz in Abhängigkeit der Tuner-Position | 132 |
| 3.18 | Ausgleichsfunktion der Energie-Histogramme | 135 |
| 3.19 | Energiehistogramm nach der 4-Zellen-Buncher-Einheit | 136 |
| 3.20 | Buncher-Amplitude in Abhängigkeit der eingekoppelten Leistung für beide Buncher-Einheiten | 138 |
| 3.21 | Langzeitmessung der Amplitudenstabilität der 4-Zellen-Buncher-Einheit | 139 |
| 4.1 | Treppenstufeneffekt beim 3D-Druck | 145 |
| 4.2 | 3D-Druck-Verfahren | 146 |
| 4.3 | Hohlraumresonator des Driftröhren-Linac-Prototyp | 152 |
| 4.4 | Driftröhren-Linac-Prototyp | 153 |
| 4.5 | E-Feld-Verteilung im Driftröhren-Linac-Prototyps | 155 |

Tabellenverzeichnis

| | | |
|-----|---|-----|
| 2.1 | Charakteristische Lösungen der transversalen Teilchenbewegung | 20 |
| 2.2 | Strahlparameter des IBA-Zyklotrons | 39 |
| 2.3 | Magnetfeldgradient des Quadrupol-Tripletts für das IBA-Zyklotron | 41 |
| 2.4 | 6-dimensionaler Phasenraum des Tandemstrahls | 50 |
| 2.5 | Parameter des Quadrupol-Quartetts der Tandem-Linac-Kombination | 58 |
| 2.6 | Parameter des Quadrupol-Tripletts der Tandem-Linac-Kombination | 63 |
| 2.7 | Strahlparameter am Fokus der Tandem-Linac-Kombination | 63 |
| 2.8 | Parameter des Scanning-Systems | 74 |
| 2.9 | Magnetfeldgradienten der Fokussiereinheit für das LIGHT-System | 85 |
| 3.1 | Nullstellen der Besselfunktionen | 92 |
| 3.2 | SUPERFISH DTL-Einheitszelle | 107 |
| 3.3 | Geometrische Parameter des 4-Zellen-Hohlraumresonators | 124 |
| 3.4 | Geometrische Parameter des 5-Zellen-Hohlraumresonators | 129 |
| 3.5 | Simulierte und gemessene Q_0 -Werte der Buncher-Einheiten | 134 |
| 3.6 | Simulierte und gemessene Shunt-Impedanz der Buncher-Einheiten | 137 |
| 4.1 | Prozess- und Materialparameter für 3D-Druck mit hochreinem Kupfer | 147 |
| 4.2 | Konstruktions- und Designparameter des DTL-Prototyps | 151 |

Kapitel 1

Motivation und Zielsetzung

In diesem Kapitel wird zuerst das therapeutische Fenster als Maßstab der Strahlentherapie vorgestellt. Anschließend werden Methoden präsentiert, mit denen das therapeutische Fenster maximiert werden kann. Dabei wird besonders auf das neue Konzept der Protonen-Minibeam-Therapie (engl. Abk.: pMBRT) eingegangen und kurz motiviert, weshalb zur Evaluierung des klinischen Potentials der pMBRT neue Konzepte für präklinische Bestrahlungsanlagen entwickelt werden müssen. Danach werden die grundlegenden technischen Anforderungen einer geeigneten präklinischen Protonen-Minibeam-Bestrahlungsanlagen definiert. Daraus folgt die Zielsetzung dieser Dissertation.

1.1 Ziel der Strahlentherapie

Laut der internationalen Agentur für Krebsforschung wurde im Jahr 2020 bei weltweit mehr als 19 Millionen Patienten Krebs diagnostiziert. Im selben Jahr konnten fast 10 Millionen Todesfälle auf Krebserkrankungen zurückgeführt werden. Bei über der Hälfte aller Länder stehen Krebserkrankungen mittlerweile an erster oder zweiter Stelle der häufigsten Todesursachen unter 70 Jahre und in fast allen Industrienationen haben sie Herz-Kreislauf-Erkrankungen als häufigste Todesursache abgelöst. Aufgrund der steigenden Lebenserwartung, vor allem in Entwicklungs- und Schwellenländer, wird bis zum Jahr 2040 eine Zunahme der Krebserkrankungen um 47 % auf weltweit 28 Millionen Fälle prognostiziert [1]. Die Entwicklung neuer Konzepte zur verbesserten Behandlung von Krebserkrankungen bleibt daher eine der größten Herausforderungen der interdisziplinären Wissenschaftsgemeinschaft. Moderne Behandlungskonzepte umfassen lokale Therapien wie die operative Tumorentfernung (Resektion) oder die Strahlentherapie und systemische Therapien wie die Chemothe-

KAPITEL 1. MOTIVATION UND ZIELSETZUNG

rapie oder die Immuntherapie sowie eine Kombination dieser Behandlungsmethoden [2]. Dabei wird die Strahlentherapie in zwei Drittel aller palliativen und einem Drittel aller kurativen Fälle eingesetzt.

Bei der Strahlentherapie werden je nach Methode entweder elektromagnetische Strahlen (z. B. Röntgenstrahlung oder Gammastrahlung) oder geladene Teilchen (z. B. Protonen, Elektronen oder Kohlenstoffionen) genutzt, um biochemische Moleküle im Tumorgewebe zu ionisieren und so die Zellteilung der Tumorzellen, z. B. durch Zerstörung der Zell-DNA zu stoppen. Das Verhältnis aus der Energie E , die durch die ionisierende Strahlung im Gewebe deponiert wird und der Masse des von der Strahlung durchquerten Gewebes m , wird Dosis D [Gy] ($1 \text{ Gy} = 1 \frac{\text{J}}{\text{kg}}$) genannt. Im Allgemeinen gilt, dass mit der applizierten Dosis auch die Anzahl der Ionisationen steigt. Um Tumorregression oder zumindest den Stopp der Tumorprogression zu bewirken und somit das therapeutische Ziel zu erreichen, muss die Zellteilung bei ausreichend vielen Tumorzellen gestoppt werden [3]. Die Wahrscheinlichkeit der Tumorkontrolle (engl.: Tumor Control Probability (TCP)) hängt daher von der applizierten Dosis ab und lässt sich für jeden Tumor durch eine Dosis-Wirkungs-Kurve beschreiben, wie sie schematisch in Abbildung 1.1 (grün) dargestellt ist. Der limitierende Faktor für die Höhe der applizierbaren Dosis ist, dass die Strahlapplikation niemals auf das Tumolvolumen begrenzt ist und somit auch im umliegenden gesunden Gewebe Zellschäden induziert werden [4]. Die Wahrscheinlichkeit, dass schwere Komplikationen im Normalgewebe auftreten (Normal Tissue Complication Probability, (NTCP)) steigt mit der applizierten Dosis im Normalgewebe und wird durch die rote Dosis-Wirkungs-Kurve (vgl. Abb. 1.1) dargestellt. Das optimale Bestrahlungs-Setup kann am Maximum der Subtraktion (blaue Kurve, vgl. Abb. 1.1) von TCP- und NTCP-Kurve verortet werden [4]. Kann die im Normalgewebe applizierte Dosis durch eine Optimierung des Bestrahlungs-Setup reduziert werden, sinkt die Wahrscheinlichkeit auf Nebenwirkungen im Normalgewebe (rote gepunktete Kurve, vgl. Abb. 1.1). Dadurch ergibt sich ein therapeutischer Gewinn, da mehr Dosis im Tumor appliziert werden kann und die Wahrscheinlichkeit auf Tumorkontrolle steigt (blau gepunktete Kurve, vgl. Abb. 1.1). Die Qualität des geplanten Therapie-Konzepts kann daher durch den Abstand zwischen TCP- und NTCP-Kurve, dem sogenannten therapeutischen Fenster, bei einer bestimmten Dosis beschrieben

1.2. MAXIMIERUNG DES THERAPEUTISCHEN FENSTERS

werden (vgl. Abb. 1.1) [5]. Das Hauptziel der Strahlentherapie ist es daher immer, durch das Applizieren ausreichend hoher Dosen Tumorkontrolle zu erreichen und gleichzeitig die Komplikationen im Normalgewebe zu minimieren.

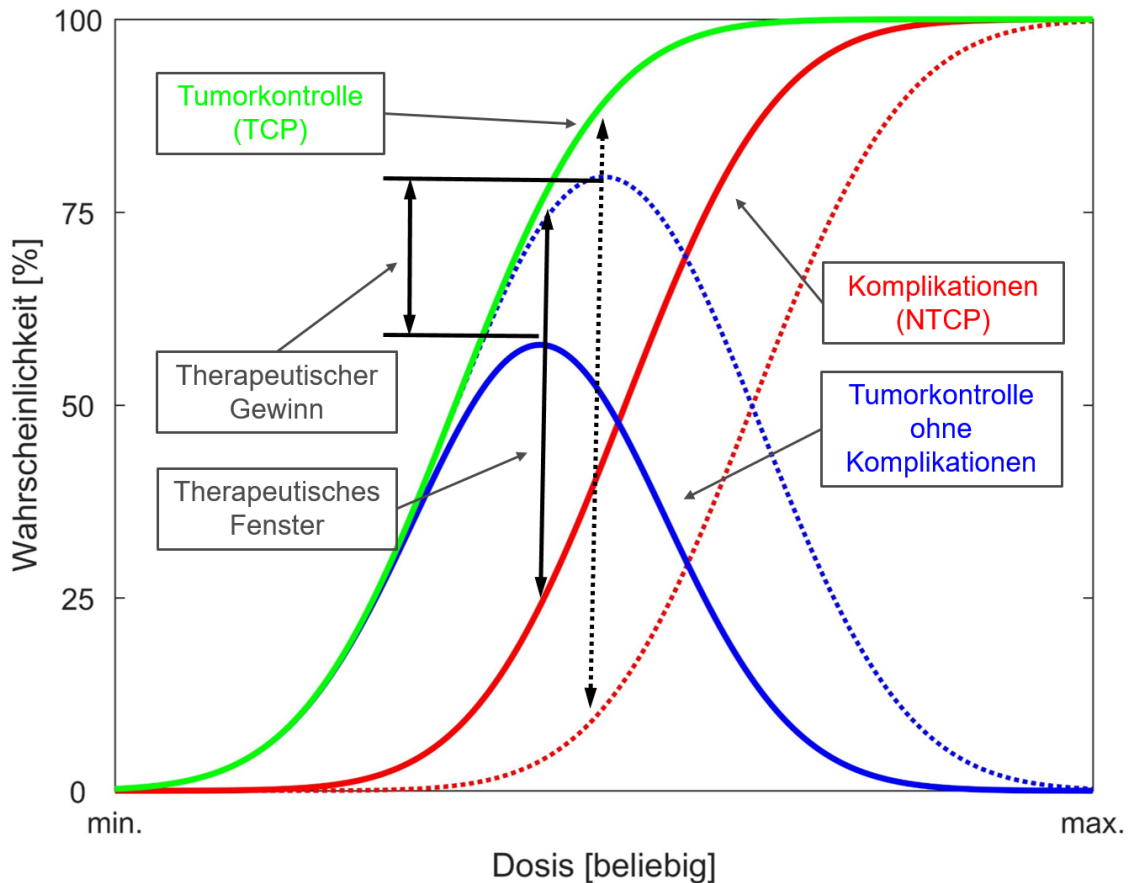


Abbildung 1.1: Schematische Darstellung von Dosis-Wirkungs-Kurven: In grün bzw. rot die Wahrscheinlichkeit der Tumorkontrolle (TCP) bzw. für das Auftreten von schweren Komplikationen im Normalgewebe (NTCP) in Abhängigkeit der applizierten Dosis. Blau stellt die Überlagerung der beiden Wahrscheinlichkeiten dar, deren Maximum das optimale Bestrahlungs-Setup kennzeichnet. Die gestrichelte blaue Linie zeigt, welcher therapeutische Gewinn für eine Verschiebung der NTCP hin zu höheren Dosen (rote gestrichelte Linie) erwartet werden kann.

1.2 Maximierung des therapeutischen Fensters

Schon kurz nach der Entdeckung der Röntgenstrahlen durch Wilhelm Conrad Röntgen [6] im Jahr 1896 wurden erste Versuche unternommen, ionisierende Strahlung zur Behandlung von Tumorerkrankungen einzusetzen [7, 8]. Seitdem konnte durch

KAPITEL 1. MOTIVATION UND ZIELSETZUNG

die Erforschung der biologischen Mechanismen sowie durch die Entwicklung neuer Techniken in der Strahlentherapie das therapeutische Fenster für viele Arten von Tumoren massiv vergrößert werden.

Für Tumorarten, die strahlenempfindlicher sind als das sie umgebende gesunde Normalgewebe, gilt die zeitliche Aufteilung der Gesamtdosis (meist zwischen 40 - 70 Gy) als die Standardmethode um das therapeutische Fenster zu vergrößern. Dabei werden Fraktionen mit (meist) $1,5 - 2,5 \frac{\text{Gy}}{\text{Fraktion}}$ über mehrere Wochen appliziert. Zwischen den Dosis-Fractionen profitiert das Normalgewebe von der im Gegensatz zum Tumorgewebe effizienteren Reparatur von subletalen Schäden und der Repopulation abgestorbener Bereiche. Gleichzeitig kann die Strahlenempfindlichkeit der Tumorzellen durch eine Verschiebung der Zellzyklusphasen sowie durch Reoxygenierung weiter erhöht werden [9, 3].

Die multidirektionale Bestrahlung, bei der aus verschiedenen Richtungen mit reduzierter Dosis (im Vergleich zur unidirektionalen Bestrahlung) bestrahlt wird, gilt als wichtigster technischer Fortschritt, um das therapeutische Fenster zu vergrößern [10, 9]. Die integrale Dosis im umliegenden Normalgewebe wird verteilt und Risiko-Organen (engl.: Organs at Risk (OAR)) können geschont werden. Durch die Superposition der einzelnen Bestrahlungskanäle und eine Dosisüberhöhung im Zielvolumen wird Tumorkontrolle erreicht. Bei der Therapie mit Röntgenstrahlung gilt die 3-dimensionale konformale Strahlentherapie (engl. Abk.: 3DCRT)) als Standardverfahren zur multidirektionalen Bestrahlung. Bei dieser wird zusätzlich ein Multilamellenkollimator (engl. Abk.: MLC)) eingesetzt um die Form des Behandlungsstrahls der Form des Zielvolumens anzupassen, wodurch die Dosis im Normalgewebe weiter reduziert wird. Die Kombination aus multidirektionaler Bestrahlung und Multilamellenkollimator wird ständig weiterentwickelt und so das therapeutische Fenster bei der Therapie mit Röntgenstrahlung vergrößert. So wird etwa bei der intensitätsmodulierten Strahlentherapie (engl. Abk.: IMRT) [11] zusätzlich die Dosis im Bestrahlungsfeld (Intensität des Behandlungsstrahls) durch den MLC moduliert. Die volumenmodulierte Rotationsbestrahlung (engl. Abk.: VMAT) maximiert den multidirektionalen Charakter der IMRT, indem die Strahlquelle während der Bestrahlung durchgängig um den Patienten verfahren wird [12].

1.2. MAXIMIERUNG DES THERAPEUTISCHEN FENSTERS

Im Vergleich zur Therapie mit Röntgenstrahlen kann die Hadronentherapie (z. B. mit Protonen oder Kohlenstoffionen), wie sie erstmals 1946 von R.R. Wilson vorgeschlagen wurde, das therapeutische Fenster besonders für tief im Körper oder nah an kritischen Organen liegende Zielvolumen stark erhöhen [13]. Entscheidend dafür sind die Unterschiede in den relativen Tiefendosisverteilungen von Photonen und Hadronen entlang der Bestrahlungskanäle, wie sie in Abbildung 1.3 dargestellt sind. Der lineare Energieverlust dE , den ein Hadron durch die Interaktion mit Materie in einem unendlich kleinen Wegstrecken-Element dx erfährt, wird durch die Bethe-Bloch-Gleichung beschrieben:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 z^2}{m_e v^2} n Z_t \left[\ln \left(\frac{2m_e v^2}{I} \right) - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 \right]. \quad (1.1)$$

Dabei wird $-\frac{dE}{dx}$ als Bremsvermögen bezeichnet. e und m_e sind die Ladung und Masse des Elektrons. z und v stehen für die Ordnungszahl bzw. die Geschwindigkeit des Hadrons. Das Absorbermaterial wird durch seine Dichte n , die Ordnungszahl Z_t und die spezifische mittlere Ionisationsenergie I beschrieben. β ist das Verhältnis $\frac{v}{c}$, wobei c die Lichtgeschwindigkeit repräsentiert. Es ist zu erkennen, dass das Bremsvermögen von nicht relativistischen Hadronen ($\beta \ll 1$) invers proportional zu v^2 ist. Im Gegensatz zu Röntgenstrahlen, bei denen die Dosis und Energiedeposition nach einer anfänglichen Aufbauregion exponentiell abnimmt, nimmt die Energiedeposition von Hadronen entlang ihrer Trajektorie daher zu. Dieser selbstverstärkende Effekt resultiert im von Bragg und Kleeman entdeckten Bragg-Peak, welcher unmittelbar vor dem Ende der Teilchen-Trajektorie lokalisiert ist (vgl. Abb. 1.3) und nach dem die applizierte Dosis abrupt abfällt [14]. Der Bragg-Peak wird bei der Bestrahlung im Zielvolumen positioniert, wodurch die integrale Dosis im Normalgewebe deutlich reduziert wird. Die homogene longitudinale Dosisverteilung im Zielvolumen (Tumor) wird durch die Bestrahlung mit Hadronen-Strahlen unterschiedlicher Energien realisiert. Durch die Superposition ihrer Tiefendosisverteilungen entsteht ein ausgehnter Bragg-Peak (engl.: spread-out Bragg peak (SOBP)).

Eine weitere Möglichkeit, das therapeutische Fenster zu vergrößern, ist die räumliche Fraktionierung der therapeutischen Dosis [15]. Die laterale Dimension des

KAPITEL 1. MOTIVATION UND ZIELSETZUNG

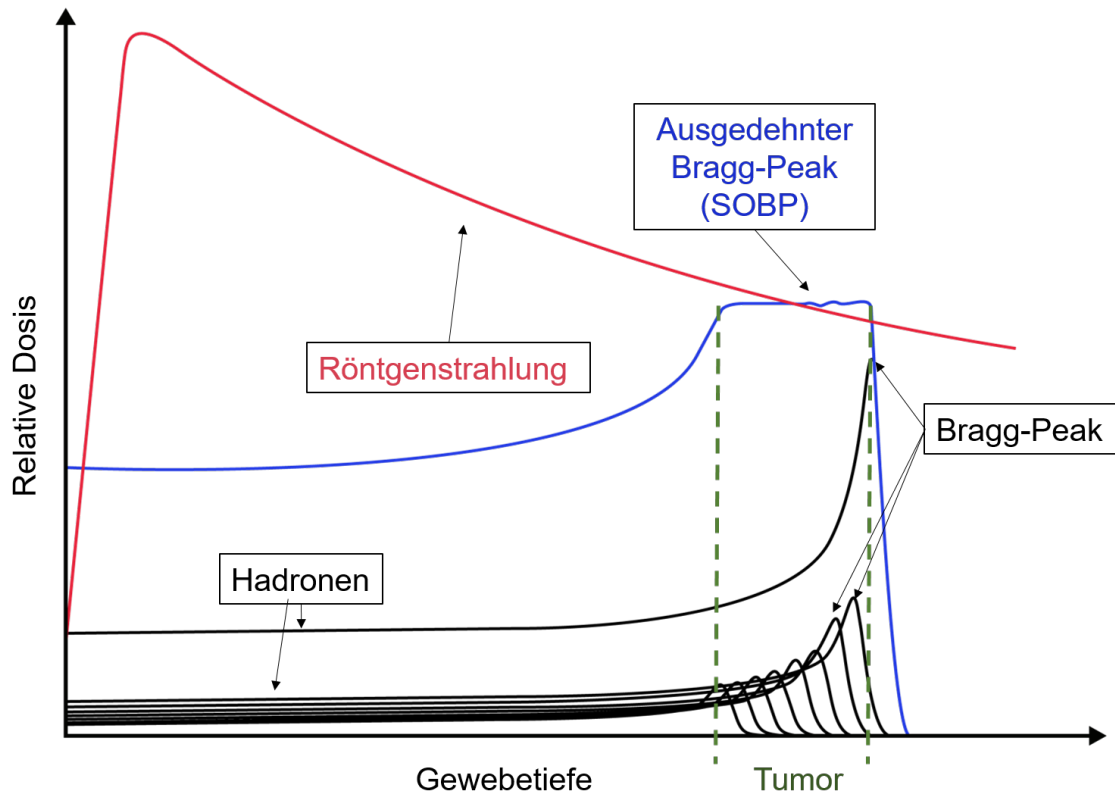


Abbildung 1.2: Relative Tiefendosisverteilungen von Hadronen und Röntgenstrahlung. Im Vergleich zur Therapie mit Röntgenstrahlen, bei der die meiste Dosis im Normalgewebe deponiert wird, kann bei der Hadronentherapie der Bragg-Peak und somit das Dosis-Maximum im Zielvolumen verortet werden. Die Superposition der Tiefendosisverteilungen von Hadronenstrahlen mit verschiedenen Energien resultiert in einem ausgedehnten Bragg-Peak (engl.: spread-out Bragg peak (SOBP)) und somit einer homogenen longitudinalen Dosisverteilung im Zielvolumen (Tumor).

therapeutischen Strahls liegt bei der Standardtherapie meist in der Größenordnung der Tumordimension senkrecht zur Strahlrichtung. Bei der räumlichen Fraktionierung wird dieser breite Strahlkanal durch ein Muster aus kleinen Strahlkanälen mit hohen Dosen und Tälern mit niedriger Dosis zwischen ihnen ersetzt. Eine homogene Dosisverteilung im Zielvolumen ergibt sich durch eine Superposition der einzelnen Strahlkanäle. Bei unidirektionaler Bestrahlung kann diese Superposition nur durch die Strahldivergenz und Aufstreuung der Strahlkanäle erreicht werden. Bei multidirektionaler Bestrahlung können die einzelnen Strahlkanäle aus mehreren Richtungen zusätzlich ineinander verschachtelt werden (Interlacing) [16, 17]. Bereits im Jahr 1912 konnte Alban Köhler zeigen, dass durch die räumliche Fraktionierung

1.2. MAXIMIERUNG DES THERAPEUTISCHEN FENSTERS

eines Röntgenstrahls starke Hautreaktionen vermieden werden können [18]. Diese höher werdende Dosistoleranz des Normalgewebes bei der Bestrahlung kleiner werdender (Gewebe-)Bereiche wird durch den Dosis-Volumen-Effekt beschrieben [19, 20]. Derzeit wird mit der Mikrokanal-Strahlentherapie (MRT) eine neue Art der räumlich fraktionierten Strahlentherapie mit Röntgenstrahlen entwickelt, bei der planare Strahlen mit einer Ausdehnung von 25 - 100 μm und mehrere hundert Gray appliziert werden [21, 22]. Durch den center-to-center (*ctc*) Abstand zwischen den einzelnen Strahlen von etwa 50 - 400 μm entstehen Täler mit wenigen zehn Gray. Für die klinische Anwendung stellt die Anforderung der International Commission on Radiation Units and Measurements (ICRU) an die Gleichmäßigkeit der Dosisverteilung im Zielvolumen ($0,95 \cdot D_{\text{soll}} < D < 1,07 \cdot D_{\text{soll}}$) noch eine Herausforderung dar. Daher konnte das Potential der MRT bisher nur durch präklinische Studien bestätigt werden [23].

1.2.1 Protonen-Minibeam-Therapie

Die Protonen-Minibeam-Therapie oder auch Proton-Minibeam-Strahlentherapie (Proton Minibeam Radiation Therapie (pMBRT)), wie sie 2013 von Zlobinskaya et al. [24] und Prezado et. al. [25] vorgestellt wurde, kombiniert die Vorteile der Protonentherapie mit denen der räumlichen Fraktionierung. Submillimeter große planare- oder Pencil-Minibeams, werden mit einem räumlichen Abstand (*ctc*) appliziert, der viel größer ist als die transversale Ausdehnung der einzelnen Minibeams beim Eintritt in das Normalgewebe (*ctc* typischerweise zwischen 1 mm und 20 mm [26]). Abbildung 1.3 zeigt beispielhaft und schematisch die relative Dosisverteilung bei der pMBRT mit planaren- oder quadratisch angeordneten Pencil-Minibeams in einem longitudinalen Schnitt. Wie bei der MRT ist die applizierte Dosis zwischen den Minibeams am Anfang des Strahlkanals sehr gering, wodurch das Normalgewebe geschont und Nebenwirkungen reduziert werden [27]. Eine homogene transversale Dosisverteilung im Zielvolumen ($0,95 \cdot D_{\text{soll}} < D < 1,07 \cdot D_{\text{soll}}$) wird durch die mit der Eindringtiefe zunehmende lateralen Aufweitung der Minibeams und deren Superposition bei passendem *ctc*-Abstand realisiert [24, 28, 27, 29, 30]. Die Aufweitung selbst resultiert aus der mehrfachen Kleinwinkelstreuung der Protonen im Körper und der anfänglichen Strahldivergenz der Minibeams. Die homogene longitudinale

KAPITEL 1. MOTIVATION UND ZIELSETZUNG

Dosisverteilung im Zielvolumen ($0,95 \cdot D_{soll} < D < 1,07 \cdot D_{soll}$) wird wie bei der Hadronentherapie durch die Superposition mehrerer Minibeams mit unterschiedlichen Protonenenergien realisiert, die so einen ausgedehnten Bragg-Peak (SOBP) formen. Auch bei der pMBRT ist es eine Option, die integrale Dosis im Normalgewebe durch

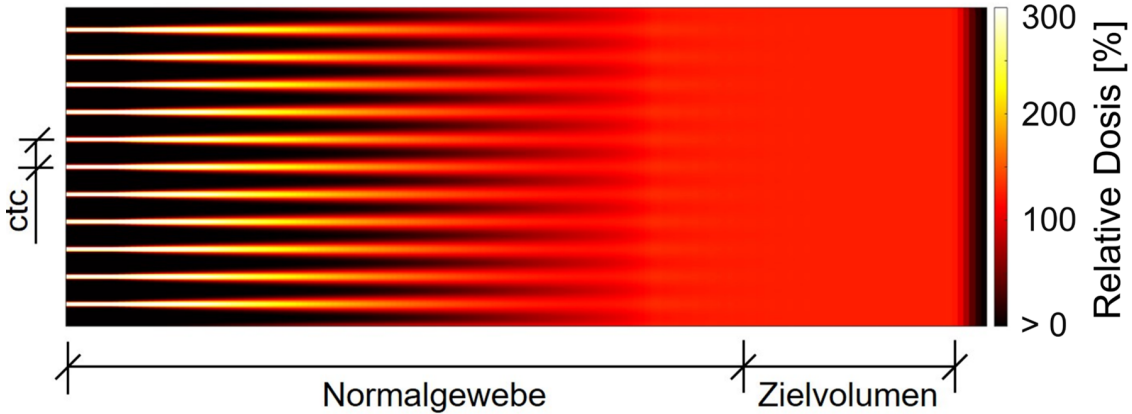


Abbildung 1.3: Schematische Darstellung der relativen Dosisverteilung bei der pMBRT in einem longitudinalen Schnitt. Im Zielvolumen ergibt sich eine homogene Dosis ($0,95 \cdot D_{soll} < D < 1,07 \cdot D_{soll}$) durch die Aufstreuung der einzelnen Minibeams und Hadronenstrahlen unterschiedlicher Energien. Dabei kennzeichnet 100 % die Dosis D_{soll} im Zielvolumen.

multidirektionale Bestrahlung so zu verteilen, dass Nebenwirkungen reduziert und Risiko-Organer besser geschützt werden können [26, 27]. Dabei hat die heterogene multidirektionale Bestrahlung mit verschachtelten (interlaced) Protonen-Minibeams das Potential, die Nebenwirkungen im Normalgewebe noch weiter zu reduzieren. Abbildung 1.4 zeigt diese beispielhaft für die Bestrahlung mit interlaced planaren Protonen-Minibeams aus zwei gegenüber liegenden Richtungen an einem longitudinalen Schnitt der relativen Dosisverteilung. Die Protonen-Minibeams werden mit einem ctc -Abstand appliziert, der es nicht erlaubt, eine homogene Dosisverteilung im Zielvolumen nur durch deren Aufstreuung und Verschachtelung zu realisieren. Stattdessen wird die untere Dosisgrenze im Zielvolumen ($D_{min} = 0,95 \cdot D_{soll}$) in laterale Richtung dadurch erreicht, dass die Dosisobergrenze im Zielvolumen ($D_{max} = D_{soll} < 1,07$) aufgegeben wird und so Protonen-Minibeams mit einer Dosis appliziert werden können, die deutlich gegenüber der von Protonen-Minibeams bei einer homogenen Bestrahlung erhöht ist. Somit wird zwar die mittlere Dosis im Zielvolumen, sowie im Normalgewebe, im Vergleich zur homogenen pMBRT erhöht, dennoch steigt das

1.2. MAXIMIERUNG DES THERAPEUTISCHEN FENSTERS

mittlere Zellüberleben im Normalgewebe aufgrund der räumlichen Umverteilung (höhere Dosis der Strahlkanäle und dafür größeres *ctc*) [26]. Das größte Potential zur Erhöhung des mittleren Zellüberlebens, besonders in der Nähe des Zielvolumens, zeigt dabei vor allem die heterogene multidirektionale Bestrahlung aus zwei oder vier Richtungen mit planaren Protonen-Minibeams. Die longitudinale Dosisverteilung im Zielvolumen wird wie bei der unidirektionalen pMBRT durch die Superposition mehrerer Minibeams mit unterschiedlichen Protonenenergien erreicht (SOBP). Im Hinblick auf die Größe der Minibeams und der daraus resultierenden Anforderung an die Genauigkeit der Positionierung beim Interlacing ist eine unidirektionale Applikation aus technischer Sicht aber sicherlich zu bevorzugen [26].

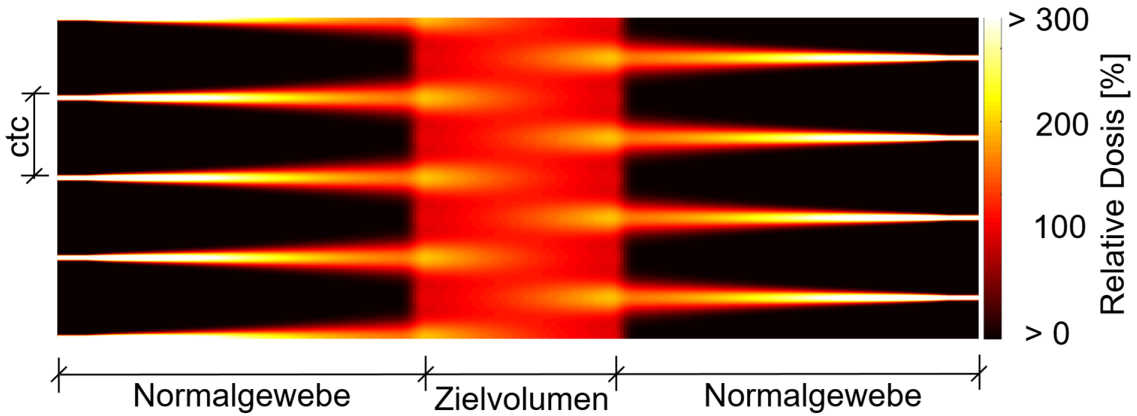


Abbildung 1.4: Schematische Darstellung der interlaced pMBRT mit planaren Protonen-Minibeams durch einen longitudinalen Schnitt der relativen Dosisverteilung. Dabei kennzeichnet 100 % die Dosis D_{soll} im Zielvolumen. Durch die Aufgabe der Dosisobergrenze des ICRU-Kriteriums ($D_{max} = 1,07 \cdot D_{soll}$) kann der center-to-center-Abstand zwischen den Minibeams deutlich erhöht werden. Gleichzeitig wird die untere Dosisgrenze des ICRU-Kriteriums ($D_{min} = 0,95 \cdot D_{soll} < D$) durch die Aufstreuung und Verschachtelung der einzelnen Minibeams von zwei gegenüberliegenden Richtungen sowie der Erhöhung der mittleren Dosis erreicht. Dadurch wird besonders in der Nähe des Zielvolumens das Zellüberleben erhöht. Die gewünschte Dosisverteilung in longitudinaler Richtung ($0,95 \cdot D_{soll} < D < 1,07 \cdot D_{soll}$) ergibt sich aus der Überlagerung von Protonen-Minibeams unterschiedlicher Energien (SOBP).

Das Potenzial der pMBRT für die Reduzierung von Nebenwirkungen im Vergleich zu einer homogenen Bestrahlung konnte in der Vergangenheit an einem menschlichen Hautmodell [24], Maus-Ohrmodell-Studien [28, 30], Maus-Studien [31] und an Rattenhirnen [29, 32] gezeigt werden. Dabei konnten akute Nebenwirkungen in der Haut für eine transversale Strahlausdehnung von $95 \mu\text{m}$ (σ) ($220 \mu\text{m}$ ($FWHM$)),

KAPITEL 1. MOTIVATION UND ZIELSETZUNG

einem *ctc* von ca. 1,8 mm und einem Peak-to-Valley-Dose-Ratio (*PVDR*) > 540 am Eingang zum Gewebe fast komplett vermieden werden [30]. Das Potential der pMBRT für tiefer liegende und komplexe Ziele wie Lunge, Leber, Herz, Muskeln oder Nervengewebe konnte aufgrund der limitierenden Eigenschaften der verwendeten Bestrahlungsanlagen bisher noch nicht evaluiert werden. Fast alle präklinischen Studien zum Thema wurden entweder am MLL-Beschleunigerlabor in Garching mithilfe des Supraleitenden Nanoskops für angewandte kernphysikalische Experimente (SNAKE) [33, 34] oder mithilfe des IBA Zyklotrons des Institut Curie-Centre de Protonthérapie d'Orsay in Frankreich durchgeführt [35]. SNAKE bietet einen hochbrillanten Protonenstrahl, der durch supraleitende magnetische Linsen auf eine Strahlgröße von unter 1 μm fokussiert werden kann. Aufgrund der magnetischen Fokussierung sind *PVDR* von mehreren Hundert leicht zu realisieren. Die Protonen-Reichweite in Wasser ist jedoch durch die maximale Protonenenergie von 28 MeV auf 4 mm begrenzt, was eine weitere Evaluation des klinischen Potentials von pMBRT durch präklinische Studien an tiefer lokalisierten Zielen unmöglich macht. Das Zyklotron in Orsay bietet hingegen Protonenenergien bis zu 240 MeV, wodurch auch tiefer liegende Ziele bestrahlt werden können. Die Minibeams werden allerdings mithilfe eines Kollimators geformt, was mehrere Nachteile mit sich bringt: 1. Die Kollimatorfläche, welche größer ist als die Löcher in ihr, muss komplett ausgeleuchtet werden, wodurch der Strahlstrom stark reduziert und damit die Bestrahlungsdauer erhöht wird [34]. 2. Die abgeblockten Protonen interagieren mit dem Kollimatormaterial, wodurch Sekundärstrahlung entsteht und zusätzlich Dosis in das Normalgewebe appliziert wird [36]. Das resultierende *PVDR* ist mehr als einen Faktor 10 kleiner als die durch präklinische Studien evaluierte Anforderung von *PVDR* > 540 . So wurden in Studien mit Kollimator bisher z. B. ein *PVDR* von 8,2 und 18 erreicht [37, 38]. 3. Die Fertigung von unterschiedlichen Kollimatoren zur Evaluierung unterschiedlicher Strahl-Geometrien ist technisch aufwändig und kostenintensiv. Da weder SNAKE noch das Zyklotron in Orsay in der jetzigen Konfiguration geeignet sind, um das volle Potential der Protonen-Minibeam-Therapie für tiefer liegendes Gewebe in präklinischen Experimenten zu evaluieren, ist es unumgänglich, andere Bestrahlungsanlagen zu nutzen oder Konzepte für präklinische Protonen-Minibeam-Bestrahlungsanlagen zu entwickeln. Der erste Schritt dabei ist, die grundlegenden technischen Anforderungen zu definieren.

1.3 Technische Anforderungen an eine präklinische Bestrahlungsanlage

Neben der transversalen Strahlausdehnung von unter $220\ \mu\text{m}$ ($FWHM$) (Im Folgenden wird sicherheitshalber eine transversale Strahlausdehnung von $\sigma = 90\ \mu\text{m}$, bzw. ein $FWHM$ von ca. $212\ \mu\text{m}$ gefordert) und einem $PVDR$ von > 540 muss eine präklinische Protonen-Minibeam-Bestrahlungsanlage noch weitere technische Anforderungen erfüllen, um die geplanten präklinischen Experimente nicht zu limitieren. Aus der Körpergröße der angestrebten Versuchstiere (Mäuse oder Ratten) bzw. den Zielvolumen in ihnen [39] ergeben sich folgende Anforderungen:

- Eine Protonenenergie W_0 von $70\ \text{MeV}$, was einer Reichweite von $4,1\ \text{cm}$ in Wasser [40] entspricht und ausreicht, um tief gelegene Tumore in den Kleintieren zu bestrahlen.
- Die Möglichkeit zur schrittweisen Reduzierung auf eine minimale Protonenenergie W_0 von $35\ \text{MeV}$ ($1,2\ \text{cm}$ Reichweite in Wasser [40]) oder darunter, um eine gleichmäßige Dosisverteilung in longitudinaler Richtung zu ermöglichen.
- Ein Strahlablenkungssystem, um den Protonenstrahl über ein Feld von $X \times Y = 30\ \text{mm} \times 30\ \text{mm}$ (volle Breite) verfahren zu können. Diese Feldgröße ist einen Faktor 4 größer als die Feldgrößen, die bei der Bestrahlung von Rattenhirnen mit Minibeams [41, 42] verwendet wurden, und wird daher als ausreichend für die transversale Ausdehnung der Zielvolumen (z. B. die Vorderseite des Tumors) angenommen.

In der klinischen Protonentherapie hat sich ein mittlerer Strahlstrom I_B von ca. $1\ \text{nA}$ etabliert [43, 44]. Obwohl die Zielvolumina bei präklinischen Experimenten typischerweise deutlich kleiner sind als im klinischen Fall und die Applikationszeit für eine bestimmte Dosis damit reduziert wird, ist ein noch höherer Strahlstrom anzustreben. Zum einen ist die Bestrahlung von Kleintieren aufgrund deren Narkotisierung und Positionierung sehr zeitintensiv, weshalb bevorzugt mit Ein-Schuss-Bestrahlung (Hypofraktionierung) von 25 bis $60\ \text{Gy}$ gearbeitet wird. Zum anderen werden derzeit neue Therapieansätze diskutiert, bei denen durch extrem kurze Bestrahlungszeiten mit Dosisleistungen $> 40\ \frac{\text{Gy}}{\text{s}}$ (FLASH-Therapie) Nebenwirkungen weiter reduziert

KAPITEL 1. MOTIVATION UND ZIELSETZUNG

werden können [45]. Da auch solche Therapieansätze mit der präklinischen Bestrahlungsanlage und eventuell in Kombination mit der pMBRT evaluiert werden sollen, ist eine weitere technische Anforderung, dass die präklinische Bestrahlungsanlage einen ausreichend hohen mittleren Strahlstrom bietet:

- Ein mittlerer Strahlstrom I_B von 4 nA ist ausreichend, um die erwarteten Zielflächen von 100 mm^2 mit $40 \frac{\text{Gy}}{\text{s}}$ zu bestrahlen (abgeschätzt für ein Bremsvermögen von $1 \frac{\text{keV}}{\mu\text{m}}$).

1.4 Zielsetzung und Aufbau dieser Dissertation

Das vorrangige Ziel dieser Dissertation ist es, ein grundlegendes Konzept für eine präklinische Protonen-Minibeam-Bestrahlungsanlage zu entwickeln, welches die im Kapitel 1.3 definierten Anforderungen erfüllt. Dazu werden in Kapitel 2 verschiedene Ansätze präsentiert und bewertet, die sich vor allem in der zugrundeliegenden Beschleunigerstruktur unterscheiden.

In Unterkapitel 2.3 wird zunächst evaluiert ob die derzeit verfügbaren klinischen Bestrahlungsanlagen geeignet sind, um präklinische Protonen-Minibeam-Experimente unter den definierten Randbedingungen durchzuführen. Im Jahr 2020 gab es weltweit ca. 95 klinische Bestrahlungsanlagen in denen mit Protonen therapiert wurde. Alle diese Anlagen verwenden Kreisbeschleuniger (Zyklotron [46] oder Synchrotron [47]) um Protonenenergien $> 200 \text{ MeV}$ zu erreichen [48]. Dabei sind Zyklotron-basierte Bestrahlungsanlagen um ca. einen Faktor 5 häufiger als Synchrotron-basierte. Vordergründig bieten klinische Bestrahlungsanlagen für zukünftige pMBRT-Forschung zwei wesentliche Vorteile [34]: 1. Die für tiefe Ziele im Menschen relevanten Protonenenergien von über 200 MeV, die klinische Infrastruktur und die medizinische Zertifizierung der Anlagen ermöglichen es, über die präklinische Phase hinaus zu gehen. 2. Zu zeigen, dass das volle Potential von pMBRT an klinischen Bestrahlungsanlagen erreicht werden kann, wäre aufgrund der Häufigkeit dieser Anlagen ein enormer Zugewinn für die pMBRT-Forschungsgemeinschaft und würde die allgemeine Akzeptanz der pMBRT erhöhen.

1.4. ZIELSETZUNG UND AUFBAU DIESER DISSERTATION

In Unterkapitel 2.4 wird ein vollständig in dieser Arbeit entwickeltes Konzept einer präklinischen Protonen-Minibeam-Bestrahlungsanlage vorgestellt (vgl. Abb. 2.9). Die zugrundeliegende Beschleunigerstruktur besteht aus einem konventionellen Tandem-Van-de-Graaff-Beschleuniger, der als Injektor für einen nachfolgenden 3 GHz Hochfrequenz-Linearbeschleuniger (Linac) dient. Beispielfähig wurde in dieser Arbeit der Münchener Tandem-Beschleuniger (maximale Terminalspannung: 14 MV) als Injektor gewählt [33]. Dieser stellt einen hoch brillanten 16 MeV Protonenstrahl bereit, der anschließend durch den Linac auf 70 MeV beschleunigt wird. Der Linac basiert auf einem Teil des kommerziellen Linac-Systems LIGHT (Linac for Image-Guided Hadron Therapy), welches vom CERN-Spin-off *AVO-ADAM SA* für die konventionelle Protonentherapie entwickelt wird [49, 50]. Das LIGHT-System stellt zusammen mit dem TOP-IMPLART-System, das gegenwärtig von ENEA in Frascati, Italien entwickelt wird [51, 52, 53, 54], eine neue Klasse von klinischen Protonentherapie-Bestrahlungsanlagen dar, welche den All-Linac-Ansatz verfolgen. Nach der Extraktion aus der Ionenquelle werden dabei ausschließlich Linac-Strukturen genutzt, um den Protonenstrahl auf klinisch relevante Energien zu beschleunigen. Anders als bei Zyklotron-basierten Bestrahlungsanlagen wird die Variation der Strahlenergie durch die Regelung der Leistung oder das Abschalten einzelner Linac-Strukturen und damit ohne Degradier realisiert [35]. Die Vorteile dabei sind der von der Protonenenergie unabhängige konstante Strahlstrom, die reduzierten Kosten für Strahlenschutz, eine verbesserte Strahlemittanz und die Möglichkeit, der Tumorbewegung in longitudinaler Richtung während der Bestrahlung zu folgen [50, 52, 35].

In Unterkapitel 2.5 wird evaluiert, in wieweit sich eine Kurzversion des kommerziell erhältlichen All-Linac-Systems LIGHT [50] als präklinische Protonen-Minibeam-Bestrahlungsanlage eignet. Für den Vergleich zur präklinischen Tandem-Linac-Bestrahlungsanlage wird auch diese All-Linac-Version einer präklinischen Protonen-Minibeam-Bestrahlungsanlage auf eine Protonenenergie von 70 MeV limitiert.

Ist wie am MLL bereits ein Tandem-Beschleuniger [33] vorhanden, bietet der vorgeschlagene Tandem-Linac-Ansatz im Vergleich zum All-Linac-Ansatz zwei wesentliche Vorteile, weshalb dieses Konzept bevorzugt wird: Zum einen können Kosten gespart

KAPITEL 1. MOTIVATION UND ZIELSETZUNG

werden, da die ersten Strukturen des All-Linac-Systems (Quelle, RFQ und erste Module der SCDTL-Struktur (vgl. Abb. 2.9)) nicht benötigt werden. Zum anderen kann der hoch brillante Strahl des Tandem-Beschleunigers (Protonen und schwere Ionen) auch für materialwissenschaftliche Grundlagenforschung [33, 55, 56], oder andere strahlenbiologische Experimente genutzt werden, für die ein Ionen-Mikrostrahl nötig ist, falls die Protonen-Minibeam-Gemeinschaft die zur Verfügung stehende Strahlzeit nicht vollständig nutzen kann.

Durch Simulationen zum Tandem-Linac-Ansatz wird gezeigt, dass der zur Verfügung stehende Strahlstrom maximiert werden kann, wenn mithilfe einer 3 GHz Buncher-Einheit der longitudinale Phasenraum des Tandem-Strahls an den akzeptierten longitudinalen Phasenraum der Linac-Struktur angepasst wird. Für die geplanten präklinischen Protonen-Minibeam-Bestrahlungsanlage werden im Zuge dieser Dissertation daher zwei Konzepte für eine 3 GHz Buncher-Einheit entwickelt und gefertigt, die auf dem Prinzip des Driftröhren-Hohlraumresonators (Alvarez-Beschleuniger) [57] basieren. Das Design der beiden Buncher-Einheiten und die Charakterisierung ihrer Leistung wird in Kapitel 3.1 präsentiert.

Motiviert durch den aufwendigen, traditionellen Fertigungsprozess der Driftröhren-Hohlraumresonatoren der Buncher-Einheiten wird in Kapitel 4 zum Abschluss dieser Dissertation evaluiert, ob 3D-Druck-Verfahren das Potential bieten, die Herstellungskosten für Hohlraumresonatoren zu reduzieren. Als Prototyp-Geometrie wird ein Driftröhren-Hohlraumresonator gewählt, was den Vergleich zu den traditionell gefertigten Buncher-Einheiten ermöglicht. Der entwickelte Prototyp wird mithilfe des 3D-Druck-Verfahrens des Selektiven-Laserschmelzens aus reinem Kupfer (OFC-Kupfer) hergestellt. Da der Prototyp zusätzlich vergleichbar ist mit Strukturen, wie sie in vielen Linearbeschleunigeranlagen vorkommen (wie z. B. im LIGHT- und TOP-IMPLART-System) motiviert er die weitere Forschung auf diesem Gebiet und wird als Driftröhren-Linac (DTL)-Prototyp bezeichnet.

Kapitel 2

Präklinische Protonen-Minibeam-Bestrahlungsanlagen

In diesem Kapitel werden verschiedene Ansätze für eine präklinische Protonen-Minibeam-Bestrahlungsanlage entwickelt und evaluiert. Dafür wird zunächst die theoretische Grundlage zur Beschreibung von Systemen zum Transport geladener Teilchen(-strahlen) präsentiert. Anschließend werden die Programme (Software-Tools) vorgestellt, die zur Entwicklung und Evaluierung der Ansätze genutzt wurden. Zuerst wird das Potential von klinischen Protonentherapieanlagen für präklinische Protonen-Minibeam-Experimente evaluiert. Darauf aufbauend wird die auf einer Tandem-Linac-Kombination basierte präklinische Bestrahlungsanlage entwickelt, die alle Anforderungen für die geplanten präklinischen Experimente erfüllt (vgl. Kap. 1.3). Zum Abschluss des Kapitels wird untersucht, ob die geplanten präklinischen Experimente an derzeit in der Entwicklung befindlichen All-Linac-Protonentherapie-Anlagen durchgeführt werden können.

2.1 Grundlagen der Ionenoptik

Dieses Kapitel gibt einen kurzen Überblick über die theoretischen Grundlagen für das Entwerfen und Analysieren von Systemen zum Transport geladener Teilchen (-strahlen), wie sie in allen Ionen-Beschleunigeranlagen vorkommen. Dabei orientiert es sich an dem von F. Hinterberger verfassten Buch „*Physik der Teilchenbeschleuniger und Ionenoptik*“ [58] und an der von K.L. Brown publizierten Beschreibung eines Matrixformalismus der Ionenoptik[59, 60, 61].

2.1.1 Standardkoordinatensystem der Ionenoptik

Die momentane Position eines Teilchens in einem ionenoptischen System wird in der Regel relativ zu einem Referenzteilchen angegeben. Dazu wird eine Normalebene die (x,y) -Ebene, eingeführt, welche sich mit dem Teilchen in Strahl-Richtung bewegt und ihren Ursprung ($x = y = 0$) auf der als bekannt vorausgesetzten Sollbahn S des Referenzteilchens hat. Da die transversalen Positions- und Richtungsabweichungen zwischen Teilchen und Sollbahn meist gering sind, macht es das resultierende krummlinige (x,y,s) -Koordinatensystem möglich, den Teilchentransport durch das System linear anzunähern.

Die 6-dimensionalen Phasenraumkoordinaten (x, p_x, y, p_y, z, p_z) eines Teilchens selbst werden in der Praxis oft in einem lokalen rechtshändigen kartesischen (x,y,z) -Koordinatensystem beschrieben. Dabei entspricht die (x,y) -Ebene der des krummlinigen Koordinatensystems und die z -Achse wird als Tangentenvektor zur Sollbahn S definiert. Die longitudinale Ortsabweichung l eines Teilchens zum Referenzteilchen ergibt sich über die Zeitdifferenz $\Delta t = t - t_0$ zwischen Teilchen und Referenzteilchen beim Durchqueren der (x,y) -Ebene sowie der Geschwindigkeit des Referenzteilchens v_0 zu $l = -v_0 \Delta t$. Durch Differenzieren der transversalen Ortsabweichungen ergeben sich die zugehörigen Richtungsabweichungen $x' = \frac{dx}{dz}$ und $y' = \frac{dy}{dz}$. Die relative longitudinale Impulsabweichung $\delta = \frac{p_z - p_0}{p_0}$ ergibt sich aus dem Impuls p_z des betrachteten Teilchens und dem Impuls p_0 des Referenzteilchens. Abbildung 2.1 verdeutlicht den Zusammenhang zwischen der Sollbahn des Referenzteilchens, dem (x,y,s) -krummlinigen Koordinatensystem, dem (x,y,z) -kartesischen Koordinatensystem und der Position eines Teilchens (roter Punkt), das nach einer gewissen Flugzeit durch x' und y' eine Positionsänderung in x und y erfährt. Die magnetische Mittelebene, in der das Referenzteilchen abgelenkt werden kann (Strahlführung durch Ablenkmagneten etc.), ist in der Regel durch die (x,z) -Ebene definiert. Diese entspricht in realen Strahlführungssystemen (z. B. Speicherringen) meist der horizontalen Ebene. Nach einer gewissen Flugzeit erfährt das Teilchen (roter Punkt) durch seine Richtungsabweichungen x' und y' eine Auslenkung in x und y [58, S. 117-122][61].

Für die Beschreibung eines Teilchens, dessen kinetische Energie durch Hochfrequenz-

2.1. GRUNDLAGEN DER IONENOPTIK

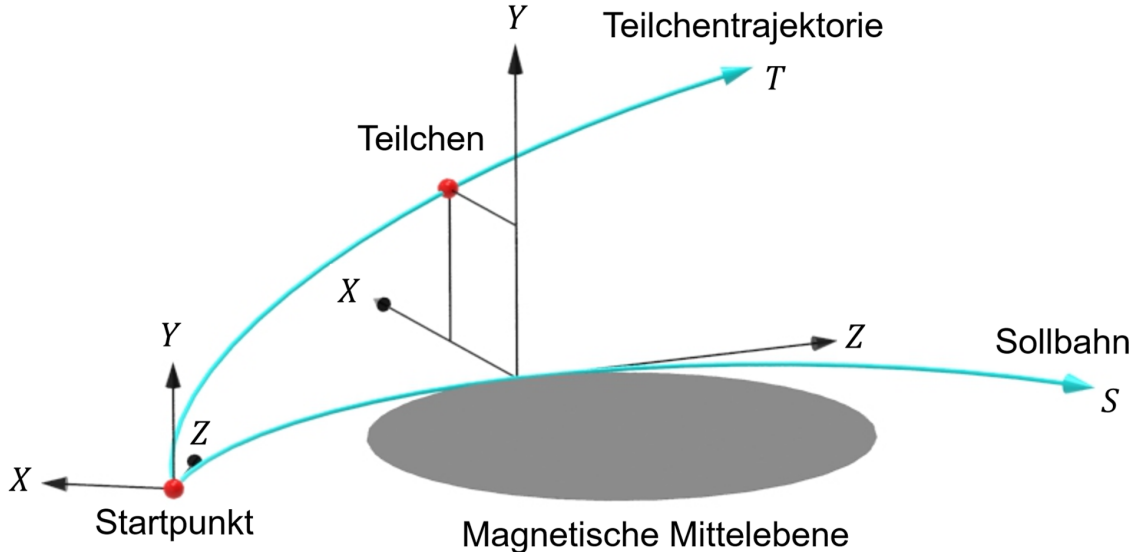


Abbildung 2.1: Darstellung des Standardkoordinatensystems der Ionenoptik an zwei Positionen eines Teilchens (roter Punkt) mit Impuls-Komponenten in x und y. Abbildung: In Anlehnung an [61].

Komponenten (HF-Komponenten) moduliert wird, hat sich eine alternative Konvention des longitudinalen Phasenraums als hilfreich erwiesen. Statt der longitudinalen Ortsabweichung l wird der Phasenunterschied zwischen Teilchen und Referenzteilchen, $\theta = -\frac{l \cdot 360^\circ}{\beta_0 \lambda}$, angegeben. Dabei entspricht die Wellenlänge des HF-Signals $\lambda = \frac{c}{f}$ dem Verhältnis aus der Lichtgeschwindigkeit c und der Frequenz f des HF-Signals, $\beta_0 = \frac{v_0}{c}$ dem Verhältnis zwischen der Geschwindigkeit des Referenzpartikels v_0 und c und $\gamma_0 = \frac{1}{\sqrt{1-v_0^2/c^2}}$ dem Lorentzfaktor des Referenzpartikels. Die relative longitudinale Impulsabweichung δ wird durch die Energiedifferenz $\Delta W = \delta \left(\frac{\gamma_0 + 1}{\gamma_0} \right) W_0$ zwischen Teilchen und Referenzteilchen ersetzt [62, S. 4]. Die vollständige Beschreibung der Position eines Teilchens relativ zu einem Referenzteilchen kann im 6-dimensionalen Phasenraum durch den Vektor

$$\vec{x} = \begin{pmatrix} x_1 \\ x_2 \\ x_3 \\ x_4 \\ x_5 \\ x_6 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} x \\ p_x \\ y \\ p_y \\ z \\ p_z \end{pmatrix} \hat{=} \begin{pmatrix} x \text{ [mm]} \\ x' \text{ [mrad]} \\ y \text{ [mm]} \\ y' \text{ [mrad]} \\ \theta \text{ [deg]} \\ \Delta W \text{ [%]} \end{pmatrix} \quad (2.1)$$

KAPITEL 2. PRÄKLINISCHE PROTONEN-MINIBEAM-BESTRAHLUNGSANLAGEN

zusammengefasst werden.

2.1.2 Ionenoptische Elemente und Systeme

Beim Durchqueren eines elektrischen und magnetischen Feldes (\vec{E} bzw. \vec{B}) innerhalb eines ionenoptischen Elements erfährt ein Teilchen mit der Ladung q und der Geschwindigkeit \vec{v} eine Krafteinwirkung \vec{F} , die durch die Lorentz-Kraft-Gleichung

$$\vec{F} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (2.2)$$

beschrieben wird. Außerdem kann die Krafteinwirkung beschrieben werden, durch die zeitliche Änderung des Teilchenimpulses \vec{p} zu:

$$\vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt} = m \frac{d(\gamma\vec{v})}{dt}. \quad (2.3)$$

Dabei ist γ wieder der Lorentzfaktor und m die Ruhemasse des Teilchens. Aus Gleichung 2.2 und 2.3 ergibt sich die grundlegende Bewegungsgleichung [58, S. 23-26] für geladene Teilchen in elektrischen und magnetischen Feldern zu:

$$m \frac{d(\gamma\vec{v})}{dt} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (2.4)$$

Im Folgenden werden die in dieser Dissertation relevanten ionenoptischen Elemente und deren Transfermatrizen vorgestellt. Da Quadrupolmagnete für die in dieser Dissertation erarbeiteten Strahldynamik-Simulationen von besonderer Bedeutung sind, wird die Bewegungsgleichung 2.4 beispielhaft in linearer Näherung für Teilchen in einem Quadrupolmagnet gelöst. Darauf aufbauend werden die Transfermatrizen von Driftstrecken, Dipolmagneten, Hohlraumstrukturen vorgestellt. Anschließend wird auf das ionenoptische System einer Beschleunigeranlage eingegangen.

Um die Lösung der Bewegungsgleichung 2.4 für die ionenoptischen Elemente zu vereinfachen, werden für die weitere Diskussion zwei Annahmen getroffen: 1) Die Positions- und Richtungsabweichung der Teilchen von der Sollbahn kann vernachlässigt werden (paraxialer Strahl). 2) Die Masse der Teilchen bleibt konstant. In den meisten Fällen kann so die Bewegung der Teilchen durch die ionenoptischen Elemente in der x , y und z -Dimension getrennt betrachtet werden [63, S. 49].

2.1. GRUNDLAGEN DER IONENOPTIK

2.1.2.1 Quadrupolmagnet

Quadrupolmagnete sind ionenoptische Elemente, die in Beschleunigeranlagen zum Fokussieren von Ionenstrahlen eingesetzt werden. Abbildung 2.2 zeigt den Querschnitt durch einen Quadrupolmagneten. Je zwei ferromagnetische Polschuhe, welche zu Nord- und Südpol angeregt werden, stehen sich gegenüber. Die Symmetrie und hyperbolische Geometrie der Polschuhe, welche in einem Winkel von 45° zur x -Ebene und y -Ebene ausgerichtet sind, erzeugen ein Magnetfeld, dessen Flussdichte B auf der Strahlachse ($x = y = 0$) null ist und nach außen hin (in erster Näherung) linear in x und y zunimmt. Die transversalen Magnetfeldkomponenten sind durch $B_x = gy$ und $B_y = gx$ gegeben und werden durch den Feldgradient

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

definiert [58, S. 136]. Die Feldlinien des Magnetfelds stehen senkrecht auf der Bewegungsrichtung der geladenen Teilchen, wodurch die Ablenkung der Teilchen durch die Lorentz-Kraft (vgl. Gl. 2.2) maximal wird (Elemente der starken Fokussierung). Der Betrag von \vec{v} ändert sich durch das Magnetfeld nicht (vgl. Gl. 2.4), wodurch die relativistische Masse γm konstant bleibt und Gleichung 2.4 für den beschriebenen Quadrupolmagnet zu

$$\ddot{\vec{r}} = \frac{q}{\gamma m} \vec{v} \times \vec{B} \quad (2.6)$$

vereinfacht werden kann. Unter der Annahme, dass die Teilchen im Quadrupolmagnet monoenergetisch sind ($\Delta W_0 = 0$) gilt die Beziehung $\ddot{x} = x'' \cdot v_z^2$ bzw. $\ddot{y} = y'' \cdot v_z^2$ und aus Gleichung 2.6 ergeben sich die transversalen Bewegungsgleichungen:

$$x'' + k_x(s)x = 0 \quad (2.7) \quad y'' + k_y(s)y = 0 \quad (2.8)$$

Die Parameter k_x bzw. k_y sind definiert als k bzw. $-k$ wobei

$$k = \frac{qg}{\gamma m v_z} = \frac{qg}{p_0} \quad (2.9)$$

gilt. Dabei ist q die Ladung des Teilchens, p_0 der Impuls des Teilchens, γm die relativistische Masse des Teilchens und g der Feldgradient. Der Parameter k wird auch als Quadrupolstärke bezeichnet und beschreibt dessen Fähigkeit, Teilchen abzulenken [58, S. 126-131].

Die allgemeinen Lösungen der Differenzialgleichungen 2.7 und 2.8 ergeben sich zu:

KAPITEL 2. PRÄKLINISCHE
 PROTONEN-MINIBEAM-BESTRAHLUNGSANLAGEN

| | $k_x(s) > 0, k_y(s) > 0$ | $k_x(s) = 0, k_y(s) = 0$ | $k_x(s) < 0, k_y(s) < 0$ |
|------------|--|--------------------------|---|
| $c_x(s) =$ | $\cos(\sqrt{k_x}s)$ | 1 | $\cosh(\sqrt{ k_x }s)$ |
| $s_x(s) =$ | $\frac{\sin(\sqrt{k_x}s)}{\sqrt{k_x}}$ | s | $\frac{\sinh(\sqrt{ k_x }s)}{\sqrt{ k_x }}$ |
| $c_y(s) =$ | $\cos(\sqrt{k_y}s)$ | 1 | $\cosh(\sqrt{ k_y }s)$ |
| $s_y(s) =$ | $\frac{\sin(\sqrt{k_y}s)}{\sqrt{k_y}}$ | s | $\frac{\sinh(\sqrt{ k_y }s)}{\sqrt{ k_y }}$ |

Tabelle 2.1: Charakteristische sinus- und cosinusähnlichen Lösungen der transversalen Teilchenbewegung.

$$x(s) = x_0 c_x(s) + x'_0 s_x(s) \quad (2.10) \quad y(s) = y_0 c_y(s) + y'_0 s_y(s) \quad (2.11)$$

Sie beschreiben den Transfer des Teilchens mit den initialen transversalen Koordinaten x_0, x'_0, y_0 und y'_0 durch den Quadrupolmagnet. Dabei sind $c_x(s), s_x(s), c_y(s)$ und $s_y(s)$ die charakteristischen sinus- und cosinusähnlichen Lösungen der transversalen Teilchenbewegung innerhalb eines ionenoptischen Elements der Dimension $0 \leq s \leq L$ [59]. Diese sind abhängig von Parameter k in Tabelle 2.1 zusammengefasst. Ist $k > 0$, fokussiert der Quadrupolmagnet horizontal und defokussiert vertikal (Quadrupol-Notation: C). Für $k < 0$ verhält es sich entgegengesetzt (Quadrupol-Notation: D). Ein Strahl aus geladenen Teilchen wird von einem Quadrupolmagnet, abhängig von der Polarität seiner Polschuhe, daher immer in einer Ebene fokussiert und in der anderen Ebene defokussiert. Beispielsweise wird ein Protonenstrahl, der sich auf die Bildebene zubewegt (schematisch dargestellt durch den blauen Kreis aus gestrichelten Linien (vgl. Abb. 2.2)), im dargestellten Quadrupolfeld horizontal fokussiert und vertikal defokussiert (schematisch dargestellt durch die blaue Ellipse). Diese Limitierung macht den Einsatz von mindestens zwei hintereinander geschalteten Quadrupolen mit unterschiedlicher Polarität nötig, um ein in beide Richtungen fokussierendes Abbildungssystem zu erhalten. Durch so ein System können beispielsweise die Aperturen des Strahltransportsystems klein gehalten werden oder ein Strahlfleck mit hoher Partikeldichte bzw. möglichst kleiner transversale Strahlausdehnung erzeugt werden (Fokuspunkt in x und y an derselben Position s). Aufgrund der linearen Form von Gleichung 2.10 und 2.11 wird das beschriebene ionenoptische System oft als ionenoptisches System erster Ordnung bezeichnet [59, 60, 61].

2.1. GRUNDLAGEN DER IONENOPTIK

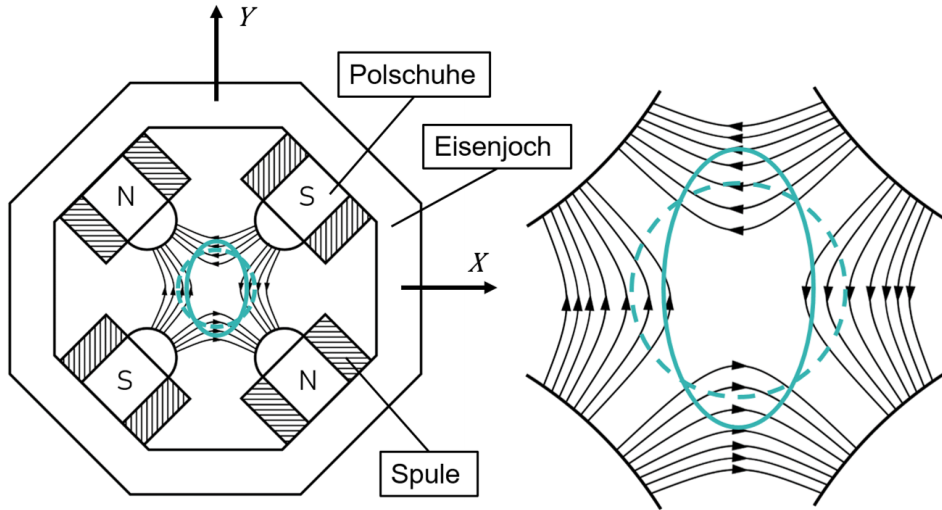


Abbildung 2.2: Prinzipskizze eines Quadrupolmagneten, der horizontal fokussiert und vertikal defokussiert (Strahl in die Bildebene).

Für viele ionenoptische Systeme stellt die Beschreibung in erster Ordnung eine gute Näherung dar, allerdings verhalten sich nicht alle Teilchen in einem Teilchenstrahl paraxial, wodurch die Lösungen der Bewegungsgleichung für eine genauere Betrachtung der ionenoptischen Elemente (in der Realität inhomogene Magnetfelder etc.) oder des Teilchenstrahls eine Vielzahl Terme höherer Ordnung (x^2 , x'^2 , $x x'$, etc.) enthalten [64]. Diese Terme werden auch als Aberrationen bezeichnet und charakterisieren die Abbildungsfehler im ionenoptischen System. In der theoretischen Einführung der vorliegenden Arbeit wird darauf verzichtet, Effekte höherer Ordnung zu beschreiben, da diese in den nachfolgenden Kapiteln eine untergeordnete Rolle spielen. Eine Zusammenfassung der Effekte höherer Ordnung in Quadrupol-Systemen kann bei Bedarf in dem Buch "*Beam Optics of Quadrupole Probe-Forming Systems*" von G. W. Grimm und F. Watt [63] gefunden werden.

Die Lösungen der transversalen Bewegungsgleichungen, Gleichung 2.10 und 2.11, können auch in Matrixschreibweise zusammengefasst werden [59]:

$$\begin{pmatrix} x(s) \\ x'(s) \\ y(s) \\ y'(s) \end{pmatrix} = \underbrace{\begin{pmatrix} c_x(s) & s_x(s) & 0 & 0 \\ c'_x(s) & c_x(s) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & c_y(s) & s_y(s) \\ 0 & 0 & c'_y(s) & c_y(s) \end{pmatrix}}_{R_{xy}(s)} \begin{pmatrix} x_0 \\ x'_0 \\ y_0 \\ y'_0 \end{pmatrix} \quad (2.12)$$

KAPITEL 2. PRÄKLINISCHE
PROTONEN-MINIBEAM-BESTRAHLUNGSANLAGEN

Der Transfer eines Teilchens mit den initialen transversalen Koordinaten x_0, x'_0, y_0 und y'_0 zur Position s im Quadrupolmagnet erfolgt dabei durch Matrixmultiplikation mit der 4-dimensionalen transversalen Transfermatrix $R_{xy}(s)$. Dieses Prinzip lässt sich auf den 6-dimensionalen Phasenraum erweitern, indem zusätzlich die longitudinale Bewegung der Teilchen im Quadrupolmagnet berücksichtigt wird, die im Fall des Quadrupolmagneten nur von dessen Länge L abhängt. Die 6x6-Transfermatrix ergibt sich dann z. B. für einen radial fokussierenden und axial defokussierenden Quadrupolmagneten zu

$$R_{\text{quad}} = \begin{pmatrix} \cos(\sqrt{k}L) & \frac{\sin(\sqrt{k}L)}{\sqrt{k}} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ -\sqrt{k}\sin(\sqrt{k}L) & \cos(\sqrt{k}L) & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cosh(\sqrt{k}L) & \frac{\sinh(\sqrt{k}L)}{\sqrt{k}} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -\sqrt{k}\sinh(\sqrt{k}L) & \cosh(\sqrt{k}L) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & \frac{L}{\gamma^2} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (2.13)$$

Die Transformation des 6-dimensionalen initialen Teilchenvektors \vec{x}_0 (vgl. Gl.2.1) zum Ende des Quadrupolmagneten ($\vec{x}(L)$) erfolgt durch die Gleichung

$$\vec{x}(L) = R_{\text{quad}}\vec{x}_0. \quad (2.14)$$

2.1.2.2 Driftstrecke

Driftstrecken sind feldfreie Abschnitte eines ionenoptischen Systems, welche die strahlbeeinflussenden Komponenten einer Beschleunigeranlage miteinander verbinden oder zum Ziel des Teilchenstrahls (Probe o. Ä.) führen. Die Änderung des 6-dimensionalen Phasenraums ist daher nur von der Länge L der Driftstrecke (Fall $k_x(s) = 0, k_y(s) = 0$ in Tabelle 2.1) abhängig und ihre Transfermatrix ergibt sich zu

$$R_{\text{drift}} = \begin{pmatrix} 1 & L & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & L & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & L/\gamma^2 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (2.15)$$

2.1. GRUNDLAGEN DER IONENOPTIK

Multipliziert mit dem Vektor eines Teilchens im 6-dimensionalen Phasenraum (vgl. Gl. 2.1) ergibt sich die Position des Teilchens nach der Driftstrecke z . B. in x -Richtung durch $x = x_0 + L \cdot x'_0$.

2.1.2.3 Dipolmagnet

Dipolmagnete sind meist Elektromagnete, die in Beschleuniger-Anlagen zum Ablenken des Teilchenstrahls genutzt werden. Der Teilchenstrahl durchquert ein weitgehend homogenes Magnetfeld, das sich zwischen den beiden Polschuhen befindet und senkrecht zum Teilchenstrahl steht. Aufgrund der Lorentz-Kraft-Gleichung (vgl. Gl. 2.2) erfahren die geladenen Teilchen dadurch eine transversale Impulsänderung, wodurch sie auf eine Kreisbahn gezwungen werden, die senkrecht zum Magnetfeld steht. Der Bahnradius R ist abhängig vom Teilchenimpuls p , der Magnetfeldstärke B sowie der Ladung des Teilchens q und lässt sich durch $R = \frac{p}{qB} = \frac{\gamma m v}{qB}$ berechnen. Ein Dipolmagnet, der eine Ablenkung in die horizontale Ebene ((x, z) -Ebene) bewirkt, wird durch die Transfermatrix

$$R_{\text{dipol}} = \begin{pmatrix} \cos \alpha & R_0 \sin \alpha & 0 & 0 & 0 & R_0(1 - \cos \alpha) \\ -\frac{\sin \alpha}{R_0} & \cos \alpha & 0 & 0 & 0 & \sin \alpha \\ 0 & 0 & 1 & R_0 \alpha & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ -\sin \alpha & -R_0(1 - \cos \alpha) & 0 & 0 & 1 & R_0 \frac{\alpha}{\gamma^2} - R_0(\alpha - \sin \alpha) \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (2.16)$$

charakterisiert [58, S. 137]. Dabei ist $\alpha = \frac{L}{R_0}$ der Auslenkwinkel des Dipols, L die effektive Länge der Sollbahn und R_0 der Sollbahnradius. In horizontaler Richtung (X -Achse) ergibt sich durch die unterschiedlichen Weglängen von Teilchen, die von der Sollbahn abweichen eine fokussierende Wirkung. Diese lässt sich ebenfalls durch die bekannten charakteristischen Lösungen $c_x(s)$, $s_x(s)$, $c'_x(s)$, und $s'_x(s)$ beschreiben, wobei für den horizontal fokussierenden Dipolmagnet $k_x = \frac{1}{R_0^2}$ und $k_y = 0$ gilt. In vertikaler Richtung (Y -Achse) wirkt der Magnet dagegen wie eine Driftstrecke der Länge $L = R_0 \alpha$ (Matrizelement R_{34}). Teilchen, deren Impuls p vom Sollteilchen abweichen, haben auch einen von der Sollbahn abweichenden Ablenkradius. Die dadurch resultierende Orts- und Winkeldispersion der Teilchen wird durch die Matrizelemente R_{16} und R_{26} beschreiben. Zusätzlich ergeben sich für unterschiedliche Teilchenbahnen unterschiedliche Flugzeiten, was eine longitudinale Ortsabweichung nach sich

KAPITEL 2. PRÄKLINISCHE PROTONEN-MINIBEAM-BESTRAHLUNGSANLAGEN

zieht und durch die Matrixelemente R_{51} , R_{52} und R_{56} berücksichtigt wird [58, S. 137].

Ein Dipolmagnet mit doppeltfokussierender Wirkung (horizontal und vertikal fokussierend) kann unter Ausnutzung des Effekts der Kantenfokussierung realisiert werden. Dafür wird der Dipolmagnet so gefertigt, dass die Magnetfeldkante nicht mehr parallel zur X -Achse des Standardkoordinatensystems vor oder nach dem Dipolmagneten verläuft, sondern mit ihr einen Kantenwinkel ψ einschließt. Bei einem positiven Kantenwinkel (Innenbahn des Dipolmagneten wird länger, Außenbahn wird kürzer) ergibt sich für den Strahl ein Feldgradient, der diesen horizontal defokussiert und vertikal fokussiert. Bei einem negativen Kantenwinkel (Innenbahn des Dipolmagneten wird kürzer, Außenbahn wird länger) gilt das Gegenteil. Die Transfermatrix der Kantenfokussierung ergibt sich zu

$$R_{\text{dipol-kante}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \frac{\tan \psi}{R_0} & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -\frac{\tan \psi_{eff}}{R_0} & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.17)$$

und gilt sowohl für den Ein- als auch für den Ausgang des Dipolmagneten. Der effektive Kantenwinkel

$$\psi_{eff} \approx \psi - \frac{a}{R_0} \frac{1 + \sin^2 \psi}{\cos \psi} K \quad (2.18)$$

berücksichtigt den Einfluss der Form der Polschuh-Eisenkanten am Ein- und Ausgang des Dipolmagneten auf die Stärke der vertikalen Fokussierung. Dabei ist a der Abstand zwischen den Polschuhen und K eine formspezifische Konstante (für rechtwinklige Eisenkanten gilt $K \approx 0,5$) [58, S. 139-142].

2.1.2.4 Buncher-Kavität

Eine Buncher-Kavität (engl.: buncher cavity, to bunch = bündeln) ist eine leitende Hohlraumstruktur, in der bei einer bestimmten Frequenz, der Resonanzfrequenz f_R , ein elektromagnetisches Feld resoniert [65, S. 235-264] [58, S. 100-104]. Die dadurch resultierende Amplitudenüberhöhung des zeitlich veränderlichen elektrischen Feldes $\vec{E}(t)$ wird zur Modellierung der Geschwindigkeitsverteilung der Teilchen

2.1. GRUNDLAGEN DER IONENOPTIK

eines Teilchenstrahls genutzt. Eine detaillierte Beschreibung der elektromagnetischen Felder in einer Buncher-Kavität wird in Kapitel 3.1 gegeben. Als einfaches Beispiel für eine Buncher-Kavität zeigt Abbildung 2.3 einen Schnitt durch eine zylinderförmige Kavität mit der schematisch dargestellten charakteristischen E-Feld-Verteilung entlang der z-Achse. Positiv geladene Ionen werden abgebremst, wenn sie sich vor dem Nulldurchgang des sinusförmigen HF-Signals in der Kavität befinden (Abb. 2.3a), und beschleunigt, wenn sie sich nach dem Nulldurchgang des sinusförmigen HF-Signals in der Cavity befinden (Abb. 2.3b). Die Modulation der Geschwindigkeit

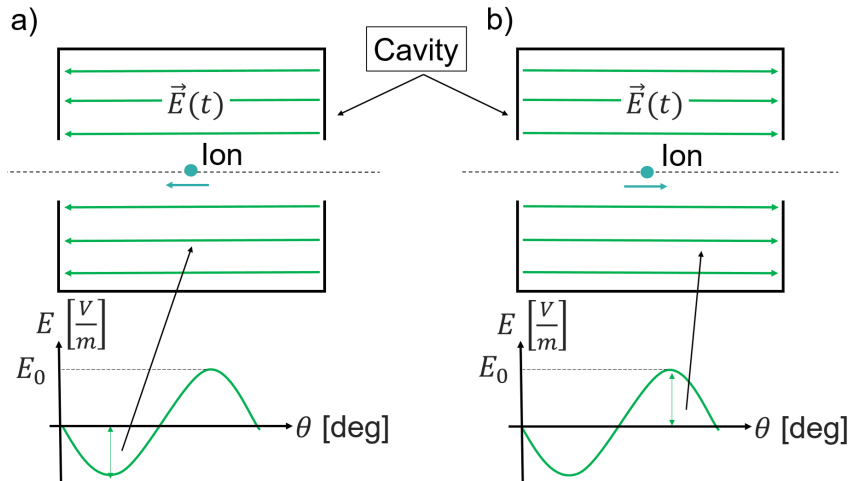


Abbildung 2.3: Interaktion einer Buncher-Cavity mit einem Ion für a) die E-Feldverteilung vor- und b) die E-Feldverteilung nach dem Nulldurchgang des sinusförmigen HF-Signals.

des Teilchen über eine gesamte Periode des HF-Signals ($\theta = 2\pi$) entspricht dabei der Änderung der E-Feld-Amplitude E_0 . Die Änderung der kinetischen Energie W eines Teilchens, beim Durchqueren der Buncher-Kavität wird durch $\Delta W = |q|U_B$ beschrieben, wobei U_B die effektive Beschleunigungsspannung ist, die vom Teilchen durchlaufen wird und in Kapitel 3.1.1.2 (Gleichung 3.13) im Detail hergeleitet wird. U_B wird im Weiteren als Buncher-Amplitude bezeichnet. Die Transfermatrix einer

KAPITEL 2. PRÄKLINISCHE PROTONEN-MINIBEAM-BESTRAHLUNGSANLAGEN

Buncher-Kavität ist in linearer Näherung durch

$$R_{\text{buncher}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \frac{k}{(\beta\gamma)_f} & \frac{(\beta\gamma)_i}{(\beta\gamma)_f} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{k}{(\beta\gamma)_f} & \frac{(\beta\gamma)_i}{(\beta\gamma)_f} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{-2\gamma^2 k}{(\beta\gamma)_f} & \frac{(\beta\gamma)_i}{(\beta\gamma)_f} \end{pmatrix} \quad (2.19)$$

gegeben. Dabei ist $\frac{p_i}{m_0 c} = (\beta\gamma)_i = \sqrt{\gamma_i^2 - 1}$ der initiale (i) und $\frac{p_f}{m_0 c} = (\beta\gamma)_f = \sqrt{\gamma_f^2 - 1}$ der finale (f) auf die Lichtgeschwindigkeit c und die Ruhemasse m_0 normierte Impuls des Teilchens in z-Richtung. Die Lorentzfaktoren $\gamma_i = 1 + \frac{W_i}{E_r}$ und $\gamma_f = 1 + \frac{W_f}{E_r}$ ergeben sich über die kinetische Energie vor (W_i) bzw. nach (W_f) der Buncher-Kavität und der Ruheenergie E_r des Teilchens. Dabei gilt $W_f = W_i + \Delta W$. Der Parameter

$$k = \frac{-\pi \Delta W x}{m_0 c^2 \bar{\beta}^2 \bar{\gamma}^2 \lambda} \quad (2.20)$$

charakterisiert die aus ΔW resultierende Impulsänderung der durch $(\beta\gamma)_i$ und $(\beta\gamma)_f$ auf die Teilchengeschwindigkeit normierten Komponenten x , x' und ΔW_0 . Dabei ergeben sich $\bar{\gamma}$ bzw. $\bar{\beta}$ aus der mittleren kinetischen Energie $\bar{W} = W_i + \frac{\Delta W}{2}$ [62, S. 16f] und λ ist die Wellenlänge des HF-Signals.

2.1.2.5 Ionenoptisches System

Durch Matrix-Multiplikation der einzelnen Transfermatrizen ($R(s)_1, \dots, R(s)_n$) aller ionenoptischen Elemente eines Systems kann eine einzige Transfermatrix $R(s) = R(s)_1 \cdot \dots \cdot R(s)_n$, bestimmt werden welche das gesamte ionenoptische System der Beschleunigeranlage beschreibt. Der Transfer eines Teilchens mit dem 6-dimensionalen initialen Teilchenvektor \vec{x}_0 durch das ionenoptische System erfolgt analog zu Gleichung 2.14 [60].

Die individuelle Bahn jedes Teilchens durch das ionenoptische System kann in einer 2-dimensionalen Projektion des 6-dimensionalen Phasenraums an einem Punkt s durch eine Ellipse, der sogenannte Phasenellipse, repräsentiert werden. Abbildung 2.4 zeigt die Phasenellipse der (x, x') -Projektion des 6-dimensionalen Phasenraums. Die maximale Ausdehnung der Ellipse in X bzw. X' wird durch x_{\max} bzw. x'_{\max} beschrieben. Die Schnittpunkte mit den Achsen werden durch x_{int} und x'_{int} beschrieben. Die

2.1. GRUNDLAGEN DER IONENOPTIK

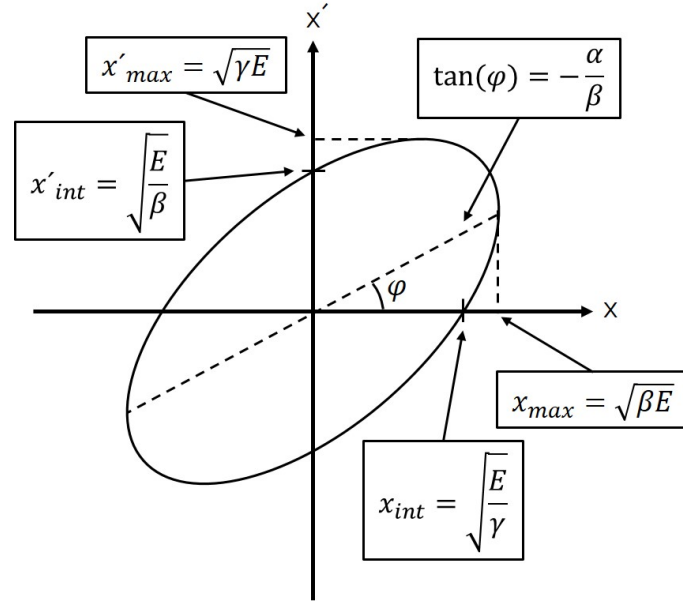


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung der Courant-Snyder-Invariante als Maschinenellipse in der (x, x') -Projektion des 6-dimensionalen Phasenraums. In Anlehnung an [60].

Form der 2-dimensionalen Phasenellipse kann (beispielhaft für die (x, x') -Projektion) durch die Funktion

$$\gamma x^2 + 2\alpha x x' + \beta x'^2 = E_x \quad (2.21)$$

beschrieben werden [60]. E_x wird als Courant-Snyder-Invariante bezeichnet. Liegen die Symmetrieachsen (Haupt- und Nebenachse) der Phasenellipse auf den Koordinatenachsen x' und x entspricht $E_x = x_{max} x'_{max}$. Die optischen Funktionen $\alpha(s)$, $\beta(s)$ und $\gamma(s)$ charakterisieren die Anordnung und Eigenschaften der ionenoptischen Elemente im System. Die Form der Phasenellipse ist daher eine Funktion von s , weshalb diese auch als Maschinenellipse bezeichnet wird. $\alpha(s)$, $\beta(s)$ und $\gamma(s)$ sind über Gleichung 2.22 und 2.23 verknüpft.

$$\beta'(s) = -2\alpha(s) \quad (2.22) \quad \gamma(s) = \frac{1 + \alpha(s)^2}{\beta(s)} \quad (2.23)$$

Die Fläche der Phasenellipse ist im gesamten ionenoptischen System konstant und ergibt sich zu $\epsilon = \pi E$ [66].

Die Werte der optischen Funktionen an einem bestimmten Punkt s im ionenoptischen System werden als Twiss-Parameter bezeichnet. Ähnlich der Transformation von

KAPITEL 2. PRÄKLINISCHE
PROTONEN-MINIBEAM-BESTRAHLUNGSANLAGEN

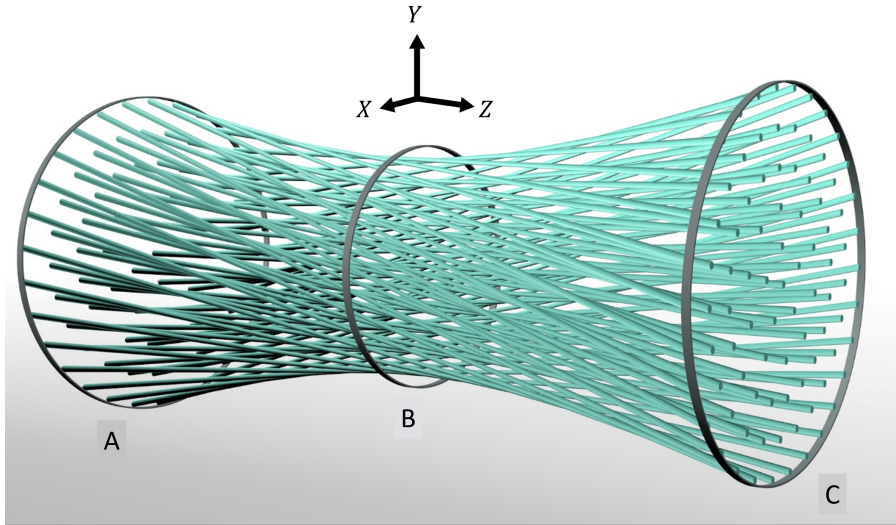


Abbildung 2.5: Schematische Darstellung eines Teilchenstrahls, der sich von Punkt A zu Punkt C bewegt und bei Punkt B eine Strahltaile ausbildet. Abbildung: In Anlehnung an [58, S. 151].

Teilchen durch das ionenoptische System (vgl. Gl. 2.14) können auch Twiss-Parameter zu einem bestimmten Punkt s im ionenoptischen System transformiert werden, wenn die Transfermatrix R und die anfänglichen Twiss-Parameter $(\alpha(0), \beta(0), \gamma(0))$ bekannt sind, beispielhaft für die (x, x') -Projektion:

$$\begin{pmatrix} \beta_x(s) & -\alpha_x(s) \\ -\alpha_x(s) & \gamma_x(s) \end{pmatrix} = R \begin{pmatrix} \beta_x(0) & -\alpha_x(0) \\ -\alpha_x(0) & \gamma_x(0) \end{pmatrix} R^T. \quad (2.24)$$

2.1.3 Beschreibung eines Teilchenstrahls

Ein Teilchenstrahl besteht in der Regel aus den Einzelstrahlen vieler verschiedener Teilchen (schematisch dargestellt in Abb. 2.5) und kann an jedem Punkt s durch die Dichtefunktion der Teilchen $\rho(s) = \rho(x, x', y, y', \theta, \Delta W)$ (Intensitätsverteilung) im 6-dimensionalen Phasenraum beschrieben werden [58, S. 150-155].

Der 6-dimensionale Phasenraum wird in der Praxis oft durch zweidimensionale Phasenraumprojektionen veranschaulicht. In der Regel werden dafür die (x, x') -Projektion (horizontal), die (y, y') -Projektion (vertikal) und die $(\theta, \Delta W)$ -Projektion (longitudinal) gewählt. Innerhalb dieser Projektionen können die Intensitätsverteilungen durch Phasenellipsen eingerahmt werden [58, S. 150-153]. Als Beispiel zeigt Abbil-

2.1. GRUNDLAGEN DER IONENOPTIK

Abbildung 2.6a zeigt die Intensitätsverteilung der (x, x') -Projektion eines im 6-dimensionalen Phasenraum normalverteilten (Gauß-verteilten) Teilchenstrahls, wie er als Näherung häufig in ionenoptischen Systemen vorkommt. Die Phasenellipse wird durch die Ellipsengleichung

$$X^T \sigma^{-1} X = 1 \quad (2.25)$$

(hier in Matrixform) charakterisiert. X ist der Vektor vom Koordinatenursprung zum Rand der Ellipse und σ ist die Korrelation zwischen Orts- und Richtungsabweichung. Für die (x, x') -Projektion gilt damit $X = \begin{pmatrix} x \\ x' \end{pmatrix}$ und $\sigma_x = \begin{pmatrix} \sigma_{11} & \sigma_{12} \\ \sigma_{21} & \sigma_{22} \end{pmatrix}$.

Die normalisierte zweidimensionale Verteilungsfunktion $\rho(x)$ ist durch Gleichung

$$\rho(x) = \frac{1}{2\pi E_x} e^{-\frac{1}{2} X^T \sigma_x^{-1} X} \quad (2.26)$$

gegeben, wobei $E_x = \sqrt{\det(\sigma_x)}$ gilt. Abbildung 2.6b zeigt die Phasenellipse mit dem Wert 1 (vgl. Gl. 2.25), welche die Höhenlinie repräsentiert, bei der die Dichte im Strahlprofil um $e^{-\frac{1}{2}}$ gegenüber dem Maximum abgefallen ist (blau in Abb. 2.6a). Sie wird daher auch Standardabweichung des Strahlprofils genannt und umfasst 39.3 % der Teilchen [58, S. 154] [67]. Die Projektionen ihrer maximalen Ausdehnung auf die x - und x' -Achse durch

$$x_{max} = \sqrt{\sigma_{11}} = \sigma_{x'} \quad (2.27) \quad x'_{max} = \sqrt{\sigma_{22}} = \sigma_x \quad (2.28)$$

(vgl. Abb. 2.6b), stellen die erste Standardabweichung σ der 1-dimensionalen x und x' Strahlprofile dar. Die Schnittpunkte mit den Achsen werden durch x_{int} und x'_{int} beschrieben. Das Matrixelement σ_{12} ist ein Maß für die Korrelation zwischen Ortsabweichung x und Winkelabweichung x' . Für eine positive Korrelation ($\sigma_{12} > 0$) ist der Teilchenstrahl divergent (Abb. 2.5 zwischen Punkt B und C). Ist die Korrelation negativ ($\sigma_{12} < 0$) ist der Teilchenstrahl konvergent (Abb. 2.5 zwischen Punkt A und B). Der Sonderfall der aufrechten Phasenellipse ($\sigma_{12} = 0$) wird am Punkt B erreicht (Abb. 2.5), wo der Strahl den kleinsten Durchmesser hat (Strahlfokus).

Die Matrixdarstellung der Phasenellipse 2.25 kann zu Gleichung 2.29 aufgelöst werden. Die Größe $E_x = \sqrt{\det(\sigma_x)}$ wird Emittanz genannt. Sie ist positiv korreliert mit der Brillanz des Strahls und hat für die (x, x') -Projektion die Einheit $\text{mm} \cdot \text{mrad}$.

KAPITEL 2. PRÄKLINISCHE PROTONEN-MINIBEAM-BESTRAHLUNGSANLAGEN

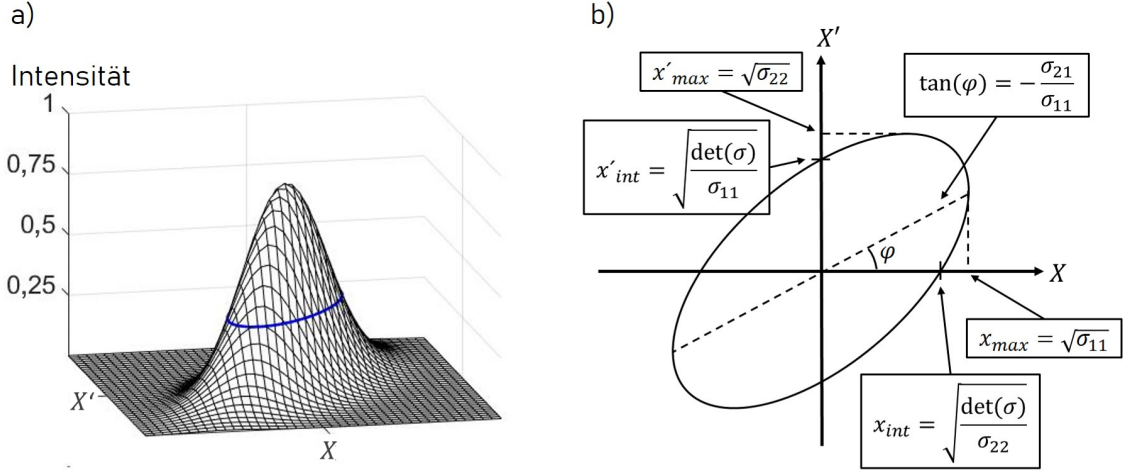


Abbildung 2.6: a) (x, x') -Projektion der Intensitätsverteilung des 6-dimensionalen Phasenraums eines normalverteilten Teilchenstrahls. In Anlehnung an [58, S. 154]. b) Phasenellipse der Standardabweichung der Intensitätsverteilung (blau in a)) mit verschiedenen Parametern zur Definition ihrer Form. In Anlehnung an [60].

Nach dem Liouville'schen Theorem ist die Emittanz eine Konservative, welche beim Strahltransfer durch das ionenoptische System erhalten bleibt.

$$\sigma_{22}x^2 - 2\sigma_{12}xx' + \sigma_{11}x'^2 = \det(\sigma_x) = E_x^2 \quad (2.29)$$

Die Emittanz wird in diesem Zusammenhang auch als Fläche des Strahlprofils bezeichnet. Da die Fläche A einer Ellipse über $A = ab\pi$ berechnet werden kann, wobei a und b die Halbachsen der Ellipse bezeichnen, wird die Emittanz einer Phasenellipse in der Literatur oft auch als ϵ angegeben:

$$\epsilon_x = \pi \sqrt{\det \sigma_x} = \pi \sqrt{\sigma_{11}\sigma_{22} - \sigma_{12}^2} = \pi E_x. \quad (2.30)$$

Ist die Phasenellipse des Teilchenstrahls (Gleichung 2.29) an die Maschinenellipse des ionenoptischen Systems (Gleichung 2.21) angepasst, gilt zwischen den Twiss-Parametern und der σ -Matrix der Zusammenhang

$$\sigma_x = \begin{pmatrix} \sigma_{11} & \sigma_{12} \\ \sigma_{12} & \sigma_{22} \end{pmatrix} = E_x \begin{pmatrix} \beta_x & -\alpha_x \\ -\alpha_x & \gamma_x \end{pmatrix}. \quad (2.31)$$

Der Transfer der Twiss-Parameter durch das ionenoptische System entspricht dann dem Transfer des Teilchenstrahls durch das ionenoptische System [58, S. 250-253].

2.1. GRUNDLAGEN DER IONENOPTIK

Für einen longitudinal kollimierten Teilchenstrahl kann das für die (x, x') -Ebene vorgestellte Konzept der Phasenellipse auf den 6-dimensionalen Phasenraum erweitert werden (siehe 2.1). Gleichung

$$\sigma = \begin{pmatrix} \sigma_{11} & \sigma_{12} & 0 & 0 & \sigma_{15} & \sigma_{16} \\ \sigma_{21} & \sigma_{22} & 0 & 0 & \sigma_{25} & \sigma_{26} \\ 0 & 0 & \sigma_{33} & \sigma_{34} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_{43} & \sigma_{44} & 0 & 0 \\ \sigma_{51} & \sigma_{52} & 0 & 0 & \sigma_{55} & \sigma_{56} \\ \sigma_{61} & \sigma_{62} & 0 & 0 & \sigma_{65} & \sigma_{66} \end{pmatrix} \quad (2.32)$$

beschreibt dann die Form des 6-dimensionalen Hyper-Ellipsoids für ein ionenoptisches System mit magnetischer Mittelebenensymmetrie in linearer Näherung und die 6-dimensionale Emittanz des Strahls wird somit durch Gleichung

$$\epsilon = \frac{\pi^3}{6} \sqrt{\det(\sigma)}. \quad (2.33)$$

beschrieben. Die Wahrscheinlichkeit, dass sich ein bestimmtes Teilchen in der 1σ -Emittanz des 6-dimensionalen Hyper-Ellipsoids befindet, beträgt 1,44 % [67]. Erfährt der Teilchenstrahl auf seinem Weg durch das ionenoptische System eine Beschleunigung in Strahlrichtung, wird die Divergenz und somit auch die Emittanz des Strahls kleiner. Um diesen Effekt zu berücksichtigen, wird für die Beschreibung von Beschleunigerstrukturen oft die normierte Emittanz

$$\epsilon_n = \gamma_0 \beta_0 \epsilon \quad (2.34)$$

benutzt. Dabei ist $\beta_0 = \frac{v_0}{c}$ wieder das Verhältnis zwischen der Geschwindigkeit des Referenzpartikels v_0 und c und $\gamma_0 = \frac{1}{\sqrt{1-v_0^2/c^2}}$ der Lorentzfaktor des Referenzpartikels. Die Beschreibung des Strahls durch den Hyper-Ellipsoid vereinfacht den Transfer aller Teilchen durch ein ionenoptisches System auf den Transfer der σ -Matrix des Hyper-Ellipsoids. Mithilfe der Transfermatrix $R(s)$, durch die das ionenoptische System charakterisiert ist (vgl. Gl. 2.12), kann die Einhüllende des Hyper-Ellipsoids an jedem Punkt s bestimmt werden:

$$\sigma(s) = R(s)\sigma(0)R^T(s). \quad (2.35)$$

2.1.4 Raumladungseffekte

Neben der Kraft, die durch die elektrischen oder magnetischen Felder der ionenoptischen Elemente auf die geladenen Teilchen ausgeübt wird, beeinflussen sich die Teilchen abhängig von ihrer Ladung auch gegenseitig. Der Einfluss dieses sogenannten Raumladungseffekts auf die Strahldynamik der Beschleunigeranlage kann in 1. Ordnung leicht analytisch abgeschätzt werden [68]. Die Bahngleichung eines Teilchens, beeinflusst durch den Raumladungseffekt in der (x,z) -Ebene kann angenähert werden durch

$$\frac{d^2x}{dz^2} = \frac{qj_0(z)}{2mv^3\epsilon_0}x \quad (2.36)$$

Dabei repräsentieren q die Ladung des Teilchens, $j_0(z)$ die Stromdichte im räumlich begrenzten Hyper-Ellipsoid ((Teilchen-)Bunch), m die Masse des Teilchens, ϵ_0 die elektrische Feldkonstante und v die Geschwindigkeit des Teilchen. Durch die Beziehung $I_B = \pi r^2 j_0$ zwischen Stromdichte j_0 , Strahlstrom I_B und dem Strahlradius r sowie das Einführen der Größen Perveanz K (vgl. Gl. 2.38) und eine für das jeweilige Teilchen charakteristische Konstante K_0 (vgl. Gl. 2.39) ergibt sich

$$r'' = \frac{K}{2K_0} \frac{1}{r}. \quad (2.37)$$

$$K = \frac{I_B}{U^{\frac{3}{2}}} \quad (2.38) \quad K_0 = 2\sqrt{2}\pi\epsilon_0\sqrt{\frac{q}{m}} \quad (2.39)$$

Die Beschleunigungsspannung wird durch U repräsentiert und K_0 kann für Protonen zu $0.77 \cdot 10^{-6} \frac{\text{A}}{\text{V}^{\frac{3}{2}}}$ angenommen werden [68]. Durch Lösen der Gleichung 2.37 kann die Vergrößerung des Strahlradius r in Abhängigkeit der Wegstrecke direkt über Gleichung

$$r(z) = \sqrt{\frac{K}{4\pi\epsilon_0\sqrt{\frac{2q}{m}}}} \cdot z = \sqrt{\frac{I_B}{4\pi\epsilon_0\sqrt{\frac{2q}{m}}U^{\frac{3}{2}}}} \cdot z \quad (2.40)$$

bestimmt werden. Wie gut diese Abschätzung für die reale Ausdehnung ist, hängt davon ab, inwieweit die Partikelverteilung im 6-dimensionalen Phasenraum des Strahls den getroffenen Vereinfachungen genügt. Die Ladungsverteilung im Bunch wird als kontinuierlich angenommen, was hinreichend erfüllt ist, wenn der Abstand zwischen den Ladungsträgern klein gegenüber dem Strahlradius r ist. Der Strahl selbst wird als "laminar" angenommen, was hinreichend erfüllt ist, wenn die Vergrößerung des Abstands zwischen den Ladungsträgern nach der Wegstrecke z vernachlässigbar

2.2. SIMULATIONS-PROGRAMME ZUR ENTWICKLUNG VON BESTRAHLUNGSANLAGEN

gegenüber dem Strahlradius r ist. Die Energieverteilung im longitudinalen Phasenraum und damit die Geschwindigkeitsverteilung der Teilchen soll vernachlässigbar gering sein, damit der Abstand zwischen den Ladungsträgern klein gegenüber dem Strahlradius r bleibt [68].

2.2 Simulations-Programme zur Entwicklung von Bestrahlungsanlagen

In diesem Kapitel werden alle Programme vorgestellt, die bei der Entwicklung der präklinischen Protonen-Minibeam-Bestrahlungsanlage zum Einsatz kommen.

2.2.1 TRACE 3-D: Ein Strahldynamik-Programm erster Ordnung

TRACE 3-D wurde an den Los Alamos National Laboratories entwickelt um die Konzeptionierung und Optimierung von Strahltransportsystemen zu erleichtern [62]. Der Teilchenstrahl wird durch die σ -Matrix (2.32) repräsentiert, die den Hyper-Ellipsoid im 6-dimensionalen Phasenraum charakterisiert. Ionenoptische Elemente (z. B. Drift-raum, Dipolmagnet, Quadrupolmagnet) sind durch ihre Transfermatrizen R (vgl. z.B. Gl. 2.12) in erster Ordnung charakterisiert und im Programm vordefiniert. Die Transformation des Hyper-Ellipsoids durch eine Folge von ionenoptischen Elementen wird durch die Matrixtransformation nach Gleichung 2.35 berechnet. Alle Parameter der Transportelemente (z. B. Driftlänge L , Magnetfeldgradient g , Krümmungsradius r) können mit minimalem Rechenaufwand verändert werden. Die Auswirkung auf den Teilchenstrahl kann anschließend durch die Phasenellipsen in den 2-dimensionalen Projektionen des 6-dimensionalen Hyper-Ellipsoids an jedem Punkt des Transportsystems untersucht werden. Der initiale Hyper-Ellipsoid ist im transversalen und longitudinalen Phasenraum durch die Twiss (Courant-Snyder)-Parameter (vgl. Gl. 2.31) und die Emittanz (vgl. Gl. 2.30) charakterisiert. Verschiedene Anpassungsoptionen (Matching-Optionen) ermöglichen es, die Parameter der Transportelemente als freie Variable zu verwenden, um die Eigenschaften des Hyper-Ellipsoids (Twiss-Parameter) gezielt zu verändern oder die Parameter des initialen Hyper-Ellipsoid so zu ändern, dass dieser den Anforderungen des ionenoptischen Systems gerecht wird. In der folgenden Arbeit werden 3 der 14 verfügbaren Matching-Optionen

KAPITEL 2. PRÄKLINISCHE PROTONEN-MINIBEAM-BESTRAHLUNGSANLAGEN

verwendet. Mit Matching-Option 8 kann durch die Variation von 4 passenden Parametern vor Position s (z. B. der Magnetfeldgradient g von vier Quadrupolmagneten) der transversale Phasenraum an der Position s auf gewünschte Twiss-Parameter angepasst werden. So können z. B. die Twiss-Parameter (Maschinenparameter) am Eingang zu einer Beschleunigerstruktur so eingestellt werden, dass eine bestmögliche Einkopplung in die Beschleunigerstruktur erreicht wird. Matching-Option 11 erzeugt eine benutzerdefinierte σ -Matrix (vgl. Gl. 2.32) an einer Position s durch Variation beliebig vieler freier Parameter beliebiger Transportelemente vor der Position s . Zum Beispiel erzeugt die Bedingung $\sigma_{12} = 0$ an der Position s ein Hyper-Ellipsoid, dessen Phasenellipse in der (x, x') -Projektion aufrecht steht, was den Strahlfokus in x -Richtung charakterisiert. Matching-Option 12 erzeugt an einer Position s einen runden Strahlfleck. Raumladungseffekte werden in linearer Näherung für jedes Element des Ionenoptischen Systems berechnet, das eine Ausdehnung L hat. Dafür wird, wie in Kapitel 2.1.4, eine einheitliche Ladungsverteilung im Teilchenstrahl angenommen [69].

2.2.2 TRAVEL: Ein Multi-Teilchen-Tracking-Programm

TRAVEL wurde am Beschleunigerzentrum CERN entwickelt, um den Teilchentransport durch ionenoptische Systeme zu simulieren [70]. Das Hauptziel einer TRAVEL-Simulation ist es, das mit TRACE 3-D (oder einem anderen erste Ordnung Programm) grundlegend entwickelte Konzept eines Strahltransportsystems zu optimieren und die Teilchenverteilungen im Detail zu charakterisieren. TRAVEL nutzt die Methode des "Ray-Tracing Through Lumped Elements"[71]. Dabei wird der 6-dimensionale Phasenraum eines Teilchens nach einem Transportelement mithilfe einer lokalen Übertragungsfunktion berechnet, die auch vom 6-dimensionalen Phasenraum des Teilchens vor dem Transportelement abhängig ist. Beispielsweise wird die lokale Übertragungsfunktion eines Quadrupolmagneten vom aktuellen Impuls des Teilchens beeinflusst, wodurch chromatische Effekte berücksichtigt werden können. Abhängig vom ionenoptischen Element können so verschiedene Effekte höherer Ordnung wie z. B. chromatische Aberrationen, Effekte inhomogener Magnetfelder und geometrische Aberrationen in die Simulation einbezogen werden. Im Gegensatz zu einem echten Ray-Tracing-Ansatz, bei dem die Trajektorie jedes Teilchens

2.2. SIMULATIONS-PROGRAMME ZUR ENTWICKLUNG VON BESTRAHLUNGSANLAGEN

durch die Simulation vieler kleiner Einzelschritte durch das Magnetfeld berechnet wird, wird so die Rechenzeit deutlich reduziert. Im Gegensatz zu TRACE 3-D muss keine Annahme über die Phasenellipsen der initialen Partikelverteilung getroffen werden. Die Position jedes Teilchens kann relativ zu einem Referenzteilchen im 6-dimensionalen Phasenraum an einer bestimmten Position s im Transportsystem bestimmt werden. Schlitzsysteme und Aperturen können dem Transportsystem hinzugefügt werden, was eine Aussage über Teilchen-Transmission durch das System zulässt. Raumladungseffekte können berücksichtigt werden.

Zwei Input-Dateien werden für die Simulation benötigt. Das Input Data File beschreibt alle Partikel im 6-dimensionalen Phasenraum (vgl. Gl. 2.1) am Startpunkt der Simulation. Das Travel Deck File charakterisiert alle Elemente, die vom Teilchenstrahl durchlaufen werden, durch sogenannte "Cards". Dabei kann eine Card ein Transportelement (Driftstrecke, Quadrupolmagnet, HF-Cavity, etc.) oder auch ein Ausgabeelement sein, welches den Phasenraum an einer Position s ausgibt. Im Gegensatz zu TRACE 3-D werden keine Matching-Möglichkeiten angeboten, was darauf zurückzuführen ist, dass die Simulation des Multi-Teilchen-Trackings wesentlich mehr Rechenleistung erfordert als die Simulation der Hyper-Ellipsoid-Transformation. Um die (meist unerwünschten) Effekte höherer Ordnung zu korrigieren, können verschiedene Elemente wie z. B. Sextupol- und Oktupolmagnete in das Strahltransportsystem integriert werden.

Die Software PATH MANAGER bietet eine grafische Benutzeroberfläche als Erweiterung zu TRAVEL. Im Gegensatz zum Stand-Alone-Modus wird das Transportsystem grafisch dargestellt und die 2-dimensionalen Projektionen der Partikelverteilung sind hinter jedem Element abrufbar. Initiale 6-dimensionale Phasenräume aus einer Anzahl N an Partikeln können erzeugt werden, welche als Input für die nachfolgende TRAVEL-Simulation verwendet werden können. Eine Gauß-Verteilung wird durch die Twiss-Parameter (vgl. Gl. 2.31) und die Emittanz (vgl. Gl. 2.30) der jeweiligen 2-dimensionalen Projektion definiert (vgl. Gl. 2.21). Eine uniforme Verteilung wird durch die Ränder des 6-dimensionalen Volumens definiert.

Ein MATLAB-Skript, welches automatisiert einen bestimmten Parameterraum

KAPITEL 2. PRÄKLINISCHE PROTONEN-MINIBEAM-BESTRAHLUNGSANLAGEN

abtastet, wurde im Rahmen dieser Arbeit entwickelt, um mit TRAVEL ionenoptische Systeme optimieren zu können. Durch dieses werden ausgewählte Parameter im TRAVEL Deck File sequenziell geändert, im Anschluss zu jeder Änderung eines Parameters wird TRAVEL gestartet und unter Einbezug des immer gleichen Input Files an mehreren Positionen s die 6-dimensionalen Phasenräume berechnet.

2.2.3 TOPAS: Ein Monte-Carlo-Simulations-Programm

Monte-Carlo-Simulationen, wie sie als Erstes von Metropolis et al. [72] vorgeschlagen wurden, werden in vielen Disziplinen der computergestützten Physik verwendet, um Systeme mit vielen gekoppelten Freiheitsgraden zu simulieren [73]. Die zugrundeliegende Idee ist, dass ein komplexer Prozess, dessen Ergebnis mit analytischen Methoden nur schwer oder gar nicht zu berechnen ist, durch einen randomisierten Algorithmus angenähert werden kann, indem der Prozess viele Male zufällig wiederholt wird, bis das empirische Mittel durch statistische Analyse bestimmt werden kann (Gesetz der großen Zahlen). Ein prominentes Beispiel für auf Monte-Carlo-Methoden basierende Simulationssoftware ist das am CERN entwickelte Toolkit Geant4 (Geometry and Tracking) [74], das die Simulation von Teilchen-Materie-Wechselwirkungen in komplexen Strukturen ermöglicht. Es umfasst verschiedene Geometrien, physikalische Modelle (Elektromagnetische-, Streu-, Zerfalls-, Hadronische- und Optische Prozesse), Materialien, komplette Detektorelemente, sowie Ereignis- und Spurmanagement. Ein Pseudozufallszahlengenerator bestimmt, welchen physikalischen Prozess ein Teilchen durchläuft, nachdem es seine individuellen freien Weglängen zurückgelegt hat (Raytracing). Elektrische Felder, magnetische Felder oder eine Kombination aus beidem können in beliebiger Form implementiert werden [75]. Obwohl Geant4 sowie andere Programme wie MCNPX [76] oder FLUKA [77] im Bereich der Protonentherapie bereits weit verbreitet sind und ein großes Potential bieten, stellt die Komplexität dieser Toolkits zu Anfang oft eine Herausforderung dar. Um diese Hürde zu überwinden, wurde durch die gemeinnützige Organisation TOPAS MC Incorporated das TOPAS Toolkit [78] entwickelt, welches auf dem Geant4-Toolkit aufbaut und dieses so erweitert, dass kaum noch Programmiererfahrung nötig ist. TOPAS wurde dabei speziell an die Anforderungen der Medizinphysik angepasst. So sind im Gegensatz zu Geant4 physikalische Optionen vordefiniert, die sich für

2.3. DAS POTENTIAL VON KREISBESCHLEUNIGER-BASIERTEN PRÄKLINISCHEN BESTRAHLUNGSANLAGEN

die Simulation von Protonentherapie-Anlagen als gut geeignet erwiesen haben [79]. Viele komplexe Strukturen, die für Protonentherapiesysteme typisch sind, wie z. B. Energiemodulatoren, Ablenkmagnete oder Patientenmodelle sind als Modelle vor-moduliert. Zur Auswertung der Simulationsergebnisse sind verschiedene, an die Bedürfnisse der Protonentherapie angepasste Scoring-Verfahren verfügbar, unter anderem Volume-Scorer wie "DoseToMedium" (Summe der Energiedeposition pro Voxel geteilt durch die Masse des Voxels) oder "Phasespacescorer" zur Bestimmung der Position eines beliebigen Partikels im 6-dimensionalen Phasenraum an einer bestimmten Position.

2.2.4 Darstellung des 6-dimensionalen Phasenraums

Zur Darstellung der 2-dimensionalen Projektionen des 6-dimensionalen Phasenraums wurde ein in dieser Arbeit entwickeltes MATLAB-Skript verwendet. Optisch sind die Graphen dabei an den Darstellungen der 2-dimensionalen Projektionen durch die Software PlotWin von CEA [80] angelehnt. Obwohl PlotWin für diese Aufgabe entwickelt wurde und neben der Darstellung der Projektionen viele nützliche Funktionen zur Analyse dieser bietet (Ausgabe der Twiss-Parameter und der σ -Matrix), wurde MATLAB wegen der freieren Gestaltung der Darstellung bevorzugt.

2.3 Das Potential von Kreisbeschleuniger-basierten präklinischen Bestrahlungsanlagen

In diesem Kapitel wird das Potenzial klinischer Bestrahlungsanlagen für präklinische Protonen-Minibeam Experimente und zusätzlich für klinische Protonen-Minibeam Therapie abgeschätzt. Dabei wird zunächst auf Zyklotron-basierte und anschließend Synchrotron-basierte klinische Bestrahlungsanlagen eingegangen.

2.3.1 Zyklotron-basierte Protonentherapieanlagen

An Zyklotron-basierten Protonentherapieanlagen wurden bereits präklinische pMBRT-Experimente durchgeführt, indem Minibeams mithilfe eines Kollimators erzeugt wurden. Die Nachteile dabei sind die stark reduzierte Dosisleistung, eine unflexible Geometrie und unerwünschte Sekundärstrahlung (vgl. Kap. 1.2.1). Deshalb wurde

KAPITEL 2. PRÄKLINISCHE PROTONEN-MINIBEAM-BESTRAHLUNGSANLAGEN

von Meyer et al. [35] beschlossen, auf Grundlage einer klinischen Nozzle (Bestrahlungskopf) eine Fokussiereinheit für das Zyklotron in Orsay zu entwickeln, die in Simulationen für Strahlenergien von 100 bis 200 MeV Strahlgrößen zwischen 0,28 und 0,71 mm (σ) erreicht. Obwohl bei diesen Strahlgrößen eine signifikante Reduktion der Nebenwirkung im Normalgewebe zu erwarten ist, kann das volle Potenzial der pMBRT (in präklinischen Experimenten) nur mit Minibeams mit einer transversalen Strahlausdehnung $< 212 \mu\text{m}$ ($FWHM$) evaluiert werden [30].

Im Folgenden werden TRAVEL-Simulationen ausgearbeitet, um zu evaluieren, ob Zyklotron-basierte Bestrahlungsanlagen die technischen Anforderungen für präklinische Minibeam-Experimente erfüllen können, wie sie in Kapitel 1.3 definiert sind. Dabei ist zunächst das Ziel, eine transversale Strahlausdehnung von $212 \mu\text{m}$ ($FWHM$) mit ausreichend hohen Strahlströmen ($I_B = 4 \text{ nA}$) zu erreichen. Da Zyklotrone nur bei einer festen Extraktionsenergie betrieben werden können, wird die Energiemodulation der Protonen zur Tiefenanpassung des Bragg-Peaks durch bewegliche mechanische Absorber im Strahlführungssystem (engl.: Degradier) realisiert [81]. Der Nachteil ist, dass durch die Interaktion des Strahls mit dem Degradier neben der Protonenenergie auch die Protonenintensität abnimmt. Gleichzeitig vergrößert sich die Winkelverteilung und damit die Emittanz des Strahls, was sich negativ auf das $PVDR$ auswirkt [81]. Es kann daher davon ausgegangen werden, dass eine Zyklotron-basierte Bestrahlungsanlage nicht im selben Maß für die präklinische- und klinische Protonen-Minibeam-Therapie geeignet ist. Folglich ist es sinnvoll, Protonenstrahlen mit Energien im oberen und unteren Spektrum typischer Zyklotron-Bestrahlungsanlagen zu analysieren.

Als initialer Teilchenstrahl für die TOPAS-Simulation wird der 6-dimensionale Phasenraum des 100 MeV und des 200 MeV Teilchenstrahls gewählt, wie er am Eingang der *IBA-Universal-Pencilbeam-Nozzle* am Proton Therapy Center in Orsay zur Verfügung steht [82]. Tabelle 2.2 zeigt die Parameter des initialen 6-dimensionalen Phasenraums, wie sie über das TOPAS 2D-Gauß-Emittanzmodell für die Simulation spezifiziert werden [78].

Mithilfe von TRACE 3-D wird ein grundlegendes Fokussierungssystem entwickelt.

2.3. DAS POTENTIAL VON KREISBESCHLEUNIGER-BASIERTEN PRÄKLINISCHEN BESTRAHLUNGSANLAGEN

| Beam energy W_0 [MeV] | 100 | 200 |
|-----------------------------------|-------|------|
| Spot size σ_{xy} [mm] | 11.05 | 4 |
| Divergence $\sigma_{x'y'}$ [mrad] | 3.28 | 1.28 |
| Energy spread σ_W [MeV] | 0.75 | 1 |
| Spot correlation | -1 | -1 |

Tabelle 2.2: Strahl Parameter am Eingang der IBA-Universal-Pencilbeam-Nozzle (Orsay, Frankreich) wie sie in TOPAS spezifiziert sind.

Zur Bestimmung einer geeigneten Quadrupol-Konfiguration für pMBRT Experimente werden zunächst drei Standard-Mikrosonden-Systeme auf der Grundlage ihrer Strahleigenschaften erster Ordnung verglichen. Abbildung 2.7 zeigt die Quadrupol-Systeme und die resultierende Strahleinhüllende für den 200 MeV Protonenstrahl des IBA-Zyklotrons. Die Gesamtlänge der Fokussierungssysteme beträgt 7 Meter, was aufgrund der Dimensionen des Therapie-Zentrums in Orsay als obere Grenze festgelegt wird [83]. Der Abstand zwischen dem Ende des Quadrupol-Arrays und dem Fokuspunkt beträgt 0,6 Meter und wird für das Durchführen der präklinischen Experimente reserviert. Der Abstand zwischen den Quadrupolen beträgt 0,2 Meter. Am Fokuspunkt wird für jede Konfiguration ein symmetrischer Strahlfleck realisiert, indem die Gradienten des Magnetfelds der Quadrupolmagnete als freie Parameter gewählt und mit Matching-Option 12 (vgl. Kap. 2.2.1) optimiert werden. Abbildung 2.7a zeigt ein Quadrupol-Dublett, wie es für viele Mikrosondensysteme verwendet wird [84, 85]. Es hat die Polarität DC und eine Quadrupol-Länge von 0,2 Meter. Für einen symmetrischen Strahlfleck musste eine Vergrößerung der transversalen Strahlausdehnung auf ca. 1150 μm ($FWHM$) akzeptiert werden. Eine spezielle Quadrupol-Triplett-Konfiguration, wie sie erstmals von Tapper et al. [86] veröffentlicht wurde, um symmetrische Strahlflecken zu realisieren, ist in Abbildung 2.7b) dargestellt. Der zentrale Quadrupol (Länge: 0,2 m) ist doppelt so lang wie die beiden äußeren Quadrupole (Länge: 0,1 m). Quadrupol 1 ist elektrisch mit Quadrupol 2 gekoppelt. Die Quadrupol-Polarität dieses symmetrischen Triplets ist CDC . Es wird eine transversale Strahlausdehnung von ca. 450 μm ($FWHM$) erreicht. Eine Quadrupol-Quartett-Anordnung (Quadrupol-Länge: 0,1 m) mit der Polarität $DCDC$ ist in Abbildung 2.7c dargestellt. Die äußeren und inneren Quadrupole werden gekoppelt. Wie das symmetrische Triplett bietet auch diese Konfiguration, die auch als "Russisches Quadrupol-Quartett" bezeichnet wird, intrinsisch einen

KAPITEL 2. PRÄKLINISCHE PROTONEN-MINIBEAM-BESTRAHLUNGSANLAGEN

symmetrischen Fokuspunkt [63]. Es wird eine transversale Strahlausdehnung von ca. 550 μm ($FWHM$) erreicht. Eine Strahldivergenz von weniger als 12 mrad ($FWHM$) ergibt sich für Triplett und Quartett am Fokuspunkt. Das Quadrupol-Dublett erzeugt am horizontalen Fokuspunkt eine Strahldivergenz von ca. 25 mrad ($FWHM$). Zusammenfassend kann davon ausgegangen werden, dass das Quadrupol-Triplett aufgrund der geringen transversalen Strahlausdehnung, der geringen Divergenz und der im Vergleich zum Quartett reduzierten Komplexität die beste Option für das Fokussierungssystem ist. Die Gradienten der Magnetfeldstärken des Triplettts sind in Tabelle 2.3 für 100 MeV und 200 MeV zusammengefasst.

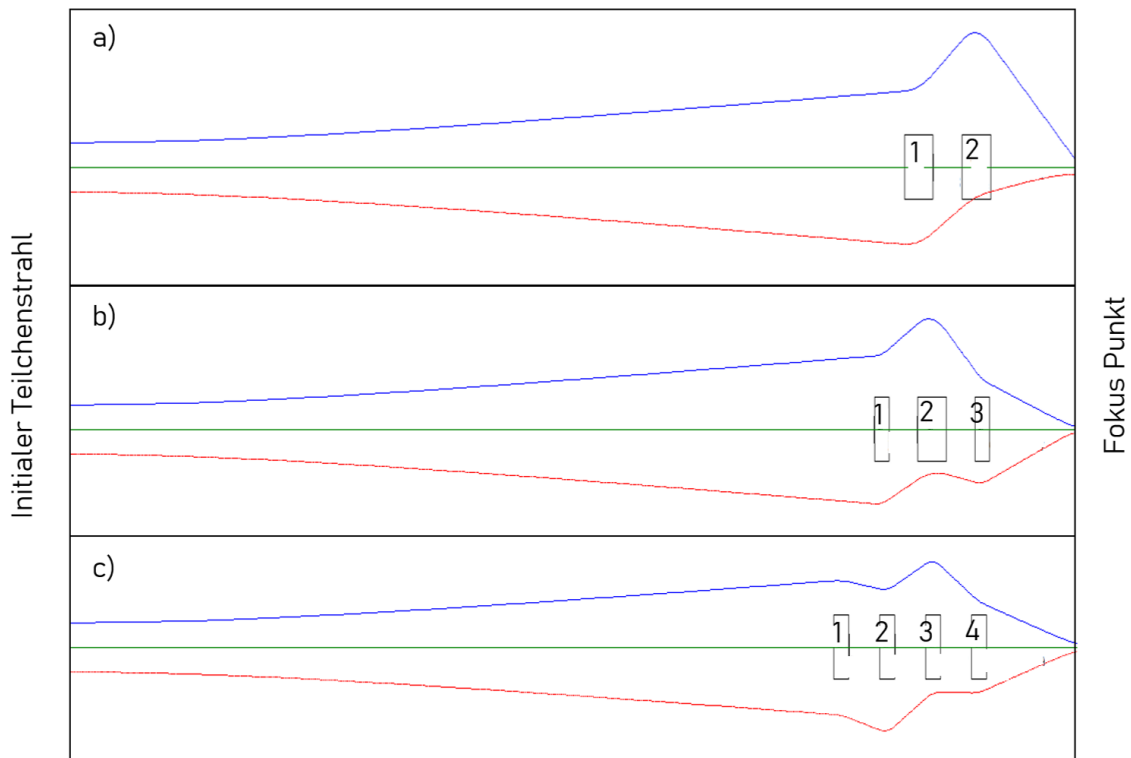


Abbildung 2.7: Quadrupolmagnet-Konfigurationen für verschiedene Fokussiereinheiten im Anschluss zum IBA Zyklotron. a) Quadrupol-Dublett, b) Quadrupol-Triplett, c) Quadrupol-Quartett. Dabei repräsentiert die blaue Linie die x -Ausdehnung und die rote Linie die y -Ausdehnung der Strahleinhüllenden.

Eine TRAVEL-Simulation wird durchgeführt, um die resultierenden Partikelverteilungen am Fokuspunkt zu bestimmen. Effekte höherer Ordnung werden in der Simulation berücksichtigt. Als Fokussierungssystem wird das beschriebene Quadrupol-Triplett

2.3. DAS POTENTIAL VON KREISBESCHLEUNIGER-BASIERTEN PRÄKLINISCHEN BESTRAHLUNGSANLAGEN

| Strahlenergie W_0 [MeV] | 100 | 200 |
|--|--------|--------|
| Magnetfeldgradient Quadrupol 1 [$\frac{T}{m}$] | -21,90 | -32,18 |
| Magnetfeldgradient Quadrupol 2 [$\frac{T}{m}$] | 21,90 | 32,18 |
| Magnetfeldgradient Quadrupol 3 [$\frac{T}{m}$] | -33,50 | -50,10 |

Tabelle 2.3: Magnetfeldgradient des Quadrupol-Triplets.

(vgl. Abb. 2.7, Tab. 2.3) verwendet. 10^6 Protonen, Gauß-verteilt im longitudinalen und transversalen Phasenraum (Parameter wie in Tabelle 1) werden als initialer Teilchenstrahl verwendet. Abbildung 2.8 zeigt die (x,y) - und (x',y') -Projektionen der resultierenden 6-dimensionalen Partikelverteilungen für 100 MeV und 200 MeV am Fokuspunkt. Eine transversale Strahlausdehnung (gemittelt über X und Y) von ca. 550 μm bzw. 2,3 mm ($FWHM$) ergibt sich für eine Protonenenergie von 200 MeV bzw. 100 MeV. Um die erforderliche transversale Strahlausdehnung von 212 μm ($FWHM$) zu erreichen, muss der Strahl daher durch ein Schlitzsystem beschnitten werden. Der für Protonen-Minibeam Experimente verfügbare Strahlstrom wird durch die Anzahl der transmittierten Protonen (aus 10^6) in einer Fläche mit Radius r von 90 μm am Fokuspunkt bewertet. Für den 200 MeV Strahl werden 7,4 % der Teilchen und für den 100 MeV Strahl 0,37 % der Teilchen in $r = 90 \mu\text{m}$ transmittiert.

Für gängige Zyklotrontypen wird ein maximaler Strahlstrom von ca. 80 nA für den 200 MeV Strahl angenommen [87, 88]. Dadurch ergibt sich in einer Fläche mit einem Radius von 90 μm am Fokus für 7,4 % Transmission ein Strahlstrom von ca. 6 nA. Es ist zu erwarten, dass der maximale Strahlstrom für den 100 MeV Strahl durch die Interaktion mit dem Degradier um mindestens einen Faktor 10 gegenüber dem Strahlstrom des 200 MeV Strahls reduziert wird [88], was zu 8 nA hinter dem Degradier und anschließend zu ca. 30 pA (0,37 %) in eine Fläche von $r = 90 \mu\text{m}$ führt. Protonen-Therapieanlagen auf der Basis von Zyklotrons sind für die klinische Anwendung der pMBRT daher nur bedingt geeignet. Während sie bei höheren Strahlenergien vielversprechende Möglichkeiten bieten (insbesondere unter Berücksichtigung der für tieferes Gewebe erforderlichen größeren Strahldurchmesser bei der pMBRT [30]), muss der Strahlstrom stark reduziert werden, um bei niedrigeren Strahlenergien das volle Potenzial für die Normalgewebeschonung zu erreichen. Dies führt wiederum zu langen Bestrahlungszeiten während der Therapie.

KAPITEL 2. PRÄKLINISCHE PROTONEN-MINIBEAM-BESTRAHLUNGSANLAGEN

Eine Erhöhung des Strahlstroms auf klinische Standardwerte kann nur durch eine Vergrößerung des Strahlflecks erreicht werden. So kann bei einem Strahlradius von ca. 0,5 mm für den 100 MeV Strahl ein Strahlstrom von 1 nA erreicht werden, was aber erhebliche Nebenwirkungen im gesunden Gewebe verursacht [30]. Da bei präklinischen Protonen-Minibeam-Experimenten an Kleintieren nur Minibeams um 100 MeV und darunter verwendet werden, ist eine klinische Zyklotronanlage aus den genannten Gründen praktisch ungeeignet, um das volle Potenzial der pMBRT zu untersuchen.

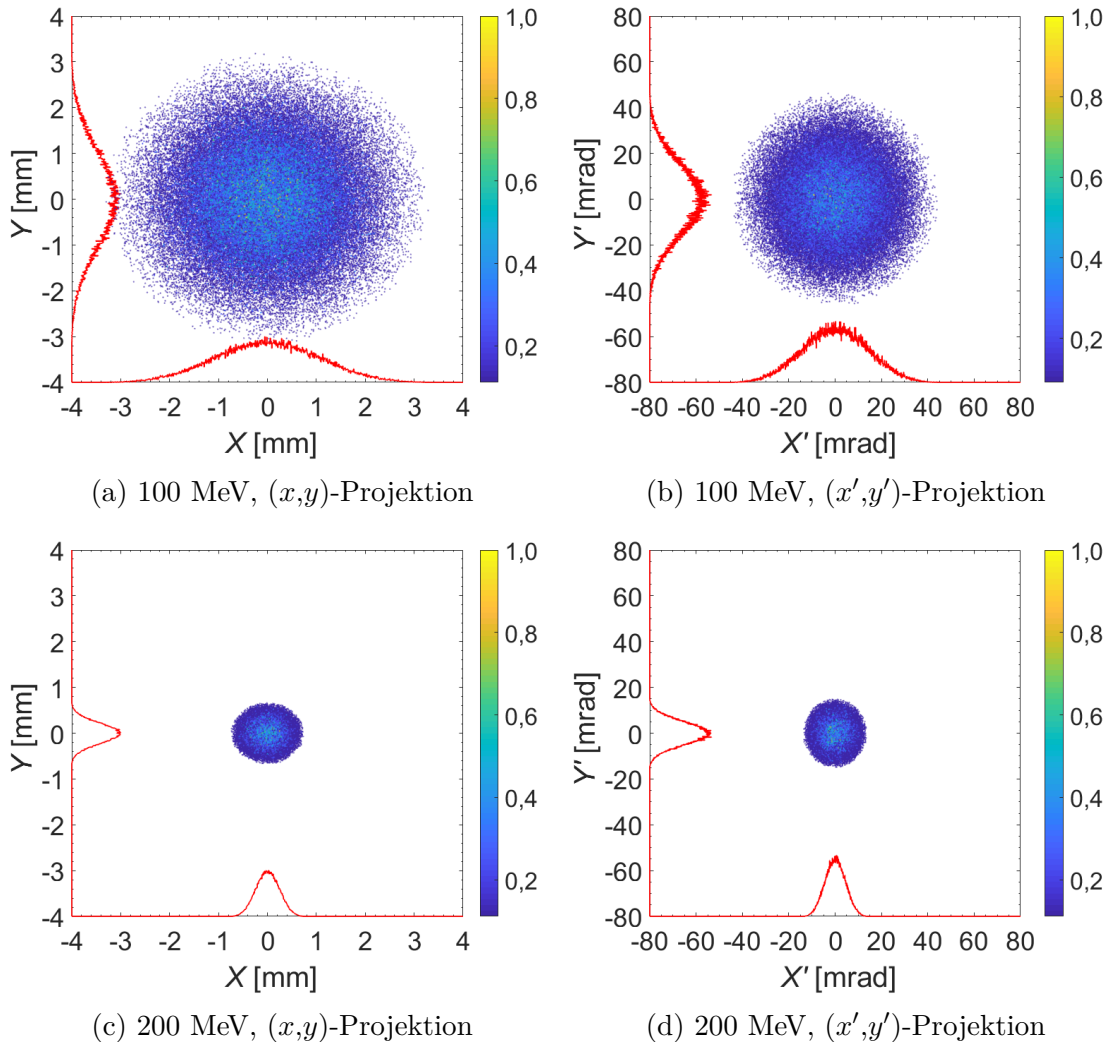


Abbildung 2.8: (x,y) - und (x',y') -Projektionen des 6-dimensionalen Phasenraums am Fokuspunkt für den 100 MeV und 200 MeV Teilchenstrahl des IBA Zyklotrons (Orsay).

2.3.2 Synchrotron-basierte Protonentherapieanlagen

Synchrotron-Beschleuniger benötigen im Gegensatz zu Zyklotron-Beschleunigern für die Energiemodulation kein Degradier-System [35]. Daraus ergeben sich für die magnetische Fokussierung von 70 MeV Minibeams zwei Vorteile im Vergleich zu Zyklotron-Beschleunigern. Zum einen ist die transversale Emittanz des Protonenstrahls um ein Vielfaches kleiner als bei Zyklotron-Beschleunigern [35]. Zum anderen ist der zur Verfügung stehende mittlere Strahlstrom I_B konstant für Protonenenergien zwischen ca. 10 MeV bis 250 MeV [89]. Dieser ist mit 1-2 nA [90, 91] zwar deutlich niedriger als der Strahlstrom, den Zyklotron-Beschleuniger für hohe Protonenenergien (>150 MeV) bieten, aber auch höher als die 0,8 nA, die für präklinische Energien von 70 MeV erwartet werden können. Es kann daher davon ausgegangen werden, dass Synchrotron-generierte 70 MeV Protonenstrahlen deutlich geeigneter sind, um Minibeams mithilfe einer magnetische Fokussiereinheit (vgl. Abb. 2.7) zu erzeugen. Dennoch werden Synchrotron-basierte Bestrahlungsanlagen in dieser Arbeit nicht weiter berücksichtigt, da der zu Verfügung stehende mittlere Strahlstrom ($I_B \approx 1-2$ nA) um mindestens einen Faktor 2 geringer ist als angestrebt (vgl. Kap. 1.3).

2.4 Tandem-Linac basierte präklinische Bestrahlungsanlage

In diesem Kapitel wird ein neues Konzept für eine präklinische Protonen-Minibeam-Bestrahlungsanlage entwickelt, die alle im Kapitel 1.3 beschriebenen Anforderungen für präklinische Protonen-Minibeam-Studien erfüllt. Die im Zuge dieser Arbeit gewonnenen Ergebnisse zur Tandem-Linac-basierten präklinische Bestrahlungsanlage wurden auch in der wissenschaftliche Fachzeitschrift *Medical Physics* veröffentlicht [92].

2.4.1 Allgemeiner Aufbau der Anlage

Abbildung 2.9 zeigt eine Skizze der präklinischen Bestrahlungsanlage, die im Wesentlichen auf der Idee beruht, dass ein konventioneller Niedrigenergie-Tandem-Van-de-Graaff-Beschleuniger [93] (Abb. 2.9: 1) als Injektor für einen HF-Linearbeschleuniger

KAPITEL 2. PRÄKLINISCHE PROTONEN-MINIBEAM-BESTRAHLUNGSANLAGEN

(Radio-Frequency-Linac) (Abb. 2.9: 8) dient, wodurch ein hochbrillanter 70 MeV Protonenstrahl erzeugt wird, der auf eine transversale Ausdehnung von unter 212 μm ($FWHM$) fokussiert werden kann (Abb. 2.9: 12).

Der Münchner 14 MV-Tandem-Van-de-Graaff-Beschleuniger des Maier-Leibnitz-Laboratoriums in Garching [33], betrieben mit einer Terminalspannung von 8 MV, wird als Injektor für den folgenden Nachbeschleuniger verwendet. Als Teilchenquelle für den Tandem wird eine vorhandene, kommerzielle Multicusp-Ionenquelle [95] genutzt, die negativ geladene Wasserstoffionen generiert. Diese Ionen werden auf das positiv geladene Terminal des Tandems beschleunigt. Beim Durchgang durch das Terminal werden die Elektronen der negativ geladenen Ionen durch einen Gas- oder einen Feststoff-Stripper abgestreift und die entstehenden Protonen vom Terminal weg beschleunigt. Das Ergebnis ist ein 16 MeV CW-Protonenstrahl mit hoher Brillanz. In Kombination mit der geringen Energieunschärfe von $< 10^{-4}$, die durch eine Regelung der Terminalspannung über die Messung der Schlitzströme (Abb. 2.9: 4) hinter dem 90° -Ablenkmagneten (Abb. 2.9: 3) realisiert ist und der Möglichkeit, den CW-Strahl durch ein Chopper-System an die akzeptierte Pulsstruktur des 3 GHz linearen Nachbeschleunigers (5 μs lange Pulse bei 200 Hz Wiederholrate[49, 50]) anzupassen, erfüllt das Garchinger Tandem-Beschleunigersystem alle Anforderungen als Injektor für den linearen Nachbeschleuniger. Für die Einkopplung in das nach dem Tandem folgende neue ionenoptische System wird der Strahl durch eine runde Blende bei s_0 hinter dem 90° -Ablenkmagneten und stromabwärts vor dem Quadrupol-Quartett bei s_1 beschnitten, um den initialen transversalen Phasenraum zu definieren.

Die Struktur des Hochfrequenz-Linearbeschleunigers (Linac) (Abb. 2.9: 8) basiert auf Teilen des von *AVO-ADAM SA* kommerziell vertriebenen LIGHT-Systems [49, 50, 96], das bei 3 GHz (genauer: 2997.92 MHz) arbeitet und in Abbildung 2.10 dargestellt ist. Im Folgenden werden die Hauptkomponenten des LIGHT-Systems kurz beschrieben, wie sie in der Abbildung 2.10 von links nach rechts dargestellt sind. Ein 40 keV-Strahl wird von einer Protonenquelle bereitgestellt und mit einer Wiederholungsrate von 200 Hz in 5 μs lange Pulse unterteilt. Anschließend beschleunigt ein Radio Frequency Quadrupole (RFQ) (erstes hervorgehobenes Bild), der als Injektor für die nachgeschalteten Linac-Module dient, den Strahl auf 5 MeV. Vier Side-Coupled-Drift-Tube-Linac (SCDTL)-Module (zweites hervorgehobenes Bild)

2.4. TANDEM-LINAC-BASIERTE PRÄKLINISCHE BESTRAHLUNGSANLAGE

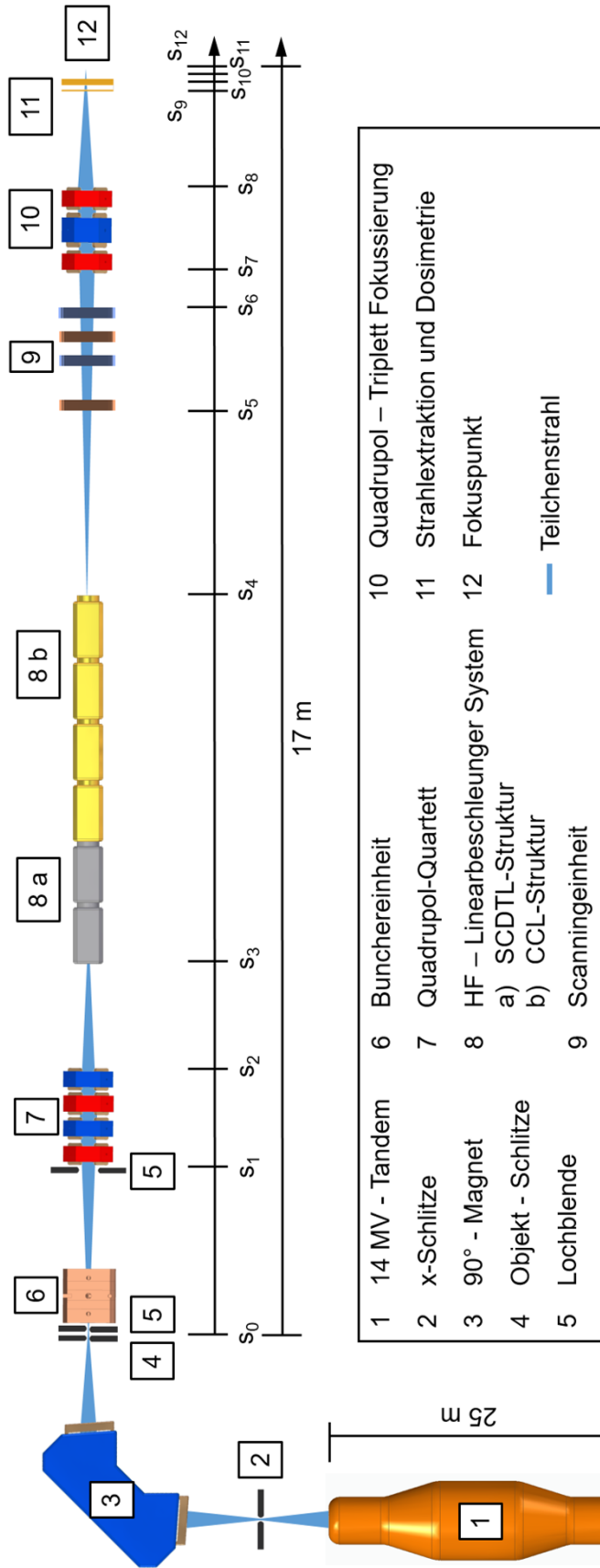


Abbildung 2.9: Konzept der vorgeschlagenen präklinischen Protonen-Minibeam-Bestrahlungsanlage zur magnetischen Fokussierung von Submillimeter-70-MeV-Protonenstrahlen. Abbildung: In Anlehnung an eigene Darstellung [94].

KAPITEL 2. PRÄKLINISCHE PROTONEN-MINIBEAM-BESTRAHLUNGSANLAGEN

bilden den zweiten Abschnitt der Beschleunigerstrukturen und beschleunigen den Strahl auf eine Energie von 37,5 MeV. Eine Strahlenergie von 230 MeV, wie sie für die Protonentherapie von tief liegenden Tumoren nötig ist, wird nach 15 Coupled-Cavity-Linac (CCL)-Strukturen (drittes hervorgehobenes Bild) erreicht, welche den dritten Abschnitt der Beschleunigerstrukturen bilden. Das Linac-System wird von 12 Klystronverstärkern mit einer kombinierten HF-Spitzenleistung von 7,5 MW (Tastgrad: 1 %) mit Leistung versorgt. Die kontinuierliche Energiemodulation des Strahls, welche von Linac-basierten Bestrahlungssystemen wie dem 24 m langen LIGHT-System geboten wird, wird durch eine Leistungsregelung der einzelnen Module erreicht. Eine Degradier-Struktur, wie sie in Standardzyklotron-Bestrahlungsanlagen verwendet wird, wird so überflüssig, was mehrere Vorteile mit sich bringt. Im Hinblick auf neue Therapieansätze wie z. B. die FLASH-Bestrahlung[97], ist der über die gesamte Energiebreite nahezu konstante Strahlstrom von mehr als 20 nA zu nennen. Für die magnetische Fokussierung von Pencil-Minibeams ist der kleine transversale Phasenraum ($\epsilon_{rms} = 0,5 \pi^2 \text{mm}^2 \text{mrad}^2$ (normalisiert)), der selbst bei niedrigen Energien von < 70 MeV erreicht wird, von Vorteil. In der vorgestellten präklinischen Bestrahlungsanlage beginnt die HF-Beschleunigung des Protonenstrahls bei 16 MeV. Zwei Side-Coupled-Drift-Tube-Linac (SCDTL)-Strukturen (SCDTL-Modul 3 und 4) und 4 Coupled-Cavity-Linac (CCL)-Strukturen (CCL-Modul 1,2,3 und 4) des LIGHT-Systems werden übernommen, um den Strahl auf eine Energie von 70 MeV zu beschleunigen. Als Alternative zu den LIGHT-Strukturen können ähnliche Strukturen, wie z. B. die im Rahmen des TOP-IMPLART-Projekts [51] entwickelten, ebenfalls als Nachbeschleuniger dienen.

Um den 4-dimensionalen transversalen Phasenraum (s_0) des vom Tandem-Vorbeschleuniger kommenden Protonenstrahls optimal an den vom Linac-Nachbeschleuniger akzeptierten transversalen Phasenraum anzupassen, wird zwischen Tandem und Linac ein Quadrupol-Quartett (s_{12}) installiert. Zusätzlich wird eine 3 GHz Buncher-Einheit am Punkt s_0 installiert, um die Phasen-Energie-Beziehung der Teilchen zu modulieren. Abgebremste Teilchen (vgl. Abb. 2.3a) werden nach einer bestimmten Driftstrecke (abhängig von Teilchengeschwindigkeit, HF-Frequenz und Buncher-Amplitude) von beschleunigten Teilchen (vgl. Abb. 2.3b) eingeholt, wodurch ein Zeitfokus der Teilchendichte am Eingang der Linac-Struktur (s_3) resultiert. Dadurch

2.4. TANDEM-LINAC-BASIERTE PRÄKLINISCHE BESTRAHLUNGSANLAGE

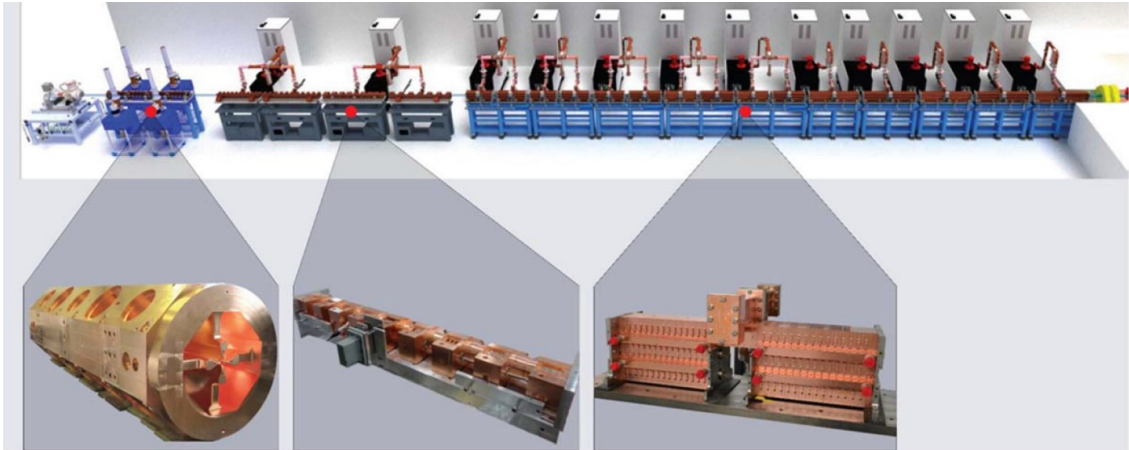


Abbildung 2.10: Darstellung des LIGHT-(linear accelerator for proton therapy) Systems. Abbildung übernommen aus [49].

kann ein größerer Teil der vom Tandem kommenden Protonen in den akzeptierten longitudinalen Phasenraum des Linacs (max. $58,5^\circ$ [51]) komprimiert werden, wodurch die Transmission durch den Linac und somit der Strahlstrom I_B erhöht wird.

Ein Fokussiersystem, das aus einem "symmetrischen" Triplet (s_{7-8}) und zwei Driftstrecken vor und hinter dem Triplet besteht, wird zwischen s_4 und s_{12} platziert, um am Fokuspunkt s_{12} einen Protonenstrahl mit einer transversalen Ausdehnung von $212 \mu\text{m}$ ($FWHM$) zu realisieren. Wie bereits in Kapitel 2.3 beschrieben und in Abbildung 2.7 gezeigt, bietet diese Triplet-Konfiguration einen symmetrischen Strahlfleck bei geringerem technischen Aufwand im Vergleich zum Quadrupol-Quartett.

Für das Applizieren des Protonenstrahls in zukünftigen präklinische Minibeam Studien sind verschiedene Elemente nötig, welche den Protonenstrahl beeinflussen und zwischen Linac-Ausgang (s_4) und dem Fokuspunkt (s_{12}) (vgl. Abb. 2.9) platziert sind. Abbildung 2.11 zeigt diese Elemente im Detail.

Das Verfahren (Scanning) des Strahlflecks über ein Ziel auf der Fokusebene wird durch ein System von vier Steerer-Magneten (vgl. Abb. 2.11) möglich, welche strahl-abwärts vor dem Triplet (s_{4-5}) platziert sind. Im Vergleich zu einem Steerer-System zwischen Triplet und Fokuspunkt (s_{6-13}) kann so unter Ausnutzung der längeren Driftstrecke zum Fokuspunkt eine größere Auslenkung des Strahls erreicht werden.

KAPITEL 2. PRÄKLINISCHE PROTONEN-MINIBEAM-BESTRAHLUNGSANLAGEN

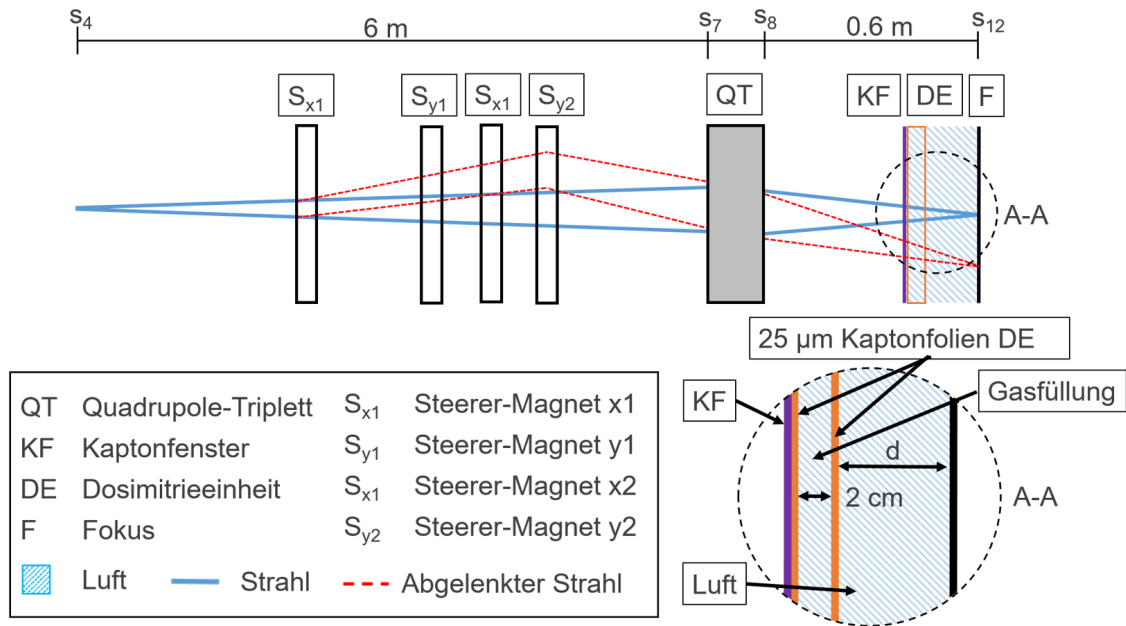


Abbildung 2.11: Scanning-, Dosimetrie- und Extraktionseinheit zwischen Linac (s_4) und Fokuspunkt (s_{12}). Abbildung: In Anlehnung an eigene Darstellung [94].

Die Auslenkung des Strahls durch einen x- bzw. y-Steerer vor dem Triplett (s_{4-5}) ermöglicht ebenfalls eine große Auslenkung, führt aber zu einem größeren Strahlfleck durch Aberrationseffekte, da der Strahl das Quadrupol-Triplett nicht mehr auf der optischen Achse durchquert. Durch die vorgeschlagene Anordnung wird dieser Effekt minimiert, indem der Strahl durch die Magnete s_{x1} und s_{y1} aus seiner Normallage ($x = y = 0$) ausgelenkt und nach einer bestimmten Driftstrecke s durch die Magnete s_{x2} und s_{y2} so zurückgelenkt wird, dass der Strahlschwerpunkt beim Durchqueren der Hauptebenen des Quadrupol-Triplets am Punkt $x = y = 0$ liegt. Ähnliche Systeme wurden aus ähnlichen Gründen unter anderem von Heck [98] für die Karlsruher Mikrostrahl-Anordnung und von Pavlovic et al. [99] für eine Ionentherapie Anlage vorgeschlagen.

Um präklinische Experimente durchführen zu können, muss der Protonenstrahl vor dem Fokuspunkt an Luft extrahiert werden. Dafür wird ein Austrittsfenster, das einen Durchmesser von 60 mm hat, mit Kaptonfolien (KF) bespannt. Austrittsfenster aus Kaptonfolien mit einer Dicke von 25 μm und mit einem Durchmesser von 60 mm wurden schon bei früheren radiobiologischen Studien erprobt und lassen sich ohne großen Aufwand realisieren [100].

2.4. TANDEM-LINAC-BASIERTE PRÄKLINISCHE BESTRAHLUNGSANLAGE

Zur Bestimmung der Energiedosis, welche mit jedem Minibeam appliziert wird und somit zur Kontrolle der Bestrahlung selbst, wird als letztes Element strahlabwärts vom Fokus eine Dosimetrieinheit (DE) platziert. Basierend auf dem Prinzip der Ionisationskammer besteht diese aus zwei 25 μm Kaptonfolien, welche ein Gasvolumen einschließen. Dieses hat eine s-Ausdehnung von 2 cm und kann je nach Anforderung mit Luft oder Gas aus leichten Atomen oder Molekülen (z. B. Helium oder Methan) gefüllt sein. Ionisationskammern werden in vielen Protonentherapieanlagen zur Dosisbestimmung eingesetzt und gelten als Standardausstattung [43]. Eine vergleichbare Dosimetrie-Einheit, ähnlich einem von Eschbaumer et al. [101] entwickelten Energiedetektor, wurde bereits in präklinischen Experimenten eingesetzt.

2.4.2 Initialer Phasenraum

Da der bestehende Münchner Tandem-Van-de-Graaff-Beschleuniger ein System darstellt, das nur unter großem Aufwand verändert werden kann, liegt der Startpunkt der Strahltransportsimulation im Brennpunkt des dort schon vorhandenen doppelt fokussierenden 90° -Magneten (s_0). Zur Bestimmung der Brillanz des Strahls am Punkt s_0 , wurde der Strahl in einem Testexperiment [102] in (x,y) und (x',y') durch die Verwendung eines Mikrospalt-Systems auf eine volle transversale 4D-Emittanz von $\epsilon = 4,2 \text{ mm}^2\text{mrad}^2$ (normiert: $\epsilon_n = 0,78 \text{ mm}^2\text{mrad}^2$) beschnitten. Ein durchschnittlicher Strahlstrom von $I_B = 8,5 \text{ nA}$ wurde für einen auf eine Pulslänge von 5 μs gepchpten Strahl mit einer Repetitionsrate von 100 Hz (Tastverhältnis 1/2000) gemessen. Das entspricht einem Spitzenstrahlstrom von 17 μA . Bei der angestrebten Repetitionsrate von 200 Hz (Tastverhältnis 1/1000) ergibt sich die entsprechende mittlere Strahlbrillanz, am Startpunkt der folgenden strahldynamischen Simulationen (Punkt s_0), zu:

$$B = \frac{I_B}{\epsilon} = 4 \frac{\text{nA}}{\text{mm}^2\text{mrad}^2}, \quad (2.41) \quad B_n = \frac{I_B}{\epsilon_n} = 22 \frac{\text{nA}}{\text{mm}^2\text{mrad}^2} \quad (2.42)$$

Die Dimension und Divergenz des initialen Strahls (s_0) wird durch runde Aperturen an den Punkten s_0 und s_1 definiert. Es wird ein gleichmäßig gefüllter transversaler Phasenraum angenommen. Die Abmessungen dieses transversalen Phasenraums sind

KAPITEL 2. PRÄKLINISCHE PROTONEN-MINIBEAM-BESTRAHLUNGSANLAGEN

| | | | |
|---------------------------|-------------------|----------------------------|-------------|
| Transversaler Phasenraum | Strahldimension | x_r [mm] | ± 1 |
| | | y_r [mm] | ± 1 |
| | Strahldivergenz | x'_r [mrad] | ± 1 |
| | | y'_r [mrad] | ± 1 |
| Longitudinaler Phasenraum | Phasenverteilung | θ [°] | ± 180 |
| | Energieverteilung | $\frac{\Delta W}{W_0}$ [%] | $\pm 0, 01$ |

Tabelle 2.4: 6-dimensionaler Phasenraum des vom Tandem kommenden Protonenstrahls am Punkt s_0 .

gekennzeichnet durch den Strahlradius von $x_r = y_r = 1$ mm und eine Strahldivergenz von $x'_r = y'_r = 1$ mrad, was typischen Werten entspricht, wie sie im Tandemlabor leicht realisiert werden können. Es ergibt sich eine 4-dimensionale transversale Emittanz ϵ und eine normierte Emittanz ϵ_n :

$$\epsilon = 1 \pi^2 \text{mm}^2 \text{mrad}^2, \quad (2.43) \quad \epsilon_n = 0.19 \pi^2 \text{mm}^2 \text{mrad}^2. \quad (2.44)$$

Mithilfe der Strahlbrillanz (Gl. 2.41) wird der durchschnittlich verfügbare Strahlstrom I_B für den Betrieb der präklinischen Bestrahlungsanlage bei einer Pulslänge von $5 \mu\text{s}$ und einer Wiederholrate von 200 Hz über Gleichung 2.45 berechnet.

$$I_B = B \cdot \epsilon = 40 \text{ nA} \quad (2.45)$$

Für die folgende Strahldynamik-Simulation wird der longitudinale Phasenraum über eine volle Phase des 3 GHz HF-Linac-Systems gleichmäßig mit 16 MeV Protonen gefüllt ($\theta = \pm 180^\circ$). Die angenommene Energieunschärfe von $\frac{\Delta W}{W_0} = 0,01$ % entspricht dem typischen Wert, der in der Praxis durch die Steuerung der Terminalspeisung des Tandems erreicht wird. Die Strahlparameter des 6-dimensionalen Phasenraums sind in Tabelle 2.4 zusammengefasst. Zusätzlich zeigt Abbildung 2.12 die (W, θ) -Projektion (a), die (x, y) -Projektion (b), die (x, x') -Projektion (c) und die (y, y') -Projektion (d) des 6-dimensionalen Phasenraums bei s_0 . Dieser ist gefüllt mit einer Anzahl von Teilchen $N_p = 1 \cdot 10^6$, wie sie auch als Input für die folgenden TRAVEL-Simulationen verwendet werden.

2.4.3 Methoden zur Simulation von Strahldynamik und Teilchen-Materie-Wechselwirkung

Die Linac-Strukturen, welche von dem durch *AVO-ADAM SA* kommerziell vertriebenen LIGHT-System für die präsentierte präklinische Bestrahlungsanlage über-

2.4. TANDEM-LINAC-BASIERTE PRÄKLINISCHE BESTRAHLUNGSANLAGE

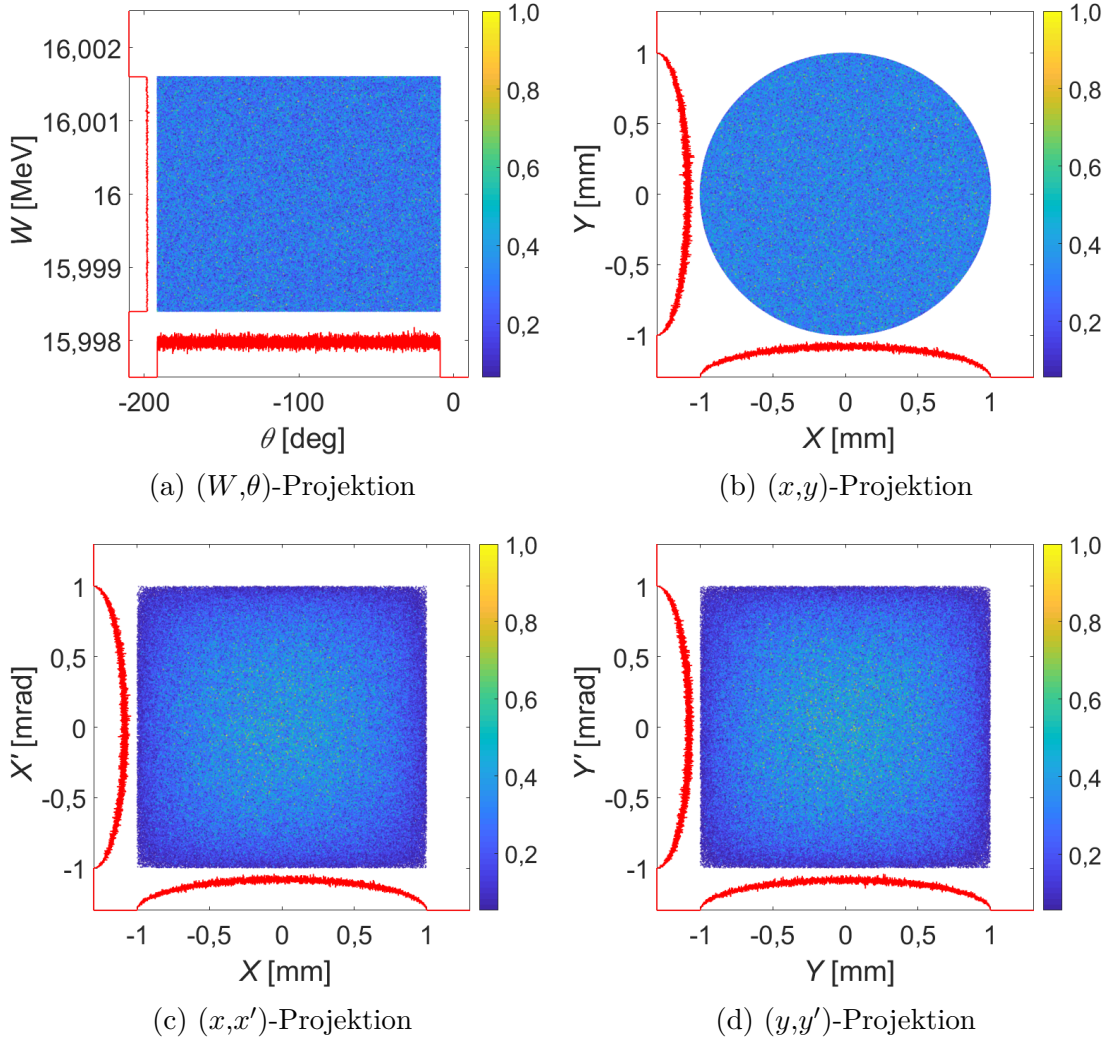


Abbildung 2.12: Projektionen des 6-dimensionalen Phasenraums am Punkt s_0 . Gefüllt mit $N_p = 1 \cdot 10^6$ Teilchen.

nommen werden, werden in den Strahldynamiksimulationen als bereits vollständig optimierte Transportelemente behandelt. Die ionenoptische Beschreibung dieser Module (letzte zwei SCDTL-Module und erste vier CCL-Module) wurden von *AVO-ADAM SA* als vorgefertigter TRAVEL-Code für die Strahldynamik-Simulationen bereitgestellt.

Zuerst wird mit dem Programm TRAVEL eine Akzeptanzstudie ausgearbeitet, um die Dimensionen des 6-dimensionalen Phasenraums zu bestimmen, welcher von der Nachbeschleunigerstruktur an deren Eingang (s_3) akzeptiert wird. Dafür wird bei s_3

KAPITEL 2. PRÄKLINISCHE PROTONEN-MINIBEAM-BESTRAHLUNGSANLAGEN

eine uniforme Partikelverteilung angenommen, die in allen sechs Dimensionen größer ist, als der maximale durch den Linac akzeptierte 6-dimensionale Phasenraum. Der longitudinale Phasenraum wird über die gesamte Phase θ der Resonanzfrequenz des Linacs ($\pm 180^\circ$) gefüllt. Die Energieverteilung $\frac{\Delta W}{W}$ der Protonen beträgt $\pm 5\%$. Der transversale Phasenraum ist kreisförmig und hat den Radius $x_{\max} = y_{\max} = 5$ mm und die maximale Divergenz $x'_{\max} = y'_{\max} = 15$ mrad. Alle Protonen, die aus diesem übergroßen, dem Linac angebotenen 6-dimensionalen Phasenraum durch den Linac transmittiert werden, werden auf den Eingang des Linacs (s_3) zurückprojiziert und bilden dort den vom Linac akzeptierten 6-dimensionalen Phasenraum.

Trace 3-D wird zur Optimierung der ionenoptischen Elemente zwischen Tandem und Linac (s_{0-3}) und der dem Linac nachgeschalteten Fokussiereinheit (s_{4-12}) verwendet. Dabei werden immer die 3σ -Strahleinhüllenden betrachtet. Um die vom Tandem (s_0) kommenden Protonen in den akzeptierten transversalen Phasenraum des Linacs (s_3) zu überführen, werden die Magnetfeldgradienten g der vier Quadrupolmagnete als freie Parameter mit Matching-Option 8 (vgl. Kap. 2.2.1) so optimiert, dass die Twiss-Parameter des vom Tandem kommenden Strahls (s_3) den vom Linac akzeptierten Twiss-Parametern (s_3) entsprechen. Die Abmessungen der Driftlängen s_{0-1} und s_{2-3} wurden so gewählt, dass genügend Platz für das Apertursystem (s_1) und andere optionale Strahlanalyse- und Manipulationssysteme zur Verfügung steht. Die Länge der Quadrupolmagnete und der Abstand zwischen ihnen entsprechen gängigen Dimensionen. Das Ziel der Quadrupol-Triplett-Fokussiereinheit (s_{4-12}) ist es, einen symmetrischen Strahlfleck mit dem kleinstmöglichen Durchmesser am Punkt s_{12} zu erzeugen. Zu diesem Zweck wurden die Magnetfeldgradienten g der drei Quadrupolmagnete als freie Parameter gewählt und mit Anpassungsoption 11 (vgl. Kap. 2.2.1) so optimiert, dass der resultierende Strahl (am Punkt s_{12}) die Bedingungen $\sigma_{12} = \sigma_{34} = 0$ (Twiss-Parameter: $\alpha_x = \alpha_y = 0$) erfüllt, was die Strahltaile (Fokus) definiert. Die Abstände zwischen Linac und Triplett (s_{4-7}) und zwischen Triplett und Fokuspunkt (s_{9-12}), die in erster Näherung das Abbildungsverhältnis definieren, sind begrenzt durch den im Maier-Leibnitz-Laboratorium zur Verfügung stehenden Platz und den für präklinische Experimente benötigten Platz hinter dem Triplett.

Die durch TRACE 3-D Simulationen in den Grundzügen entwickelte präklinische

2.4. TANDEM-LINAC-BASIERTE PRÄKLINISCHE BESTRAHLUNGSANLAGE

Bestrahlungsanlage wird durch Strahldynamik-Simulationen mithilfe der Software TRAVEL (vgl. Kap. 2.2.2) weiter optimiert und validiert. Eine TRAVEL-Deck-File wurde erstellt, welche alle Elemente der präklinischen Bestrahlungsanlage (s_0 bis s_{12}) charakterisiert. Die Beschreibung der letzten zwei SCDTL-Module und der ersten vier CCL-Module des LIGHT-Systems wurden von *AVO-ADAM SA* als vorgefertigter TRAVEL-Code bereitgestellt und eingebunden. Die Berechnung der Effekte zweiter und höherer Ordnung wurden in allen TRAVEL-Simulationen aktiviert. Als Input-File dient eine Liste der $N_p = 1 \cdot 10^6$ Protonen im 6-dimensionalen Phasenraum, wie sie in Abbildung 2.12 dargestellt sind. Bei einem Duty-Cycle von 0,1 % entspricht diese Protonenzahl einem Strahlstrom von $I_B = \frac{Q}{t} \cdot 0,1 \% = \frac{N \cdot e}{t} \cdot 0,1\% \approx 480$ nA. Raumladungseffekte werden daher eher überschätzt. Zur Maximierung der Transmission der vom Tandem bereitgestellten Protonen in einen Kreis mit einem Radius von 90 μm am Fokuspunkt (s_{12}) werden folgenden Parameter der Buncher-Einheit in den TRAVEL-Studien optimiert:

- Driftstrecke zwischen Buncher und Linac s_{0-3}
- Buncher-Amplitude U_B
- Phasenunterschied $\Delta\theta_S$ zwischen Buncher-HF und Linac-HF

Dabei wird für jede Änderung der Buncher-Parameter die Feldstärken der Quadrupolmagnete von Triplet und Quartett mit TRACE 3-D nachjustiert, um auf mögliche Änderungen der Partikelverteilung im 6-dimensionalen Phasenraum (z. B. beim Eintritt in den Linac s_3) zu reagieren und so immer eine optimale Anpassung aller Komponenten zu garantieren. Der Phasenunterschied der Nullphase θ_0 der initialen Partikelverteilung zur Phase der HF-Frequenz des Linacs (und somit des akzeptierten longitudinalen Phasenraums) entspricht $\Delta\theta_S$ und wird für diese Studie direkt im TRAVEL-Deck-File variiert. So kann die longitudinale Position jedes Protons bei s_0 um die gewünschte Phasenverschiebung des Bunchers $\Delta\theta_S$ versetzt werden, ohne die Driftstrecke s_{0-3} ändern zu müssen. Neben der Teilchentransmission zum Fokus (und damit verbunden dem Strahlstrom I_B) wird die präklinische Bestrahlungsanlage auch durch die Projektionen der Partikelverteilungen im 6-dimensionalen Phasenraum validiert, um so die Qualität der Einkopplung in den Linac und vor allem den Strahlfleck am Fokuspunkt (Strahl-Halo, Form etc.) genauer analysieren

KAPITEL 2. PRÄKLINISCHE PROTONEN-MINIBEAM-BESTRAHLUNGSANLAGEN

zu können. Raumladungseffekte werden von TRAVEL zwar berücksichtigt, ihr Einfluss auf die Strahleigenschaften wird jedoch zusätzlich analytisch (vgl. Kap. 2.1.4) abgeschätzt. Die Energiemodulation der Protonen wird bei Linac-basierten Anlagen durch eine Anpassung der HF-Leistung der einzelnen Linac-Strukturen realisiert. Wie die Energiemodulation den in einer Fläche $r = 90 \mu\text{m}$ am Fokuspunkt (s_{12}) zur Verfügung stehenden Strahlstrom beeinflusst, wird in einer letzten TRAVEL-Studie analysiert, indem die Protonenenergie schrittweise bis auf 29,1 MeV reduziert wird. CCL- sowie SCDTL-Module werden durch die Klystron-Verstärker einzeln mit Leistung versorgt, wodurch diese einzeln gesteuert werden können. Für die Simulation wird die Beschleunigungsspannung der vier CCL-Module sukzessive, beginnend beim ersten CCL-Modul, zuerst halbiert und dann auf null gesetzt. Die Beschleunigungsspannung des zweiten SCDTL-Moduls wird erst auf 90 % und anschließend auf 75 % reduziert. Für jede Änderung der Protonenenergie werden die Magnetfeldgradienten des Quadrupol-Triplets (s_{7-8}) mithilfe von TRACE 3-D so angepasst, dass der resultierende Fokus des Abbildungssystems (s_{4-12}) wieder am Punkt s_{12} liegt.

Abschließend werden mithilfe von TOPAS (vgl. Kap. 2.2.3) mehrere Studien ausgearbeitet, welche den Einfluss des Strahlanwendungssystems s_{4-12} (Abb. 2.11) auf die Strahlqualität evaluieren. Zuerst werden die Position der Steerer-Magnete, deren Dimensionen und deren Feldstärken so optimiert, dass eine Ablenkung von $\Delta x = \Delta y = \pm 15 \text{ mm}$ auf der (x,y) -Ebene am Punkt s_{12} ermöglicht wird. Dabei werden durch das Triplet verursachte Aberrationen minimiert, indem der Strahlschwerpunkt beim Durchqueren des Triplets auf das Zentrum des Triplets ($s_7 + \frac{s_8-s_7}{2}$) an der Position $x = y = 0 \text{ mm}$ angepasst wird (vgl. Abb. 2.11). Um die Rechenzeit zu reduzieren, werden die einzelnen Komponenten zwischen s_{4-12} durch geometrische Modelle repräsentiert, welche auf die Teile reduziert sind, die direkten Kontakt mit dem Teilchenstrahl haben könnten oder diesen beeinflussen. Für die TOPAS-Simulationen wird ein Strahlrohr mit einem Durchmesser von 60 mm inkludiert, welches den Strahl vom Punkt s_4 bis zum Fokus (s_{12}) umfasst. Es ist aus Stahl (vordefiniert in TOPAS) und hat eine Wanddicke von 5 mm. Ein zylinderförmiges Phantom aus Wasser (vordefiniert in TOPAS als G4-Wasser), welches einen Durchmesser von 10 cm und eine Länge von 10 cm hat, wird im Anschluss zum Fokuspunkt platziert. Als initialer Partikelstrahl für die TOPAS-Simulationen dient

2.4. TANDEM-LINAC-BASIERTE PRÄKLINISCHE BESTRAHLUNGSANLAGE

der durch TRAVEL erarbeitete 6-dimensionale Phasenraum am Ende des Linacs (s_4).

In der ersten TOPAS-Studie soll untersucht werden, ob der Teilchenstrahl auf dem Weg zum Fokus Scanningmagnete, Quadrupol-Triplett oder Strahlrohr nennenswert tangiert. Dazu werden Kaptonfenster, Dosimetrieinheit und der Abstand zwischen Dosimetrieinheit und Fokus (s_{11-12}) als Vakuum angenommen.

In der zweiten TOPAS-Studie wird evaluiert, wie groß der mit Luft gefüllte Abstand d (s_{11-12}) zwischen Dosimetrieinheit und Fokus sein kann, bis die resultierende laterale Aufstreuung durch die Strahlextraktion und die Dosimetrieinheit für präklinische Protonen-Minibeam-Experimente nicht mehr zu vernachlässigen ist. Das Magnetfeld der Steerer-Magnete wird dabei nicht berücksichtigt, wodurch der Strahlfleck am Fokus (s_{12}) bei $x = y = 0$ liegt. Es wird für zwei unterschiedlich dicke Kaptonfenster (25 μm und 125 μm) die laterale Aufstreuung des Teilchenstrahls in der (x,y) -Ebene am Fokus (s_{12}) in Abhängigkeit vom Abstand d zwischen Dosimetrieinheit und Fokus bestimmt.

In der dritten TOPAS-Studie wird der maximale Einfluss des Scanning-Prozesses auf die transversale Strahlausdehnung am Fokus (s_{12}) evaluiert. Dafür wird der Teilchenstrahl mithilfe der Scanningeinheit zu Zielpunkten am Rand des 30 mm x 30 mm großen Zielfelds auf der (x,y) -Ebene abgelenkt und die dort resultierenden Partikelverteilungen analysiert.

In der vierten TOPAS-Studie wird untersucht, inwieweit die Strahldivergenz des durch die präklinische Protonen-Minibeam-Anlage bereitgestellten 70 MeV Protonenstrahls die Minibeam Applikation limitiert. Dazu wird die Interaktion des 70 MeV Protonenstrahls mit einem Wasserphantom simuliert, das am Punkt s_{12} plaziert ist. Die Aufstreuung des Strahls der präklinische Protonen-Minibeam-Anlage wird mit der Aufstreuung eines Gauß'schen Teilchenstrahls ohne initiale Divergenz verglichen.

Als letztes wird eine grundlegende Protonen-Minibeam-Bestrahlung simuliert, um das Peak-to-Valley-Dose-Ratio ($PVDR$) am Strahleintritt zum Phantom für den durch die präklinische Bestrahlungsanlage bereitgestellten 70 MeV Strahl zu ermit-

KAPITEL 2. PRÄKLINISCHE PROTONEN-MINIBEAM-BESTRAHLUNGSANLAGEN

teln. Der Zeitaufwand für TOPAS Simulationen hängt stark von der gewünschten Auflösung der Dosisverteilung im Phantom (Anzahl der Voxel) ab. Um den kritischen Parameter der Voxel-Anzahl im Phantom möglichst weit zu reduzieren, wurde lediglich die Interaktion eines einzelnen 70 MeV Protonen-Minibeams mit einem verkleinerten Basisphantom simuliert. Die Dosisverteilung einer gesamten Bestrahlung mit einer Matrix aus mehreren Minibeams wird dann durch die Superposition der Einzelverteilungen in einem größeren Phantom berechnet. Die Voxelgröße im Basisphantom in transversaler Richtung $x_{\text{vox}}, y_{\text{vox}}$ wurde mit 70 μm so gewählt, dass der am Fokuspunkt in das Phantom eintretende Strahl, mit einem $FWHM$ von $< 212 \mu\text{m}$, noch rudimentär aufgelöst werden kann. Die Breite X und Höhe Y des Basisphantoms wurde auf 140 Voxel reduziert. Das entspricht 9,8 mm und ist ausreichend, um 7σ der Dosisverteilung im Basisphantom bis hin zum Bragg-Peak abzubilden. Die Voxelgröße des Basisphantoms in longitudinaler Richtung s_{vox} beträgt 0,25 mm. Dies ist ausreichend, um die Tiefendosisverteilung verschiedener Protonen-Minibeam-Bestrahlungen zu vergleichen. Die Länge des Basisphantoms ergibt sich für 176 Voxel zu 44 mm. Die Tiefe des Bragg-Peaks für 70 MeV Protonen liegt ca. bei 41 mm.

2.4.4 Ergebnisse und Diskussion

In diesem Kapitel werden zuerst Studien zu den Dimensionen und Parametern der Kopplungseinheit zwischen Linac und Tandem (s_{0-3}) vorgestellt, welche mit TRACE 3-D und TRAVEL erarbeitet wurden. Danach werden TRAVEL-Simulationen zur Optimierung der Buncher-Parameter (vgl. Kap. 2.4.3) gezeigt. Abschließend wird durch TOPAS Simulationen die Scanningeinheit charakterisiert, der Einfluss von Dosimetrieinheit und Austrittsfenster auf die transversale Strahlausdehnung am Fokus besprochen und das $PVDR$ für eine grundlegende Minibeam-Anwendung bestimmt.

2.4.4.1 Kopplung zwischen Tandem und Linearbeschleuniger

Abbildung 2.13 zeigt den von der Nachbeschleunigerstruktur akzeptierten 6-dimensionalen Phasenraum, wie er mithilfe von TRAVEL durch eine Akzeptanzstudie bestimmt wurde. Auf Basis dessen wird die Buncher-Einheit (s_0) und das Quadrupol-Quartett mithilfe von TRACE 3-D so optimiert, dass der vom Tandem-Beschleuniger

2.4. TANDEM-LINAC-BASIERTE PRÄKLINISCHE BESTRAHLUNGSANLAGE

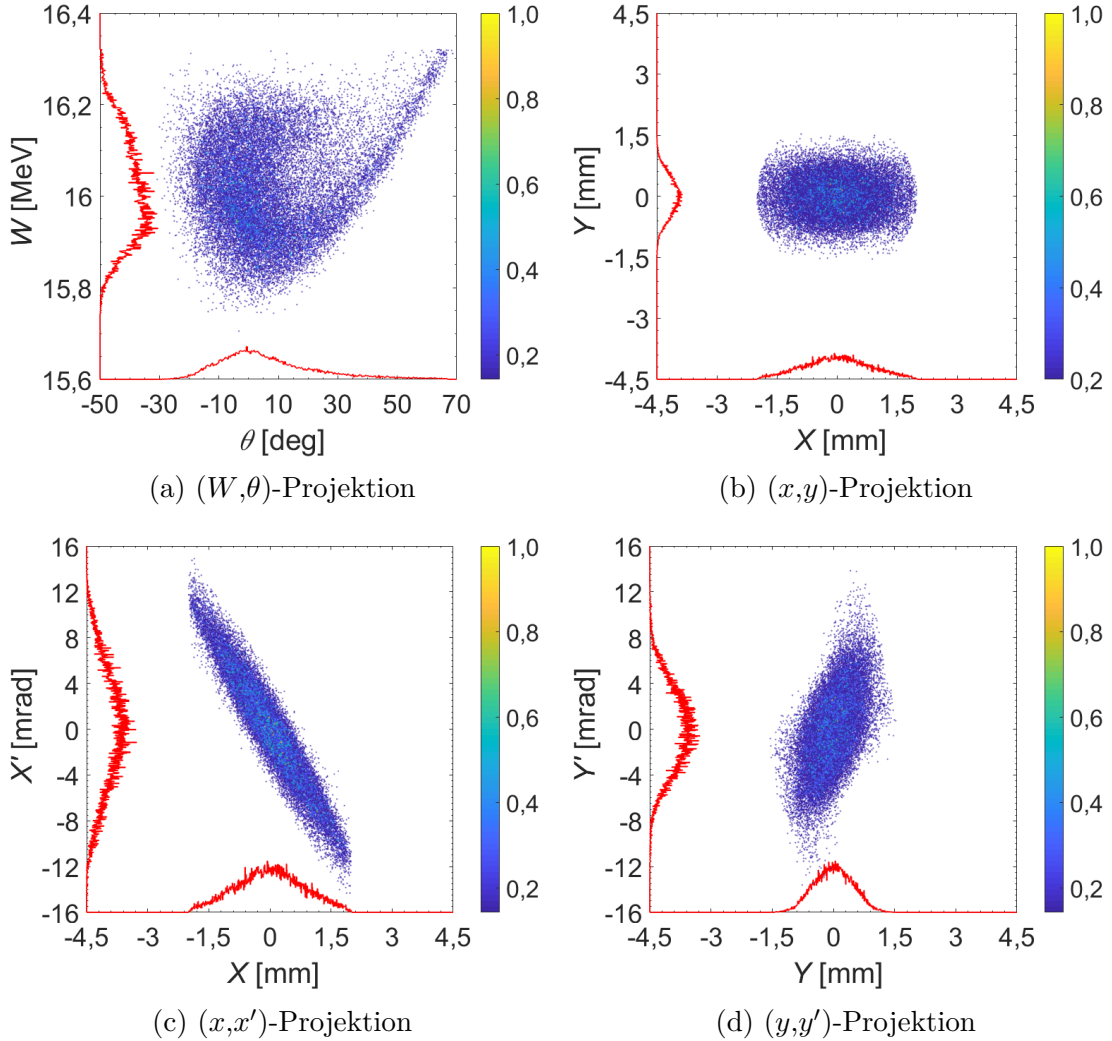


Abbildung 2.13: 2-dimensionale Projektionen des 6-dimensionalen akzeptierten Phasenraums des Linearbeschleunigers an der Position s_3 .

angebotene 6-dimensionale Phasenraum (s_0) bestmöglich in den akzeptierten 6-dimensionalen Phasenraum des Linacs (s_3) abgebildet wird.

Abbildung 2.14 zeigt die auf den Eingang des Linacs abgebildeten Protonen des Tandem-Beschleunigers (farbig dargestellt) im transversalen Phasenraum ($U_B = 35$ kV, $s_{0-3} = 3,27$ m). Der akzeptierte transversale Phasenraum des Linacs (vgl. Abb. 2.13) wird durch die grauen Punkte dargestellt. In Abbildung 2.14a und 2.14b ist gut zu erkennen, wie durch das Abgleichen der Twiss-Parameter (α und β) die Neigung der Partikelverteilung kommend vom Tandem-Beschleuniger an die Neigung des

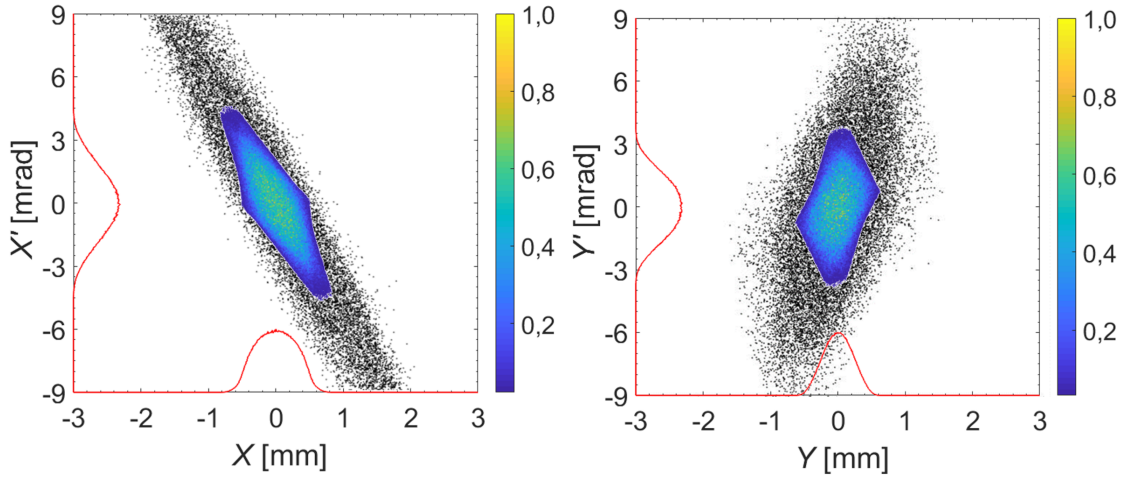
KAPITEL 2. PRÄKLINISCHE
PROTONEN-MINIBEAM-BESTRAHLUNGSANLAGEN

| Element | Typ | Länge [m] | Magnetfeld Gradient [$\frac{T}{m}$] |
|-----------|--------------|-----------|---------------------------------------|
| s_{0-1} | Driftstrecke | 1,52 | |
| a | Quadrupol | 0,15 | -22,00 |
| s_{a-b} | Driftstrecke | 0,2 | |
| b | Quadrupol | 0,15 | 19,52 |
| s_{b-c} | Driftstrecke | 0,2 | |
| c | Quadrupol | 0,15 | -19,95 |
| s_{c-d} | Driftstrecke | 0,2 | |
| d | Quadrupol | 0,15 | 24,09 |
| s_{2-3} | Driftstrecke | 0,55 | |

Tabelle 2.5: Parameter der Fokussierstruktur zwischen Buncher (s_0) und Linac (s_3) (bei einer Buncher Amplitude von 35 kV). Ein negativer Gradient entspricht einem vertikal fokussierenden Quadrupol, ein positiver Gradient einem horizontal fokussierenden Quadrupol.

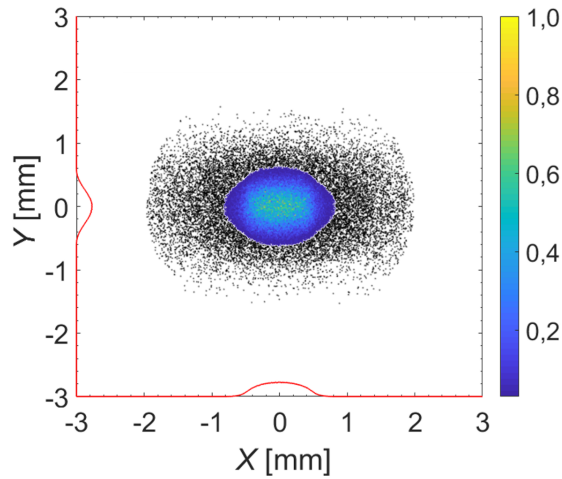
akzeptierten Phasenraums angepasst wird. Die Qualität der Anpassung des transversalen Phasenraums zwischen Tandem und Linac wird durch eine Transmissionsstudie überprüft. Dazu wird der longitudinale Phasenraum des Tandems begrenzt ($\theta = \pm 1^\circ$, $\frac{\Delta W}{W} = 0,0001$ %) um longitudinale Akzeptanzverluste am Linac auszuschließen. Der dadurch entstandene, mit $N_p = 1 \cdot 10^6$ Partikel gefüllte 6-dimensionale Phasenraum (transversaler Phasenraum wie in Abb. 2.12) konnte zu 100 % durch den Linac transportiert werden. Das Quadrupol-Quartett erlaubt daher eine optimale Anpassung von Tandem und Linac. Die erarbeitete Quadrupol-Anordnung ist zusammen mit den resultierenden 3σ -Strahleinhüllenden der (x)- und (y)-Projektion in Abbildung 2.15 dargestellt. Quadrupol-Längen, -Abstände und -Magnetfeldgradienten sind in Tabelle 2.5 aufgelistet. Der longitudinale Phasenraum des Tandemstrahls am Punkt s_0 (Abb. 2.16a) erfährt durch die Buncher-Einheit eine phasenabhängige Energiemodulation, wie sie in Abbildung 2.16b dargestellt ist. Beim Durchlaufen der Driftstrecke s_{0-3} ergibt sich aus der Energiemodulation (unterschiedlich schnelle Protonen) eine phasenabhängige Dichtemodulation, wodurch sich der größte Anteil der Protonen am longitudinalen Fokus der Buncher-Einheit (s_3) um die Nullphase θ_0 verteilt (farbige Partikelverteilung Abb. 2.16c). Sind die Phasen zwischen Buncher-HF-Signal und Linac-HF-Signals aufeinander abgestimmt, ergibt sich für eine Buncher-Amplitude von $U_B = 35$ kV und einem Buncher-Linac-Abstand von $s_{0-3} = 3,27$ m am Eingang des Linac (s_3) der Zeitfokus der Teilchendichte. Die Anzahl der in den akzeptierten longitudinalen Phasenraum des Linacs (graue Partikelverteilung

2.4. TANDEM-LINAC-BASIERTE PRÄKLINISCHE BESTRAHLUNGSANLAGE



(a): (x, x') -Projektion

(b): (y, y') -Projektion



(c): (x, y) -Projektion

Abbildung 2.14: 2-dimensionale Projektionen des transversalen Phasenraums des Tandemstrahls am Eingang des Linearbeschleunigers (s_3) (farbig). Der akzeptierte transversale Phasenraum des Linacs wird durch die Verteilung der durch den Linearbeschleuniger übertragenen Protonen aus Abb. 2.14 b,c und d in grau dargestellt. Einstellung des Quadrupol-Quartetts wie in Tabelle 2.5 zusammengefasst. $U_B = 35$ kV.

Abb. 2.16c) transportierten Protonen wird somit optimiert. Die Energiemodulation durch die Buncher-Einheit führt gleichzeitig zu einer vergrößerten Energieverteilung der Protonen von $\frac{\Delta W}{W} = \pm 0,125$ %, welche aber leicht vom Linac akzeptiert werden kann. Durch das Integrieren der Buncher-Einheit in die präklinische Bestrahlungseinrichtung konnte der Anteil an Protonen (vom CW-Strahl), die durch den Linac

KAPITEL 2. PRÄKLINISCHE PROTONEN-MINIBEAM-BESTRAHLUNGSANLAGEN

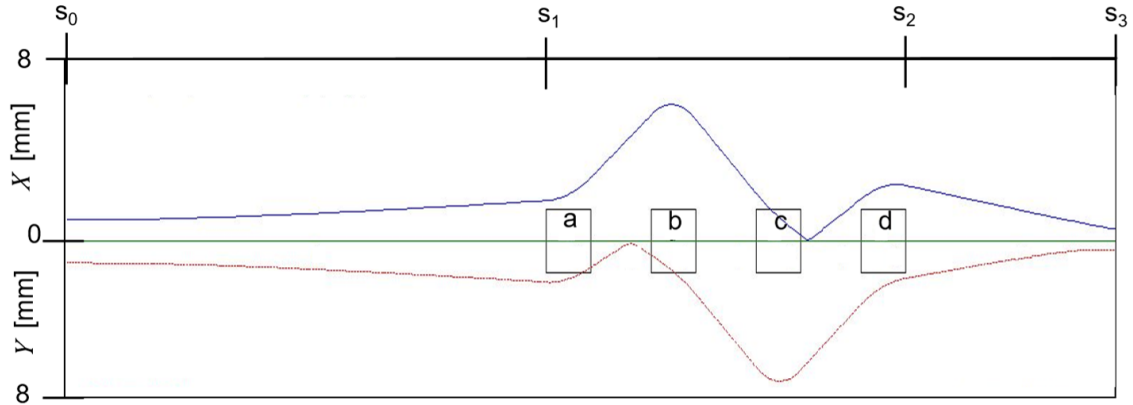
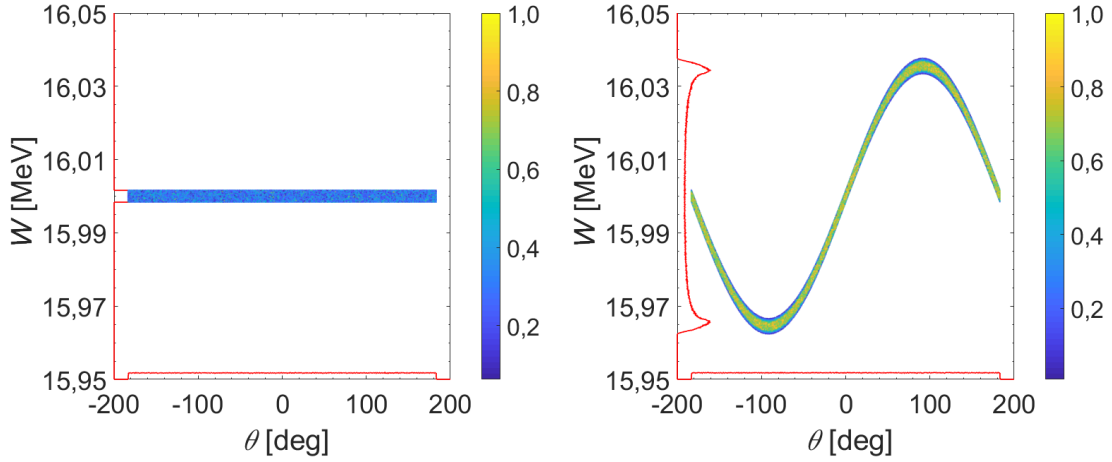


Abbildung 2.15: Quadrupol-Quartett zwischen Tandem (s_0) und Linac (s_4) mit den resultierenden 3σ -Strahleinhüllenden der x - und y -Projektion (blau bzw. rot)

transportiert werden, von 14,5 % (entspricht ca. dem Anteil der Phasenakzeptanz des Nachbeschleunigers $\Delta\theta = \pm 27^\circ$ von $\pm 180^\circ$) auf 52 % erhöht werden.

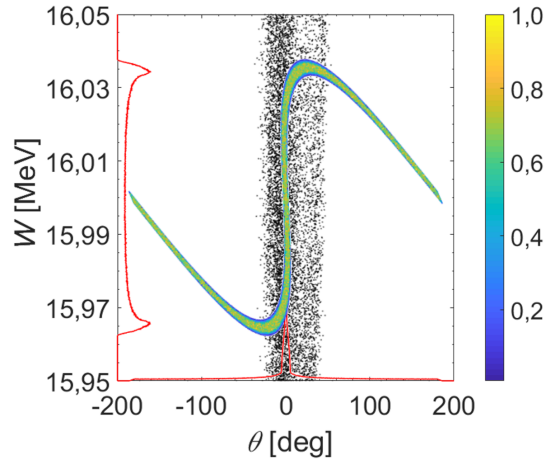
Abbildung 2.17 zeigt Projektionen des 6-dimensionalen Phasenraums der auf 70 MeV beschleunigten Protonen am Ende des Linacs (s_4). Die relative Energieverteilung der Partikel (Abb. 2.17a) hat sich im Vergleich zum Punkt s_3 leicht auf ca. $\frac{\Delta W}{W} = \pm 0,13$ % ($FWHM$) vergrößert. In der (x,y) -Ebene (Abb. 2.17b) ergibt sich eine transversale Strahlfleckausdehnung in X von $(0,74 \pm 0,01)$ mm ($FWHM$) und in Y von $(1,24 \pm 0,01)$ mm ($FWHM$). Die Strahldivergenzen in X' und Y' (Abb. 2.17c/d) betragen $(2,48 \pm 0,01)$ mrad ($FWHM$) und $(2,11 \pm 0,01)$ mrad ($FWHM$). Nachdem die Protonen mithilfe des Linacs auf 70 MeV beschleunigt wurden, wird der Strahl durch das Quadrupol-Triplett (s_{7-8}) auf das Ziel am Punkt s_{12} fokussiert. Abbildung 2.18 zeigt die Anordnung des Triplets mit den resultierenden 3σ -Strahleinhüllenden in X (blau) und Y (rot), wie von TRACE 3-D simuliert. Daraus ergibt sich der Durchmesser des benötigten Strahlrohrs zu 60 mm. Die Parameter der optimierten Quadrupolmagnete (Gradienten g , Längen L) und die Driftstrecken zwischen Linac (s_4) und Fokus (s_{12}) werden in Tabelle 2.6 zusammengefasst. Die resultierende transversale Teilchenverteilung am Fokus (s_{12}) wird in Abbildung 2.19 dargestellt. Der Anteil an transmittierten Partikeln vom Teilchenstrahl, kommend vom Tandem, in eine Fläche von $r = 90$ μm am Fokus beträgt 49,4 %. Das entspricht 95 % der vom Linac akzeptierten Protonen. Eine TRAVEL-Studie, bei der die Energieverteilung im longitudinalen Phasenraum bei s_4 auf $\frac{\Delta W}{W} = \pm 5 \cdot 10^{-5}$

2.4. TANDEM-LINAC-BASIERTE PRÄKLINISCHE BESTRAHLUNGSANLAGE



(a): (W, θ) -Projektion: s_0

(b): (W, θ) -Projektion: s_2



(c): (W, θ) -Projektion: s_3

Abbildung 2.16: 2-dimensionale Projektionen des longitudinalen Phasenraums der Protonen aus dem Tandem-Beschleuniger in Farbe. Dargestellt am Punkt s_0 in a), nach dem Buncher (s_2) in b) und am Eingang des Linearbeschleunigers (s_3) in c). Der akzeptierte longitudinale Phasenraum des Linacs (vgl. Abb. 2.14) wird in grau dargestellt. Einstellung des Quadrupol-Quartetts wie in Tabelle 2.5 zusammengefasst. $U_B = 35$ kV.

% beschnitten wurde, zeigt, dass 4 % der 5 % Gesamtverlust (welche nach dem Linac entstehen) auf das gewählte Verhältnis der Driftstrecken s_{4-7}/s_{9-12} und das dadurch begrenzte Abbildungsverhältnis zurückzuführen sind. Das verbleibende Prozent Verlust wird durch chromatische Aberrationen des Quadrupol-Triplets verursacht, die dem Strahl aufgrund seiner Energieverteilung ($\frac{\Delta W}{W} = \pm 0,13$ % ($FWHM$)) vom Quadrupol-Triplett aufgeprägt werden. In der (x, y) -Ebene (Abb.

KAPITEL 2. PRÄKLINISCHE PROTONEN-MINIBEAM-BESTRAHLUNGSANLAGEN

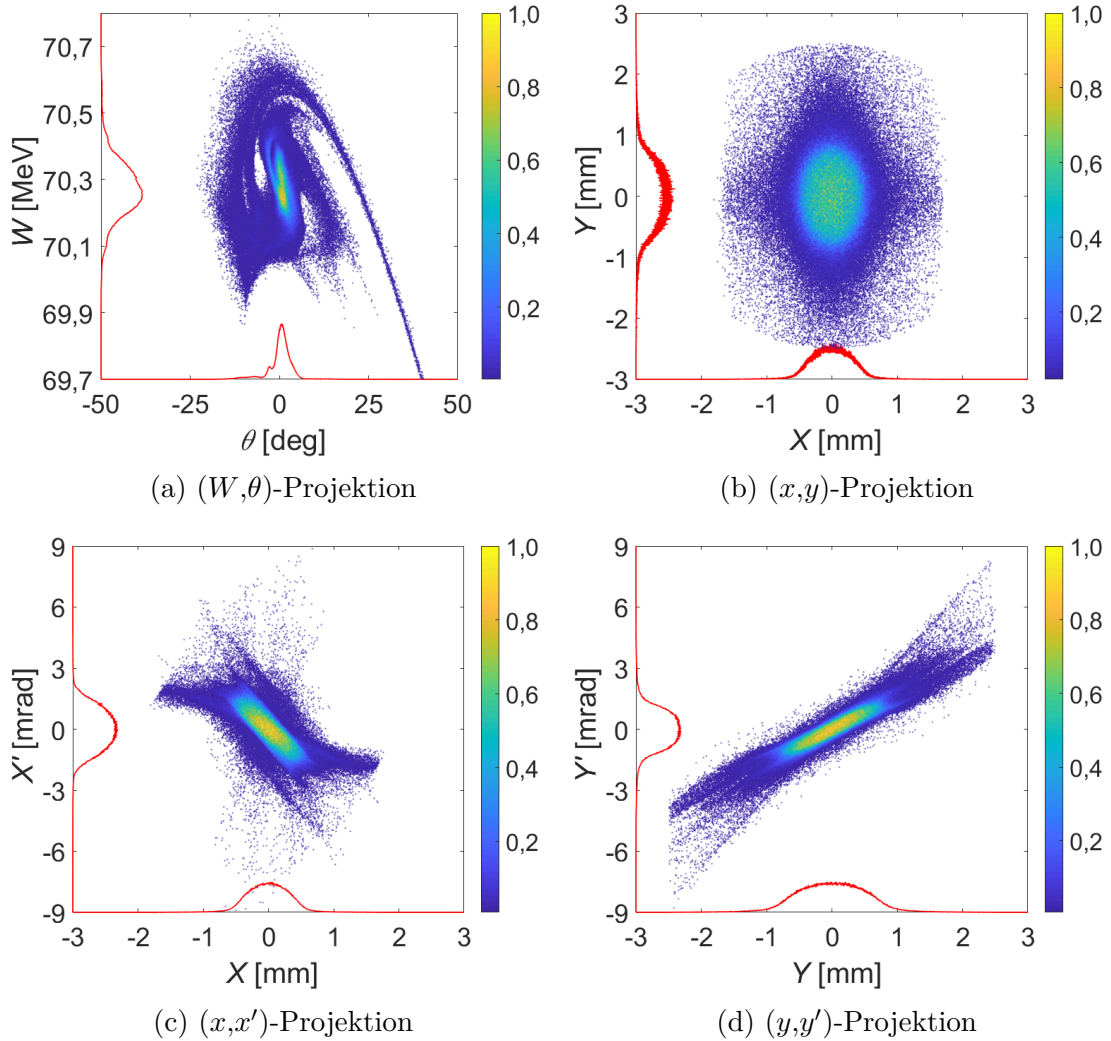


Abbildung 2.17: 2-dimensionale Projektionen des 6-dimensionalen Phasenraums am Ausgang des Linearbeschleunigers (s_4).

2.19c) ergibt sich eine transversale Strahlausdehnung in X von $(0,070 \pm 0,001)$ mm ($FWHM$) und in Y von $(0,069 \pm 0,001)$ mm ($FWHM$). Die Parameter der transversalen 1σ -Ellipsen für die (x, x') -Ebene und die (y, y') -Ebene sind in Tabelle 2.7 zusammengefasst. Über die in Kapitel 2.1.2 diskutierten Zusammenhänge zwischen Initialgröße der Ellipse und Maximalgröße der Ellipse (vgl. Abb. 2.4) ergibt sich für die Phasenellipsen am Punkt s_{12} eine maximale Abweichung von unter 0,001 % zur Initialgröße der Phasenellipsen. Der Punkt s_{12} entspricht daher in guter Näherung dem Fokus der Abbildungseinheit und damit dem Punkt des kleinsten Strahlflecks. Raumladungseffekte, welche den Strahlfleck vergrößern, werden von TRAVEL zwar

2.4. TANDEM-LINAC-BASIERTE PRÄKLINISCHE BESTRAHLUNGSANLAGE

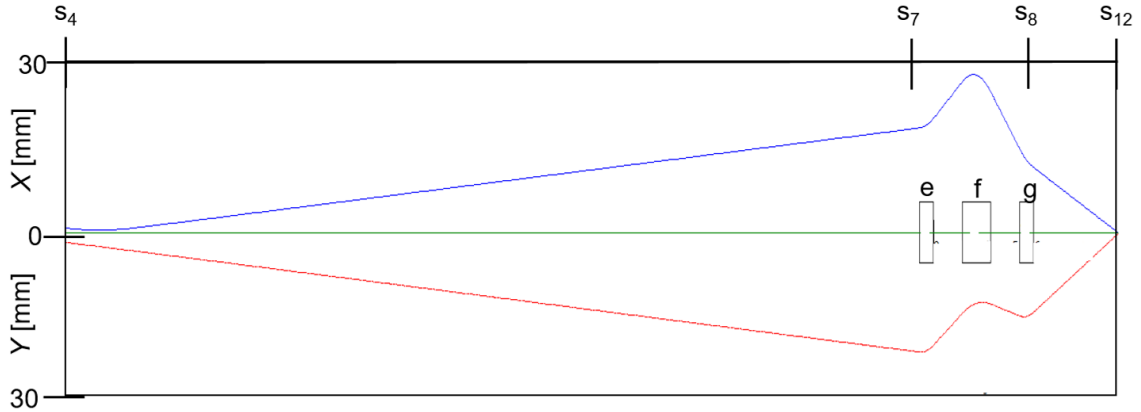


Abbildung 2.18: Fokussiersystem zwischen Linac (s_4) und Fokus (s_{13}) mit den resultierenden 3σ -Strahleinhüllenden der (x)- und (y)-Projektion (blau bzw. rot)

| Element | Typ | Länge [m] | Magnetfeld Gradient [$\frac{T}{m}$] |
|------------|--------------|-----------|---------------------------------------|
| s_{4-e} | Driftstrecke | 6 | |
| e | Quadrupole | 0,1 | -18,52 |
| s_{e-f} | Driftstrecke | 0,2 | |
| f | Quadrupole | 0,2 | 18,52 |
| s_{f-g} | Driftstrecke | 0,2 | |
| g | Quadrupole | 0,1 | -28,58 |
| s_{g-12} | Driftstrecke | 0,6 | |

Tabelle 2.6: Parameter der Fokussierstruktur zwischen Linac (s_3) und Fokus (s_{12}) (bei einer Buncher-Amplitude von 35 kV). Ein negativer Gradient entspricht einem vertikal fokussierenden Quadrupol, ein positiver Gradient einem horizontal fokussierenden Quadrupol.

| | Emittanz ϵ [$\pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$] | α | β [$\frac{\text{mm}}{\text{mrad}}$] |
|------------------------|---|----------|---|
| (x, x')-Projektion | 0,644 | 0,047 | 0,005 |
| (y, y')-Projektion | 0,591 | -0,067 | 0,004 |

Tabelle 2.7: Emittanz und Twiss-Parameter der 1σ -Phasenellipse am Fokus (s_{12}).

berücksichtigt und spielen offensichtlich eine untergeordnete Rolle, dennoch wird mithilfe von Gleichung 2.40 der Einfluss des Raumladungseffektes auf das vorgestellte Strahltransportsystem abgeschätzt. Dabei ist vor allem die Driftstrecke zwischen Tandem und Linac (s_{1-3}) von Interesse, da hier die Perveanz (vgl. Gl. 2.38) des Strahls $K \approx 6.2 \cdot 10^{-19} \frac{\text{A}}{\text{V}^{\frac{3}{2}}}$ aufgrund der niedrigen Beschleunigungsspannung von 16 MV am höchsten ist. Für einen Strahlstrom von 40 nA ergibt sich für den Strahlradius r durch Gleichung 2.40 der Zusammenhang $r(z) = 6.4 \cdot 10^{-7} \cdot z$. Über die

KAPITEL 2. PRÄKLINISCHE
 PROTONEN-MINIBEAM-BESTRAHLUNGSANLAGEN

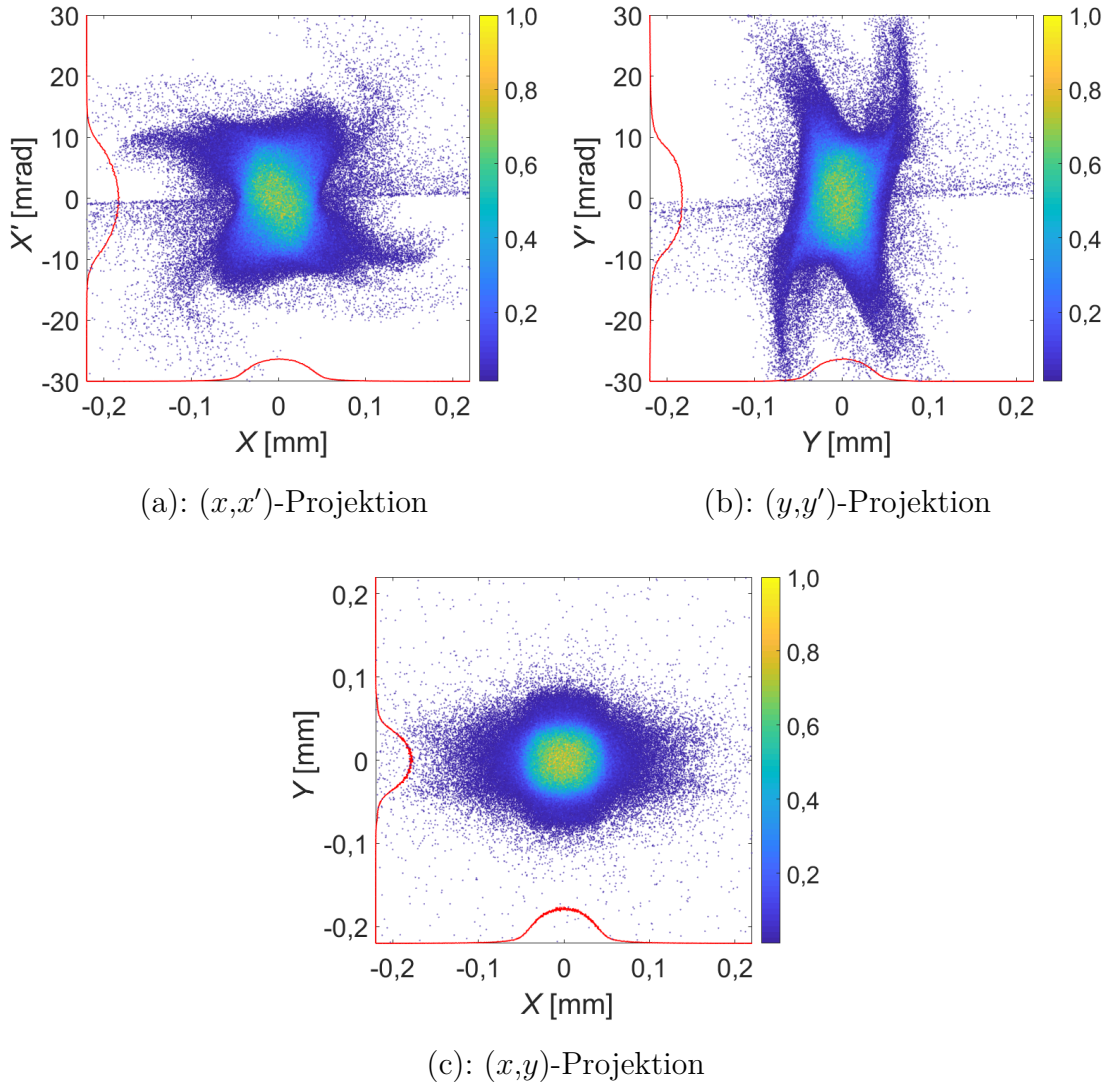


Abbildung 2.19: 2-dimensionale Projektionen des transversalen Phasenraums am Fokus (s_{12}).

gesamte Länge der vorgestellten Bestrahlungsanlage (17 m) wird sich demnach der Strahlradius eines laminaren Strahls mit kontinuierlicher Ladungsverteilung um 10 μm vergrößern, was zu vernachlässigen wäre. Außerdem kann davon ausgegangen werden, dass Raumladungseffekte für eine Perveanz $K \ll K_0$ ($K_0 = 0,77 \cdot 10^{-6} \frac{\text{A}}{\text{V}^{3/2}}$ für Protonen) durch das Optimieren der Quadrupol-Elemente im ionenoptischen System kompensiert werden können [68], was auch geschehen ist.

2.4. TANDEM-LINAC-BASIERTE PRÄKLINISCHE BESTRAHLUNGSANLAGE

2.4.4.2 Optimierung der Buncher-Einheit

Das longitudinale Fokussieren des Tandemstrahls in den akzeptierten Phasenraum des Linacs durch die Buncher-Einheit (s_0), welche mit TRACE 3-D erarbeitet wurde, erhöht die Transmission der vom Tandem angebotenen Protonen durch den Linac auf 52 %. Um die Strahlbrillanz am Linac-Ausgang (s_4) und die Transmission in eine Fläche mit dem Radius von 90 μm am Fokus (s_{12}) zu maximieren, werden die Parameter der Buncher-Einheit durch TRAVEL-Studien optimiert. Der Maßstab für die Optimierung von Driftstrecke zwischen Buncher und Linac (s_{0-3}), Buncher-Amplitude U_B und Phasenunterschied zwischen Buncher HF-Frequenz und Linac HF-Frequenz $\Delta\theta_S$ ist dabei der Anteil an transmittierten Teilchen in einen Kreis mit Radius 90 μm am Fokus (s_{12}).

Zuerst wird die Buncher-Amplitude U_B von 10 kV bis 100 kV variiert (Abb. 2.20). Für jede Variation wurde die Driftstrecke zwischen Buncher und Linac (s_{0-3}), die Driftstrecke zwischen Quadrupol-Quartett und Linac (s_{2-3}), sowie die Magnetfeldgradienten des Quadrupol-Quartetts (s_{1-2}) und -Tripletts (s_{7-8}) mit TRACE-3D optimiert. So werden die Rahmenbedingungen (Buncher-Amplitude U_B und die daraus resultierende Driftstrecke s_{0-3}) festgelegt, bei denen effizient in den Nachbeschleuniger eingekoppelt werden kann. Für eine Buncheramplitude von $U_B = 25$ kV bis $U_B = 45$ kV ergibt sich eine nahezu konstante Transmission der Tandem-Protonen in eine Fläche von $r = 90$ μm am Fokus (s_{13}) von etwa 42 %. Fokussier-Strukturen mit einer Länge von 2,3 m bis 4 m (s_{0-3}) erfüllen daher die Anforderungen an eine effiziente Kopplung zwischen Tandem und Linac. Somit genügt auch das in Abbildung 2.15 und Tabelle 2.5 beschriebene Abbildungssystem den Anforderungen. Außerhalb dieser Grenzen nimmt die Transmission durch den Linearbeschleuniger schnell ab. Die Gründe dafür sind anhand der beiden U_B -Extremfälle in Abbildung 2.21 durch den vom Buncher beeinflussten longitudinalen Phasenraum (farbig) und dem vom Linac akzeptierten Phasenraum (grau) veranschaulicht. Abbildung 2.21a zeigt den longitudinalen Phasenraum für eine Buncheramplitude von 10 kV. Durch die lange Flugzeit der Teilchen ergibt sich eine Verbreiterung der longitudinalen Fokussierung um 0° , wodurch sich ein Großteil der Teilchen nicht mehr im akzeptierten longitudinalen Phasenraum des Linacs befindet. Abbildung 2.21b zeigt den

KAPITEL 2. PRÄKLINISCHE PROTONEN-MINIBEAM-BESTRAHLUNGSANLAGEN

longitudinalen Phasenraum für eine Buncher Amplitude von 100 kV. In diesem Fall ist die Transmission durch den Linac ähnlich hoch wie bei einer Buncheramplitude von z.B. 35 kV. Jedoch ergibt sich durch die Buncheramplitude ($U_B = 100$ kV) eine Energieverbreiterung $\frac{\Delta W}{W}$ von $\pm 0,6$ %, welche durch den Linac erhalten bleibt. Die resultierende und im Vergleich zum 35 kV Fall erhöhte chromatische Aberration durch das Quadrupol-Triplett (s_{7-8}) führt zu einer Vergrößerung des Strahlflecks.

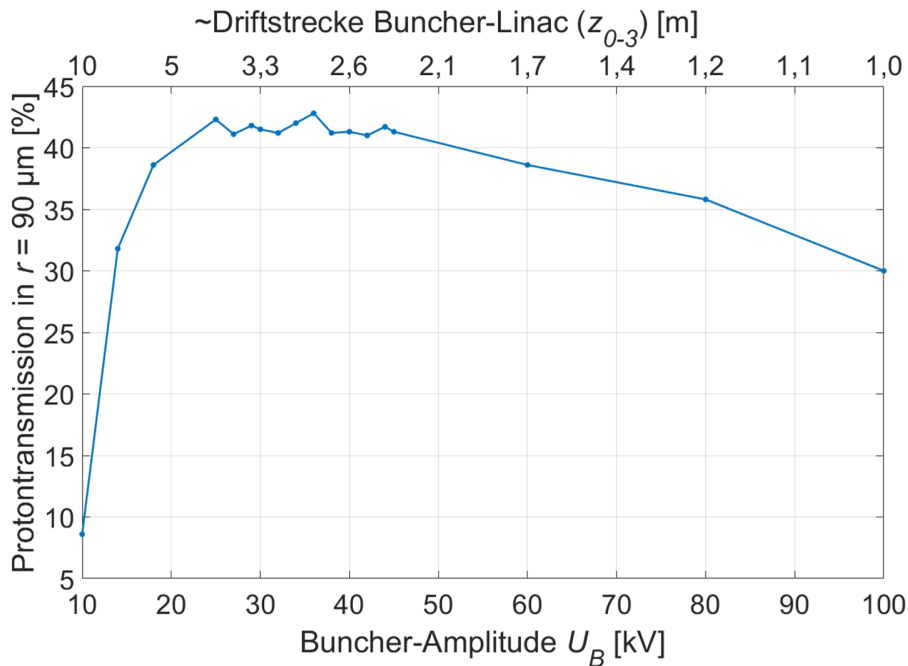


Abbildung 2.20: Transmission der vom Tandem angebotenen Protonen in $r=90 \mu\text{m}$ am Fokus (s_{12}) für verschiedene Buncher-Amplituden (U_B) und die entsprechenden Driftstrecken zwischen Buncher und Linac (s_{0-3}).

In den folgenden TRAVEL-Studien wird der Abstand zwischen Buncher und Linac von $s_{0-3} = 3,27$ m als konstant angenommen. Buncher-Amplitude U_B und Phasenverschiebung $\Delta\theta_S$ werden durch die Variation im 2-dimensionalen Parameterraum von $U_B = 35$ kV bis $U_B = 47$ kV in 1 kV Schritten und $\Delta\theta_S = -3^\circ$ bis $\Delta\theta_S = 8^\circ$ in 1° Schritten optimiert. Die Variation von U_B resultiert bei konstantem Abstand s_{0-3} in einer Verkipfung des Zeitfokus der Verteilung im longitudinalen Phasenraum am Eingang des Linacs (s_3). Die Variation von $\Delta\theta_S$ resultiert in einem Phasenunterschied der Nullphase θ_0 der initialen Partikelverteilung zur Phase der HF-Frequenz des Linacs (und somit des akzeptierten longitudinalen Phasenraums). Abbildung

2.4. TANDEM-LINAC-BASIERTE PRÄKLINISCHE BESTRAHLUNGSANLAGE

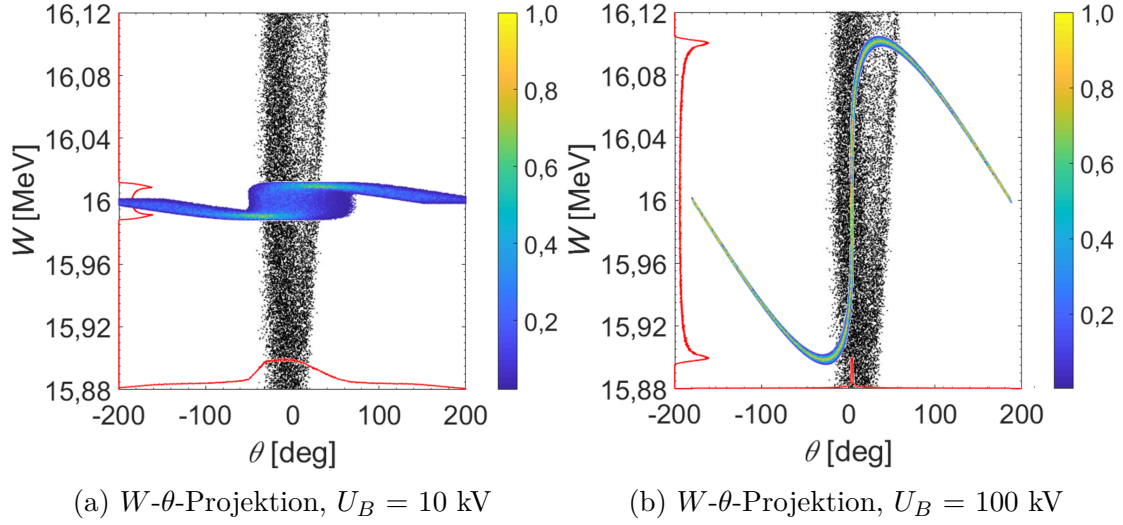


Abbildung 2.21: 2-dimensionale Projektionen des longitudinalen Phasenraums bei s_3 für die Buncher Amplituden (U_B) 10 kV und 100 kV bzw. deren entsprechenden Driftstrecken (s_{0-3}) 9,8 m und 0,82 m. Der akzeptierte longitudinale Phasenraum des Linacs (vgl. Abb. 2.13) ist durch die graue Verteilung dargestellt.

2.22 zeigt in Abhängigkeit von U_B und $\Delta\theta_S$ die prozentuale Transmission der vom Tandem zur Verfügung gestellten Protonen durch den Linac (s_4). Eine maximale Transmission von 58,8 % aller vom Tandem angebotenen Teilchen ergibt sich für $\Delta\theta_S = 7^\circ$ und $U_B = 44$ kV. Die Optimierung des ionenoptischen Systems der präklinischen Protonen-Minibeam-Bestrahlungsanlage erfolgt im Hinblick auf die Transmission der vom Tandem angebotenen Protonen in ein Feld mit Radius 90 μm am Fokus (s_{12}). Abbildung 2.23 zeigt die Transmission der vom Tandem kommenden Teilchen in eine Fläche von $r = 90$ μm bei s_{12} am Fokus in Abhängigkeit von U_B und $\Delta\theta_S$. Eine maximale Transmission von 54,5 % aller vom Tandem angebotenen Teilchen ergibt sich für $\Delta\theta_S = 5^\circ$ und $U_B = 42$ kV. Somit steht für präklinische Experimente ein mittlerer Strahlstrom von etwa 21 nA zur Verfügung. Der für die höchste Transmission resultierende Strahlfleck hat eine transversale Ausdehnung in X von (80 ± 1) μm ($FWHM$) und in Y von (73 ± 1) μm ($FWHM$). Die Strahldivergenzen in X' und Y' betragen $(12,50 \pm 0,02)$ mrad ($FWHM$) und $(17,20 \pm 0,02)$ mrad ($FWHM$). Zur genaueren Charakterisierung der Fokussiereigenschaften des Quadrupol-Triplets und der Strahlqualität am Fokus (s_{12}) wird die in Abbildung 2.23 gezeigte Studie zur Optimierung von Buncher-Amplitude U_B und Phasenverschiebung $\Delta\theta_S$ für ein reduziertes Zielfeld mit einem Radius von 50 μm am Fokus wiederholt. Abbildung 2.24

KAPITEL 2. PRÄKLINISCHE
PROTONEN-MINIBEAM-BESTRAHLUNGSANLAGEN

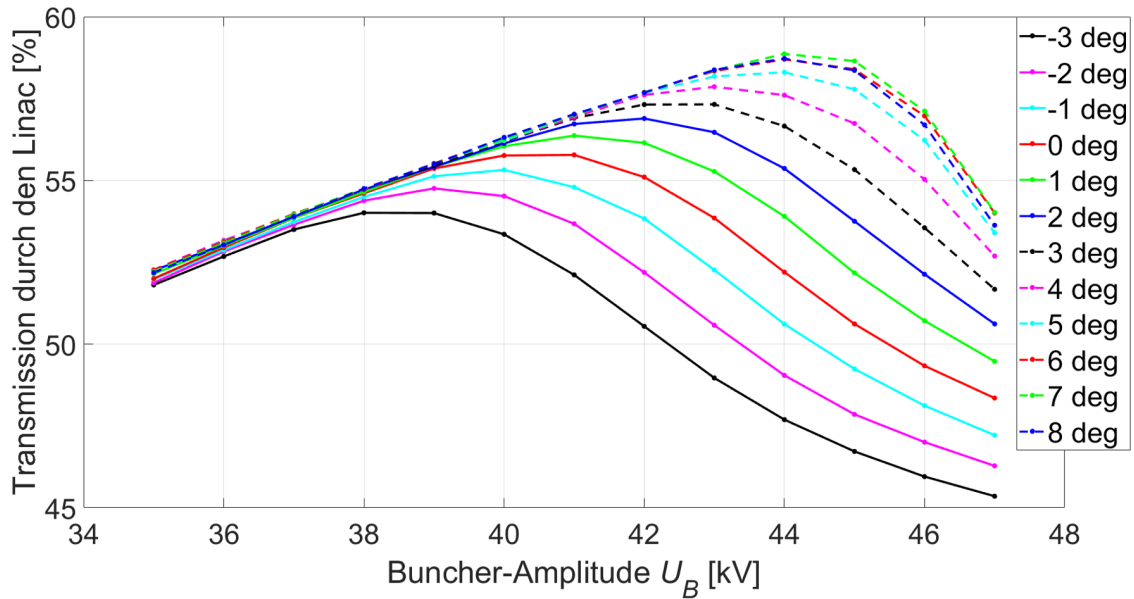


Abbildung 2.22: Prozentuale Transmission der vom Tandem zur Verfügung gestellten Protonen durch den Linac für verschiedene Kombinationen aus Buncher-Amplituden U_B und Phasenverschiebung $\Delta\theta_S$.

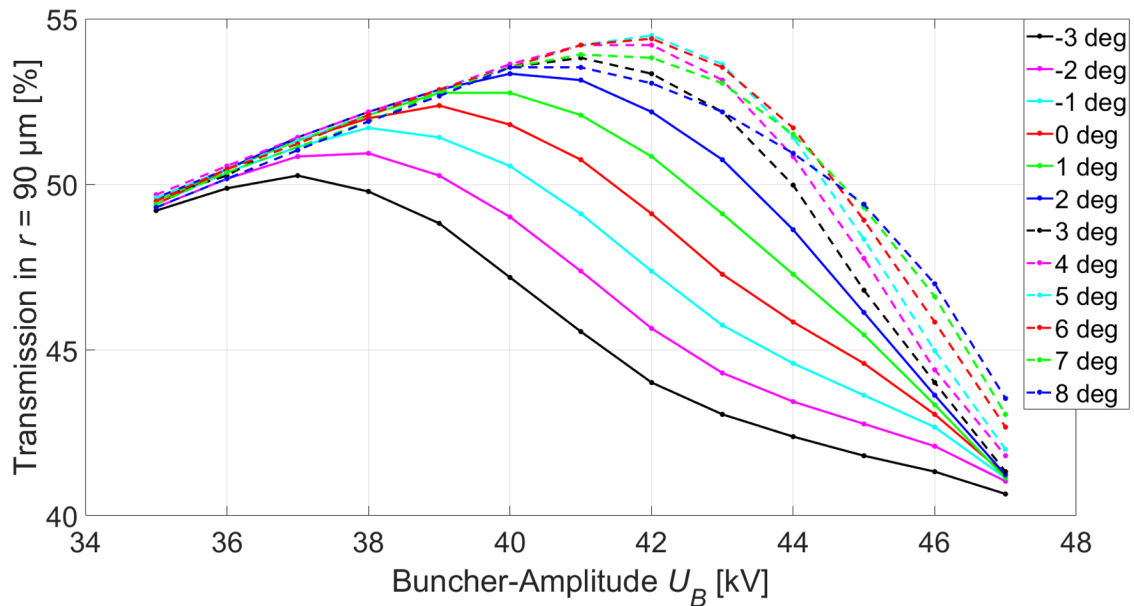


Abbildung 2.23: Prozentuale Transmission der vom Tandem kommenden Teilchen in ein Feld mit Radius $90 \mu\text{m}$ am Fokus für verschiedene Kombinationen aus Buncher-Amplituden U_B und Phasenverschiebung $\Delta\theta_S$.

zeigt die Transmission der vom Tandem kommenden Teilchen in eine Fläche von $r = 50 \mu\text{m}$ am Fokus (s_{12}) in Abhängigkeit von U_B und $\Delta\theta_S$. Die höchste Transmission ergibt sich dabei für $\Delta\theta_S = 6^\circ$ bzw. 7° und $U_B = 41 \text{ kV}$ zu $41,2 \%$. Außerdem ist zu

2.4. TANDEM-LINAC-BASIERTE PRÄKLINISCHE BESTRAHLUNGSANLAGE

erkennen, dass die Transmission (in $r = 50 \mu\text{m}$) für niedrige Buncher-Amplituden und Phasenverschiebungen unter 1° ähnlich hoch ist wie die maximale Transmission, obwohl die Gesamttransmission (ohne Randbedingungen am Fokus) durch den Linac für niedrige Buncher-Amplituden gegenüber dem Maximum deutlich reduziert ist (vgl. Abb. 2.22). Im Vergleich zur Studie, in der die Transmission in eine Fläche mit einem Radius von $90 \mu\text{m}$ (vgl. Abb. 2.23) betrachtet wurde, erlaubt die Evaluation der Transmission in $r = 50 \mu\text{m}$ daher eine bessere Beurteilung der transversalen Strahlausdehnung. Für die geplanten präklinischen Protonen-Minibeam-Experimente kann eine transversale Strahlausdehnung von $< 212 \mu\text{m}$ ($FWHM$) akzeptiert werden, weshalb im Weiteren die durch Abbildung 2.23 bestimmten Buncher-Parameter mit der höchsten Transmission in $r = 90 \mu\text{m}$ ($\Delta\theta_S = 5^\circ$, $U_B = 42 \text{ kV}$) als Optimum angenommen werden. Falls es für andere zukünftige Experimente nötig wird, kann die transversale Strahlausdehnung bei Bedarf aber weiter reduziert werden, indem die Buncher-Amplitude (Phasenverschiebung unter 1°) reduziert wird. Wie sehr sich der durch den Linac transportierte 6-dimensionalen Phasenraum (s_4) dazu eignet, durch das Quadrupol-Triplett fokussiert zu werden, wird in Abbildung 2.25 veranschaulicht. Diese zeigt den prozentualen Anteil aller durch den Linac transportierten Protonen (am Punkt s_4 vgl. Abb. 2.22), die in ein Feld mit einem Radius von $50 \mu\text{m}$ am Fokus (s_{12}) fokussiert werden. Abbildung 2.26 zeigt die logarithmisch aufgetragenen 1-dimensionalen Projektionen des 4-dimensionalen transversalen Phasenraums am Punkt s_{12} für die optimalen Buncher Parameter (blau: $\Delta\theta_S = 5^\circ$, $U_B = 42 \text{ kV}$) und für zwei Extremfälle (orange: $\Delta\theta_S = -3^\circ$, $U_B = 47 \text{ kV}$ und gelb: $\Delta\theta_S = 8^\circ$, $U_B = 35 \text{ kV}$), um die Empfindlichkeit der beiden Buncher-Parameter zu veranschaulichen. Die höchste Transmission in ein Feld von $r = 90 \mu\text{m}$ ergibt sich, wie beschrieben, für die optimalen Buncher-Parameter (Abb. 2.26: blau). Allerdings bieten Buncher-Konfigurationen, bei denen eine niedrigere Transmission akzeptiert werden muss, unter Umständen kleinere Strahlfleck-Dimensionen. So ergibt sich z. B. für den Extremfall $\Delta\theta_S = 8^\circ$ und $U_B = 35 \text{ kV}$ (Abb. 2.26: gelb) im Vergleich zum Optimalfall eine um ca. 10 % verringerte Transmission (in $r=90 \mu\text{m}$) aber auch einen um ca. 7% kleineren Strahlfleck mit einer transversalen Ausdehnung in X von $(75 \pm 1) \mu\text{m}$ ($FWHM$) und in Y von $(68 \pm 1) \mu\text{m}$ ($FWHM$).

KAPITEL 2. PRÄKLINISCHE
PROTONEN-MINIBEAM-BESTRAHLUNGSANLAGEN

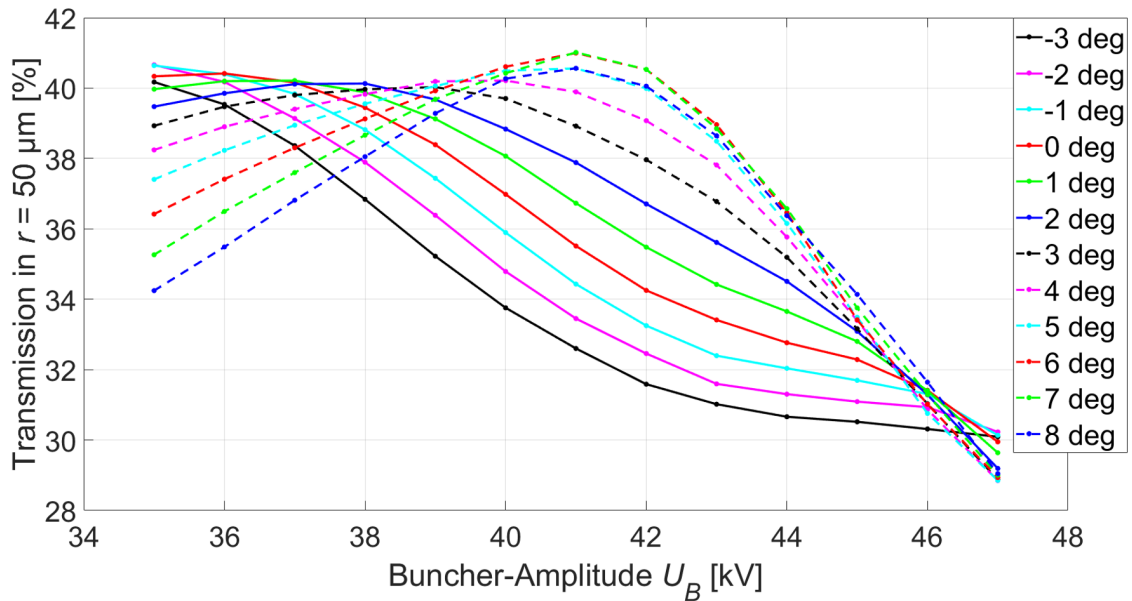


Abbildung 2.24: Prozentuale Transmission der vom Tandem kommenden Teilchen in ein Feld mit einem Radius von $50 \mu\text{m}$ am Fokus für verschiedene Kombinationen aus Buncher-Amplituden U_B und Phasenverschiebung $\Delta\theta_S$.

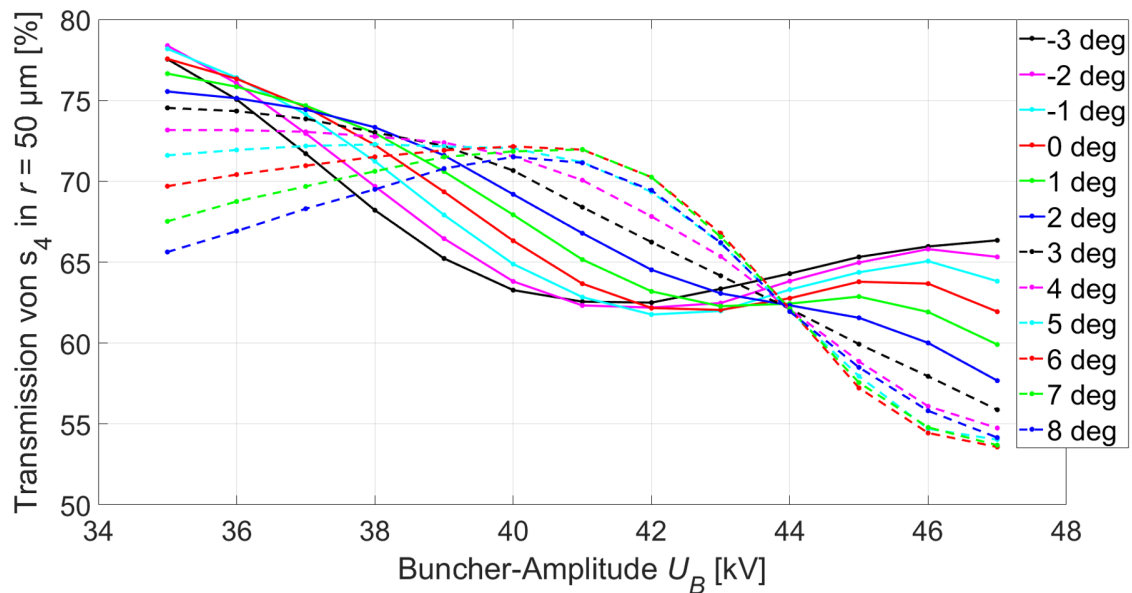


Abbildung 2.25: Prozentuale Transmission der Teilchen des 6-dimensionalen Phasenraums nach dem Linac (s_4) in ein Feld mit einem Radius von $50 \mu\text{m}$ am Fokus (s_{12}) für verschiedene Kombinationen aus Buncher-Amplituden U_B und Phasenverschiebung $\Delta\theta_S$.

2.4. TANDEM-LINAC-BASIERTE PRÄKLINISCHE BESTRAHLUNGSANLAGE

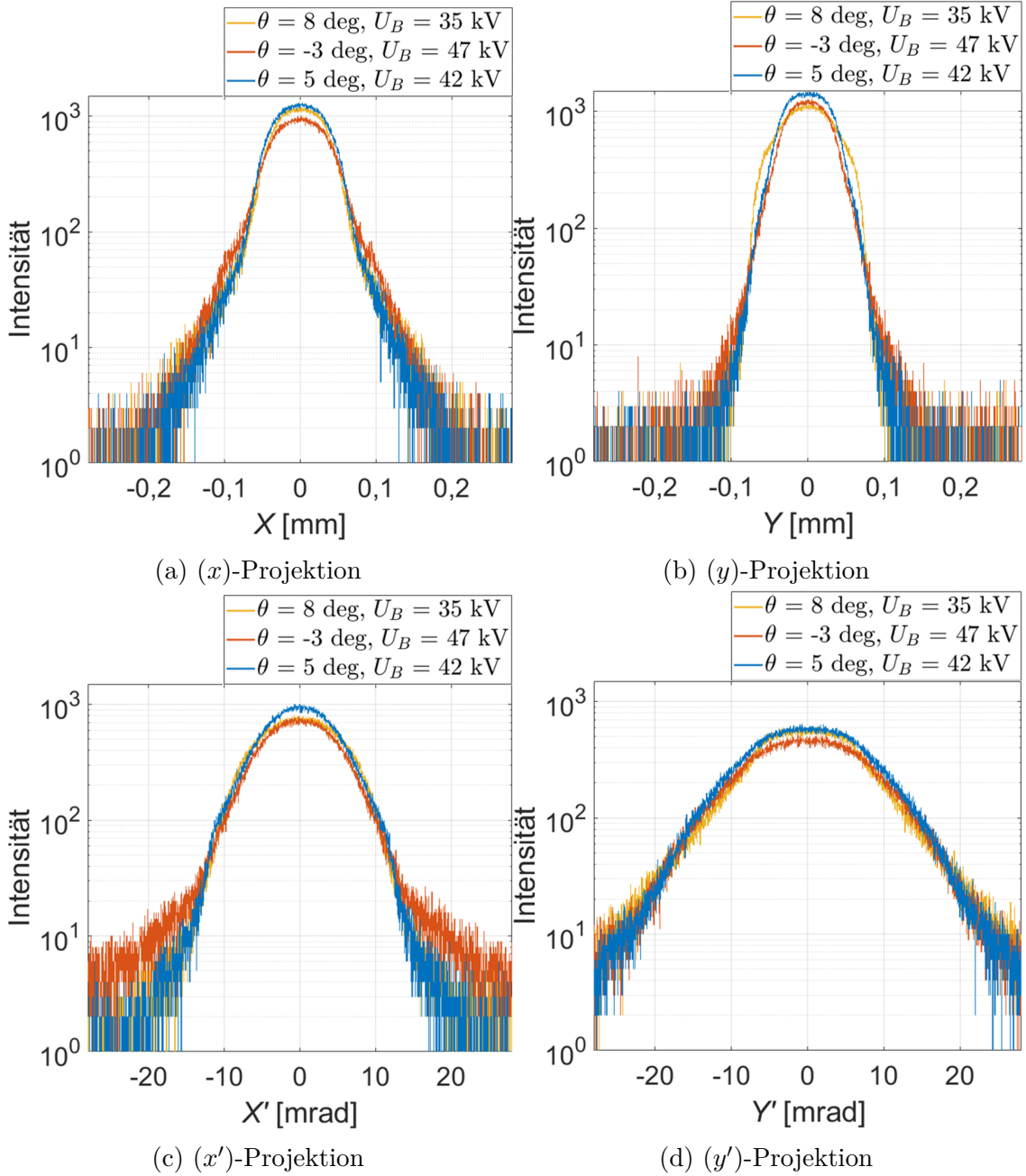


Abbildung 2.26: 1-dimensionale Projektionen des 4-dimensionalen longitudinalen Phasenraums am Fokus (s_{12}) für verschiedene Buncher-Konfigurationen.

2.4.4.3 Strahlstrom bei reduzierter Protonenenergie W

Die präklinische Bestrahlungsanlage soll die Möglichkeit bieten, entsprechend den ICRU-Anforderungen ($0,95 \cdot D_{soll} < D < 1,07 \cdot D_{soll}$), über die gesamte Tiefendimension des Ziels gleichmäßige Dosis zu applizieren. Dies gelingt über den schon beschriebenen Spread-Out-Bragg-Peak (vgl. Kap. 1), welcher durch die Überla-

KAPITEL 2. PRÄKLINISCHE PROTONEN-MINIBEAM-BESTRAHLUNGSANLAGEN

gerung von Protonenstrahlen unterschiedlicher Energie entsteht. Anders als bei Zyklotron-basierten Anlagen wird die dafür nötige Energiemodulation der Protonen bei Linearbeschleuniger-basierten Anlagen nicht durch eine Degradier-Struktur, sondern durch das Regeln der HF-Leistung der einzelnen Strukturen realisiert.

Im Nachfolgenden wird analysiert, wie sich diese Energiemodulation auf den zur Verfügung stehenden Strahlstrom in der Fläche $r = 90 \mu\text{m}$ am Punkt (s_{12}) auswirkt. Dafür wird mit TRAVEL eine Simulationsserie ausgearbeitet, bei der die Protonenenergie bis auf 29,1 MeV reduziert wird. Die Buncher-Parameter entsprechen dabei dem für 70 MeV Protonen ermittelten Optimum (vgl. Abb. 2.23). Abbildung 2.27 zeigt die prozentuale Transmission aus dem vom Tandem bereitgestellten 6-dimensionalen Phasenraum (vgl. Abb. 2.12) in eine Fläche von $r = 90 \mu\text{m}$ am Fokus (s_{12}) für die unterschiedlichen Strahlenergien. Es ist zu erkennen, dass die Transmission bis zu einer Protonenenergie von 37,5 MeV (alle CCL-Module abgeschalten) nahezu konstant ca. 50 % beträgt. Eine Ausnahme bildet hier die Protonenenergie von 38,5 MeV, für die die Transmission auf 38 % absinkt. Durch eine Reduzierung der Protonenenergie unter 37,5 MeV (SCDTL-Module) sinkt die Transmission hingegen stark ab. So führt die Reduzierung der Beschleunigungsspannung von SCDTL-Modul 2 auf 90 % (32,8 MeV) und dann 75 % (29,1 MeV) zu einer Reduzierung der Transmission auf 10 % und dann auf 0,5 %. Dieser große Abfall der Transmission lässt sich dadurch erklären, dass die permanenten Quadrupolmagnete, welche zwischen allen Modulen des LIGHT-Systems positioniert sind und den Teilchenstrahl durch die Aperturen der einzelnen Module fädeln, für eine gewisse Teilchenenergie W_0 (Zielenergie) entworfen sind. Ist der Unterschied zwischen Teilchenenergie und Zielenergie zu groß, können nicht mehr alle Teilchen durch die Aperturen der Module gefädelt werden.

Die präsentierte Bestrahlungsanlage ermöglicht es, präklinische Experimente an Zielen mit einer Tiefendimension zwischen 1,3 cm (37,5 MeV) und 4,2 cm (70 MeV) bei einem Strahlstrom zwischen 13 nA und 21 nA durchzuführen, was alle derzeit geplanten präklinischen Experimente ermöglicht. Bei Bedarf kann die Protonenenergie durch eine Degradier-Struktur, die direkt vor dem Versuchstier platziert wird, weiter reduziert werden, was aber eine Erhöhung der transversalen Strahlausdehnung mit sich bringt.

2.4. TANDEM-LINAC-BASIERTE PRÄKLINISCHE BESTRAHLUNGSANLAGE

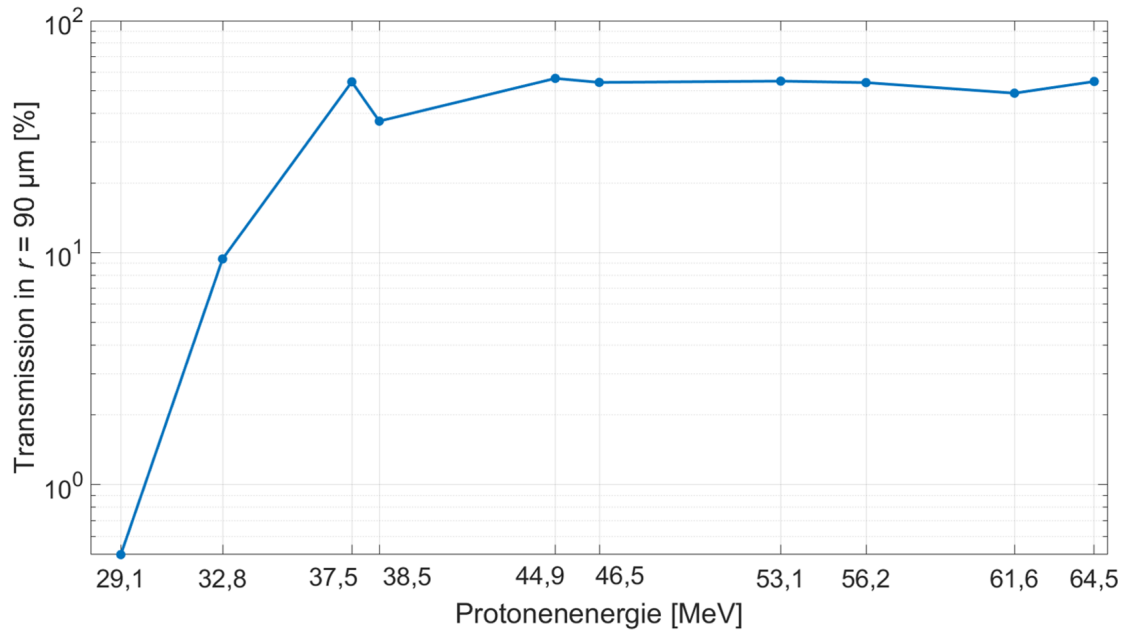


Abbildung 2.27: Logarithmische Darstellung der Transmission aus dem vom Tandem bereitgestellten 6-dimensionalen Phasenraum in eine Fläche mit einem Radius von $90 \mu\text{m}$ am Fokus (s_{12}) für verschiedene Strahlenergien.

2.4.4.4 Präklinische Strahlapplikation

Zur Vervollständigung der konzeptionellen Bestrahlungsanlage im Hinblick auf zukünftige präklinische Experimente wird ein Scanning-System zwischen Linac und Fokussiertriplett (s_{4-7}) und eine Dosimetrie- und Extraktionseinheit (s_{9-10}) strahl-
abwärts zum Fokuspunkt vorgesehen (vgl. Abb. 2.11.)

Bei der Optimierung des Scanning-Systems wird vor allem auf realistische Magnetfeldstärken Wert gelegt, wodurch im Umkehrschluss auch Dimensionen und Positionen der Magnete beeinflusst werden. Es muss davon ausgegangen werden, dass bei Minibeam-Experimenten an Kleintieren eine absolute Positionierung des Strahlflecks am Ziel mit einer Genauigkeit von $< 100 \mu\text{m}$ nötig ist [103], was eine hohe Präzision der eingestellten Magnetfeldstärke erfordert. Die nötige Magnetfeldstärke für eine Auslenkung $< 100 \mu\text{m}$ sollte daher mindestens 1 mT betragen, was ca. einen Faktor 20 höher als das Magnetfeld der Erde (ca. $48 \mu\text{T}$) ist und dem Stand der Technik bei der Einstellpräzision von Magnetfeldern von Scanning-Magneten in Protonentherapie-Anlagen entspricht [104]. Für die geplanten präklinischen Minibeam-Experimente soll der Strahl um $\Delta x = \Delta y = \pm 15 \text{ mm}$ aus seiner Nulllage auslenkt werden können. Die

KAPITEL 2. PRÄKLINISCHE
PROTONEN-MINIBEAM-BESTRAHLUNGSANLAGEN

| Element | Typ | Länge [m] | Magnetfeld [mT] |
|------------------|--------------|-----------|-----------------|
| s_4-s_{x1} | Driftstrecke | 3,95 | |
| s_{Sx1} | Steermagnet | 0,1 | 150 |
| $s_{Sx1-s_{y1}}$ | Driftstrecke | 0,6 | |
| s_{Sy1} | Steermagnet | 0,1 | 160 |
| $s_{Sy1-s_{x2}}$ | Driftstrecke | 0,2 | |
| s_{Sx2} | Steermagnet | 0,1 | 300 |
| $s_{Sx2-s_{y2}}$ | Driftstrecke | 0,2 | |
| s_{Sy2} | Steermagnet | 0,1 | 310 |
| s_{Sy2-7} | Driftstrecke | 0,65 | |

Tabelle 2.8: Parameter des Scanning-Systems zwischen Linac-Ausgang (s_4) und Quadrupol-Triplett (s_7). Die Magnetfeldstärken entsprechen der maximalen geplanten Auslenkung von $\Delta x = \Delta y = \pm 15$ mm.

angestrebte minimale Magnetfeldstärke der Steermagneten entspricht daher 150 mT. Die durch Iteration mit TOPAS optimierten Parameter des Scanning-Systems sind in Tabelle 2.8 zusammengefasst. Die Magnetfeldstärken sind dabei für die maximale geplante Auslenkung von $\Delta x = \Delta y = \pm 15$ mm angegeben. Magnete mit ähnlichen Dimensionen und höheren Feldstärken (> 460 mT) wurden bereits für andere klinische Pencil-Beam-Scanning-Systeme entwickelt [105]. Hierbei konnten Scan-Geschwindigkeiten von über $30,9 \frac{\text{T}}{\text{s}}$ erreicht werden. Für diese Scan-Geschwindigkeit würde die Auslenkung des Strahls zur maximalen Position $\Delta x = \Delta y = \pm 15$ mm ca. $10 \mu\text{s}$ beanspruchen, was für präklinische Experimente in jedem Fall ausreichend erscheint.

Abbildung 2.28 zeigt das resultierende TOPAS-Modell für den Bereich zwischen Linac (s_4) und Fokus (s_{13}), welches für die nachfolgenden Studien genutzt wird. Als initialer Partikelstrahl dient der 6-dimensionale Phasenraum am Ende des Linacs (s_4), wie er durch TRAVEL für die optimale Buncher-Konfiguration simuliert wurde (ähnlich zu Abb. 2.17). Die in Abbildung 2.11 und Tabelle 2.8 beschriebene Geometrie des Scanning-Systems wird im TOPAS-Modell durch die für das Scanning-System resultierenden Magnetfelder repräsentiert (gelb: x-Scanner, grün: y-Scanner). Das Triplett, wie in Abbildung 2.18 dargestellt und Tabelle 2.6 beschrieben wurde, wird ebenfalls durch die Magnetfelder der einzelnen Quadrupolmagnete repräsentiert. Für die TOPAS-Simulation in Abbildung 2.28 wurde der Protonenstrahl am Punkt s_4

2.4. TANDEM-LINAC-BASIERTE PRÄKLINISCHE BESTRAHLUNGSANLAGE

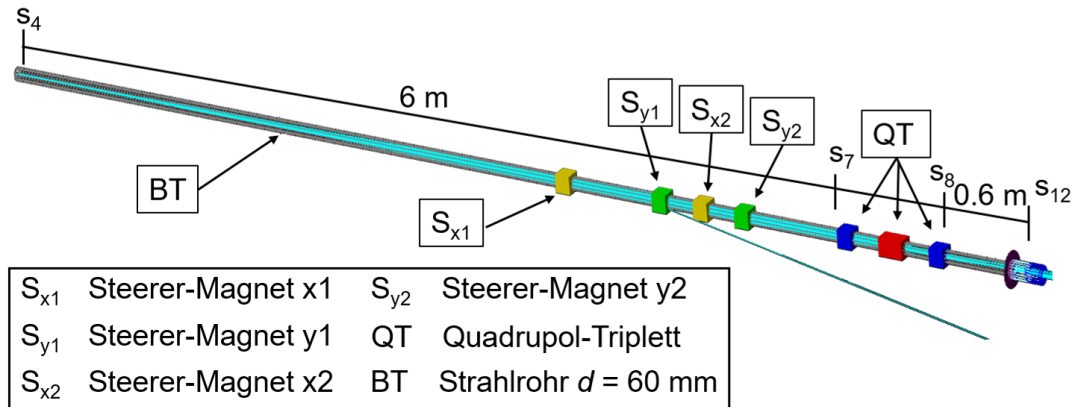


Abbildung 2.28: TOPAS-Model der präklinischen Bestrahlungsanlage.

auf $N_p = 1 \cdot 10^5$ Partikel reduziert, was ca. 25 % des durch den Linac transportierten Strahls entspricht (vgl. Abb. 2.23).

Zuerst werden Kaptonfenster, Dosimetrieinheit und der Abstand zwischen Dosimetrieinheit und Fokus als Vakuum angenommen. Dadurch kann gezeigt werden, dass der Strahl auf seinem Weg zum Fokus weder Scanningmagnete, Quadrupol-Triplett oder Strahlrohr nennenswert tangiert und ca. 99,8 % der Protonen den Fokus (s_{12}) erreichen. Eine der wenigen Interaktionen mit dem Aufbau ist auf Höhe von Steerer-Magnet S_{y1} zu sehen, wo ein Proton am Strahlrohr gestreut wird (einzelner blauer Strich in Abbildung 2.28).

Im Anschluss wird nur das Phantom weiterhin aus Vakuum angenommen. Kaptonfenster, Dosimetrieinheit und Abstand zwischen Dosimetrieinheit und Fokus werden mit den tatsächlichen Materialeigenschaften anstelle von Vakuum berücksichtigt (Kapton ist in TOPAS vordefiniert [78]). Wie in Abbildung 2.29 zu erkennen ist, ergibt sich durch die Wechselwirkung zwischen Teilchenstrahl und Materie eine laterale Aufstreuung des Teilchenstrahls und Sekundärteilchen (rot: Elektronen) entstehen. Für Abbildung 2.29 wurde die Partikelanzahl auf $N_p = 500$ reduziert, um einzelne Wechselwirkungsprozesse darstellen zu können. Es wird evaluiert, wie groß der Abstand d (vgl. Abb. 2.11) zwischen Dosimetrieinheit und Fokus sein kann, bis die resultierende laterale Aufstreuung für präklinische Protonen-Minibeam-Experimente nicht mehr zu vernachlässigen ist. Der Strahlfleck wird am Punkt s_{12} in

KAPITEL 2. PRÄKLINISCHE PROTONEN-MINIBEAM-BESTRAHLUNGSANLAGEN

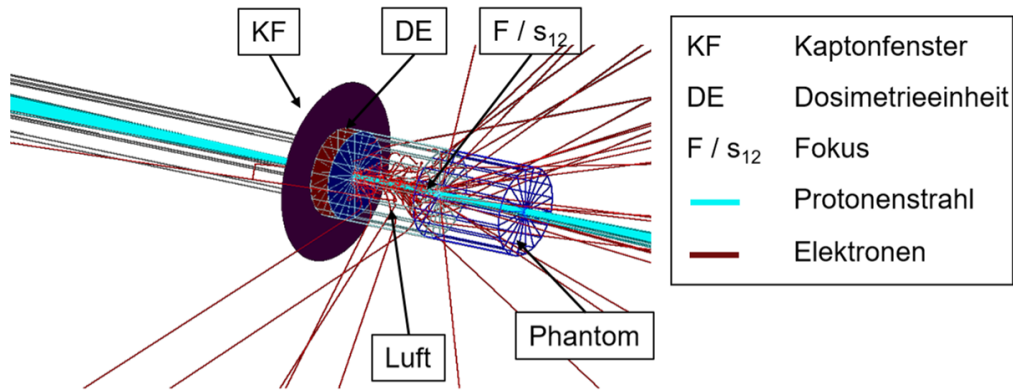


Abbildung 2.29: Interaktion zwischen Teilchenstrahl und Kaptonfenster (25 μm), Dosimetrieinheit sowie Luft bis zum Fokus.

der (x,y) -Ebene auf $x = y = 0$ positioniert. Die resultierende gemittelte transversale Strahlausdehnung in der (x,y) -Ebene am Fokuspunkt (s_{12}) wird in Abbildung 2.30 für zwei unterschiedlich dicke Kaptonfenster (25 μm und 125 μm) zusammengefasst. Eine transversale Strahlausdehnung von $FWHM < 212 \mu\text{m}$ ergibt sich bei einer Dicke des Kaptonfensters von 25 μm für Abstände $d < 5 \text{ cm}$ und bei einer Dicke des Kaptonfensters von 125 μm für Abstände $d < 3 \text{ cm}$. Um die Auswirkungen auf den resultierenden Strahlkranz zu verdeutlichen, zeigt Abbildung 2.31 die logarithmisch aufgetragenen 1-dimensionalen x -Projektionen am Fokuspunkt (s_{12}) für die Abstände $d = [1 \text{ cm}; 5 \text{ cm}; 15 \text{ cm}]$ und eine Austrittsfenster-Dicke von 25 μm und 125 μm sowie für den Strahl im Vakuum (vgl. Abb. 2.26). In anschließenden Simulationen wird nur noch das 25 μm -Kaptonfenster verwendet, um den Abstand d zwischen Fokus (s_{12}) und Dosimetrieinheit (DE) möglichst groß halten zu können.

Nun wird der Einfluss des Scanning-Prozesses auf die transversale Strahlausdehnung am Fokus (s_{12}) evaluiert. Der Abstand d beträgt 5 cm und das Austrittsfenster besteht aus der 25 μm -Kapton-Folie. Abbildung 2.32 zeigt die resultierende Partikelverteilung für zwei ausgewählte Zielpunkte auf der (x,y) -Ebene. Die Auslenkungen von ca. $\Delta x = 15 \text{ mm}$ und $\Delta y = -15 \text{ mm}$ (vgl. Abb. 2.32 a/c) ergibt sich für die in Tabelle 2.8 zusammengefassten Magnetfeldstärken. Für die Auslenkungen von ca. $\Delta x = -15 \text{ mm}$ und $\Delta y = 0 \text{ mm}$ (vgl. Abb. 2.32 b/d) wird die Feldstärke der beiden y -Steerer-Magneten als 0 angenommen. Es ist zu erkennen, dass der Strahlfleck an beiden Positionen des Zielfelds trotz der Auslenkung durch die Ablenkmaagne-

2.4. TANDEM-LINAC-BASIERTE PRÄKLINISCHE BESTRAHLUNGSANLAGE

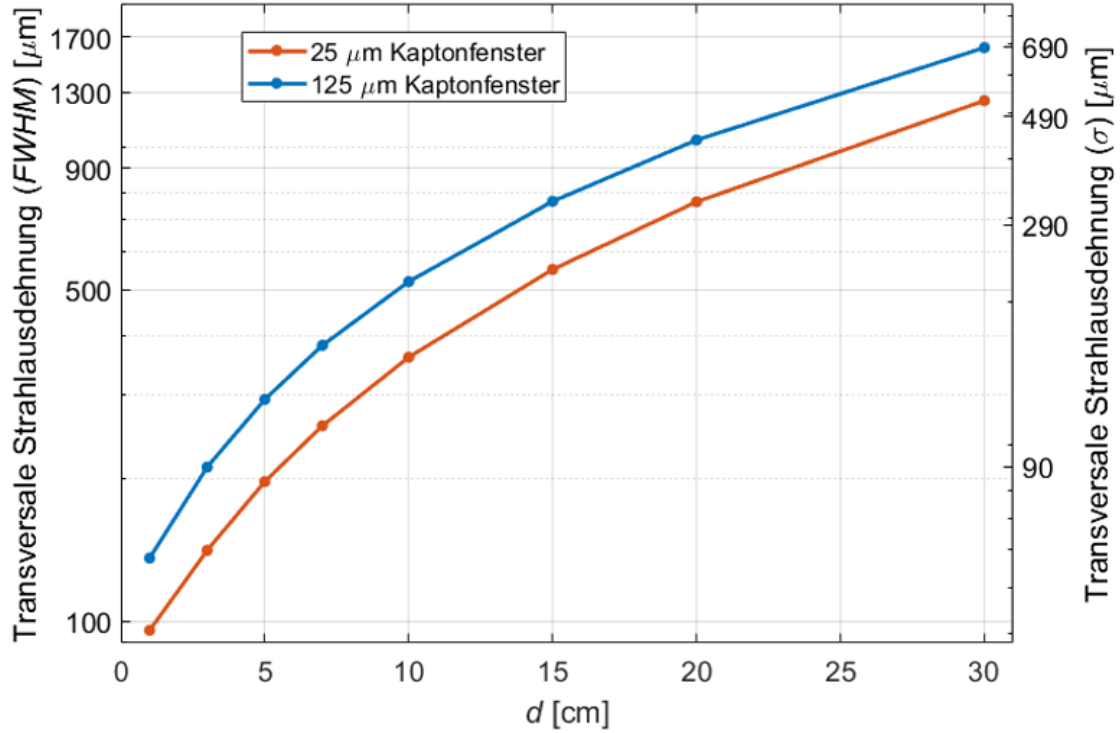
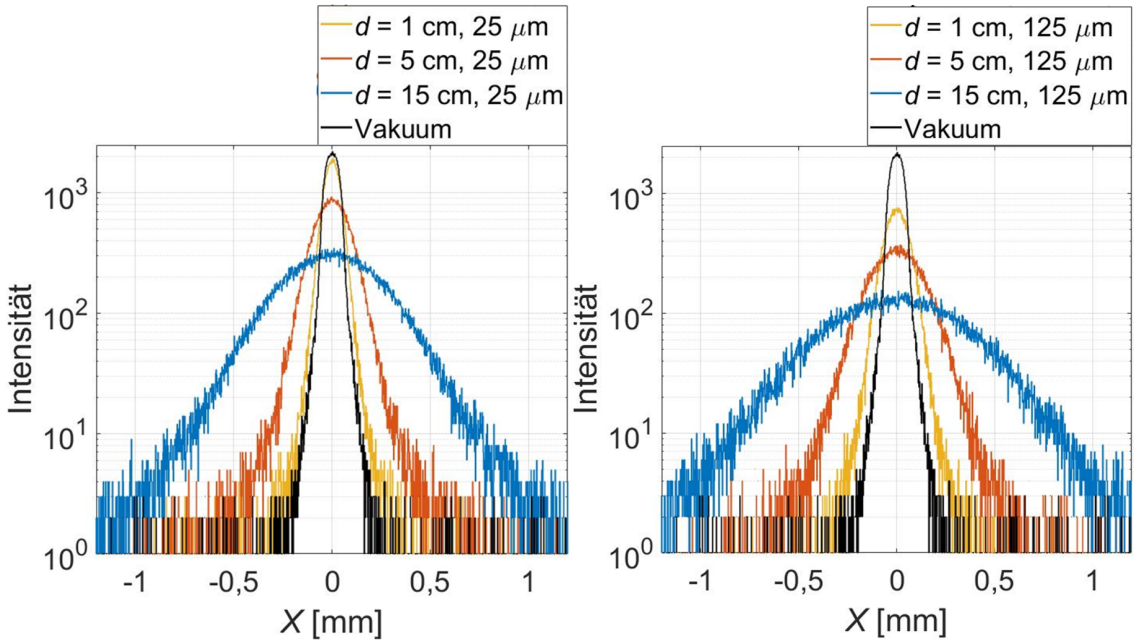


Abbildung 2.30: Transversale Strahlausdehnung in Abhängigkeit vom Abstand d zwischen Kaptonfenster (s_9) und Fokuspunkt (s_{12}) für eine Dicke des Kaptonfensters von 25 μm und 125 μm .

te nahezu symmetrisch bleibt. An beiden Positionen ergibt sich für die (x)- und (y)-Projektion der Partikelverteilungen ein gemittelttes $FWHM < 212 \mu\text{m}$ (Maximalwert: 204 μm).

Es kann davon ausgegangen werden, dass das Steerer-System ein Verfahren des Protonen-Minibeam über das für präklinische Experimente angestrebte Zielfeld ermöglicht. Dabei vergrößert sich die Dimension des Strahlflecks nur unwesentlich (25 μm -Kaptonfenster, $d = 5 \text{ cm}$), wodurch ein Beschneiden des Strahls nicht nötig wird. Dem Basis-Phantom, welches bisher als Vakuum angenommen wurde, wird jetzt Wasser als Material zugewiesen. Die Interaktion eines 70 MeV Protonenstrahls mit dem Basis-Phantom wird simuliert und beispielhaft gezeigt in Abbildung 2.33 für einen Strahl der präklinischen Bestrahlungsanlage. Neben den schon im Luftvolumen entstehenden Elektronen (rot) (vgl. Abb. 2.29) entstehen durch die Interaktion mit dem Wasserphantom Neutronen (grün) und Photonen (gelb). Zunächst wird untersucht, inwieweit die Strahldivergenz in X' von 12,5 mrad ($FWHM$) und Y'

KAPITEL 2. PRÄKLINISCHE
PROTONEN-MINIBEAM-BESTRAHLUNGSANLAGEN



(a) (x) -Projektion, 25 μm -Kaptonfenster (b) (x) -Projektion, 125 μm -Kaptonfenster

Abbildung 2.31: 1-dimensionale Projektionen des longitudinalen Phasenraums am Fokus s_{12} für verschiedene Abstände d zwischen Fokus und Dosimetrieinheit (DE) sowie dem 25 μm - und 125 μm dicken Kaptonfenster sowie Dosimetrieinheit und Kaptonfenster als Vakuum angenommen (schwarz).

von 17,2 mrad ($FWHM$) (vgl. Abb. 2.26) des durch die präklinische Bestrahlungsanlage bereitgestellten Strahls (bei höchster Transmission) die Minibeam-Applikation limitiert. Ohne Extraktionsgeometrie (Kaptonfenster und Luft werden als Vakuum angenommen) resultiert für die initiale transversale Strahlausdehnung am Fokuspunkt s_{12} (Phantom-Eintritt) von ca. $\frac{X+Y}{2} = (77 \pm 1) \mu\text{m}$ ($FWHM$) (vgl. Abb. 2.26) eine transversale Strahlausdehnung von $\frac{X+Y}{2} = (1,53 \pm 0,01) \text{ mm}$ ($FWHM$) am Bragg-Peak. Im Vergleich dazu, ergibt sich für einen einzelnen parallelen Strahl mit einer Divergenz in X' und Y' von 0,01 μrad ($FWHM$) am Eintritt zum Phantom) und derselben gemittelten transversalen Strahlausdehnung (77 μm ($FWHM$) am Bragg-Peak eine transversale Strahlausdehnung in X und Y von $(1,44 \pm 0,01) \text{ mm}$ ($FWHM$). Der Beitrag der Divergenz zur Aufstreuung des Strahls ist daher vernachlässigbar gering und kann bei Bedarf durch Beschneiden der Divergenz weiter reduziert werden, wenn eine gleichzeitige Reduzierung des Strahlstroms akzeptiert werden kann.

2.4. TANDEM-LINAC-BASIERTE PRÄKLINISCHE BESTRAHLUNGSANLAGE

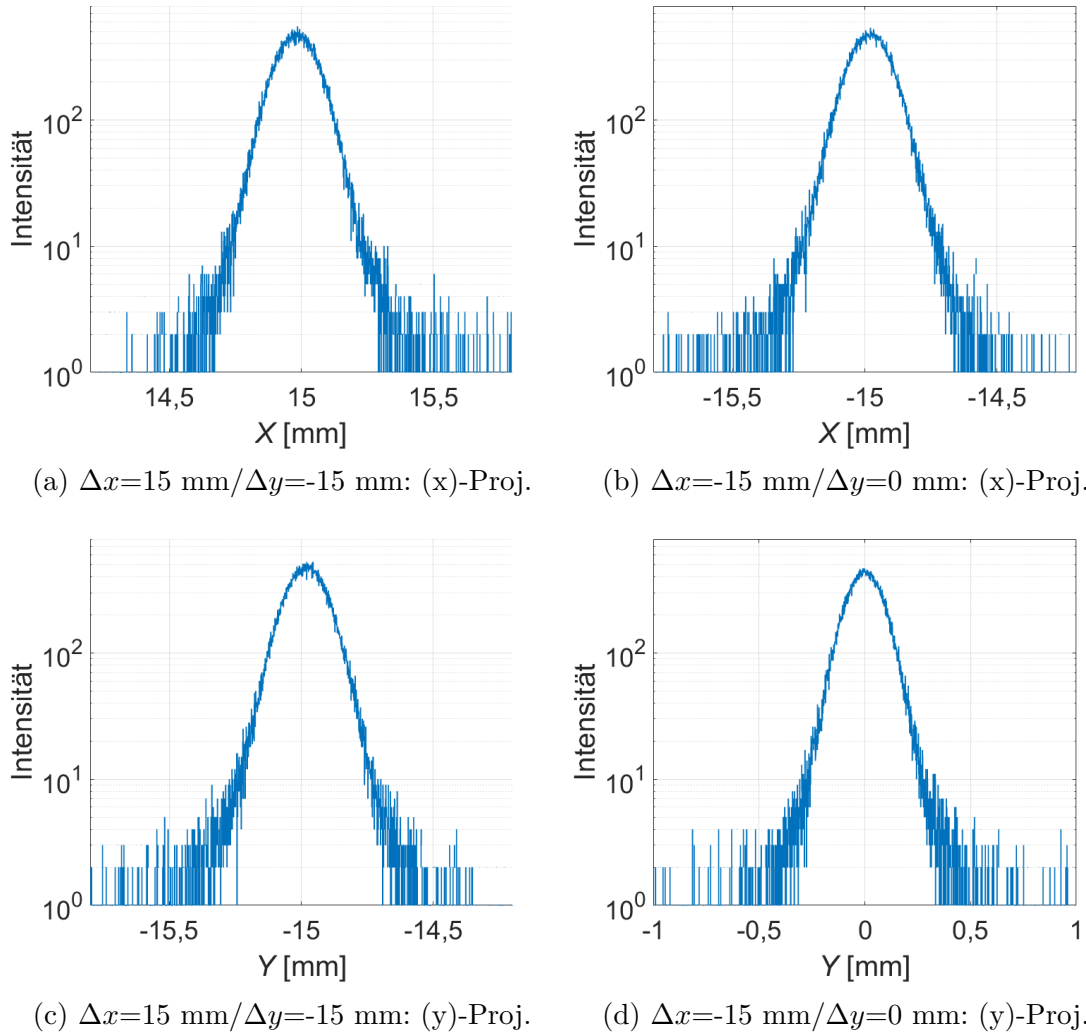


Abbildung 2.32: 1-dimensionale Projektionen für zwei Positionen der maximalen Auslenkung durch das Steerer-System auf der (x,y) -Ebene (Zielebene) am Punkt s_{12} .

Zum Abschluss wird das Peak-to-Valley-Dosisverhältnis am Anfang des Phantoms für den durch die präklinische Bestrahlungsanlage bereitgestellten 70 MeV Teilchenstrahl ($\Delta\theta_S = 5^\circ$, $U_B = 42 \text{ kV}$, Extraktionsfolie = $25 \mu\text{m}$, $d = 5 \text{ cm}$) ermittelt. Wie in Kapitel 2.4.3 beschrieben, wird zunächst die Dosisverteilung eines einzelnen Protonen-Minibeams im Basis-Phantom simuliert. Anschließend wird mit dieser Dosisverteilung eines einzelnen Strahls durch Überlagerung ein komplettes Protonen-Minibeam Bestrahlungsfeld zusammengesetzt. Abbildung 2.34 zeigt die Wechselwirkung einer Minibeam-Anordnung bestehend aus 170 Einzelstrahlen (Abb.2.34a) mit einem Wasserphantom der Größe $Z \times X \times Y = 44 \text{ mm} \times 24 \text{ mm} \times 24 \text{ mm}$.

KAPITEL 2. PRÄKLINISCHE PROTONEN-MINIBEAM-BESTRAHLUNGSANLAGEN

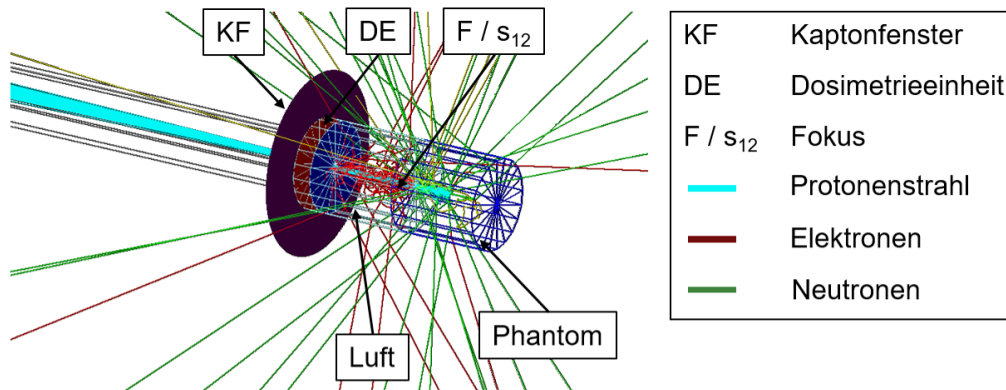


Abbildung 2.33: Interaktion des Teilchenstrahls mit dem Wasserphantom.

Jeder Einzelstrahl umfasst 1,5 Millionen Protonen. Die laterale Dosisverteilung der Minibeams ist in Abbildung 2.34c anhand eines Querschnitts (blau markierte Position in Abb 2.34a) dargestellt, wobei ein *ctc*-Abstand von 1,2 mm (vgl. Abb. 2.34b) gewählt wurde. Für diesen *ctc*-Abstand ergibt sich eine quasi-homogene transversale Dosisverteilung ($0,95 \cdot D_{soll} < D < 1,07 \cdot D_{soll}$) ab einer Tiefe von $z = 32$ mm (gestrichelte weiße Linie Abb. 2.34c). Diese Tiefe kennzeichnet den Beginn des hypothetischen Zielbereichs, welcher sich bis ca. $z = 41$ mm erstreckt. Durch eine Erweiterung der Simulation mit Protonen-Minibeams niedrigerer Energien (SOBP) im selben Muster kann eine homogene Dosisverteilung im gesamten Zielvolumen erreicht werden. Das Peak-to-Valley-Dosisverhältnis am Eintritt zum Phantom wird in der Mitte des Minibeam-Arrays anhand der in Abbildung 2.34c mit blau-gepunkteten Linien umrandeten Maxima und dem Minimum zwischen ihnen ermittelt.

Um den Effekt der Sekundärstrahlung (verursacht durch Austrittsfenster, Dosimetrieinheit und Luft zwischen Austrittsfenster und Ziel) auf das *PVDR* zu untersuchen, wird die Protonen-Ministrahl-Anordnung auf gleiche Weise auch mit idealen parallelen Gaußstrahlen simuliert. Das *FWHM* der Gaußstrahlen von 204 μm entspricht dabei dem *FWHM*, wie es für die reale präklinische Bestrahlungsanlage erwartet wird ($\Delta\theta_S = 5^\circ$, $U_B = 42$ kV, Extraktionsfolie = 25 μm , $d = 5$ cm). Die Geometrie der Ministrahlanordnung und des Wasserphantoms entspricht der in Abb. 2.34 dargestellten Anwendung. Austrittsfenster und Dosimetrieinheit werden aus Vakuum angenommen. Eine homogene Dosisverteilung ($0,95 \cdot D_{soll} < D < 1,07 \cdot D_{soll}$) wird für die parallelen Gaußstrahlen ab $z = 33$ mm erreicht.

2.4. TANDEM-LINAC-BASIERTE PRÄKLINISCHE BESTRAHLUNGSANLAGE

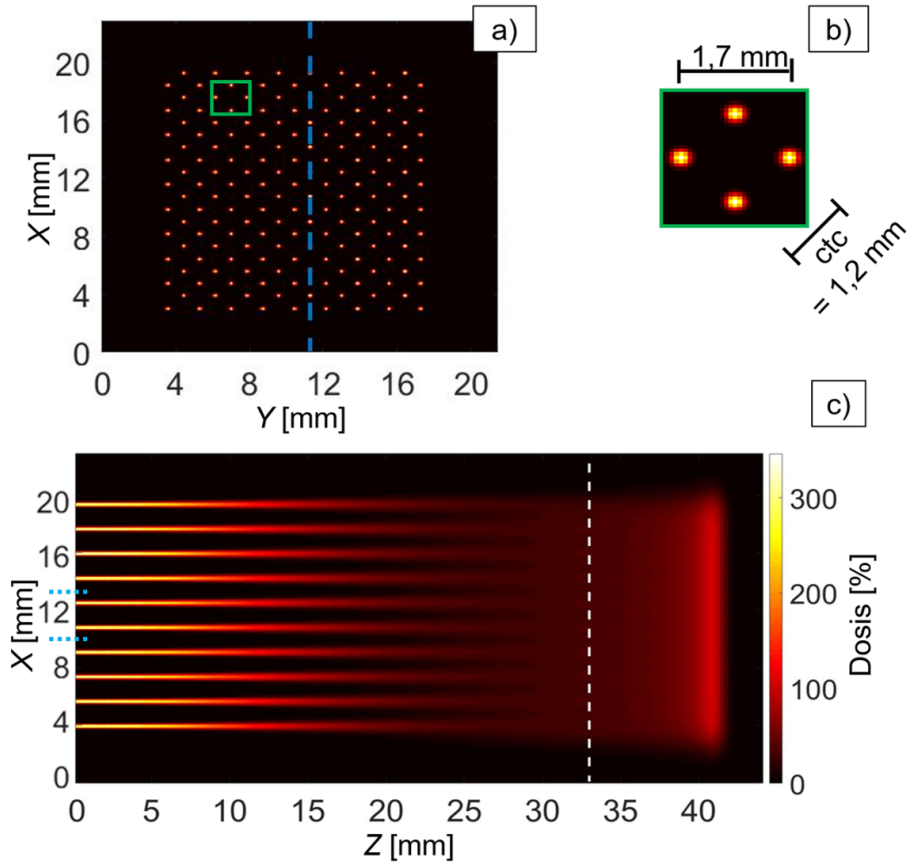


Abbildung 2.34: Simulation der Applikation von einer quadratischen Anordnung bestehend aus 170 Minibeams ($FWHM = 204 \mu\text{m}$) bei $ctc = 1,2 \text{ mm}$ aus 70 MeV Protonen in ein Wasserphantom. a) Anordnung der Minibeams am Anfang des Wasserphantoms. c) Dosisverteilung in einem Schnitt (blau gestrichelte Linie in a) der (x,z) -Ebene des Wasserphantoms mit einer homogenen Dosisverteilung ab einer Tiefe von 34 mm (weiß gestrichelte Linie in c) bis zum Bragg-Peak ($Z = 41 \text{ mm}$). b) Einheitszelle des Minibeam-Arrays. Die blau-gepunkteten Linien in c) markieren die in Abbildung 2.35 gezeigte (x) -Projektion der Dosisverteilung. Abbildung: In Anlehnung an eigene Darstellung [94]

Abbildung 2.35 zeigt die Dosisverteilungen in x-Richtung am Punkt $z = 0$ des Wasserphantoms zwischen zwei Minibeams in der Mitte der Verteilung: In blau für den Teilchenstrahl, wie er für die präklinische Bestrahlungsanlage simuliert wurde, und in orange für die idealen parallelen Gaußstrahlen. Im Vergleich zu den idealen parallelen Gaußstrahlen ($PVDR \approx 5600$) reduziert die Strahlextraktion zusammen mit der Dosimetrieinheit das Peak-to-Valley-Dosisverhältnis um einen Faktor von ca. 7 zu einem $PVDR$ von ca. 780. Damit erfüllt die vorgestellte präklinische

KAPITEL 2. PRÄKLINISCHE PROTONEN-MINIBEAM-BESTRAHLUNGSANLAGEN

Bestrahlungsanlage dennoch die durch die präklinischen Experimente definierte Anforderung von $PVDR > 540$ [27]. Das für die präklinische Bestrahlungsanlage simulierte $PVDR$ übertrifft das $PVDR$ wie es bei ähnlichen Minibeamanordnungen mit Kollimatoren erreicht wird ($PVDR = 10 - 30$) [37, 38] um mehr als eine Größenordnung.

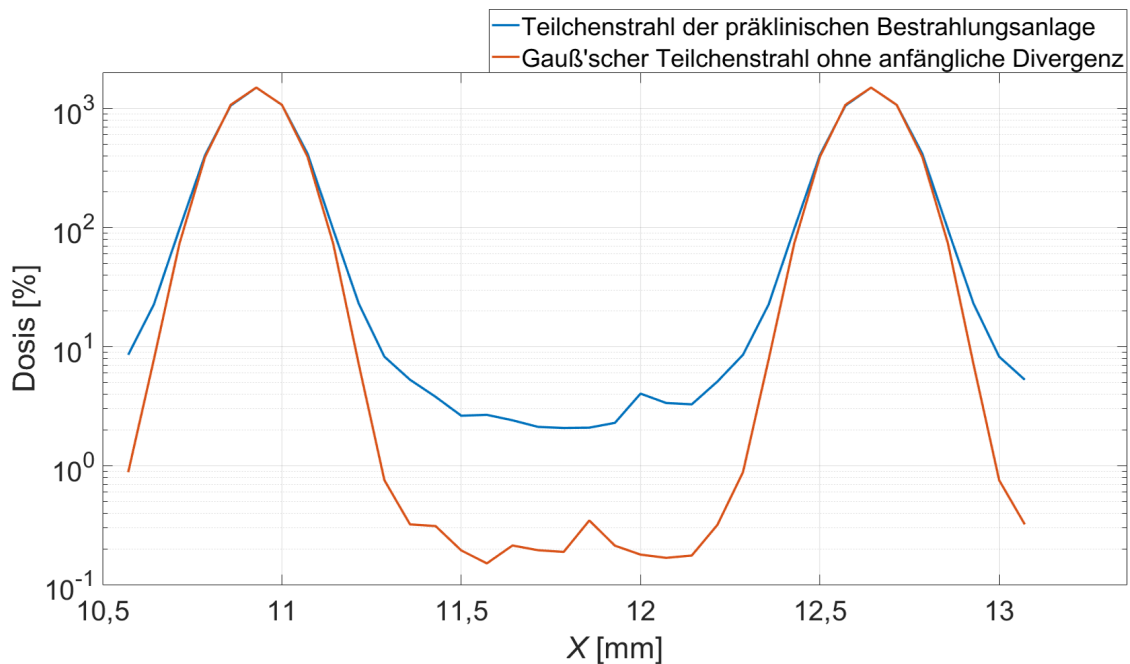


Abbildung 2.35: (x)-Projektion der Dosisverteilung am Anfang des Wasserphantoms ($z = 0$) zwischen den beiden in Abbildung 2.34c markierten blau-gepunkteten Linien. Orange: Gauß'sche Teilchenstrahlen ohne anfängliche Divergenz. Blau: Teilchenstrahlen wie sie für die präklinische Bestrahlungsanlage simuliert wurden.

2.5 All-Linac-basierte präklinische Bestrahlungsanlage

In diesem Kapitel wird evaluiert, ob die Strahlbrillanz von derzeit im Aufbau befindlichen klinischen Linearbeschleunigeranlagen ausreicht, um präklinische Protonen-Minibeam-Experimente durchführen zu können. Wie schon in der Einleitung beschrieben, sind die dafür in Frage kommenden Anlagen das von *AVO-ADAM sA* auf kommerzieller Basis entwickelte LIGHT-System [49, 50] und das von ENEA entwickelte TOP-IMPLART-System [51, 54]. Es kann davon ausgegangen werden, dass beide Systeme in Zukunft eine miteinander vergleichbare Strahlbrillanz bieten.

2.5. ALL-LINAC-BASIERTE PRÄKLINISCHE BESTRAHLUNGSANLAGE

Um den Vergleich zur Tandem-Linac-Kombination zu ermöglichen, wird für die nachfolgenden Simulationen das LIGHT-System betrachtet. Es steht eine Strahlenergie von 70 MeV nach CCL-Modul 4 zur Verfügung (vergleichbar mit Position s_4). Durch den Einfluss von Radio-Frequency-Quadrupole-Injektor und den ersten beiden SCDTL-Modulen auf den Strahl unterscheidet sich der resultierende 6-dimensionale Phasenraum an der Position s_4 von dem für die Tandem-Linac-Kombination simulierten 6-dimensionalen Phasenraum (Abb. 2.17) an der gleichen Position. Da aus Datenschutzgründen das Deck-File des gesamten LIGHT-Systems nicht zur Verfügung steht, kann die Partikelverteilung an der Position s_4 nicht mit TRAVEL simuliert werden. Stattdessen wird der 6-dimensionale Phasenraum an der Position s_4 direkt von *AVO-ADAM SA* zur Verfügung gestellt und ist in Abbildung 2.36 dargestellt. Die relative Energieverteilung der Partikel (Abb. 2.36a) beträgt ca. $\frac{\Delta W}{W} = \pm 0,2 \%$ (*FWHM*). In der (x,y) -Projektion (Abb. 2.36b) ergibt sich eine transversale Strahlausdehnung in X von $(0,605 \pm 0,04)$ mm (*FWHM*) und in Y von $(1,01 \pm 0,04)$ mm (*FWHM*). Der Twiss-Parameter β für die (x) - und (y) -Projektion ist $\beta_x = 0,933$ bzw. $\beta_y = 2,090$. Die 1σ -Emittanz des Strahls ergibt sich über die Beziehung $\epsilon_{1\sigma} = \pi \frac{\sigma^2}{\beta}$ (vgl. Gl. 2.27 und Abb. 2.4) zu $\epsilon_x = (0,222 \pm 0,03)$ π mm mrad und $\epsilon_y = (0,277 \pm 0,05)$ π mm mrad. Gegenüber der 1σ -Emittanz am Ausgang des Linacs bei der Tandem-Linac-Kombination ist diese um ca. einen Faktor 3 bzw. 2 kleiner (vgl. Tab. 2.7). Der real an dieser Stelle zur Verfügung stehende Strahlstrom I_B kann noch nicht ermittelt werden, da sich die CCL-Module noch im Aufbau befinden. Daher wird der Strahlstrom mit 39 nA (5 μ s bei 200 Hz) angenommen, wie er hinter dem SCDTL-Modul 2 schon gemessen wurde [49]. Diese Annahme kann aufgrund der Simulationen der Tandem-Linac-Kombination getroffen werden, wo zwischen SCDTL-Modul 2 und CCL-Modul 4 eine Protonentransmission von fast 100 % festgestellt wird.

Wie schon beim Zyklotron-Ansatz und bei der Tandem-Linac-Kombination wird der zur Verfügung stehende Teilchenstrahl durch ein symmetrisches Triplet fokussiert. Die Geometrie der Fokussiereinheit ist dabei identisch zu der für die Tandem-Linac Kombination, wie sie in Abbildung 2.18 und Tabelle 2.6 beschrieben wird. TRACE 3-D wurde verwendet um die Magnetfeldgradienten g der Quadrupolmagnete so anzupassen, dass 0,6 Meter nach dem letzten Quadrupolmagnet ein Fokus ent-

KAPITEL 2. PRÄKLINISCHE PROTONEN-MINIBEAM-BESTRAHLUNGSANLAGEN

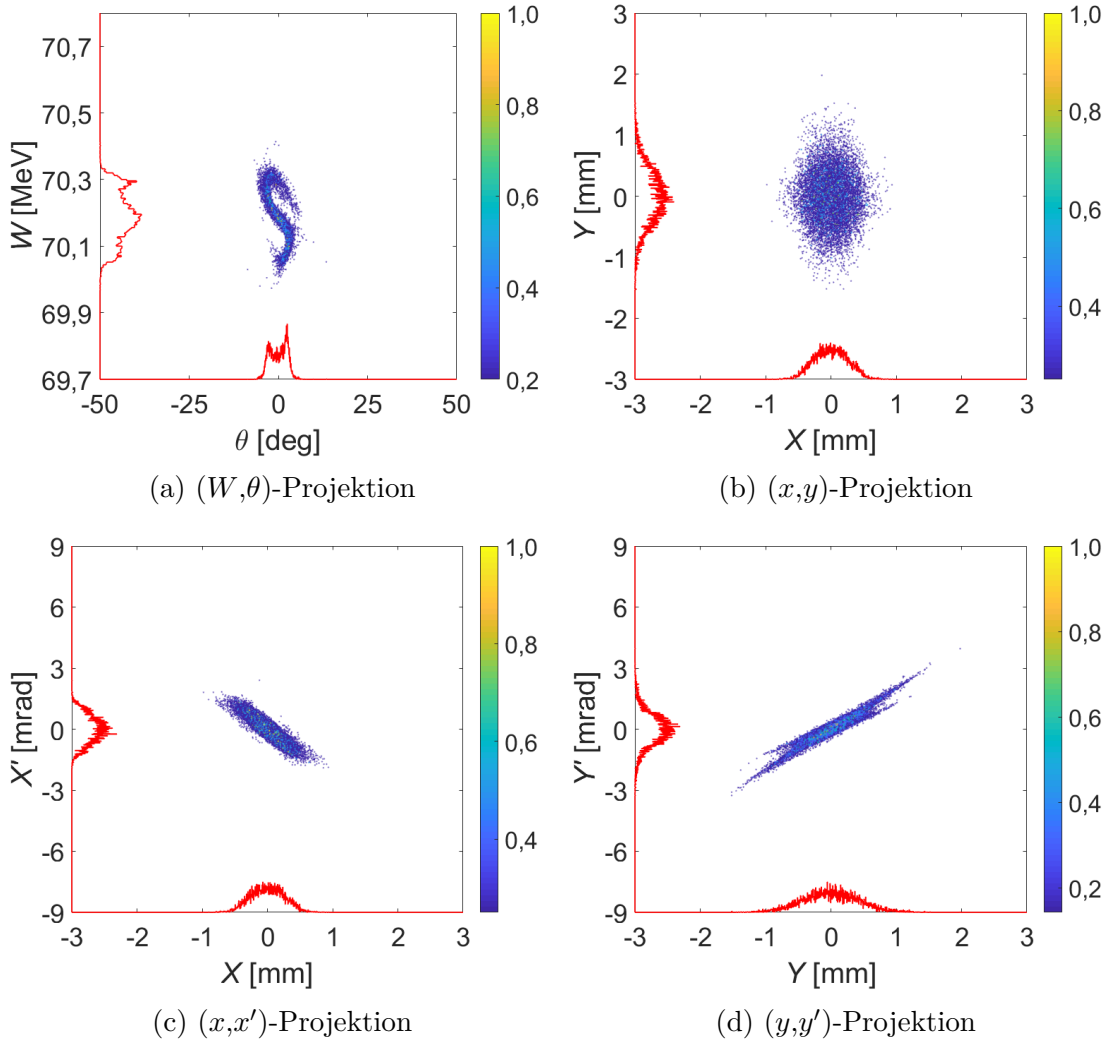


Abbildung 2.36: 2-dimensionale Projektionen des 6-dimensionalen Phasenraums des 70 MeV Teilchenstrahls wie er vom LIGHT-System nach CCL Modul 4 zur Verfügung steht.

steht. Hierfür wurde erneut Anpassungsoption 11 benutzt und die Bedingungen $\sigma_{12} = \sigma_{34} = 0$ bzw. $\alpha_x = \alpha_y = 0$ am Fokus erfüllt. Abbildung 2.37 zeigt die durch TRACE 3-D berechnete 3σ -Strahleinhüllenden des Fokussiersystems (blau: X , rot: Y). Der benötigte Strahlrohrdurchmesser von 30 mm ist um den Faktor 2 geringer als bei der Fokussiereinheit der Tandem-Linac-Kombination (vgl. Abb. 2.18). Die optimierten Magnetfeldgradienten der Quadrupolmagnete sind in Tabelle 2.9 zusammengefasst. Abbildung 2.38 zeigt die resultierende Partikelverteilung am Fokuspunkt. Durch das Triplet konnten 99,5 % aller vom Linac zur Verfügung gestellten Protonen in eine Fläche mit einem Radius von 90 μm abgebildet werden. Die

2.5. ALL-LINAC-BASIERTE PRÄKLINISCHE BESTRAHLUNGSANLAGE

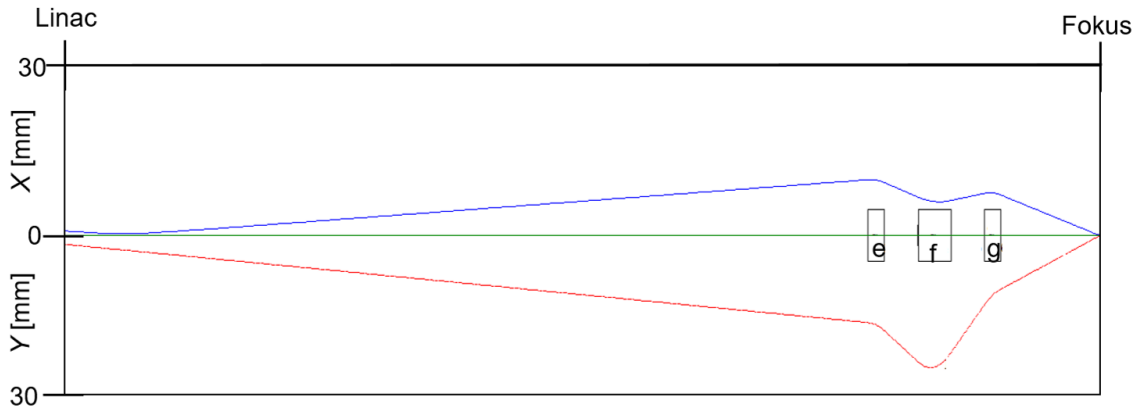


Abbildung 2.37: Fokussiereinheit für das Erzeugen von 70 MeV Protonen-Minibeams mit dem LIGHT-System und die resultierenden 3σ -Strahleinhüllenden der (x)- und (y)-Projektion in blau bzw. rot.

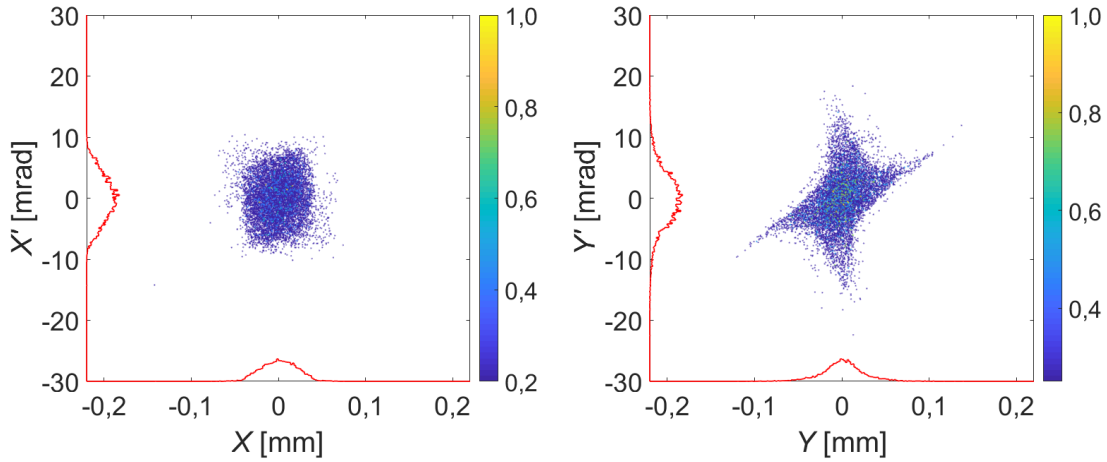
| Element | Typ | Magnetfeldgradient $[\frac{T}{m}]$ |
|---------|-----------|------------------------------------|
| e | Quadrupol | 18,76 |
| f | Quadrupol | -18,76 |
| g | Quadrupol | 30,03 |

Tabelle 2.9: Magnetfeldgradienten der Fokussiereinheit für das Erzeugen von 70 MeV Protonen-Minibeams mit dem LIGHT-System. Ein negativer Gradient entspricht einem vertikal fokussierenden Quadrupol, ein positiver Gradient einem horizontal fokussierenden Quadrupol.

Auswirkung auf den Strahlstrom ist vernachlässigbar und es kann davon ausgegangen werden, dass die vollen 39 nA für präklinische Experimente zur Verfügung stehen. Der Strahlfleck hat eine transversale Ausdehnung in X von $(50 \pm 3) \mu\text{m}$ ($FWHM$) und in Y von $(44 \pm 3) \mu\text{m}$ ($FWHM$). Die Strahldivergenzen X' und Y' betragen $(9,28 \pm 0,43) \text{ mrad}$ ($FWHM$) und $(9,74 \pm 0,43) \text{ mrad}$ ($FWHM$). Im Vergleich zum transversalen Phasenraum am Fokuspunkt der Tandem-Linac-Kombination für die optimalen Buncher-Parameter (vgl. Abb. 2.26) ist die transversale Strahlausdehnung in X und Y um ca. 37 % reduziert. Die Strahldivergenz ist in X' um ca. 26 % und in Y' um ca. 43 % reduziert.

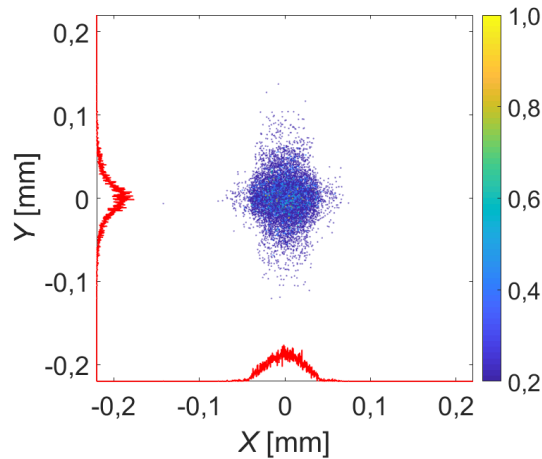
Abbildung 2.39 zeigt die resultierenden 1-dimensionalen Projektionen des transversalen Phasenraums am Fokuspunkt der All-Linac-Kombination (blau) zusammen mit den 1-dimensionalen Projektionen des transversalen Phasenraums der Tandem-Linac-Kombination (schwarz) an deren Fokuspunkt s_{12} (vgl. Abb. 2.26).

KAPITEL 2. PRÄKLINISCHE PROTONEN-MINIBEAM-BESTRAHLUNGSANLAGEN



(a): (x, x') -Projektion

(b): (y, y') -Projektion



(c): (x, y) -Projektion

Abbildung 2.38: 2-dimensionale Projektionen des transversalen Phasenraums des auf 70 MeV begrenzten LIGHT-Systems.

Die Partikelverteilung der Tandem-Linac-Kombination entspricht dabei der für die optimalen Buncher-Konfiguration ($\Delta\theta_S = 5^\circ$, $U_B = 42$ kV). Es ist zu erkennen, dass die 1-dimensionalen Projektionen des transversalen Phasenraum der All-Linac-Kombination im Vergleich zu den 1-dimensionalen Projektionen des transversalen Phasenraum der Tandem-Linac-Kombination definierter sind und einen deutlich reduzierten Strahlkranz zeigen.

Für die präklinische Anwendung ist auch hier die Strahlextraktion an Luft, eine Dosimetrieinheit und das Verfahren des Strahls über das Ziel nötig. Für eine

2.5. ALL-LINAC-BASIERTE PRÄKLINISCHE BESTRAHLUNGSANLAGE

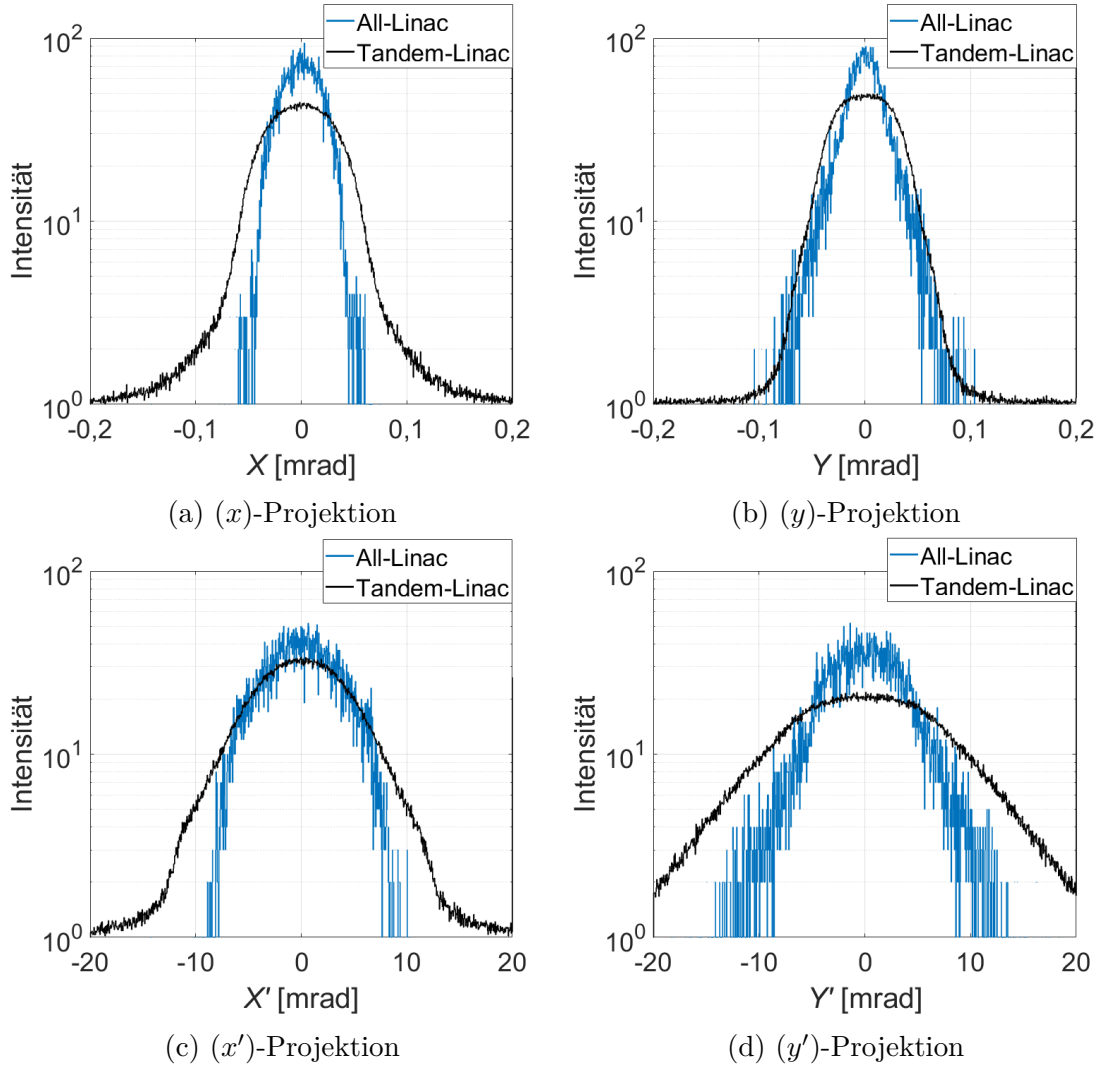


Abbildung 2.39: In blau: 1-dimensionale Projektionen des 4-dimensionalen transversalen Phasenraums am Fokus, wie er mit dem auf 70 MeV begrenzten LIGHT-System erreicht wird. In schwarz: 1-dimensionale Projektionen des 4-dimensionalen transversalen Phasenraums der Tandem-Linac-Kombination für die optimale Buncher-Konfiguration ($\Delta\theta_S = 5^\circ$, $U_B = 42$ kV) (vgl. Abb. 2.26).

Austrittsfoliendicke von $25 \mu\text{m}$ und einem Abstand zwischen Austritt und Fokus von $d = 5$ cm (vgl. Abb. 2.11) ergab sich für die Tandem-Linac-Kombination eine Vergrößerung des $77 \mu\text{m}$ ($FWHM$) großen Strahlflecks (in Vakuum am Fokuspunkt s_{12} über X und Y gemittelt) um ca. einen Faktor 2,6 auf $204 \mu\text{m}$ ($FWHM$). Der Betrag der Strahlverbreiterung nur durch die Kleinwinkelstreuung beträgt demnach $\sqrt{((204 \mu\text{m})^2 - (77 \mu\text{m})^2)} = 189 \mu\text{m}$ ($FWHM$). Der Scanning-Prozess hatte einen vernachlässigbaren Einfluss auf die transversale Strahlausdehnung. Für die

KAPITEL 2. PRÄKLINISCHE PROTONEN-MINIBEAM-BESTRAHLUNGSANLAGEN

Partikelverteilung am Fokuspunkt der All-Linac-Anlage, ausgestattet mit derselben Extraktions- und Dosimetrieinheit, kann die transversale Strahlausdehnung somit über die quadratische Addition der über X und Y gemittelten transversalen Strahlausdehnungen in Vakuum und der Strahlverbreiterung durch die Kleinwinkelstreuung zu ca. $\sqrt{\left(\left(\frac{50\mu m + 44\mu m}{2}\right)^2 + (189\mu m)^2\right)} = 195\mu m$ ($FWHM$) berechnet werden. Es kann daher angenommen werden, dass klinische All-Linac-Anlagen, wie sie gerade entwickelt werden, für die Durchführung der geplanten präklinischen Protonen-Minibeam-Experimente geeignet sind.

Kapitel 3

Entwicklung einer 3 GHz Buncher-Einheit

In Kapitel 2 wurden Konzepte einer präklinischen Protonen-Minibeam-Bestrahlungsanlage entwickelt, wobei sowohl Tandem-Linac-Kombination als auch All-Linac-Ansatz alle Anforderungen für präklinische Protonen-Minibeam-Experimente erfüllen. Da am Maier-Leibnitz-Laboratorium [33] ein Tandem-Beschleuniger zur Verfügung steht, wird der Tandem-Linac-Ansatz bevorzugt. Durch Strahltransport-simulationen konnte gezeigt werden, dass der zur Verfügung stehende Strahlstrom für die Tandem-Linac-Kombination mithilfe einer 3 GHz Buncher-Einheit maximiert werden kann. Im Folgenden werden zwei unterschiedliche Konzepte für eine 3 GHz Buncher-Einheit präsentiert, die in der zukünftigen präklinischen Protonen-Minibeam-Bestrahlungsanlage eingesetzt werden können. Dieses Kapitel gibt zunächst einen Überblick über die theoretischen Grundlagen zur Entwicklung der Buncher-Einheiten. Darauf folgend werden Software-Tools präsentiert, die bei der Entwicklung verwendet werden. Im Weiteren werden die Anforderungen definiert, die an die Buncher-Einheiten gestellt werden. Anschließend werden Methoden zur Entwicklung und Charakterisierung der Buncher-Einheiten vorgestellt. Im vorletzten Unterkapitel wird das Design und der Aufbau der gefertigten Buncher-Einheiten präsentiert. Zum Abschluss des Kapitels werden beide Buncher-Einheiten charakterisiert und bewertet. Die in dieser Dissertation entwickelten Buncher-Einheiten werden auch in der wissenschaftlichen Fachzeitschrift *PLOS ONE* vorgestellt [94].

3.1 Grundlagen von Hochfrequenz-Hohlraumresonatoren

Dieses Kapitel gibt eine kurze Einführung in das Thema Hochfrequenz-Hohlraumresonatoren (HF-Hohlraumresonatoren). Zuerst wird ein kurzer Überblick über die HF-Theorie gegeben, die in dieser Arbeit zur Anwendung kommt. Im Anschluss wird der für diese Arbeit relevante mehrzellige HF-Hohlraumresonator vorgestellt. Abschließend wird kurz auf das Phänomen der Spannungsdurchschläge eingegangen, welches die in HF-Hohlraumresonatoren maximal erreichbaren Amplituden des elektromagnetischen Feldes (EM-Feldes) limitiert. Zur Verbesserung des Leseflusses werden HF-Hohlraumresonatoren im Folgenden auch nur als Hohlraumresonatoren bezeichnet.

3.1.1 Hochfrequenz-Theorie der Hohlraumresonatoren

Dieses Unterkapitel stellt eine Einführung in die Hochfrequenz-Theorie der Hohlraumresonatoren dar. Am Beispiel eines grundlegenden kreiszylindrischen Hohlraumresonators (Pillbox-Resonator) werden Schlüsselparameter für die Charakterisierung von Hohlraumresonatoren erarbeitet.

3.1.1.1 Elektromagnetische Felder im Hohlraumresonator

Durch die Einkopplung eines HF-Signals in einen leitenden oder supraleitenden Hohlraum wird in den Hohlraumwänden ein Stromfluss induziert, was wiederum zu elektromagnetischen Wechselfeldern (EM-Felder) im Hohlraum führt. Die Wellengleichungen zur Beschreibung dieser elektrischen und magnetischen Felder (E bzw. B) im Vakuum ergeben sich aus den allgemein bekannten Maxwell-Gleichungen [106] zu:

$$\Delta \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (3.1)$$

$$\Delta \vec{B} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial t^2} = 0 \quad (3.2)$$

Dabei ist Δ der Laplace-Operator und c wieder die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum [107, S. 17]. Für eine stehende oder wandernde EM-Welle, die sich in z -Richtung in einem Hohlraum (z. B. einem Wellenleiter (engl.: waveguide)) ausbreitet, ergeben sich für das EM-Feld die Randbedingungen $\vec{E}_{\parallel}|_S = 0$ und $\vec{B}_{\perp}|_S = 0$ an den als perfekt leitend angenommenen Wandflächen S des Wellenleiters. Simultan können

3.1. GRUNDLAGEN VON HOCHFREQUENZ-HOHLRAUMRESONATOREN

diese Randbedingungen nur erfüllt werden, wenn entweder das elektrische oder das magnetische Feld rein auf die z -Richtung beschränkt ist. In begrenzten Hohlräumen können daher keine transversalen elektromagnetischen Wellen (TME) entstehen [108] und die möglichen Feld-Konfigurationen werden in zwei Kategorien unterteilt. Zeigt die elektrische Feldkomponente in Ausbreitungsrichtung ($B_z = 0$), spricht man von einer transversal-magnetischen Mode (TM -Mode). Ist es die magnetische Feldkomponente ($E_z = 0$), handelt es sich um eine transversal-elektrische Mode (TE -Mode). Zur Charakterisierung verschiedener Modi werden die Indizes m , n und p hinzugefügt (bspw: TM_{mnp}). Für einen kreiszylindrischen Hohlraumresonator mit dem Radius R und der Länge L bezeichnet m die Anzahl der vollen Perioden des Feldes im Azimutwinkel Φ ($0 \leq \Phi \leq 2\pi$), n die Anzahl an Knoten des Feldes in radialer Richtung r ($0 \leq r \leq R$) und p die Anzahl an halben Perioden des Feldes in axialer Richtung z ($0 \leq z \leq L$) [65, S. 240-255][107, S. 17-28].

Für komplexe Geometrien können die Gleichungen 3.1 und 3.2 oft nicht analytisch gelöst werden, weshalb numerische Methoden angewandt werden, welche in späteren Kapiteln vorgestellt werden. Im Folgenden wird daher am Beispiel des Pillbox-Resonators [107, S. 24f] [109, S. 93f] der einfachste Fall eines analytisch lösbaren Hohlraumresonators beschrieben, wie er grundlegend auch in den später vorgestellten Buncher-Einheiten vorkommt. Ein Pillbox-Resonator ähnelt einem kreiszylindrischen Wellenleiter, der keine weitere Geometrie im Inneren hat, und welcher an beiden Enden perfekt leitend verschlossen ist (vgl. Abb. 3.1). Durch die Reflexion der Wellen an den Enden bilden sich bei bestimmten Resonanzfrequenzen (f_R) im Pillbox-Resonator stehende Wellen aus. Die analytischen Lösungen der einzelnen Feldkomponenten lassen sich in diesem einfachen Fall mithilfe der Bessel-Funktionen J_m (m -ter Ordnung) bilden. Für den Fall der hier relevanten TM -Moden sind diese Lösungen in Gleichung 3.3a bis 3.3f zusammengefasst. Ihre detaillierte

KAPITEL 3. ENTWICKLUNG EINER 3 GHz BUNCHER-EINHEIT

| J_m | n = 1 | n = 2 | n = 3 | J'_m | n = 1 | n = 2 | n = 3 |
|-------|-------|-------|--------|--------|-------|-------|-------|
| m = 0 | 2,405 | 5,520 | 8,654 | m = 0 | 0,000 | 3,832 | 7,016 |
| m = 1 | 3,382 | 7,016 | 10,173 | m = 1 | 1,841 | 5,331 | 8,536 |
| m = 2 | 5,163 | 8,417 | 11,620 | m = 2 | 3,053 | 6,706 | 9,970 |

Tabelle 3.1: Links: n-te Nullstellen x_{mn} der Besselfunktion m-ter Ordnung J_m . Rechts: n-te Nullstellen x'_{mn} der Ableitung der Besselfunktion m-ter Ordnung J'_m .

Herleitung kann in [65, S. 240-255] und [107, S. 17-28] nachgelesen werden.

$$E_z = E_0 J_m \left(\frac{x_{mn}}{R} r \right) \cos(m\Phi) \cos\left(\frac{p\pi z}{L}\right) e^{j\omega t} \quad (3.3a)$$

$$E_r = -\frac{p\pi}{L} \frac{R}{x_{mn}} E_0 J'_m \left(\frac{x_{mn}}{R} r \right) \cos(m\Phi) \sin\left(\frac{p\pi z}{L}\right) e^{j\omega t} \quad (3.3b)$$

$$E_\Phi = -\frac{p\pi}{L} \frac{mR^2}{x_{mn}^2 r} E_0 J_m \left(\frac{x_{mn}}{R} r \right) \sin(m\Phi) \sin\left(\frac{p\pi z}{L}\right) e^{j\omega t} \quad (3.3c)$$

$$B_z = 0 \quad (3.3d)$$

$$B_r = -j\omega \frac{mR^2}{x_{mn}^2 r c^2} E_0 J_m \left(\frac{x_{mn}}{R} r \right) \sin(m\Phi) \cos\left(\frac{p\pi z}{L}\right) e^{j\omega t} \quad (3.3e)$$

$$B_\Phi = -j\omega \frac{R}{x_{mn} c^2} E_0 J'_m \left(\frac{x_{mn}}{R} r \right) \cos(m\Phi) \cos\left(\frac{p\pi z}{L}\right) e^{j\omega t} \quad (3.3f)$$

J_m ist die Besselfunktion m-ter Ordnung und J'_m die Ableitung der Besselfunktion m-ter Ordnung. x_{mn} ist die n-te Nullstelle von J_m und x'_{mn} die n-te Nullstelle von J'_m . Die ersten drei Nullstellen sind für die Besselfunktion nullter, erster und zweiter Ordnung und ihren Ableitungen in Tabelle 3.1 zusammengefasst. E_0 ist die Amplitude des E-Feldes und $\omega = 2\pi f$ ist die Kreisfrequenz.

Die Kreisfrequenz ω der verschiedenen Moden läßt sich über die allgemeine Dispersionsrelation berechnen, welche durch

$$\omega = c \sqrt{\left(\frac{x_{mn}}{Rc}\right)^2 + \left(\frac{p\pi}{L}\right)^2} \quad (3.4)$$

gegeben ist. Dabei ist x_{mn} wieder die n-te Nullstelle der ersten Besselfunktion und p die Anzahl halber Perioden in axialer Richtung. R ist der Radius und L die Länge des Pillbox-Resonators. Der Faktor $\frac{p\pi}{L}$ wird auch als Wellenzahl k_z bezeichnet [107, S. 26f].

3.1. GRUNDLAGEN VON HOCHFREQUENZ-HOHLRAUMRESONATOREN

Die Geometrie von HF-Hohlraumresonatoren wird meist dahingehend optimiert, dass sich das E-Feld nur in z-Richtung ausbreitet und keine Komponenten in x- oder y-Richtung besitzt. In diesem Fall kann das E-Feld optimal zur Energiemodulation von Teilchen genutzt werden. Von besonderer Bedeutung für die in dieser Arbeit entwickelten Buncher-Einheiten (und im Allgemeinen für Beschleunigerstrukturen) ist daher die TM_{010} -Mode ($m = 0, n = 1, p = 0$). Sie wird auch als *Beschleuniger-Mode* oder *Pillbox-Mode* bezeichnet und für sie lassen sich die Gleichungen 3.3a bis 3.3f zu den Gleichungen

$$E_z = E_0 J_0 \left(\frac{2,405}{R} r \right) e^{j\omega t} \quad (3.5)$$

und

$$B_\Phi = -\frac{E_0}{c} J_0' \left(\frac{2,405}{R} r \right) e^{j\omega t} \quad (3.6)$$

reduzieren. Dabei gilt die Beziehung $J_0'(x) = -J_1(x)$ [65, S. 254]. Zur Veranschaulichung zeigt Abbildung 3.1a einen Pillbox-Resonator mit den elektrischen und magnetischen Feldern (rot und grün) der TM_{010} -Mode [107, S. 24f]. Abbildung 3.1b zeigt die ersten beiden Besselfunktionen J_0 und J_1 , welche die relative Feld-Amplitude des elektrischen und magnetischen Feldes in radialer Richtung zeigen.

Für die TM_{010} -Mode lässt sich die allgemeine Dispersionsrelation (vgl. Gl. 3.4) zu

$$\omega_{010} = \omega_R = 2,405 \frac{c}{R} \quad (3.7)$$

reduzieren. Die so berechnete Resonanzfrequenz $f_R = \frac{\omega_R}{2\pi}$ der TM_{010} -Mode wird auch als Grenzfrequenz bezeichnet. EM-Felder mit einer Frequenz $f < f_R$ können sich nicht im Hohlraumresonator ausbreiten. Die Resonanzfrequenz der TM_{010} -Mode ist unabhängig von der Länge L des Hohlraumresonators [107, S. 26].

Die im Hohlraumresonator gespeicherte Energie W_C wird durch das Integral des elektrischen oder magnetischen Feldes (E bzw. H) über das Hohlraumresonator-Volumen V bestimmt zu

$$W_C = \frac{1}{2} \mu_0 \int_V |H|^2 dV = \frac{1}{2} \epsilon_0 \int_V |E|^2 dV, \quad (3.8)$$

KAPITEL 3. ENTWICKLUNG EINER 3 GHZ BUNCHER-EINHEIT

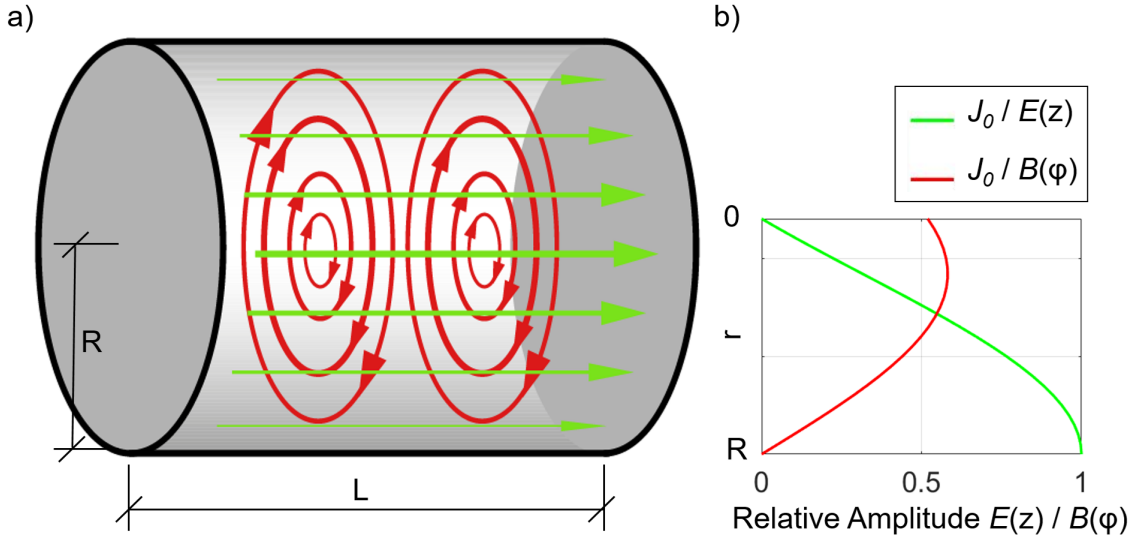


Abbildung 3.1: a) Elektromagnetische Feldverteilung in einem Pillbox-Resonator für die TM_{010} -Mode. b) Relative Feld-Amplituden dargestellt durch die Besselfunktionen J_0 und J_1 in r -Richtung. In rot das elektrische und in grün das magnetische Feld.

wobei μ_0 die magnetische und ϵ_0 die elektrische Feldkonstante bezeichnet. W_C verteilt sich dabei zu jeder Zeit gleichmäßig auf das elektrische und magnetische Feld.

Der durch das magnetische Feld H induzierte Stromfluss an den innenliegenden Oberflächen des Hohlraumresonators S resultiert in einer ohmschen Verlustleistung P_c . Diese lässt sich berechnen zu

$$P_c = \frac{1}{2} R_S \int_S |H|^2 dS, \quad (3.9)$$

wobei $R_S = \frac{1}{\sigma \delta}$ den Widerstand der Resonator-Oberflächen bezeichnet, der von der leitenden Schichtdicke δ und der elektrischen Leitfähigkeit σ abhängt. Durch den sogenannten Skin-Effekt ergibt sich für HF-Signale (anders als im Gleichstromfall) ein durch Selbstinduktion verursachter exponentieller Abfall des E-Feldes und der Stromdichte von der Oberfläche zum Inneren des Leiters. Die frequenzabhängige Schichtdicke

$$\delta = \sqrt{\frac{\rho}{\pi f \mu \mu_0}} \quad (3.10)$$

resultiert aus der Tiefe im Material, nach der die Stromdichte auf $\frac{1}{e}$ abgefallen ist. Dabei ist ρ der spezifische Widerstand und μ die Permeabilität des Leiters [107, S. 19f].

3.1. GRUNDLAGEN VON HOCHFREQUENZ-HOHLRAUMRESONATOREN

3.1.1.2 Wesentliche Parameter von Hochfrequenz-Hohlraumresonatoren

Effektive Beschleunigungsspannung U_B

Zur Energiemodulation der Teilchen wird das E-Feld entlang der z -Achse innerhalb eines Hohlraumresonators genutzt, der eine Strahlöffnung besitzt. Die simpelste Einheitszelle so einer Beschleunigerstruktur, wie sie auch für die gezeigten Buncher-Einheiten verwendet wird, ist ein Pillbox-Resonator, bei dem beide Enden mit einer Strahlöffnung ($\ll R$) auf der z -Achse versehen sind [107, S. 24f] [109, S. 93f]. Das elektrische Feld entlang der Strahlachse z ergibt sich aus Gleichung 3.5 zu

$$E_z(r = 0, z, t) = E_{max}(0, z) \cos(\omega t(z) + \phi), \quad (3.11)$$

wobei ϕ die Phasendifferenz zur maximalen E-Feld Amplitude $E_{max}(0, z)$ bei $t = 0$ ist. Die Beschleunigungsspannung

$$U_0 = \int_{-L/2}^{L/2} E_{max}(0, z) dz \quad (3.12)$$

ist die Spannung, die ein hypothetisches Teilchen der Geschwindigkeit $v = \infty$ erfährt, wenn die E-Feld Amplitude beim Durchlaufen der gesamten effektiven Beschleunigerstrecke ($-\frac{L}{2} < z < \frac{L}{2}$) der maximalen Amplitude $E_{max}(0, z)$ entspricht. Die effektive Beschleunigungsspannung U_B (in der Literatur auch oft U_{eff}) berücksichtigt die Variation des E-Feldes, während ein Teilchen mit einer Geschwindigkeit $v < \infty$ die effektive Beschleunigerstrecke durchquert. Für ein Teilchen, das sich entlang der Strahlachse mit als konstant angenommener Geschwindigkeit $\beta = \frac{v}{c}$ (in $-\frac{L}{2} < z < \frac{L}{2}$) bewegt und $z = 0$ bei $t = 0$ erreicht, ergibt sich die effektive Beschleunigungsspannung zu

$$U_B = \int_{-L/2}^{L/2} E_{max}(0, z) \cos(\omega t(z) + \phi) dz = U_0 \cdot T(\beta) \cdot \cos(\phi). \quad (3.13)$$

$T(\beta)$ ist der sogenannte "Transit-Time-Faktor". Er ist ein Maß für die Zeitvariation des E-Feldes während des Teilchendurchgangs und kann berechnet werden zu

$$T = \frac{\int_{-L/2}^{L/2} E(0, z) \cos(\omega t(z)) dz}{\int_{-L/2}^{L/2} E_{max}(0, z) dz}. \quad (3.14)$$

Für Teilchen mit der Geschwindigkeit $v = \infty$ gilt $T = 1$ [107, S. 33-36]. In Anlehnung an die in Kapitel 2.4 gezeigten Strahldynamik-Simulationen und da die

KAPITEL 3. ENTWICKLUNG EINER 3 GHZ BUNCHER-EINHEIT

im Folgenden präsentierten Hohlraumresonatoren als Buncher-Einheiten eingesetzt werden sollen wird die effektive Beschleunigerspannung U_B im Weiteren auch als Buncher-Amplitude bezeichnet.

Unbelasteter Gütefaktor Q_0

Q_0 ist ein Maß für die Qualität des Hohlraumresonators als Energiespeicher und wird berechnet zu

$$Q_0 = \frac{\omega W_C}{P_c}, \quad (3.15)$$

wobei $\omega = 2\pi f$ die Kreisfrequenz, W_C die gespeicherte Energie (vgl. Gl. 3.8) und P_c die Verlustleistung (vgl. Gl. 3.9) bezeichnet. Die Anzahl an HF-Perioden N nach der W_C auf $\frac{1}{e}$ abfällt, ist gegeben durch $N = \frac{Q_0}{2\pi}$ [107, S. 42].

Die Resonanzkurve eines Hohlraumresonators stellt die Feldamplitude A im Hohlraumresonator in Abhängigkeit von der Frequenz ω dar, mit der der Hohlraumresonator angeregt wird. Sie wird nahe der Resonanzfrequenz in erster Näherung durch die Lorentzfunktion

$$|A(\omega)| = \frac{|A(\omega_R)|}{\sqrt{1 + Q_0^2 \left(\frac{\Delta\omega}{\omega_R}\right)^2}} \quad (3.16)$$

beschrieben, wobei $A(\omega_R)$ die Feld-Amplitude im Resonanzfall, ω_R die Resonanzfrequenz und $\Delta\omega$ den doppelten Abstand zwischen Anregerfrequenz und Resonanzfrequenz $2(\omega - \omega_R)$ bezeichnet. Eine schematische Darstellung der Resonanzkurve ist in Abbildung 3.2 gezeigt. Wird der Hohlraumresonator mit der Frequenz ω_R (vgl. Gl. 3.7) angeregt, stellt sich die größte Amplitudenüberhöhung ein. Diese Frequenz wird im Folgenden auch als Resonanzfrequenz f_R bezeichnet. Der unbelastete Gütefaktor ist durch die 3-dB-Bandbreite ($A(\omega_1) = A(\omega_2) = \frac{1}{\sqrt{2}}A(\omega_R)$) der Resonanzkurve definiert [109, S. 95f] zu

$$Q_0 = \frac{\omega_R}{\Delta\omega_{3dB}} = \frac{\omega_R}{\omega_2 - \omega_1}. \quad (3.17)$$

Shunt-Impedanz R

Die Shunt-Impedanz R [107, S. 42ff] ist ein Maß dafür, wie effizient ein Hohlraumresonator die zugeführte Leistung zur Teilchenbeschleunigung nutzt. Sie wird nach Gleichung 3.18 aus dem Verhältnis zwischen dem Quadrat der Beschleunigungsspannung U_0 und der eingekoppelten Leistung ($\approx P_c$) bestimmt. Die effektive Shunt-Impedanz

3.1. GRUNDLAGEN VON HOCHFREQUENZ-HOHLRAUMRESONATOREN

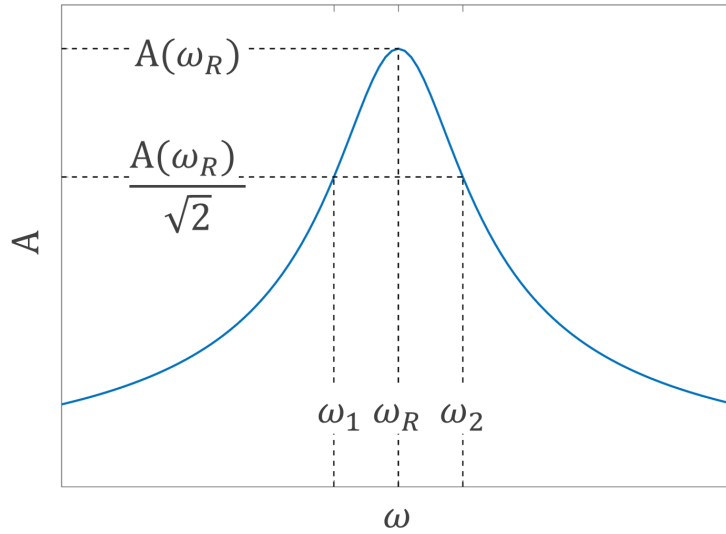


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung einer Resonanzkurve. Bei den Frequenzen ω_1 und ω_2 ist die Amplitude der Resonanzfrequenz $A(\omega_R)$ auf $\frac{1}{\sqrt{2}}A(\omega_R)$ oder um 3-dB abgefallen. Diese 3-dB-Bandbreite charakterisiert den Gütefaktor zu $Q_0 = \frac{\omega_R}{\omega_2 - \omega_1}$.

R_{eff} [107, S. 42ff] bezieht sich auf die effektive Beschleunigungsspannung U_{eff} und ist gegeben durch Gleichung 3.19.

$$R = \frac{U_0^2}{P_c} \quad (3.18) \quad R_{eff} = \frac{U_B^2}{P_c} = \frac{(U_0 T)^2}{P_c} \quad (3.19)$$

Effektive Shunt-Impedanz per Einheitslänge Z_{eff}

Um die Effizienz von Beschleunigerstrukturen unterschiedlicher Länge vergleichen zu können, wird R_{eff} auf die effektive Länge des Hohlraumresonators L normiert [107, S. 42ff]. Die Effektive Shunt-Impedanz pro Einheitslänge ergibt sich zu:

$$Z_{eff} = \frac{R_{eff}}{L} = \frac{(U_0 T)^2}{P_c L} \quad (3.20)$$

Normierte effektive Shunt-Impedanz $\frac{R_{eff}}{Q_0}$

Die normierte effektive Shunt-Impedanz gibt das Verhältnis von effektiver Beschleunigungsspannung zu gespeicherter Energie W_C bei einer bestimmten Frequenz ω an.

$$\frac{R_{eff}}{Q_0} = \frac{U_B^2}{\omega W_C} = \frac{(U_0 T)^2}{\omega W_C} \quad (3.21)$$

KAPITEL 3. ENTWICKLUNG EINER 3 GHz BUNCHER-EINHEIT

Dabei kann

$$\frac{R_{eff}}{Q_0} = \textit{konstant} \quad (3.22)$$

als reiner Geometrie-Faktor betrachtet werden, der nur von der Geometrie des Hohlraumresonators abhängt. Somit ist $\frac{R_{eff}}{Q_0}$ ein Maß für die Fähigkeit einer Geometrie, das für die Beschleunigung nötige E-Feld auf die Strahlachse zu konzentrieren [107, S. 42ff].

Im Folgenden wird auf die Abhängigkeit der normierten effektiven Shunt-Impedanz von der Resonanzfrequenz f_R eingegangen. Dazu werden mehrere Annahmen getroffen: 1. Es wird ein Hohlraumresonator mit konstanter longitudinaler Ausdehnung L angenommen. 2. Das EM-Feld im Hohlraumresonator ist konstant. 3. Die transversale Ausdehnung R des Hohlraumresonators skaliert mit f^{-1} (vgl. Gl. 3.7). 4. Die Geschwindigkeit eines Teilchens, das sich durch den Hohlraumresonator bewegt, bleibt konstant.

So skaliert die frequenzabhängige Schichtdicke δ (vgl. Gl. 3.10) mit $f^{\frac{1}{2}}$ und für $L > R$ skaliert die Oberfläche S des Hohlraumresonators mit $\approx f^{-1}$, wodurch sich für die Verlustleistung der Zusammenhang $P_c \propto f^{-\frac{1}{2}}$ (vgl. Gl. 3.9) ergibt. Das Volumen des Hohlraumresonators V skaliert mit f^{-2} , weshalb sich für die im Hohlraumresonator gespeicherte Energie $W_c \propto f^{-2}$ (vgl. Gl. 3.8) derselbe Zusammenhang zeigt. Für die effektive Shunt-Impedanz gilt daher $R_{eff} \propto f^{\frac{1}{2}}$ (vgl. Gl. 3.19) und für den Gütefaktor $Q_0 \propto f^{-\frac{1}{2}}$ (vgl. Gl. 3.17). Für die normierte effektive Shunt-Impedanz ergibt sich

$$\frac{R_{eff}}{Q_0} \propto f, \quad (3.23)$$

weshalb lineare Beschleunigerstrukturen mit steigender Resonanzfrequenz immer effizienter werden [110] [107, S. 46f].

3.1.1.3 Störungstheorie und Frequenzabstimmung

Die Resonanzfrequenz f_R eines Hohlraumresonators ist ein kritischer Parameter. Bei der Fertigung selbst ist meist ein Abstimmungsprozess nötig, bei der die Geometrie immer wieder minimal bearbeitet wird, bis f_R erreicht wird. Beim Betrieb des Hohlraumresonators resultiert eine Verschiebung der Hohlraumtemperatur in einer

3.1. GRUNDLAGEN VON HOCHFREQUENZ-HOHLRAUMRESONATOREN

Verschiebung der Resonanzfrequenz Δf_R . Diese muss durch das Einbringen von dielektrischen oder metallischen Körpern (variable oder feste Tuning-Geometrien), welche mit dem EM-Feld im Hohlraumresonator interagieren, kompensiert werden.

Die Verschiebung von f_R , welche aus einer Änderung der Hohlraum-Geometrie oder durch das Einbringen eines dielektrischen oder metallischen Körpers resultiert, wird durch die von Slater entwickelte Störungstheorie beschrieben [111, 112] [113, S. 306-312]. Für kleine Störungen des EM-Feldes, das heißt kleine Änderungen von Permittivität und Permeabilität der gesamten Hohlraum-Geometrie, lässt sie sich berechnen zu:

$$\frac{\Delta f_R}{f_R} \approx \frac{-\int_{V_0} (\Delta\epsilon |\vec{E}_0|^2 + \Delta\mu |\vec{H}_0|^2) dv}{-\int_{V_0} (\epsilon |\vec{E}_0|^2 + \mu |\vec{H}_0|^2) dv} = \frac{\Delta W_m - \Delta W_e}{W} \quad (3.24)$$

Hierbei ist ϵ und μ die ursprüngliche Permittivität und Permeabilität der Struktur. $\Delta\epsilon$ und $\Delta\mu$ bezeichnet die Änderung in Permittivität und Permeabilität durch die Materialänderung. W_m und W_e bezeichnen die gespeicherte magnetische und elektrische Energie. Wie durch Gleichung 3.24 ersichtlich ist, resultiert die Verschiebung von f_R somit aus der Änderung der Kapazität C oder Induktivität L der Gesamtstruktur und es gilt $f_R \propto \frac{1}{\sqrt{LC}}$. Die Position, Materialeigenschaften und Dimensionen von variablen oder festen Tuningstäben ergeben sich daher über die EM-Feldverteilung im HF-Hohlraumresonator und der erwarteten f_R -Verschiebung, welche durch sie korrigiert werden soll.

Eine weitere Anwendung, die auf der Störungstheorie beruht, ist die Störkörpermessung [114, 115], wie sie in Abschnitt 3.5.3.2 vorgestellt wird. Hierbei wird ein kleiner Störkörper in den HF-Hohlraumresonator eingebracht und über die Verschiebung der Resonanzfrequenz auf die E-Feld Amplitude am Ort des Störkörpers geschlossen.

3.1.2 Ein- und Auskopplung von HF-Signalen

Hohlraumresonatoren sind in der Regel mit einem Leistungseinkoppler und einem Leistungsauskoppler versehen, die beide mit dem EM-Feld in der Kavität interagieren. Der Leistungseinkoppler koppelt die vom Generator kommende HF-Leistung in das

KAPITEL 3. ENTWICKLUNG EINER 3 GHz BUNCHER-EINHEIT

EM-Feld ein. Der Leistungsauskoppler wird genutzt, um die Antwort der Kavität auf ein eingekoppeltes Signal zu messen.

Belasteter Gütefaktor Q_L

Zusätzlich zur ohmschen Verlustleistung P_c dissipiert Leistung durch die mit dem EM-Feld gekoppelten Leistungsein- und auskoppler (P_e und P_a) sowie durch die Interaktion des EM-Feldes mit dem Teilchenstrahl (P_b), wodurch sich der Gesamtverlust P_{tot} ergibt zu:

$$P_{tot} = P_c + P_e + P_a + P_b \quad (3.25)$$

Da die Belastung durch den Strahl erst bei sehr hohen Strahlströmen relevant wird und die durch den Leistungsauskoppler dissipierte Leistung in der Regel sehr klein ist, muss aber nur die durch den Leistungseinkoppler entstehende Verlustleistung P_e berücksichtigt werden. Analog zu Q_0 ergibt sich der belastete Gütefaktor Q_L daher zu

$$Q_L = \frac{\omega W}{P_{tot}} = \frac{\omega W}{P_c + P_e} = \frac{Q_0 Q_e}{Q_0 + Q_e} = \frac{Q_0}{1 + \beta_e}, \quad (3.26)$$

wobei Q_e der externe Gütefaktor des Leistungseinkopplers bezeichnet und der Kopplungsparameter

$$\beta_e = \frac{Q_0}{Q_e} = \frac{1 \pm \sqrt{\frac{P_{ref}}{P_{in}}}}{1 \mp \sqrt{\frac{P_{ref}}{P_{in}}}}, \quad (3.27)$$

die Wechselwirkung zwischen Leistungseinkoppler und EM-Feld im Hohlraumresonator beschreibt. Dabei ist P_{ref} die am Leistungseinkoppler reflektierte und P_{in} die in den Hohlraumresonator eingekoppelte Leistung. Die ideale Kopplung, bei der keine Leistung reflektiert und Hohlraumresonatoren in der Regel betrieben werden, liegt für $\beta_e = 1$ vor. Für diesen Fall ergibt sich aus Gleichung 3.26, dass der belastete Gütefaktor halb so groß ist wie Q_0 :

$$Q_L = \frac{Q_0}{2} \quad (3.28)$$

halb so groß ist wie Q_0 [107, S. 139-144].

Induktive Kopplung

Die Leistungskopplung erfolgt in der Regel über Hohlwellenleiter oder Koaxialkabel [107, S. 138f]. Die für diese Arbeit relevante Methode ist die induktive Leistungskopplung mittels Koaxialkabel. Bei dieser Methode wird eine Induktionsschleife

3.1. GRUNDLAGEN VON HOCHFREQUENZ-HOHLRAUMRESONATOREN

geformt, indem der Innenleiter mit dem Außenleiter des Koaxialkabels verbunden wird. Im Falle des Leistungseinkopplers entsteht durch das angelegte HF-Signal ein magnetisches Feld um die Schleife, welches in den Hohlraumresonator-Wänden einen Ladungstransport induziert. Im Falle des Leistungsauskopplers induziert das magnetische Feld im Hohlraumresonator einen Ladungstransport in der Schleife.

Der externe Gütefaktor einer Induktionsschleife ergibt sich in erster Ordnung zu

$$Q_e = \frac{\omega W}{P_e} = \frac{W \cdot 100\Omega}{\omega(B_0 \cdot A_s \cdot \sin(\alpha))^2}. \quad (3.29)$$

Dabei ist A_s die Fläche der Induktionsschleife, B_0 die magnetische Feldstärke am Ort der Induktionsschleife und α der Winkel, den die Induktionsschleife mit dem Magnetfeld einnimmt. Um ideal in die Kavität einzukoppeln ($\beta_e = 1$), muss $Q_0 = Q_e$ gelten, was durch eine Anpassung von A_s oder α erreicht wird [107, S. 138f].

3.1.3 Mehrzellige Beschleunigungsstrukturen

In der Regel werden mehrzellige Beschleunigungsstrukturen genutzt, um Teilchen auf hohe Geschwindigkeiten zu beschleunigen. In erster Iteration werden diese als periodische Anordnung von gekoppelten Hohlraumresonator-Einheitszellen wie dem Pillbox-Resonator angenommen [107, S. 57f]. Die Effizienz eines Hohlraumresonators ist, wie beschrieben, durch die Shunt-Impedanz R charakterisiert. Die Shunt-Impedanz einer mehrzelligen Beschleunigungsstruktur R_n ergibt sich durch $R_n = n_c \cdot R$, wobei n_c die Anzahl der Einheitszellen und R deren Shunt-Impedanz darstellt. Über Gleichung 3.18 ergibt sich damit die Beschleunigungsspannung der mehrzelligen Beschleunigungsstruktur U_{0n} über

$$U_{0n} = n_c U_0 = n_c \sqrt{R \frac{P_c}{n_c}} = \sqrt{n_c R P_c} = \sqrt{R_n P_c}, \quad (3.30)$$

wobei P_c wieder die in die Beschleunigungsstrukturen eingekoppelte Leistung bezeichnet. Die Anzahl der Zellen einer Beschleunigungsstruktur bestimmt daher die nötige Leistung, um ein bestimmtes U_{0n} zu erreichen. Zum Beispiel reduziert sich für eine Beschleunigungsstruktur aus zwei Einheitszellen im Vergleich zur Einheitszelle selbst die eingekoppelte Leistung, um U_{0n} zu realisieren, um 50 %. Die Effizienz einer Beschleunigerstruktur steigt mit der Anzahl ihrer Einheitszellen bei gleicher

KAPITEL 3. ENTWICKLUNG EINER 3 GHz BUNCHER-EINHEIT

Gesamtleistung [57]. Als positive Nebeneffekte der geringeren Leistungsaufnahme sind die reduzierte thermische Last sowie die Vermeidung von Feldemissions- und HF-Durchschlags-Prozessen zu nennen, welche in 3.1.4 besprochen werden.

Die im Folgenden vorgestellten Buncher-Einheiten beruhen auf dem Prinzip des Driftröhren-Linacs (engl.: Drift Tube Linac (DTL)), der oft auch als Alvarez-Linac [57] bezeichnet wird. Abbildung 3.3 zeigt einen DTL und die in ihm enthaltenen EM-Felder schematisch. Der Hohlraumresonator des DTL ist, wie schon beim Pillbox-Resonator, ein Zylinder, der an beiden Enden verschlossen ist und in dem die TM_{010} -Mode angeregt wird. Die longitudinale Ausdehnung L des DTLs entspricht dabei immer einem Vielfachen der Wegstrecke l , die das zu beschleunigende Teilchen mit der Geschwindigkeit $\beta = \frac{c}{v}$ während einer HF-Periode zurücklegt und berechnet sich zu $l = \beta\lambda$, wobei $\lambda = \frac{c}{f_R}$ die Wellenlänge des HF-Signals ist. Damit die Teilchen beim Durchlaufen der einzelnen HF-Zyklen nur beschleunigt werden, befinden sich entlang der Strahlachse (z -Achse) Driftröhren mit einer Länge $> \frac{l}{2}$, welche die Teilchen von der verlangsamenden Hälfte der HF-Zyklen abschirmen und gleichzeitig das E-Feld zur Strahlachse konzentrieren. Die einzelnen Driftröhren werden durch Supportstrukturen (engl.: Stams) getragen. Der Abstand zwischen zwei Driftröhren wird als Spalt (engl.: Gap) bezeichnet. Damit ein bestimmtes Teilchen ($\beta = \text{konst.}$) bei jeder Spalt-Durchquerung die selbe Phase des HF-Signals durchläuft, muss der Abstand zwischen den Spalt-Zentren ebenfalls $l = \beta\lambda$ betragen. Ein DTL kann somit als mehrzellige Beschleunigungsstruktur betrachtet werden, dessen Einheitszelle (Länge: $l = \beta\lambda$) zwei halbe Driftröhren sowie den Spalt zwischen ihnen umfasst. Da das E-Feld zwischen den Einheitszellen für ein bestimmtes Teilchen keine Phasenverschiebung aufweist, entspricht die Beschleuniger-Mode des DTL der 0-Mode (oder 2π -Mode). Die Resonanzfrequenz des DTL wird in erster Iteration vom Durchmesser D des Hohlraums bestimmt (vgl. Gl. 3.7), allerdings hat die Erhöhung der Gesamtkapazität durch die Geometrie der Driftröhren sowie deren Supportstruktur ebenfalls einen großen Einfluss auf f_R (vgl. Kap. 3.1.1.3). Es sei erwähnt, dass über die Supportstruktur kein Netto-Stromfluss erfolgt. Die Form der Driftröhren-Seiten senkrecht zur Strahlachse modelliert die E-Feld-Verteilung im Spalt und hat großen Einfluss auf die Robustheit gegenüber Spannungsdurchschlägen. Der Transit-Time-Faktor in Abhängigkeit der Spaltlänge ist in erster Iteration gege-

3.1. GRUNDLAGEN VON HOCHFREQUENZ-HOHLRAUMRESONATOREN

ben durch $T = \frac{\sin \frac{\pi d}{l}}{\frac{\pi d}{l}}$. Ein kurzer Spalt hat daher positiven Einfluss auf Z_{eff} , steht aber in Konflikt mit der Feldemission von Elektronen, die bei zu hohen Feldstärken auftritt, und somit die maximale Spannung am Spalt begrenzt (vgl. Kap. 3.1.4). DTL-Strukturen gelten als Standarddesign zur Beschleunigung von Ionen mit einer normierten Geschwindigkeit von $\beta = \frac{v}{c} \in \{0,04; 0,5\}$ [116].

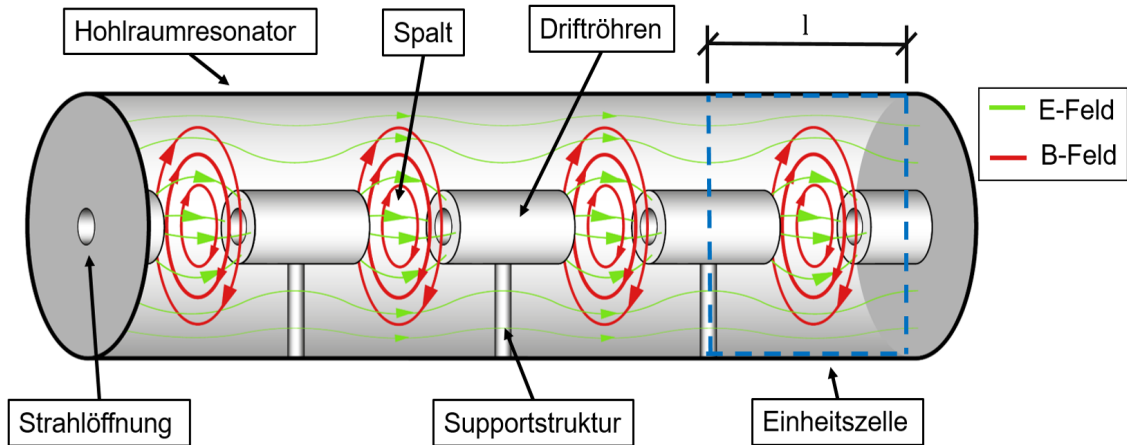


Abbildung 3.3: Schematische Darstellung eines Driftröhren-Linacs.

3.1.4 Limitierende Phänomene

Die HF-Leistung mit der eine Beschleunigungsstruktur betrieben werden kann, wird vor allem durch das Auftreten von Spannungsdurchschlägen limitiert. Im Allgemeinen sind Spannungsdurchschläge als Stromfluss zwischen zwei Punkten unterschiedlichen elektrischen Potentials über eine spontan entstehende leitende Verbindung definiert. Dadurch resultiert ein Energieverlust des EM-Felds, welcher den Betrieb des Hohlraumresonators unterbricht. Im Extremfall kommt es zur Beschädigung der Oberfläche des Hohlraumresonators. Die Robustheit gegen Durchschlagsphänomene bestimmt somit die Leistungen, mit der ein Hohlraumresonator betrieben werden kann und daher die maximal erreichbare Feld-Amplitude [117] [109, S. 713-721].

Bei einem Innendruck von unter 10^{-5} mbar im Hohlraumresonator ist die Feldemission von Elektronen die Hauptursache für Spannungsdurchschläge. Die Energie, die die Elektronen benötigen, um die Potentialbarriere zwischen der Festkörperoberfläche und dem Vakuum zu überwinden, wird durch ein ausreichend großes elektrisches Feld im Hohlraumresonator geliefert ($> 5 \frac{\text{MV}}{\text{mm}}$). Dabei werden die Elektronen vor allem an

KAPITEL 3. ENTWICKLUNG EINER 3 GHZ BUNCHER-EINHEIT

Fehlstellen der Oberfläche emittiert. Beispiele für solche Emittter sind Bearbeitungsspuren (Materialspitzen), Korngrenzen oder mikroskopische dielektrische Einschlüsse im Material (z. B. Reste von Schleifmitteln) [117]. Die emittierte Stromdichte I_{FE} in $[\frac{A}{m^2}]$ ist durch die Fowler-Nordheim-Gleichung gegeben:

$$I_{FE} = \frac{1,54 \cdot 10^{-6} \cdot 10^{4,52\Phi^{-0,5}}}{\Phi} (\beta E)^2 e^{\frac{-6,53 \cdot 10^9 \cdot \Phi^{1,5}}{\beta E}} \quad (3.31)$$

Dabei ist Φ die materialspezifische Arbeitsfunktion in [eV], welche die vom Elektron zu überwindende Potentialbarriere angibt (je nach Metall: 2 bis 6 eV), E ist die elektrische Feldstärke und $\beta = \frac{E_m}{E}$ der Feldverstärkungsfaktor welcher die lokale Erhöhung von E in Abhängigkeit der Emittter-Geometrie angibt [117, 118].

Abbildung 3.4 zeigt die Abhängigkeit des Feldverstärkungsfaktors beispielhaft an vier einfachen Emittter-Geometrien. Diese Geometrien sind eine Kugel über einer Ebene, ein Zylinder, auf dem eine Halbkugel sitzt, eine Kugel auf einer Erhöhung und ein Ellipsoid. Die Emittter-Geometrien werden durch den Krümmungsradius der Emissionsspitzen ρ , die Höhe der Emissionsspitzen h , die Breiten der Emissionsspitzen b und die halbe Breite des Ellipsoiden k beschrieben.

Spannungsdurchschläge können jedoch auch bei Spannungen auftreten, die nicht durch die Feldemissionstheorie oder andere Theorien erklärt werden können. Eine exakte Vorhersage oder Simulation der Durchschlagsphänomene in bestimmten Hohlraum-Geometrien ist daher schwierig. In der Vergangenheit wurden Modelle entwickelt, die auf phänomenologischen Annäherungen basieren. Eines der ersten Modelle war dabei das 1957 publizierte Kilpatrick-Limit [119], welches auch heute noch eingeschränkt Anwendung findet. Es beruht auf der Vermutung, dass zusätzlich zur Feldemission von Elektronen sekundäre Elektronen durch den Einschlag von Elektronen oder Ionen auf der Oberfläche des Hohlraumresonators erzeugt werden. Wird außerdem angenommen, dass die Menge an Elektronen linear mit der Energie des primären Partikels zunimmt, ergibt sich folgender Zusammenhang [119]:

$$WE^2 e^{-\frac{1,7 \cdot 10^5}{E}} = 1,8 \cdot 10^{14}. \quad (3.32)$$

Im DC-Fall entspricht W der Potentialdifferenz zwischen Elektrode und Kathode in [eV] und E ist die elektrische Feldstärke an der betrachteten Oberfläche in $[\frac{V}{cm}]$.

3.1. GRUNDLAGEN VON HOCHFREQUENZ-HOHLRAUMRESONATOREN

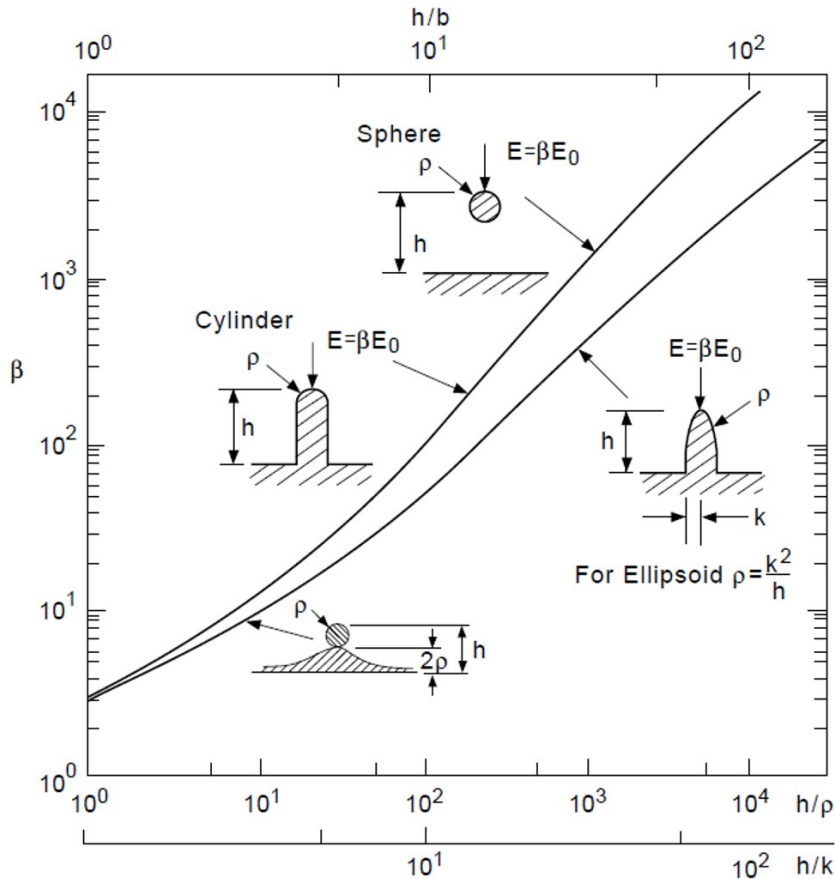


Abbildung 3.4: Feldverstärkungsfaktor β in Abhängigkeit von verschiedenen Emitter-Geometrien. Die Emitter-Geometrien werden durch verschiedene geometrische Größen (Krümmungsradien ρ , Höhen h und Breiten b der Emissionsspitzen sowie halbe Breite k des Ellipsoiden) beschrieben. Der Graph wurde aus [117] übernommen.

Aufgrund des Transit-Time-Effekts wird W für den HF-Fall korrigiert und das Kilpatrick-Kriterium ergibt sich zu

$$f = 1,64 \cdot E_K^2 \cdot e^{-\frac{8,5}{E_K}}, \quad (3.33)$$

wobei f die HF-Frequenz in [MHz] und E_K das E-Feld Limit (Kilpatrick-Limit) in $[\frac{MV}{m}]$ bezeichnet [119, 120]. Dabei beruht das Kilpatrick-Limit rein auf experimentellen Daten. Für eine Frequenz von $f = 3$ GHz ergibt sich ein Kilpatrick-Limit von $E_K \approx 47 \frac{MV}{m}$. Durch verbesserte Fertigungsmethoden werden mittlerweile E-Feld Amplituden von bis zu $2,5 \cdot E_K$ erreicht, wodurch das Kilpatrick-Limit seine Bedeutung für Hochleistungsanwendungen verloren hat. Neuere Modelle, in denen auch kristalline Fehler in der Oberfläche berücksichtigt werden, erlauben eine genauere Vorhersage

für das Auftreten von Spannungsdurchschlägen [121]. Für E-Feldstärken die mit den im Anschluss vorgestellten Buncher-Einheiten erreicht werden ($< 10 \frac{\text{MV}}{\text{m}}$), wird aber weiterhin das Kilpatrick-Limit für eine Abschätzung der Durchschlagsfestigkeit verwendet.

3.2 Software zur Entwicklung von HF-Hohlraumresonatoren

In diesem Kapitel werden zwei Programme vorgestellt, die zur Entwicklung der später präsentierten Buncher-Einheiten verwendet werden. Dabei zählen beide Programme bei der Entwicklung von Linearbeschleuniger-Systemen zu den Standardanwendungen [122].

3.2.1 Poisson SUPERFISH: Eine Programm-Sammlung zur Analyse von achsensymmetrischen EM-Feldern

Poisson SUPERFISH ist eine nicht kommerzielle Sammlung verschiedener Programme, die von der Los Alamos Accelerator Code Group entwickelt wurde, um den Entwurf von Hohlraumresonatoren für Linac-Strukturen zu erleichtern [123]. Die Geometrie der Cavity wird in einem Input-File definiert. Die Berechnung der EM-Felder erfolgt in zwei Dimensionen durch das Modul Fish und wird anschließend auf die dreidimensionale achsensymmetrische Geometrie erweitert. Zur Berechnung der EM-Felder wird ein von Holsinger und Halbach entwickelter Algorithmus zur Lösung von inhomogenen Feldgleichungen angewandt [124]. Die Wellengleichung 3.2 ist ein Spezialfall einer Helmholtz-Gleichung, die sich für zylindrische Koordinaten zu

$$\nabla \times (\nabla \times H(z, r)) - k^2 H(z, r) = 0 \quad (3.34)$$

ergibt, wobei H die magnetische Feldstärke und $k = \frac{\omega}{c}$ der Eigenwert der Gleichung ist. Um diese zu lösen, wird durch das Modul Automesh ein zweidimensionales Berechnungsnetz (engl.: Mash) in Dreiecksform in der (z, r) -Ebene erzeugt, welches den physikalischen Grenzen des Hohlraumresonators entspricht. Anschließend wird ein sekundäres Netz aus Dodekagonen generiert, indem die Schwerpunkte der Dreiecke mit der Mitte der Dreiecksseiten verbunden werden. Die Differenzgleichung 3.34

3.2. PROGRAMME ZUR ENTWICKLUNG VON HF-HOHLRAUMRESONATOREN

kann für das Dodekagon-Netz mithilfe des Stokesschen Satzes zu

$$\int_A \nabla \times (\nabla \times H(z, r)) da = \oint_C \nabla \times H(z, r) dl = k^2 \int_A da \quad (3.35)$$

berechnet werden, wobei A die Fläche und C die Umrandung eines Dodekagons ist. Wird H in den einzelnen Dreiecken des Berechnungsnetzes als linear angenommen, kann die zweidimensionale Feldverteilung für unterschiedliche H -Werte an den Netzpunkten durch ein Gleichungssystem angenähert werden, das die Gleichungen aller Dodekagone enthält. Die TM_{010} -Mode wird iterativ bestimmt, indem die Feldberechnung so oft wiederholt wird, bis das EM-Feld den Randbedingungen der Mode entspricht. Die Auswertung der berechneten EM-Felder ermöglicht die Charakterisierung der Cavity unter anderem durch die in Kapitel 3.1.1.2 beschriebenen Parameter. SUPERFISH bietet auch Algorithmen zur automatischen Abstimmung von gängigen Hohlraum-Geometrien auf eine bestimmte Resonanzfrequenz f_R . In der vorliegenden Arbeit wird der Algorithmus MDTfish verwendet. Abbildung 3.5 zeigt eine halbe DTL-Zelle mit den Parametern wie sie in MDTfish definiert werden müssen (Tabelle 3.2). Zur f_R -Abstimmung des DTL kann entweder der Durchmesser

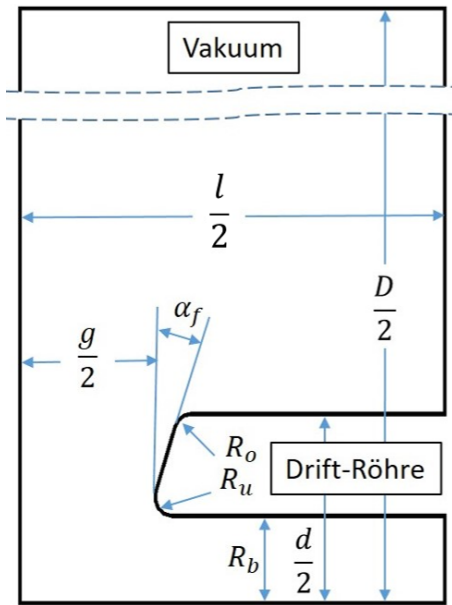


Abbildung 3.5: Quadrant einer DTL-Einheitszelle (Longitudinalschnitt) wie sie vom SUPERFISH Algorithmus MDTfish entworfen wird.

| Symbol | DTL-Parameter |
|------------|----------------------------|
| l | Einheitszellen-Länge |
| D | Einheitszellen-Durchmesser |
| d | Driftröhren-Durchmesser |
| g | Driftröhren-Abstand |
| R_b | Radius der Strahlöffnung |
| R_o | Driftröhren-Radius Oben |
| R_u | Driftröhren-Radius Unten |
| α_f | Driftröhren-Winkel |

Tabelle 3.2: Parameter einer DTL-Einheitszelle, wie sie für den SUPERFISH Algorithmus MDTfish verwendet werden.

KAPITEL 3. ENTWICKLUNG EINER 3 GHZ BUNCHER-EINHEIT

des Hohlraumresonators D oder die Spaltlänge g variiert werden. Die Iteration ist durch die Berechnung im zweidimensionalen Raum sehr schnell. Allerdings kann so der Einfluss von nicht-radialsymmetrischen Elementen wie Abstimmvorrichtungen, Einkoppelschleifen, Driftrohr-Supportstruktur oder Auskoppelschleifen nicht direkt simuliert werden, weshalb dieser von SUPERFISH durch Standardwerte abgeschätzt wird.

3.2.2 CST Studio Suite: Ein EM-Design-Programm

Die CST Studio Suite wird von Dassault Systèmes Simulia vertrieben und gilt in vielen Industrie- und Forschungsbereichen als Goldstandard für die Entwicklung von EM-Komponenten [125, 126]. Die CST Studio Suite umfasst mehrere Simulationsumgebungen ("Studios"), in denen mit verschiedenen Lösern wie z. B. dem Eigenmode-Löser (EM), dem Magnetostatischen-Löser (MS) oder dem Partikel-in-Zelle-Löser (engl. Abk.: PIC) Hybridsimulationen durchgeführt werden können. Diese umfassen dabei unter anderen HF-Anwendungen (MICROWAVE STUDIO), elektrostatische und magnetostatische Anwendungen (EM STUDIO), thermische und mechanische Analysen (MPHYSICS STUDIO) und Teilchensimulationen (PARTICLE STUDIO). Anders als SUPERFISH arbeitet CST mit dreidimensionalen Modellen. Geometrien können in beliebigen CAD-Formaten importiert oder direkt mit CST erstellt werden. Die Berechnung der EM-Felder beruht auf der Finite-Integral-Methode (engl. Abk.: FIT), einem numerischen Verfahren zur universellen räumlichen Diskretisierung der Maxwell-Gleichungen in integraler Form [127]. Das Simulationsvolumen (Geometrie und gegebenenfalls Umgebung), in der die EM-Felder berechnet werden, wird in einen dreidimensionalen finiten Simulationsbereich überführt, der in einheitlichen Gitterzellen mit bestimmte Materialeigenschaften aufgeteilt ist. Dabei gibt es mehrere Gittertypen (Meshtypen) wie orthogonale hexaedrische, topologisch unregelmäßige und tetraedische Gitter. Im Zuge dieser Arbeit wurden vor allem zwei Simulationsumgebungen verwendet:

1. **MICROWAVE STUDIO**, wo mithilfe des Eigenmode-Lösers die Resonanzfrequenzen f_R und die korrespondierenden Eigenmoden der später vorgestellten Hohlraumresonatoren berechnet werden. Der Eigenmode-Löser beruht auf der Wel-

3.3. ANFORDERUNGEN AN DIE BUNCHER-EINHEITEN

lengleichung 3.2, die sich in diskretisierter Form über die FIT-Methode ergibt. Für das Eigenwert-Problem stehen wiederum verschiedene Löser zur Verfügung. Aufgrund seiner Robustheit gegenüber kleinen geometrischen Unstetigkeiten, welche beim Import von CAD-Dateien auftreten können, wird für die anschließenden Simulationen der Jacobi-Davidson-Solver genutzt. Die Simulation wurde im automatisch durch CST erstellten Mesh durchgeführt. Nach der Berechnung der EM-Felder kann die ohmsche Verlustleistung P_c und der unbelastete Gütefaktor Q_0 mithilfe des Programms bestimmt werden. Das EM-Feld kann auf verschiedene Arten grafisch dargestellt und analysiert werden. Aus dem Integral des elektrischen Feldes auf der Strahlachse E_z und P_c ergibt sich z. B. die Shunt-Impedanz R (vgl. Gl. 3.19).

2. PARTICLE STUDIO, zur Analyse der Bewegung von geladenen Teilchen im EM-Feld. Es werden verschiedene Möglichkeiten geboten, elektrostatische, magnetostatische oder elektromagnetische Felder bis über den HF-Bereich hinaus in die Simulation einzubeziehen. Für die Simulation im Zuge dieser Arbeit wurde das durch den Eigenmode-Löser berechnete EM-Feld importiert und auf die im Hohlraumresonator erwartete Leistung skaliert. Die Bewegung der Partikel wird mithilfe der Lorentzkraft-Gleichung (vgl. 3.16) in diskreter Form bestimmt. Mehrere Varianten von Teilchenquellen stehen zur Verfügung. Für Strahltransport-Simulationen wird ein beliebig platzierbarer, 6-dimensionaler, mit Teilchen gefüllter Phasenraum benutzt.

3.3 Anforderungen an die Buncher-Einheiten

Für die in Kapitel 2.4 vorgestellte und auf einer Tandem-Linac-Kombination basierende präklinische Protonen-Minibeam-Bestrahlungsanlage soll eine Buncher-Einheit aufgebaut werden, die die folgenden Anforderungen erfüllt:

1. Bei einer Buncher-Amplitude U_B von 42 kV ergibt sich ein maximaler zur Verfügung stehender Strahlstrom I_B von 20 nA (vgl. Abb. 2.23) für die vorgestellte präklinische Minibeam-Bestrahlungsanlage. Die Hauptanforderung an die Buncher-Einheit ist daher das Erreichen von $U_B = 42$ kV, wobei ein vorhandener Solid-State-Amplifier mit einer Ausgangsleistung von 1350 W (Tastgrad = 0,01) zum Betrieb der Buncher-Einheit genutzt werden soll.

2. Die während der Bestrahlung applizierte Dosis wird in der Praxis über die Bestrahlungszeit mithilfe einer Ionisationskammer definiert, wie sie in der präklinischen Protonen-Minibeam-Bestrahlungsanlage vorgesehen ist (vgl. Abb. 2.11). Trotzdem sollte die Bestrahlungszeit für präklinische Experimente so kurz wie möglich gehalten werden, woraus sich die zweite Anforderung ergibt: Die Stabilität der Buncher-Amplitude ΔU_B der Buncher-Einheit sollte so gut sein, dass deren Variation die Dosisrate nicht signifikant beeinflusst.

3.4 Methoden des Hohlraumresonator-Designs

Für einen grundlegenden ersten Entwurf der Hohlraum-Geometrie wird in beiden Fällen die Software SUPERFISH mit dem spezifischen Modul MDTfish verwendet. Die Einheitszellen werden durch eine iterative Anpassung der Spaltlänge g auf die gewünschte Resonanzfrequenz f_R abgestimmt. Im Anschluss werden die wichtigsten Leistungskennzahlen (effektive Shunt-Impedanz, Feldgradient zwischen den Driftröhren, Gütefaktor, etc.) des ersten Entwurfs ermittelt und dahingehend evaluiert, ob der Hohlraumresonator in erster Ordnung den Anforderungen genügt. Danach wird ein dreidimensionales Modell des Hohlraumresonators mithilfe der frei zugänglichen CAD-Software Solid Edge [128] erstellt. Dabei werden alle nicht zur z-Achse radial-symmetrischen Strukturen, welche die EM-Felder im Hohlraumresonator potenziell beeinflussen und bei der SUPERFISH Simulation nicht berücksichtigt werden konnten, inkludiert. Dieses so erschaffene, realistische Modell des Hohlraumresonators wird mithilfe von CST-Microwave Studio weiter analysiert.

Für die CST-Simulationen wird jedem Teil des Modells eine Materialeigenschaft zugesprochen (Hohlraumresonator: hochreines Kupfer, Hohlraum: Vakuum, etc.) und die Grenzen der Simulation als die Grenzen des Modells spezifiziert. Mithilfe des *Eigenmode solver* werden die elektrischen und magnetischen Felder der Eigenmoden des Hohlraumresonators berechnet und visualisiert. Eine Verschiebung von f_R im Vergleich zur SUPERFISH-Simulation, welche von den nicht-radial-symmetrischen Geometrien resultiert, wird durch eine iterative Feinabstimmung der Hohlraum-Geometrie mit Solid Edge (Anpassen des Abstands zwischen den Driftröhren)

3.5. METHODEN ZUR CHARAKTERISIERUNG VON HOHLRAUMRESONATOREN

kompensiert. Anschließend werden die entworfenen Hohlraumresonatoren anhand des berechneten EM-Feldes in ihnen charakterisiert.

Nachdem die geforderte Performance erreicht ist, wird der jetzt abgestimmte Hohlraumresonator-Aufbau zusammen mit den berechneten elektromagnetischen Feldern in den *Particle-in-cell-solver* überführt, um die Interaktion mit dem 16 MeV Protonenstrahl zu analysieren. Dafür wird an einem Ende des Hohlraumresonators eine Teilchenquelle (*area particle source*) mittig auf dessen Strahlöffnung positioniert. Das Simulationsvolumen am anderen Ende des Hohlraumresonators wird bis zum für die präklinische Protonen-Minibeam-Bestrahlungseinrichtung simulierten Zeitfokus ($s_{0-3} = 3,27$ m) des Bunchers erweitert (vgl. Abb. 2.4). Der Strahlstrom wird zu 40 μ A (CW) angenommen und der 6-dimensionale Phasenraum entspricht dem initialen 6-dimensionalen Phasenraum, der für die präklinische Protonen-Minibeam-Bestrahlungseinrichtung erwartet wird (vgl. Tab. 2.4).

3.5 Methoden zur Charakterisierung von Hohlraumresonatoren

In diesem Kapitel wird zunächst auf das Hochfrequenz- und Frequenzabstimmungssystem eingegangen, mit dem die Buncher-Einheiten betrieben werden. Anschließend werden Methoden präsentiert, wie sie für die Charakterisierung der in dieser Arbeit vorgestellten Hohlraumresonatoren angewandt werden. Dabei wird zwischen den Messungen am HF-Tuningstand und den Messungen zur Bestimmung der Shunt-Impedanz unterschieden.

3.5.1 Hochfrequenz- und Frequenzabstimmungssystem

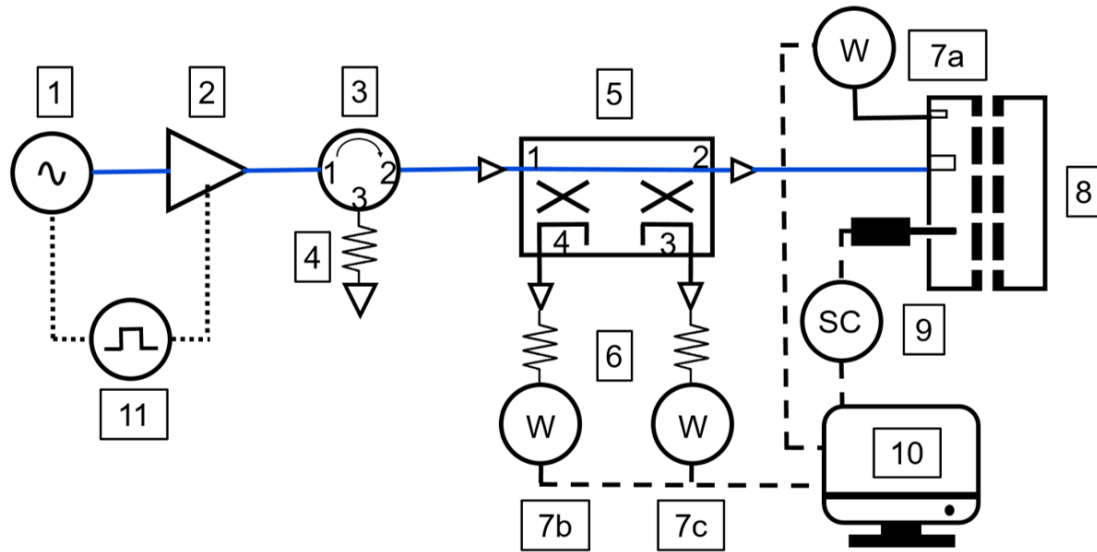
Abbildung 3.6 zeigt schematisch das Hochfrequenz- und Frequenzabstimmungssystem beispielhaft an einem 4-Zellen-DTL, wie es für den Betrieb der im Folgenden vorgestellten Buncher-Einheiten entwickelt wurde. Das HF-Signal wird von einem Signalgenerator (*Rohde & Schwarz SMH*) bereitgestellt und anschließend von einem Halbleiter-Verstärker (*microwave amps AM10-61*) auf bis zu 1350 W (maximaler Tastgrad: 1%) verstärkt. Beide werden mittels eines Gate-Generators synchronisiert. Ein Zirkulator (*TTE CIR-C 2900-3100*), der mit einer 25 W (cw)-Ersatzlast

KAPITEL 3. ENTWICKLUNG EINER 3 GHz BUNCHER-EINHEIT

abgeschlossen ist, schützt den Verstärker vor reflektierter Leistung und minimiert Leistungsschwankungen. Die vom Verstärker bereitgestellte und reflektierte Leistung (P_{in} und P_{ref}) wird über einen Richtkoppler (*NARDA 3022*) gemessen, der eine Auskoppeldämpfung von 20 dB (3 GHz) aufweist. Diodenmessköpfe (*Rohde & Schwarz NRP6A(N)*), welche bis max. 2,5 mW betrieben werden können, messen P_{in} , P_{ref} und das HF-Signal an der Auskoppelschleife P_{out} . Um sie zu schützen, sind die Ausgänge des Richtkopplers zusätzlich mit Dämpfungsgliedern (*Rohde & Schwarz 20 dB, 5 W*) versehen. Das Signal der Messköpfe wird über einen eigens entwickelten LabVIEW-Code ausgelesen. Vom Halbleiterverstärker bis zur Einkoppelschleife sind alle Hochleistungskomponenten über ein möglichst kurzes *Andrew LW22*-Kabel verbunden. Dieses bietet eine sehr geringe Dämpfung von 14 dB/100 m bei 3 GHz, wodurch die Dämpfung des HF-Signals bis zur Einkoppelschleife ca. 1,1 dB beträgt und somit maximal ca. 1050 W zur Verfügung stehen. Abbildung 3.7 zeigt die HF-Pulse von Signalgenerator und Halbleiterverstärker sowie (schematisch) die Gate-Signale exemplarisch für einen auf ca. 900 W verstärkten, 8 μ s langen HF-Puls. Zur Veranschaulichung sind die HF-Pulse übereinanderliegend und ohne zeitliche Verzögerung dargestellt. Der HF-Puls des Signalgenerators ist in orange dargestellt. Das ihm zugehörige Signalgenerator-Gate-Signal (schwarze gepunktete Linie) definiert die Länge des HF-Pulses. Mit dem Verstärker-Gate-Signal (schwarze volle Linie) startet das Hochfahren des Verstärkers und 5 μ s später wird ein eingehender HF-Puls mit voller Leistung verstärkt (vgl. Kennlinie des Verstärkers in Abb. 3.7). Die Ausgangsleistung des Halbleiterverstärkers ist proportional zur Amplitude des Signalgenerators. Die Variation des verstärkten HF-Signals liegt unter 1% (für Pulslängen von bis zu 10 μ s).

Die Variation der Buncher-Amplitude U_B und damit die Variation von I_B ist direkt von der Variation der Eingangsleistung P_{in} abhängig (vgl. Gl. 3.19). Um abschätzen zu können, wie groß diese ist, wird eine Langzeitmessung der Pulsleistung P_{puls} durchgeführt. Dafür wird der 4-Zellen-DTL im vorgestellten HF-System durch ein HF-Dämpfungsglied (40 dB, 200 W) ersetzt, an dessen Ausgang mit einem Diodenmesskopf die Leistung P_{in} gemessen wird. Abbildung 3.8 zeigt eine 33 Stunden lange Messung von P_{puls} . Jeder Messwert ergibt sich durch die Mittelung von 100 P_{in} -Einzelmessungen, welche über ein 6 μ s langes Messfenster aufgenommen

3.5. METHODEN ZUR CHARAKTERISIERUNG VON HOHLRAUMRESONATOREN



| | |
|---|--|
| 1. Signalgenerator (R&S SMH) | 8. Buncher-Einheit |
| 2. Halbleiter-Verstärker (microwave amps AM10-61) | 9. Schrittmotor Steuerung (Nanotec SMC133-2) |
| 3. Zirkulator (TTE CIR-C 2900-3100) | 10. LabVIEW PC |
| 4. Ersatzlast (25 W) | 11. Gate-Generator |
| 5. Richtkoppler (NARDA 3022) | |
| 6. Abschwächer (R&S, 20dB, 5W) | — : Andrews LDF4-50A Kabel |
| 7. Diodenmesskopf (R&S NRP6A(N)) | - - : USB-Kabel |
| a) Auskoppelschleife | : BNC-Kabel |
| b) Bereitgestellte Leistung | |
| c) Reflektierte Leistung | |

Abbildung 3.6: Hochfrequenz- und Frequenzabstimmungssystem beispielhaft an einem 4-Zellen-DTL montiert. Abbildung: In Anlehnung an eigene Darstellung [94].

werden, das ca. 1 μs zum Anfang des 8 μs langen HF-Puls verzögert ist (vgl. Abb. 3.7). Der Mittelwert von P_{puls} beträgt 798 W, wobei sich aufgrund der relativen Messunsicherheit des Diodenmesskopfes von 0,05 dB (bei 3 GHz [129]) ein Messfehler von ca. ± 10 W ergibt. In der Praxis wird die Leistung des Verstärkers (P_{in}) allerdings so geregelt, dass ein maximaler Strahlstrom I_B erreicht wird, wodurch nur die relative Variation der Eingangsleistung eine Rolle spielt. Diese wird über den Minimalwert (795 W) und Maximalwert (801 W) der Verstärker-Leistung berechnet zu

$$\frac{\Delta P_{in}}{P_{in}} \approx \frac{\Delta P_{puls}}{P_{puls}} = \frac{801 \text{ W} - 795 \text{ W}}{798 \text{ W}} = \pm 0,2 \%. \quad (3.36)$$

KAPITEL 3. ENTWICKLUNG EINER 3 GHZ BUNCHER-EINHEIT

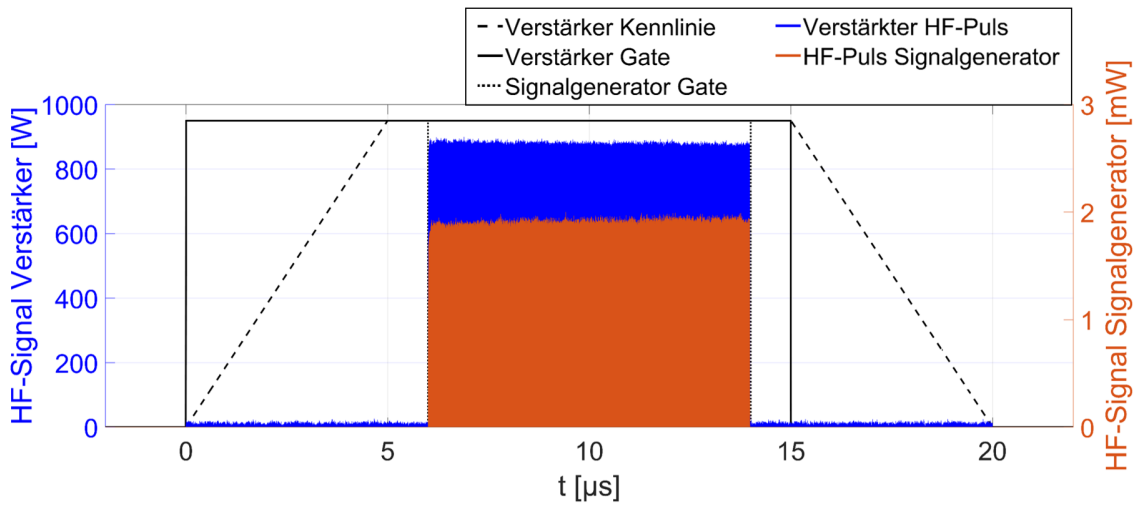


Abbildung 3.7: Signalcharakteristik der HF-Pulse und Gate-Signale des Hochfrequenz- und Frequenzabstimmungssystems. Abbildung: In Anlehnung an eigene Darstellung [94].

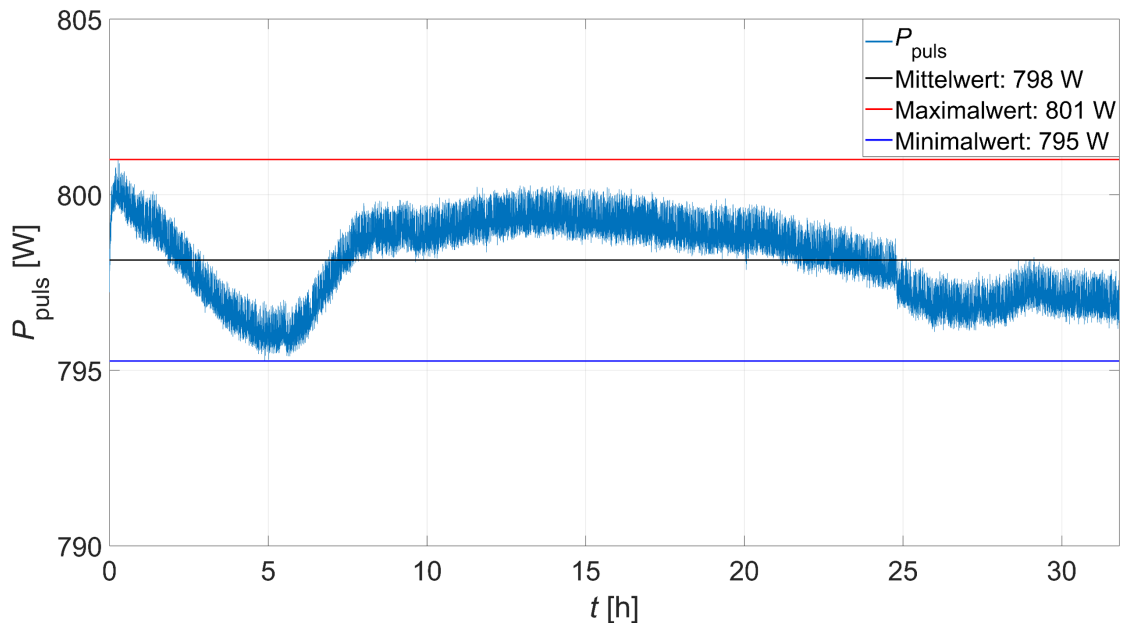


Abbildung 3.8: Langzeitmessung (33 Stunden) der mittleren Pulsleistung P_{puls} (798 W) des Hochfrequenz-Systems. Der gemessene Minimal- und Maximalwert (795 W und 801 W) charakterisiert die maximale P_{puls} -Variation zu $\approx 0,4 \%$.

Abbildung: In Anlehnung an eigene Darstellung [94].

Der Regelkreis des variablen Frequenzabstimmungssystems beruht für beide Buncher-Einheiten auf der iterativen Minimierung des Stehwellenverhältnisses $\text{SWR} = \frac{\sqrt{P_{in}} + \sqrt{P_{ref}}}{\sqrt{P_{in}} - \sqrt{P_{ref}}}$ von bereitgestellter P_{in} und reflektierter Leistung P_{ref} . Die Steuer-Software des Regelkreises basiert auf LabVIEW-Code, der je nach gewünschter Abtastrate (ausreichend

3.5. METHODEN ZUR CHARAKTERISIERUNG VON HOHLRAUMRESONATOREN

ist 1 Hz) das SWR bestimmt. Beide Buncher-Einheiten sind so entworfen, dass f_R nicht erreicht wird, ohne dass ein variabler Kupfertuner in den Hohlraumresonator eingefahren wird. Zum Beginn der Frequenzabstimmung wird der variable Kupfertuner durch den Schrittmotor in den Hohlraumresonator eingefahren, bis eine Änderung des SWR von der Steuersoftware festgestellt wird. Entspricht diese Änderung einer Reduzierung gegenüber dem letzten gemessenen SWR-Wert, wird die Bewegungsrichtung des variablen Kupfertuners beibehalten, bis das SWR wieder steigt. Anschließend wird die Bewegungsrichtung des variablen Tunerstabs geändert, bis das SWR erneut sinkt. Für $\text{SWR} = 1$ gilt $Q_L = \frac{Q_0}{2}$ und es wird ideal in den Hohlraumresonator eingekoppelt ($\beta_e = 1$) (vgl. Kap. 3.26).

3.5.2 HF-Tuningstand

Der HF-Tuningstand besteht im Wesentlichen aus einem Vakuumpumpenstand, an dem die Hohlraumresonatoren mithilfe des im vorangegangenen Kapitel beschriebenen Hochfrequenz- und Frequenzabstimmungssystems (vgl. Abb. 3.6) optimiert, charakterisiert und auf die gewünschte Resonanzfrequenz abgestimmt werden. Kernstück des Vakuumpumpstands bildet ein kurzes CF-160-Rohr, das mithilfe einer kleinen Turbomolekularpumpe (*Pfeiffer TW 70 H*) an der Unterseite und einer an die Turbomolekularpumpe gekoppelten Vorpumpe (Edwards ESDP12) evakuiert wird. Der Druck im CF-160-Rohr wird an einem seitlich angeschweißten KF-16-Flansch mit einer Druckmessröhre (*Leybold COMBIVAC IT23*) gemessen. Im CF-160-Rohr selbst werden Hohlraumresonatoren plazierte, die nicht vakuumdicht gefertigt sind. Vakuumdichte Durchführungen für Ein- und Auskoppelschleife sowie Tuningeinrichtungen sind dann im KF-160-Abschlussflansch vorgesehen. Vakuumdicht gefertigte Hohlraumresonatoren können über einen kurzen KF-16-Wellschlauch an das CF-160-Rohr gekoppelt werden. Der HF-Tuningstand erreicht einen Druck von $1 \cdot 10^{-7}$ mbar.

3.5.2.1 HF-Hohlraum-Geometrie Tuning

Die Resonanzfrequenz f_R eines Hohlraumresonators ist vor allem durch seine Geometrie bestimmt. Dabei können schon kleine Abweichungen eine Verschiebung von f_R nach sich ziehen (vgl. Kap. 3.1.1.3), die nach der Fertigung nicht durch zusätzliche Tuningeinrichtungen kompensiert werden kann. Durch die limitierte Genauigkeit von spanenden Fertigungsprozessen wie Fräsen lässt sich die nötige

KAPITEL 3. ENTWICKLUNG EINER 3 GHZ BUNCHER-EINHEIT

allgemeine Toleranzklasse *fein* (ISO 2768) vor allem für Einzelstücke schwer realisieren. Der Hohlraumresonator wird daher vor der Endmontage in einem iterativen Tuning-Prozess auf die gewünschte Resonanzfrequenz (hier $f_R = 2997,9$ MHz aufgrund der Abstimmung zum LIGHT-System [96]) abgestimmt. Dabei werden seine kapazitiven und induktiven Eigenschaften durch mehrere kleine Änderungen der Hohlraumgeometrie, zwischen denen immer wieder f_R gemessen wird, angepasst. Der HF-Tuningstand wird während dieses Prozesses ohne HF-Verstärker ($P_{in} = 10$ dBm) und ohne Frequenzabstimmungssystem betrieben. Aufgrund des zeitlichen Aufwands wird f_R einmal unter Vakuum bestimmt und die Änderung von f_R im Vergleich zum Betrieb an Atmosphäre (hier $\Delta f_V = 0,8$ MHz) bei weiteren Iterationsprozessen berücksichtigt. Das maximale Signal der Auskoppelschleife P_{out} kennzeichnet f_R . Es wird darauf geachtet, dass das Stehwellenverhältnis (SWR) an der Einkopplung für die gleiche Frequenz minimal ist (i.d.R. $SWR = 1,05$).

3.5.2.2 Messung des Gütefaktors Q_0

Der Gütefaktor Q_0 wird über die Messung der 3-dB-Halbwertsbreite der Resonanzkurve (vgl. Abb. 3.2) an der Auskoppelschleife und dem Verhältnis von Q_0 zum belasteten Gütefaktor Q_L (vgl. Gl. 3.30) bestimmt. Der HF-Tuningstand wird ohne HF-Verstärker ($P_{in} = 10$ dBm) betrieben. Um den Einfluss der Position des variablen Kupfertuners auf Q_0 zu untersuchen, wird das Frequenzabstimmungssystem für verschiedene Q_L -Messungen unterschiedlich konfiguriert. Obwohl das SWR der Einkopplung (i.d.R. $\approx 1,05$) bei jeder Messung für f_R minimiert wird, entspricht dieses nie genau 1, da der Regelkreis eine gewisse Reaktionsschwelle besitzt. Da im Folgenden dennoch der Zusammenhang $Q_0 = 2 \cdot Q_L$ angegeben wird, wird auch immer das SWR angegeben.

3.5.2.3 Messung der Buncher-Amplitudenstabilität ΔU_B

Die Stabilität der Buncher-Amplitude ΔU_B wird am HF-Tuningstand (vgl. Kap. 3.5.1) bestimmt. Dazu wird über mehrere Stunden das Signal der Auskoppelschleife P_{out} aufgezeichnet, welches proportional zur Buncher-Amplitude U_B^2 ist. Dabei werden die Buncher-Einheiten durch das vorgestellte HF-System (vgl. Kap. 3.5.1) mit einer Eingangsleistung P_{in} betrieben, wie sie für den Einsatz in der präklinischen Protonen-Minibeam-Bestrahlungsanlage vorgesehen ist. Vor jeder Messung wird das

3.5. METHODEN ZUR CHARAKTERISIERUNG VON HOHLRAUMRESONATOREN

HF-System mithilfe einer 500 W (cw)-Ersatzlast auf Betriebstemperatur gebracht. Das in Kapitel 3.5.1 vorgestellte, variable Frequenzabstimmungs-System kompensiert daher nur f_R -Änderungen, die aus einer Änderung der Umgebungstemperatur oder P_{in} resultieren.

3.5.3 Messung der Shunt-Impedanz R

Die Shunt-Impedanz R ist eine Kennzahl für die Performance von Hohlraumresonatoren. Sie beschreibt, wie effizient die Energie eines Teilchenstrahls moduliert wird (vgl. Gl. 3.19). Im Folgenden werden zwei Methoden zur Bestimmung von R präsentiert, wie sie im Zuge dieser Arbeit angewendet werden.

3.5.3.1 Q3D-Messung

Die Methode, die Shunt-Impedanz mithilfe eines Q3D-Magnetspektrographen (Q3D), wie er in [130, 131] beschrieben wird, zu bestimmen, wurde im Zuge dieser Arbeit entwickelt. Der Messaufbau ist in Abbildung 3.9 dargestellt. Mithilfe des Münchner Tandem-Van-de-Graaff-Beschleunigers [33] wird ein hochbrillanter 16 MeV Protonenstrahl erzeugt. Dieser durchquert den HF-Hohlraumresonator, welcher direkt vor der leeren Probenkammer des Q3D montiert und mit dem in Kapitel 3.5.1 beschriebenen Frequenzabstimmungs- und Hochfrequenzsystem betrieben wird. Der Q3D-Magnetspektrograph besteht im Wesentlichen aus zwei Teilen: 1. einem 270°-Analysemagneten zur räumlichen Trennung von Teilchen mit unterschiedlicher Geschwindigkeit über die Beziehung zwischen der Energie der Teilchen W und dem Ablenkradius. 2. Sowie einem segmentierten Fokalebene-Detektor, mit dem der Ablenkradius der Teilchen und somit W bestimmt wird. Der Fokalebene-Detektor bietet eine räumliche Auflösung von 1 mm. Die maximale Ablenkung von ca. 1 m an der Fokalebene entspricht einer Energievariation ΔW von 10%. Für 16 MeV Protonen ergibt sich dadurch eine hervorragende Energieauflösung von bis zu $\frac{\Delta W}{W} = 1 \cdot 10^{-4}$. Da der Fokalebene-Detektor nur bei Zählraten bis $\approx 2000 \frac{1}{s}$ betrieben werden soll, wird der Strahl beschnitten. Eine Chopper-Einheit zerteilt den Strahl in Pulse mit einer Länge von 7 μs bei einer Repetitionsrate von 200 Hz auf der Niedrigenergieseite des Tandems. Auf der Hochenergieseite des Tandems wird der transversale Phasenraum mit Mikroschlitzen beschnitten. Mithilfe des Gate-Generators des HF-Systems (vgl. Abb. 3.6) wird die Chopper-Einheit mit dem

KAPITEL 3. ENTWICKLUNG EINER 3 GHZ BUNCHER-EINHEIT

HF-System synchronisiert, wodurch die Teilchen den HF-Hohlraumresonator 100 ns nach Beginn seiner Anregung durch den verstärkten HF-Puls erreichen (vgl. Abb. 3.7). Das Q3D-Mess-Setup, wie es am Maier-Leibnitz-Laboratorium zur Verfügung steht (vgl. Abb. 3.9), ermöglicht es somit ohne großen Aufwand und in kürzester Zeit, das aus der Teilchenmodulation durch die Buncher-Einheit resultierende Histogramm der kinetischen Teilchenenergie W zu bestimmen. Vom aufgenommenen Energiehistogramm kann auf die Umverteilung der Teilchen im longitudinalen Phasenraum und somit auf die Buncher-Amplitude U_B geschlossen werden, die bei bekannter Eingangsleistung P_{in} wiederum die Shunt-Impedanz R charakterisiert (vgl. Gl. 3.19).

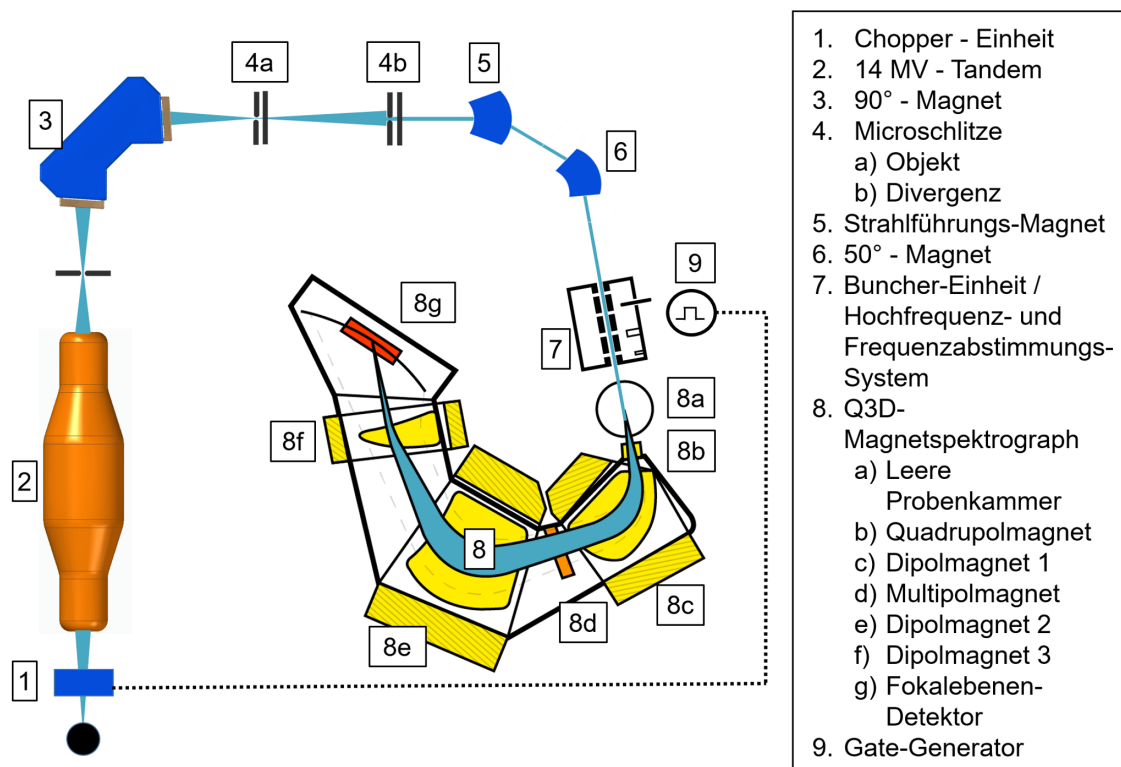


Abbildung 3.9: Q3D-Mess-Setup am Maier-Leibnitz-Laboratorium zur Messung der Shunt-Impedanz von Hohlraumresonatoren. Abbildung: In Anlehnung an eigene Darstellung [94].

3.5.3.2 Störkörpermessung

Eine weitere Methode R zu charakterisieren ist die Bestimmung der ortsabhängigen elektrischen Feldamplitude entlang der Strahlachse des Hohlraumresonators mithilfe der resonanten Störkörpermessung [114, 115]. Im Gegensatz zum Q3D-Mess-Setup

3.5. METHODEN ZUR CHARAKTERISIERUNG VON HOHLRAUMRESONATOREN

liefert diese keine direkte Information über die Energiemodulation der Teilchen. Von Vorteil ist hingegen, dass kein Großgerät benötigt wird und die Messungen direkt am HF-Tuningstand durchgeführt werden können. Die resonante Störkörpermessung basiert auf der Störung des EM-Feldes im HF-Hohlraumresonator durch einen dielektrischen oder metallischen Störkörper (vgl. Kap. 3.1.1.3) [111, 112] [113, S. 306-312]. Dieser wird durch das EM-Feld polarisiert bzw. magnetisiert, was zu einer Verschiebung der Resonanzfrequenz f_R des Hohlraumresonators führt, welche nur von der Feldstärke am Ort des Störkörpers und den Eigenschaften des Störkörpers selbst abhängt. Abbildung 3.10 zeigt schematisch den Störkörpermessstand, wie er für die im Folgenden vorgestellten Hohlraumresonatoren im Zuge dieser Arbeit entwickelt wurde. Der Hohlraumresonator (dargestellt als 4-Zellen-DTL) wird auf einem Messgestell montiert und mit dem in Kapitel 3.5.1 beschriebenen Frequenzabstimmungs- und Hochfrequenzsystem betrieben. Der Störkörper ist an einem 0,25 mm dicken Nylonfaden befestigt, welcher mithilfe eines Gewichts von einem beweglichen Schenkel mit Nonius-Skala über eine Umlenkrolle gespannt ist. Der Störkörper selbst besteht aus Aluminiumoxid (Al_2O_3) und hat die Form eines Hohlzylinders. Er hat eine Höhe h von 1,7 mm, einen Innendurchmesser d_i von 0,5 mm und einen Außendurchmesser d_a von 1 mm. Für einen rein dielektrischen Störkörper (relative Permittivität $\epsilon_r \approx 9$ für Al_2O_3) und unter der Annahme, dass das E-Feld im Störkörper homogen ist, kann das Verhältnis zwischen Frequenzverschiebung $\Delta\omega$, verursacht durch den Störkörper, und ungestörter Resonanzfrequenz ω_R zu

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_R} = \alpha \frac{|\vec{E}_0|^2}{W} \quad (3.37)$$

berechnet werden. α wird als Störkörperkonstante bezeichnet und kann in diesem Fall grob durch die Störkörperkonstante für einen länglichen Rotationsellipsoid

$$\alpha = -\frac{\frac{\pi h^3}{3}(\epsilon_r - 1)\epsilon_0}{\frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon^3} \left[\frac{1}{2} \ln\left(\frac{1+e}{1-e}\right) - e \right] + 1} \quad (3.38)$$

angenähert werden [132, 133]. Dabei ist $e = \sqrt{1 - \frac{d}{h}}$, d der Durchmesser und h die Höhe des Zylinders. Allerdings ist diese Annäherung für einen Hohlzylinder sehr ungenau. Die Störkörperkonstante des hier verwendeten Störkörpers wird daher durch eine Störkörpermessung an einem Hohlraumresonator bestimmt, dessen Shunt-

KAPITEL 3. ENTWICKLUNG EINER 3 GHz BUNCHER-EINHEIT

Impedanz vorher mithilfe des Q3D-Mess-Setups ermittelt wurde (vgl. Kap. 4.4).

Die im Hohlraumresonator gespeicherte Energie W_c kann während der Störkörpermessung nur indirekt über den Gütefaktor Q_0 bestimmt werden. Aus Gleichung 3.37, der Beziehung $W_c = \frac{Q_0 P_c}{\omega}$ (vgl. Gl. 3.15) und für die Annahme $P_c = P_{in}$ ergibt sich dann Gleichung

$$\frac{|\vec{E}_0(z)|}{\sqrt{P_{in}}} = \sqrt{\frac{Q(z) \Delta\omega(z)}{\alpha \omega_R^2}}, \quad (3.39)$$

welche die Amplitude des E-Feldes am Punkt z (normiert auf die Wurzel der Verlustleistung P_{in}) gibt.

Die Shunt-Impedanz R kann dann durch die Integration des normierten E-Feldes (vgl. Gl. 3.39) über die Länge des Hohlraumresonators L bestimmt werden [115] zu

$$R = \left(\int_0^L \frac{|\vec{E}_0(z)|}{\sqrt{P_{in}}} dz \right)^2. \quad (3.40)$$

Bei der Messung wird daher ω_R sowie an jeder z -Position $\Delta\omega$ und $Q(z)$ bestimmt. Die Schrittweite zwischen den einzelnen z -Positionen beträgt 0,5 mm, was ausreicht, um das E-Feld zwischen den Driftröhren detailliert abzutasten. Die Störung des EM-Feldes durch den Nylonfaden wird rechnerisch durch das Q_0 des leeren Hohlraumresonators korrigiert.

3.6 Design der Buncher-Einheiten

Im Zuge dieser Arbeit wurden zwei Buncher-Einheiten entwickelt. Wie effizient die Buncher-Einheiten arbeiten, hängt maßgeblich davon ab, wie stark die Interaktion zwischen dem EM-Feld in den Hohlraumresonatoren und den vom Tandem-Beschleuniger kommenden 16 MeV Protonen ($\beta_p = \frac{v}{c} = 0,182$) ist. Als grundlegendes Design für die Hohlraumresonatoren der Buncher-Einheiten dient der 2π Driftröhren-Ansatz. Wie in Kapitel 3.1.3 besprochen, bietet dieses Konzept für Protonengeschwindigkeiten im Bereich $\beta \in \{0,05; 0,5\}$ ($E_{kin} \in \{1\text{MeV}; 140\text{MeV}\}$) unter den gängigen Low- β -Hohlraum-Geometrien eine der höchsten effektiven Shunt-Impedanzen und damit Effizienzen [134]. Außerdem werden DTL-Konzepte für diesen β -Bereich sowohl im LIGHT-Projekt [49] als auch im TOP-IMPLART-Projekt [54]

3.6. DESIGN DER BUNCHER-EINHEITEN

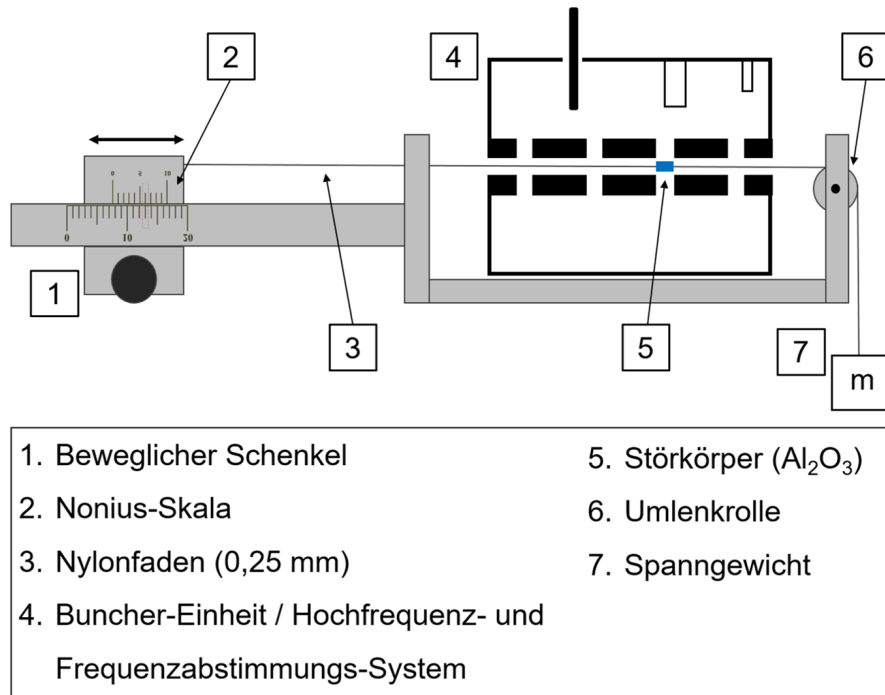


Abbildung 3.10: Schematische Darstellung des Mess-Setups für die Störkörpermessung, dargestellt an einem 4-Zellen-DTL. Der hohlzylindrische Störkörper ist 1,7 mm hoch, hat einen Innendurchmesser von 0,5 mm und einen Außendurchmesser von 1 mm.

eingesetzt, wodurch kein Zweifel darüber besteht, dass diese bei $f_R = 3$ GHz betrieben werden können. Eine Geometrie aus mehreren Einheitszellen wird realisiert, um die Buncher-Einheiten bei möglichst geringer Leistung betreiben zu können. Für 16 MeV Protonen beträgt die Länge der Einheitszellen $l = \beta_p \frac{c}{f_R} = 0,0182$ m. Im Folgenden werden die Buncher-Einheiten nach der Anzahl ihrer Einheitszellen als 4-Zellen-Konzept und 5-Zellen-Konzept bezeichnet.

3.6.1 4-Zellen-Konzept

Abbildung 3.11 zeigt das 4-Zellen-Konzept. Es wurde als Low-Budget-Ansatz und Studienobjekt entwickelt, bei dem auf kostenintensive Fügeprozesse (z. B. Hartlöten) bei der Herstellung des Hohlraumresonators verzichtet wurde. Daraus ergeben sich Vorteile, aber auch Nachteile. Als Nachteil erweist sich zum einen die im Vergleich zu einem hartgelöteten Hohlraumresonator reduzierte Leitfähigkeit zwischen den Einzelteilen des Hohlraumresonators, was in einem reduzierten Gütefaktor resultiert [135]. Zum anderen ist der Hohlraumresonator nicht vakuumdicht, weshalb er

KAPITEL 3. ENTWICKLUNG EINER 3 GHZ BUNCHER-EINHEIT

hängend an einem CF-100-Vakuumtopf direkt im Strahlrohr platziert werden muss. Gegenteilig dazu ist neben der kostengünstigen Fertigung ein weiteres Vorteil eines nicht hartgelöteten Hohlraumresonators der einfache Zugang zur inneren Geometrie, welche so immer wieder verändert und untersucht werden kann. Die Montage an einem CF-100-Vakuumtopf bietet für ein Studienobjekt weitere Vorteile. So können mithilfe desselben CF-100-Vakuumtopfs verschiedene Hohlraum-Geometrien oder Einheitszellen-Konfigurationen getestet werden, da alle Anbauteile wie Einkoppelschleife, Auskoppelschleife und Mechanik zur Frequenzabstimmung an diesem montiert sind. Die Frequenzabstimmung des 4-Zellen-Konzepts wird über einen Kupferstab realisiert, der mithilfe eines Schrittmotors in den Hohlraumresonator hinein oder aus dem Hohlraumresonator heraus bewegt wird, um so variable thermische Frequenzveränderungen ($\frac{\Delta f}{\Delta T} \approx 46 \frac{\text{kHz}}{\text{°C}}$) auszugleichen. Um eine einfache Montage zu ermöglichen, ist der Schrittmotor über einen CF-16 Flansch an einem Rohr montiert, das aus dem Vakuumtopf ragt. Die induktiven Ein- und Auskoppelschleifen sind direkt an vakuumdichten N-Typ Koax-Durchführungen montiert. Der Durchmesser des CF-100-Flansches, an dem der Vakuumtopf montiert wird, begrenzt die Dimension des Hohlraumresonators und somit die Anzahl der Einheitszellen, aus der er besteht. Ein Foto des 4-Zellen-Konzepts mit allen Anbauteilen ist im Anhang A zu sehen.

Abbildung 3.12 zeigt den 4-Zellen-Hohlraumresonator, welcher aus sechs Einzelteilen besteht, die durch Schrauben zu vier Einzelzellen zusammengepresst sind. Die Driftröhren sind durch jeweils zwei Supportstrukturen mit der Wand des Hohlraumresonators verbunden. Öffnungen für den variablen Kupfertuner, die Einkoppelschleife und die Auskoppelschleife sind vorgesehen. Die Geometrie der Driftröhren-Stirnseiten (Nosecones) wurde von einer Vor-Buncher-Einheit übernommen, welche von Picardi et al. [136] für eine ähnliche Performance entwickelt wurde. Die wichtigsten geometrischen Parameter des Hohlraumresonators sind in Tabelle 3.4 zusammengefasst. Abbildung 3.13 zeigt die durch CST simulierte EM-Felder im Hohlraumresonator bei der maximalen Feldamplitude und der eingekoppelten Leistung P_{in} , für die eine Buncher-Amplitude von $U_B = 42 \text{ kV}$ (vgl. Gl. 3.13) resultiert. Es ist zu beachten, dass die (x,y) -Projektion des H-Felds zwischen den Driftröhren aufgenommen wurde. Ausschnitt F zeigt das E-Feld zwischen den Driftröhren im Detail. Die maximale

3.6. DESIGN DER BUNCHER-EINHEITEN

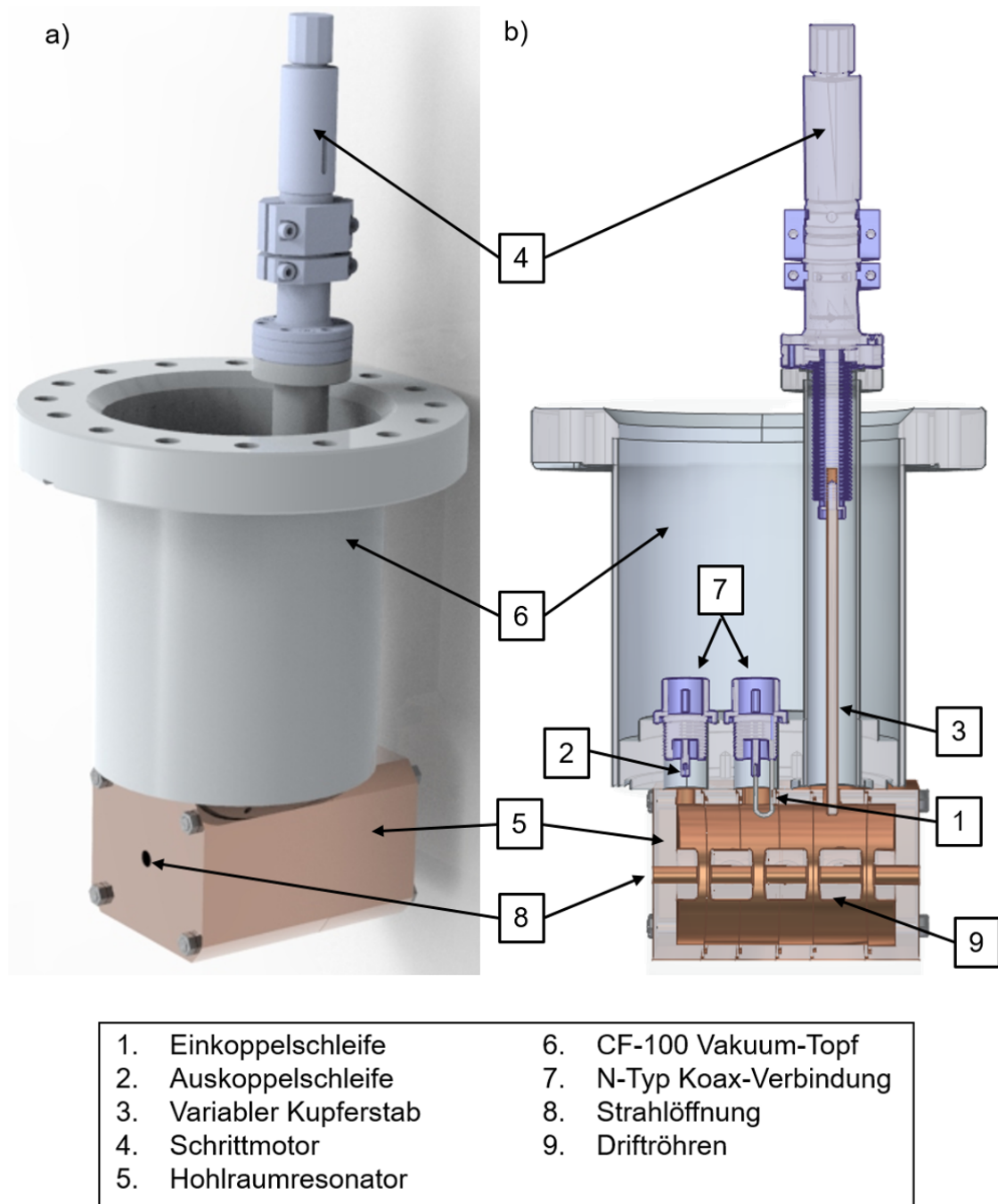


Abbildung 3.11: 4-Zellen-Buncher-Einheit mit allen Anbauteilen. Abbildung: In Anlehnung an eigene Darstellung [94].

E-Feld-Stärke auf der Oberfläche resultiert mit $7,3 \frac{\text{MV}}{\text{m}}$ an der Kante der Driftröhren. E_{max} liegt ca. einen Faktor 6,5 unter dem für 3 GHz erwarteten Kilpatrick-Limit ($E_K \approx 47 \frac{\text{MV}}{\text{m}}$), weshalb keine Spannungsdurchschläge erwartet werden.

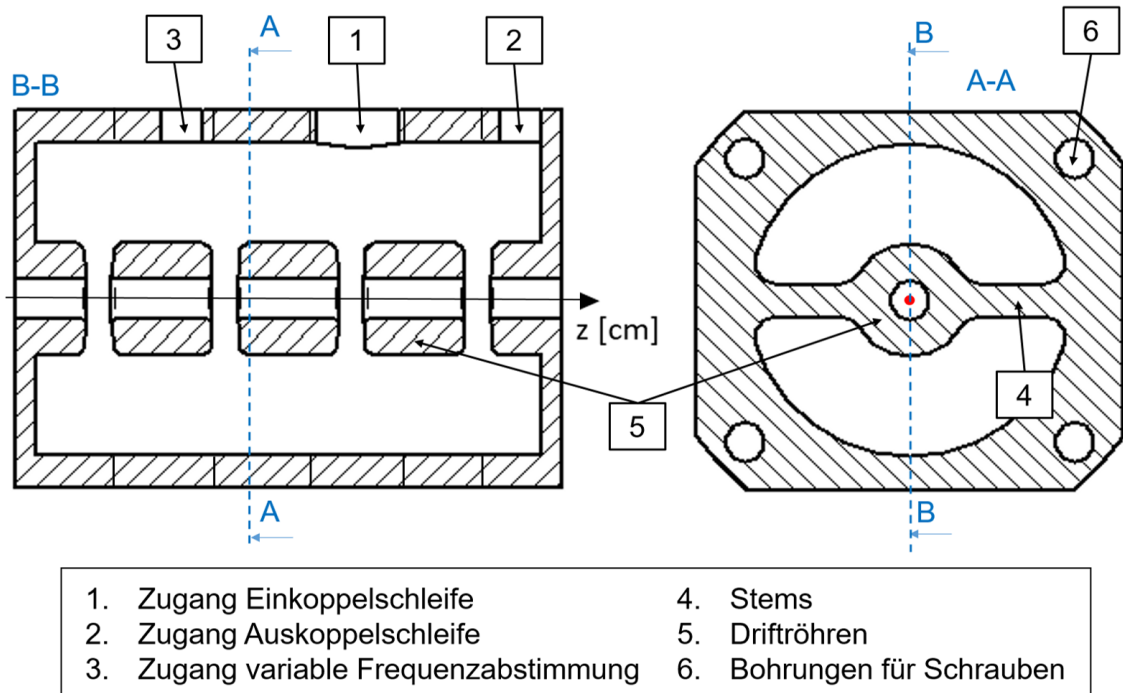


Abbildung 3.12: Longitudinaler und transversaler Schnitt durch den 4-Zellen-Hohlraumresonator. Abbildung: In Anlehnung an eigene Darstellung [94].

| Parameter | 4-Zellen-Hohlraumresonator |
|--|----------------------------|
| Hohlraumresonator-Durchmesser D [mm] | 46,21 |
| Driftröhren-Durchmesser d [mm] | 17,00 |
| Radius der Strahlöffnungs R_b [mm] | 3,00 |
| Gesamtlänge L ($4 \cdot l$) [mm] | 72,87 |
| Driftröhren-Abstand a [mm] | 3,74 |
| Driftröhren-Radius Oben R_o [mm] | 1,00 |
| Driftröhren-Radius Unten R_u [mm] | 0,50 |
| Driftröhren-Winkel α_f [deg] | 5,00 |
| Transit-Time-Faktor T | 0,71 |

Tabelle 3.3: Geometrische Parameter des 4-Zellen-Hohlraumresonators, wie sie durch SUPERFISH-Simulationen erarbeitet wurden.

3.6.2 5-Zellen-Konzept

Abbildung 3.14 zeigt das 5-Zellen-Konzept. Es wurde entwickelt, um durch eine möglichst konstante Buncher-Amplitude U_B einen möglichst konstanten Strahlstrom der präklinischen Protonen-Minibeam-Bestrahlungsanlage zu gewährleisten. Die Variation von U_B hängt dabei maßgeblich von den Temperaturschwankungen im Hohlraumresonator und den dadurch induzierten Änderungen der Hohlraum-Geometrie bzw.

3.6. DESIGN DER BUNCHER-EINHEITEN

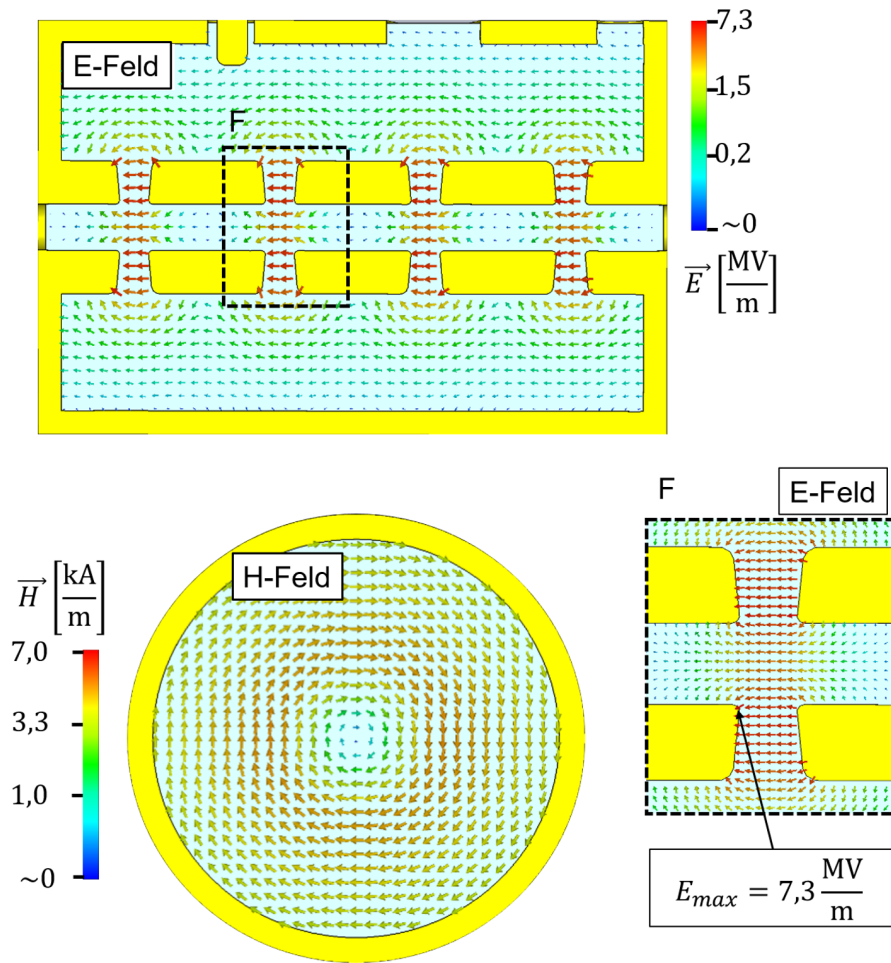


Abbildung 3.13: Mit CST simulierte Feldverteilung im 4-Zellen-Hohlraumresonator (vgl. Abb. 3.12) für eine effektive Beschleunigungsspannung (Buncher-Amplitude) von $U_B = 42$ kV.

der Resonanzfrequenz f_R ab. Ziel ist es daher, den Hohlraumresonator dauerhaft bei einer bestimmten Temperatur zu betreiben und somit thermisch induzierte Frequenzschwankungen ($\frac{\Delta f}{\Delta T} \approx 46 \frac{\text{kHz}}{\text{°C}}$) zu minimieren. Hierfür ist es von Vorteil, die Einzelteile des Hohlraumresonators durch Hartlöten vakuumdicht zu verbinden. Zum einen wird aufgrund der erhöhten Leitfähigkeit zwischen den einzelnen Resonator-Teilen weniger Leistung benötigt, um $U_B = 42$ kV zu erreichen, was die thermische Last insgesamt reduziert. Zum anderen kann ein optimiertes Kühlsystem in die Hohlraumgeometrie implementiert werden, dessen Kühlkanäle durch Bereiche mit besonders hoher thermischer Last (Stützstruktur und Driftröhren) geführt werden. Im Gegensatz zum 4-Zellen-Konzept bildet die Hohlraumresonatorwand selbst das Vakuumgefäß als

KAPITEL 3. ENTWICKLUNG EINER 3 GHZ BUNCHER-EINHEIT

Erweiterung des Strahlrohrs, weshalb Einkoppelschleife, Auskoppelschleife und die Einrichtungen zur Frequenzabstimmung direkt auf dem Hohlraumresonator montiert sind. Für die vakuumdichte Ankopplung dieser Anbauteile wurden CF-Flansche mit der Außenseite des Hohlraumresonators durch Hartlöten verbunden. Ein fester Kupfertuner, montiert an einem CF-16-Flansch, gleicht die beim Hartlötprozess entstehende Resonanzfrequenzverschiebung aus. Eine f_R -Verschiebung aufgrund schneller thermischer Änderungen wird durch einen variablen Kupfertuner korrigiert. Dieser besteht aus einem Kupferstab, der über einen Balgschlauch an einem CF-16-Flansch montiert und an ein lineares Servo gekoppelt ist. Die Einkoppelschleife wird am innen liegenden Teil einer HF-Durchführung montiert, welche auf einem CF-63-Flansch basiert, der über einen N-Typ Koax-Anschluss verfügt. Die Auskoppelschleife wird am innen liegenden Teil einer HF-Durchführung montiert, die auf einem CF-16-Flansch basiert und einen SMA-Anschluss hat. Der Anschluss an das Strahlrohr erfolgt über CF-16-Flansche. Ein Foto des 5-Zellen-Konzepts mit allen Anbauteilen ist im Anhang B zu sehen.

Abbildung 3.15 zeigt die Geometrie des 5-Zellen-Hohlraumresonators. Diese basiert grundlegend auf dem Driftröhrenteil der SCDTL-2-Struktur, wie sie im TOP-IMPLART-Projekt [51] zur Beschleunigung von 16,5 MeV Protonen verwendet wird. Der Vorteil gegenüber einer Neuentwicklung besteht vor allem darin, dass der Hartlötprozess, welcher in der Regel erst nach einigen Iterationsschritten die gewünschten Fertigungstoleranzen erreicht, für diese Geometrie schon entwickelt wurde. Das Kühlsystem ist in den Hohlraumresonator integriert. Über eine Abschlussplatte (Abschlussplatte Kühlmittel-Reservoir 1) wird ein dahinter liegendes Reservoir, welches alle Kühlkanäle verbindet, mit Kühlmittel versorgt. Die Strukturen, welche die Driftröhren stützen, enthalten zwei Kühlkanäle, welche an den Driftröhren vorbei geführt werden. Nach dem Durchlaufen der Stützstrukturen wird das Kühlmittel in einem zweiten Reservoir auf der Rückseite, welches ebenfalls durch eine Platte abgeschlossen ist, zusammengeführt (Abschlussplatte Kühlmittel-Reservoir 2). Um die beiden Ventile für den Anschluss an den Kühlkreislauf an der Oberseite der Buncher-Einheit platzieren zu können, verbindet ein Kanal die Oberseite der Buncher-Einheit mit dem zweiten Reservoir auf der Rückseite. Im Vergleich zur SCDTL-2-Struktur wurden für den Einsatz als Buncher-Einheiten mehrere Modifikationen vorgenommen. Die

3.6. DESIGN DER BUNCHER-EINHEITEN

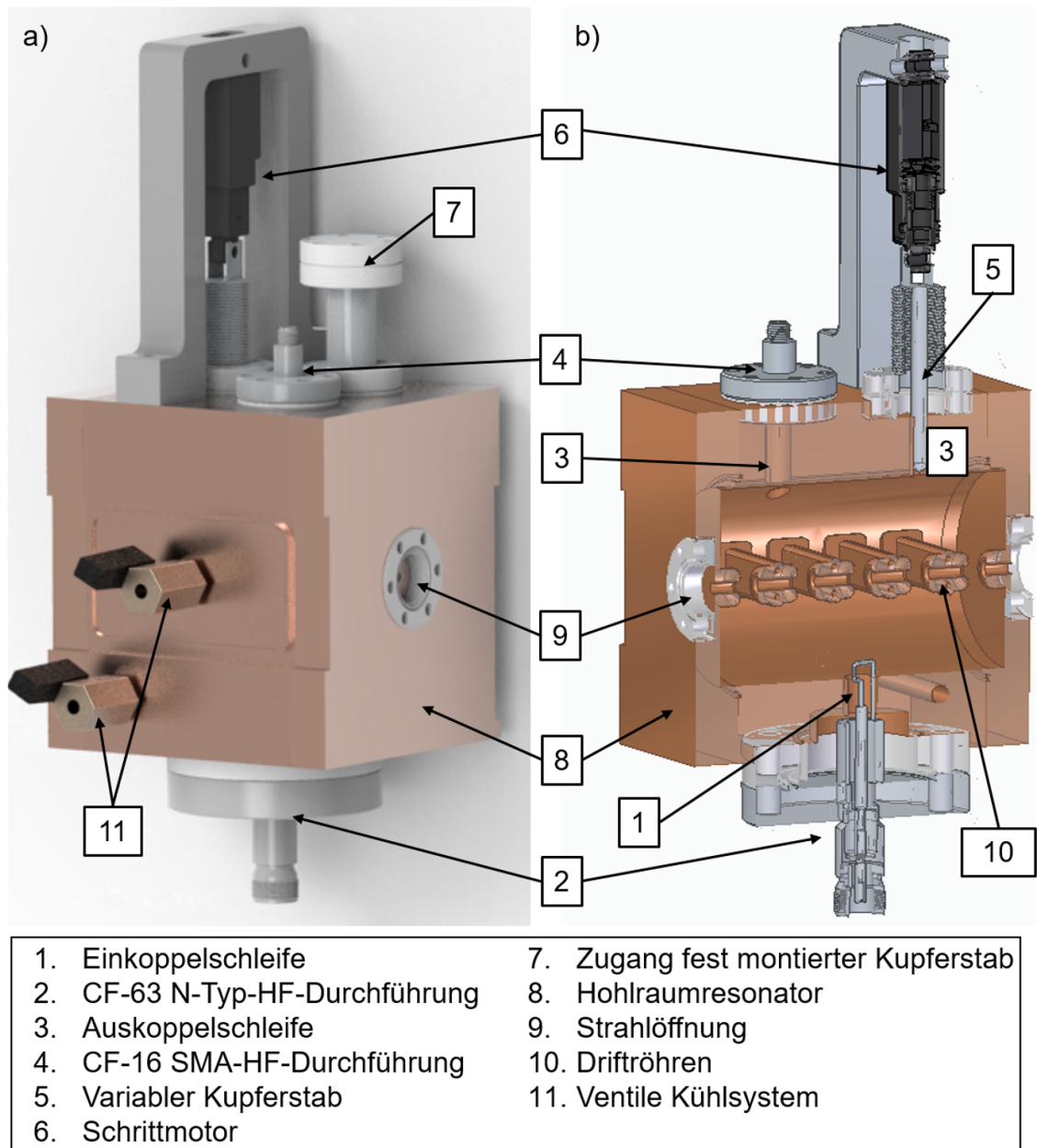


Abbildung 3.14: 5-Zellen-Buncher-Einheit mit allen Anbauteilen. Abbildung: In Anlehnung an eigene Darstellung [94].

Länge der Einheits-Zellen wurde auf eine Einschussenergie von 16 MeV angepasst und Öffnungen für alle Anbauteile (variable und feste Frequenzabstimmung sowie Ein- und Auskoppelschleife) wurden vorgesehen. Anschließend wurden mithilfe der Software SUPERFISH und CST Microwave Studio die Spaltlängen g der Einheitszellen so optimiert, dass die Buncher-Einheit f_R bei einer Temperatur von 42 °C erreicht. Diese spezifische Temperatur wurde gewählt, da auch die Linac-Strukturen

KAPITEL 3. ENTWICKLUNG EINER 3 GHz BUNCHER-EINHEIT

des LIGHT-Projekts bei 42 °C betrieben werden und die Buncher-Einheit durch dessen Kühlsystem mitversorgt werden soll. Ähnliche Kühlsysteme werden im TOP-IMPLART-Projekt genutzt, um die Temperatur der SCDTL-Strukturen (bestehend aus sieben Kavitäten ähnlich dem 5-Spalt-Konzept) bei einer Eingangsleistung von $1,3\text{ MW}$ [51, 54] auf $(42 \pm 0,2)\text{ °C}$ stabil zu halten. Die maximale Eingangsleistung der Buncher-Einheit (1050 W) würde die nötige Kühlleistung weniger als $0,1\%$ erhöhen, weshalb davon ausgegangen werden kann, dass die zusätzliche Last für das Kühlsystem keine Herausforderung darstellt. Die wichtigsten geometrischen Parameter des 5-Zellen-Hohlraumresonators sind in Tabelle 3.4 zusammengefasst.

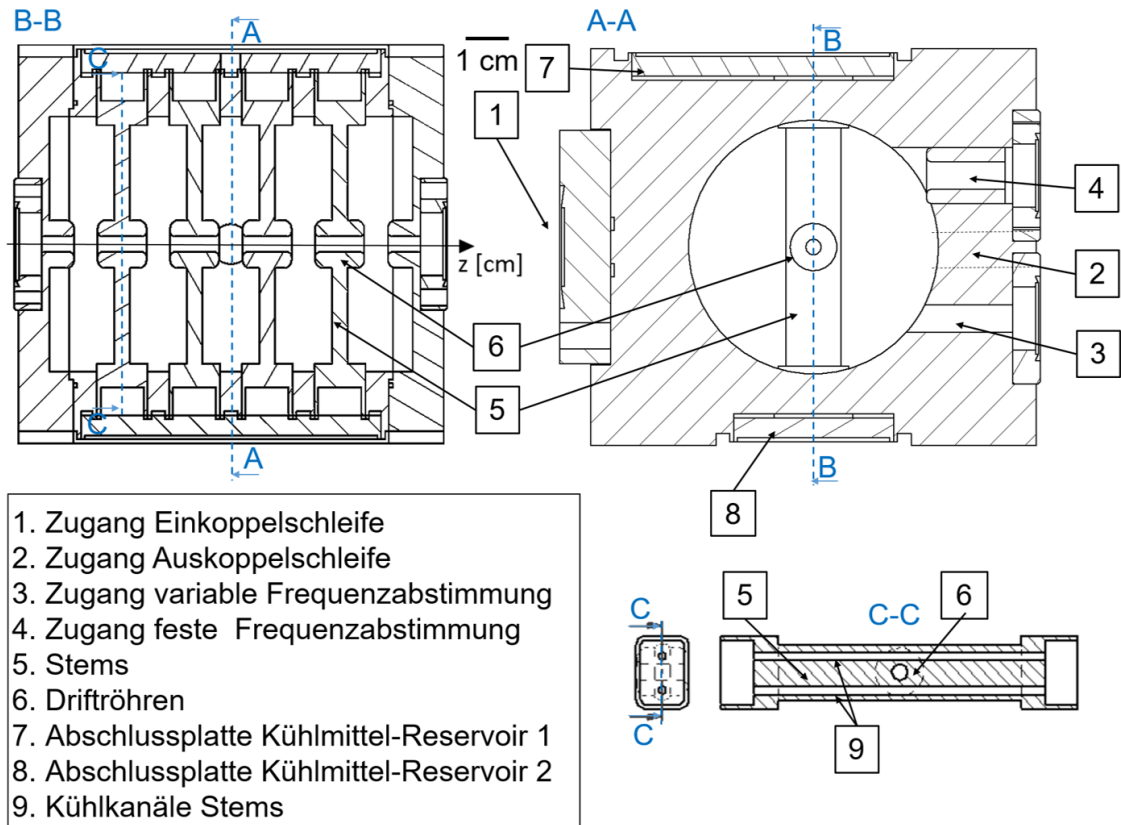


Abbildung 3.15: Longitudinaler und transversaler Schnitt durch den 5-Zellen-Hohlraumresonator. Abbildung: In Anlehnung an eigene Darstellung [94].

Abbildung 3.16 zeigt die durch CST simulierte EM-Felder im 5-Zellen-Hohlraumresonator bei der maximalen Feldamplitude und der eingekoppelten Leistung P_{in} für die eine Buncher-Amplitude von $U_B = 42\text{ kV}$ (vgl. Gl. 3.13) resultiert. Es ist zu beachten dass die (x,y) -Projektion des H-Felds zwischen den Driftröhren aufgenommen wurde. Ausschnitt F zeigt das E-Feld zwischen den Driftröhren im Detail. Die

3.6. DESIGN DER BUNCHER-EINHEITEN

| Parameter | 5-Zellen-Hohlraumresonator |
|--|----------------------------|
| Hohlraumresonator-Durchmesser D [mm] | 62,00 |
| Driftröhren-Durchmesser d [mm] | 12,00 |
| Radius der Strahlöffnung R_b [mm] | 2,00 |
| Gesamtlänge L ($5 \cdot l$) [mm] | 91,09 |
| Driftröhren-Abstand a [mm] | 6,14 |
| Driftröhren-Radius oben R_o [mm] | 2,00 |
| Driftröhren-Radius unten R_u [mm] | 1,00 |
| Driftröhren-Winkel α_f [deg] | 0 |
| Transit-Time-Faktor T | 0,81 |

Tabelle 3.4: Geometrische Parameter des 5-Zellen-Hohlraumresonators, wie sie durch SUPERFISH-Simulationen erarbeitet wurden.

maximale E-Feld-Stärke E_{max} beträgt $3,0 \frac{\text{MV}}{\text{m}}$ an der Kante der Driftröhren. Damit liegt E_{max} ca. einen Faktor 16 unter dem für 3 GHz erwarteten Kilpatrick-Limit ($E_K \approx 47 \frac{\text{MV}}{\text{m}}$), weshalb keine Spannungsdurchschläge erwartet werden. Im Gegensatz zum 4-Zellen-Konzept ist deutlich zu sehen, wie die größeren Stützstrukturen das H-Feld stören.

3.6.3 Hochfrequenz- und Frequenzabstimmungssystem der Buncher-Einheiten

Das Hochfrequenz- und Frequenzabstimmungssystem, mit dem beide Buncher-Einheiten betrieben werden, entspricht dem in Kapitel 3.5.1 gezeigten System. Der Regelkreis des Frequenzabstimmungssystems ermöglicht es, die aus dem thermischen Drift resultierende Erhöhung des optimalen SWR (4-Zellen- bzw. 5-Zellen Hohlraumresonator: 1,05 bzw. 1,15) auf maximal 1,07 bzw. 1,18 zu begrenzen. Das entspricht einer maximalen Erhöhung der reflektierten Leistung um ca. 1 %. Eine Alternative und Verbesserung zu diesem einfachen Low-Budget-Regelkreis stellt die Regelung durch die Analyse der Phasenbeziehung zwischen dem eingekoppelten und reflektierten Signal dar. Die so gewonnene Information über den Gradient der Temperaturverschiebung ermöglicht den Einsatz konventioneller Regler wie etwa einem PID-Regler.

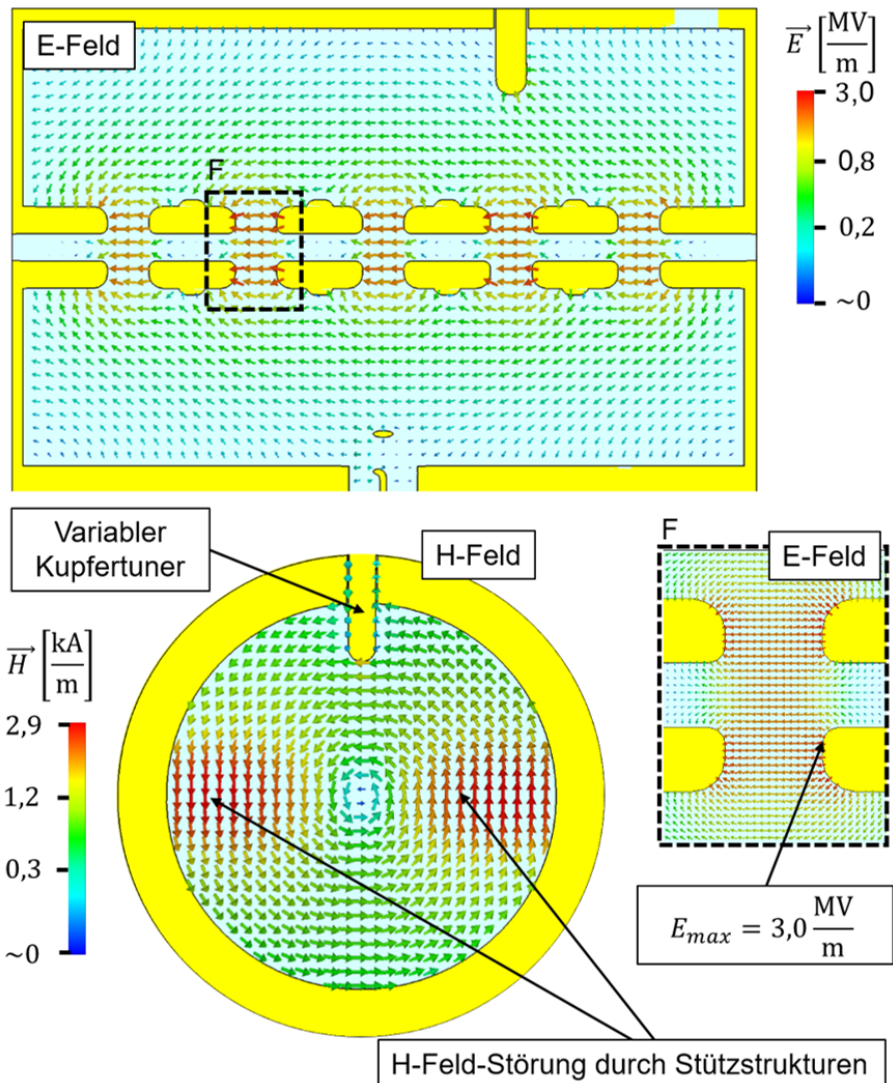


Abbildung 3.16: Mit CST simulierte Feldverteilung im 5-Zellen-Hohlraumresonator (vgl. Abb. 3.15) für eine effektive Beschleunigungsspannung (Buncher-Amplitude) von $U_B = 42$ kV.

3.7 Charakterisierung der Buncher-Einheiten

In diesem Kapitel werden die zwei im vorangegangenen Kapitel vorgestellten Buncher-Einheiten charakterisiert. Dazu werden die Ergebnisse der Messungen zur Resonanzfrequenz, Gütefaktor, Stabilitätsanalyse und Shunt-Impedanz vorgestellt, diskutiert und mit den CST-Simulationen verglichen.

3.7.1 Resonanzfrequenz

Als erstes wird untersucht, ob beide Buncher-Einheiten durch ihre im vorangegangenen Kapitel beschriebenen Tuning-Einrichtungen die Resonanzfrequenz f_R erreichen und ob die erwarteten Temperaturschwankungen während des Betriebs ausgeglichen werden können. Abbildung 3.17 zeigt die Resonanzfrequenz f_R als Funktion der Position des variablen Kupfertuners für beide Konzepte. Die Messungen wurden am HF-Tuningstand bei einer Raumtemperatur von 22 °C durchgeführt. Aufgrund der geringen eingekoppelten Leistung von 10 dBm kann davon ausgegangen werden, dass die Temperatur des Hohlraumresonators ebenfalls 22 °C beträgt. Die Tuner-Position Zero, also 0 mm, entspricht der Tuning-Position im Hohlraumresonator, bei der die Resonanzfrequenz von 2997,92 MHz erreicht wird, wenn die Temperatur des Hohlraumresonators die erwartete Betriebstemperatur erreicht. Wie in Kapitel 3.6 beschrieben, entspricht die Betriebstemperatur des 5-Zellen-Konzepts 42 °C. Die Betriebstemperatur des 4-Zellen-Konzepts wurde mithilfe eines Thermoelements auf in etwa 30 °C bestimmt (bei 22 °C Raumtemperatur und $P_{in} = 800$ W). Aus dem gemessenen thermischen Drift der Resonanzfrequenz ($\frac{\Delta f}{\Delta T} \approx 46 \frac{\text{kHz}}{\text{°C}}$) errechnen sich damit die Temperaturdifferenzen von ca. 8 °C für das 4-Zellen- und ca. 20 °C für das 5-Zellen-Konzept. Basierend auf der Zero-Position als Stützpunkt ermöglicht der variable Kupfertuner des 4-Zellen-Konzepts einen Betrieb zwischen ca. 14 °C und ca. 55 °C, was für eine normale Laborumgebung ausreichend ist. Der variable Kupfertuner des 5-Zellen-Konzepts ermöglicht einen Ausgleich von Temperaturschwankungen im Bereich zwischen ca. 39 °C und ca. 42 °C. Im Hinblick auf die Performance des Kühlsystems von $(42,0 \pm 0,2)$ °C genügt der variable Kupfertuner den Anforderungen völlig. Der absolute Vergleich der gemessenen Werte mit den CST-Simulationen fällt an dieser Stelle schwer. Zum einen ist die tatsächliche Tuner-Position im Hohlraumresonator fehlerbehaftet (Unsicherheit ca. $\pm 0,2$ mm) und zum anderen ist die Simulation der Störung durch die Tuningstäbe mit CST sehr zeitintensiv, weshalb nur die Extrempunkte betrachtet werden. Zusätzlich wird in den CST-Simulationen f_R für die Fertigung korrigiert. Das relative Δf_R zwischen dem voll aus der Kavität gefahrenen Tuningstab (Minimalwert der Position) und den voll in die Kavität gefahrenen Tuningstab (Maximalwert der Position) wird in den CST-Simulationen zu 2,57 MHz für das 4-Zellen-Konzept und 0,45 MHz für das

KAPITEL 3. ENTWICKLUNG EINER 3 GHZ BUNCHER-EINHEIT

5-Zellen-Konzept bestimmt. Diese Werte weichen um ca. 30 % bzw. ca. 20 % von den gemessenen Werten ab, was aufgrund von montage- und fertigungsbedingten Abweichungen erwartet wurde.

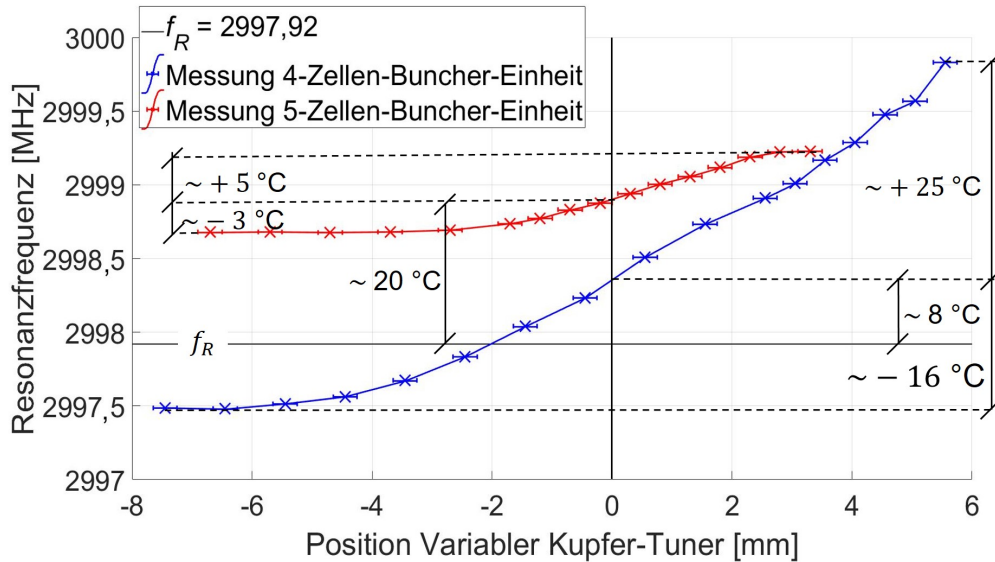


Abbildung 3.17: Resonanzfrequenz in Abhängigkeit des variablen Kupfertuners für die 4-Zellen- und 5-Zellen-Buncher-Einheit. Beide Buncher-Einheiten erreichen die $f_R = 2997,92$ MHz bei der Tuner-Position 0. Die 4-Zellen-Buncher-Einheit (Betriebstemperatur ca. 30°C) kann zwischen ca. 14°C und ca. 55°C betrieben werden. Die 5-Zellen-Buncher-Einheit (feste Betriebstemperatur $(42,0 \pm 0,2)^\circ\text{C}$) kann zwischen ca. 39°C und ca. 47°C betrieben werden.

3.7.2 Gütefaktor

Der unbelastete Gütefaktor Q_0 ist ein Maß für die Fähigkeit des HF-Hohlraumresonators, Energie zu speichern (vgl. Gl. 3.17). Unter der Annahme einer unveränderten Geometrie verhält er sich proportional zur Shunt-Impedanz R (vgl. Gl. 3.22). Tabelle 3.5 gibt eine Zusammenfassung der Q_0 -Werte, wie sie für beide Buncher-Einheiten durch SUPERFISH und CST simuliert sowie am Tuningstand gemessen wurden. Da bei den SUPERFISH-Simulation nicht-radialsymmetrische Strukturen sowie die unterschiedlichen Positionen der variablen Kupfertuner nicht berücksichtigt werden können, wurden CST-Simulationen erarbeitet, um den Einfluss des variablen Kupfertuners auf das EM-Feld und die daraus resultierenden Änderungen von Q_0 und R zu beurteilen. Beispielhaft wird das mit CST simulierte und gemessene Q_0 für drei Positionen des variablen Kupfertuners angegeben: *Minimum*, wo die

3.7. CHARAKTERISIERUNG DER BUNCHER-EINHEITEN

geringste Störung des EM-Feldes erwartet wird. *Zero*, wo laut CST-Simulation f_R erreicht wird (beim erwarteten P_{in} für $U_B = 42$ kV). *Maximum*, wo die größte Störung des EM-Feldes erwartet wird. Das Stehwellenverhältnis (SWR) während der Messung betrug 1,05 für das 5-Zellen-Konzept und 1,15 für das 4-Zellen-Konzept.

4-Zellen-Buncher-Einheit: Die gemessenen Q_0 -Werte sind um ca. 11 % bis 16 % gegenüber den mit CST simulierten Q_0 -Werten reduziert. Teilweise kann diese erwartete Reduktion darauf zurückgeführt werden, dass Hohlraumresonatoren, deren Einzelteile nicht fest miteinander verbunden sind (z. B. durch Hartlöten), im Allgemeinen ein um 7 % - 9 % reduziertes Q_0 aufweisen [135]. Auch ist es wahrscheinlich, dass die Oberflächenleitfähigkeit σ der Hohlraumoberfläche im Vergleich zum in der Simulation angenommenen Reinkupfer ($\sigma = 58 \cdot 10^{-6} \frac{S}{m}$) durch Unreinheiten, die bei der Bearbeitung in das Material eingebracht wurden, und die Rauheit der Oberfläche selbst reduziert wird. Die Abweichung zwischen dem durch SUPERFISH simulierten Q_0 und dem für die Tuningstab-Position *Minimum* durch CST ermittelten Q_0 liegt unter einem Prozent. Dies ist darauf zurückzuführen, dass bei der SUPERFISH-Simulation verschiedene nicht-radialsymmetrische Strukturen (Zugänge im Hohlraumresonator für Ein- und Auskopplungsschleife sowie Tuningstäbe) nicht berücksichtigt werden.

5-Zellen-Buncher-Einheit: Die gemessenen Q_0 -Werte sind um ca. 2 % bis 3 % gegenüber den mit CST simulierten Q_0 -Werten reduziert. Auch hier kann eine durch Unreinheiten oder Oberflächenrauigkeit reduzierte Oberflächenleitfähigkeit eine Rolle spielen. Der durch CST simulierte Q_0 -Wert für die Tuningstab-Position *Minimum* ist um ca. 18% gegenüber dem durch SUPERFISH simulierten Q_0 -Wert reduziert. Diese große Abweichung ist hauptsächlich auf die relativ großen unsymmetrischen Supportstrukturen der Driftröhren des 5-Zellen-Hohlraumresonators zurückzuführen (Geometrie durch interne Kühlkanäle vorgegeben), die in der SUPERFISH-Simulation nur als rund abgeschätzt werden.

Wie erwartet zeigen Messung und Simulation für beide Konzepte das niedrigste bzw. höchste Q_0 für die Tuningstab-Position *Maximum* bzw. *Minimum*. Die Reduzierung der gemessenen Q_0 -Werte im Vergleich zu den SUPERFISH-Simulation war ebenfalls

KAPITEL 3. ENTWICKLUNG EINER 3 GHZ BUNCHER-EINHEIT

| | Tuningstab-Position | Q_0 | | |
|----------|---------------------|---------------|-------|-----------|
| | | Messung | CST | Superfish |
| 4-Zellen | Minimum | 7850 | 8850 | - |
| | Zero | 7750 ± 5 | 8809 | - |
| | Maximum | 7298 ± 5 | 8654 | - |
| | Ohne | - | - | 8813 |
| 5-Zellen | Minimum | 10350 | 10600 | - |
| | Zero | 10250 ± 5 | 10587 | - |
| | Maximum | 10150 ± 5 | 10403 | - |
| | Ohne | - | - | 12984 |

Tabelle 3.5: Durch CST simulierte und am Tuningstand gemessene Q_0 -Werte für die Tunerpositionen *Minimum*, *Zero* und *Maximum* sowie die durch SUPERFISH simulierten Q_0 -Werte der Buncher-Einheiten.

erwartet worden, da Studien zu vergleichbaren Hohlraumresonatoren zum Teil eine noch größere Reduzierung (25 %) gegenüber der SUPERFISH-Simulation zeigen [136]. Die Ergebnisse zeigen, dass die gefertigten Buncher-Einheiten Gütefaktoren bieten, die im Rahmen der Erwartungen (Einfluss der Fügeverfahren, Oberflächenqualität und unsymmetrische Strukturen) vergleichbar sind mit den durch CST simulierten Werten.

3.7.3 Shunt-Impedanz

Die Shunt-Impedanz (vgl. Gl. 3.18) der beiden Buncher-Einheiten wird mithilfe des in Kapitel 3.5.3.1 beschriebenen Q3D-Mess-Setups charakterisiert. Dafür werden bei unterschiedlichen Eingangsleistungen P_{in} Energie-Histogramme aufgenommen und die zugehörigen Buncher-Amplituden U_B durch eine Ausgleichsrechnung bestimmt die im folgenden beschrieben wird. Abbildung 3.18a zeigt schematisch die longitudinale Teilchenverteilung eines Teilchenstrahls mit $\Delta W = 0$ nach dem Durchlaufen der Buncher-Einheit (blau) (vgl. Abb. 2.16) und die zugehörige charakteristische Verteilungsfunktion der Energie $g(U|U_B) = \sqrt{\frac{1}{U_B^2 - U^2}}$ (orange). Die Energieauflösung des Mess-Setups, welche aus der Energieverteilung des Tandem-Beschleunigers und der Auflösung des Q3D-Setups resultiert, wurde mithilfe des Q3D gemessen und ist in Abbildung 3.18b dargestellt (blau). Ihre Ausgleichsfunktion (Abb. 3.18b (orange)) entspricht der Gauß-Funktion $f(U|\sigma)$ mit $\sigma = 1,7$ keV ($\frac{\Delta W}{W} = 1 \cdot 10^{-4}$). Die Ausgleichsfunktion für die Energie-Histogramme ergibt sich durch die Faltung der

3.7. CHARAKTERISIERUNG DER BUNCHER-EINHEITEN

beiden Funktionen g und f zu:

$$F(U|U_B, \sigma) = g(U|U_B) * f(U|\sigma). \quad (3.41)$$

Die Ausgleichsrechnung selbst wird mithilfe von Matlab durchgeführt. Die Anpassung der Ausgleichsfunktion an die Energie-Histogramme erfolgt durch eine Minimierung der gewichteten quadratischen Fehlersummen (χ^2 -Methode) [137, 138]. Dabei wird die Ausgleichsfunktion 3.41 numerisch angenähert, da die oben beschriebene Faltung nicht analytisch bestimmt werden kann. Die Qualität der Anpassung und somit die Standardabweichung von U_B wird über die Kovarianzmatrix bestimmt [137]. Beispielhaft zeigt Abbildung 3.19 eines der Energie-Histogramme wie es für die

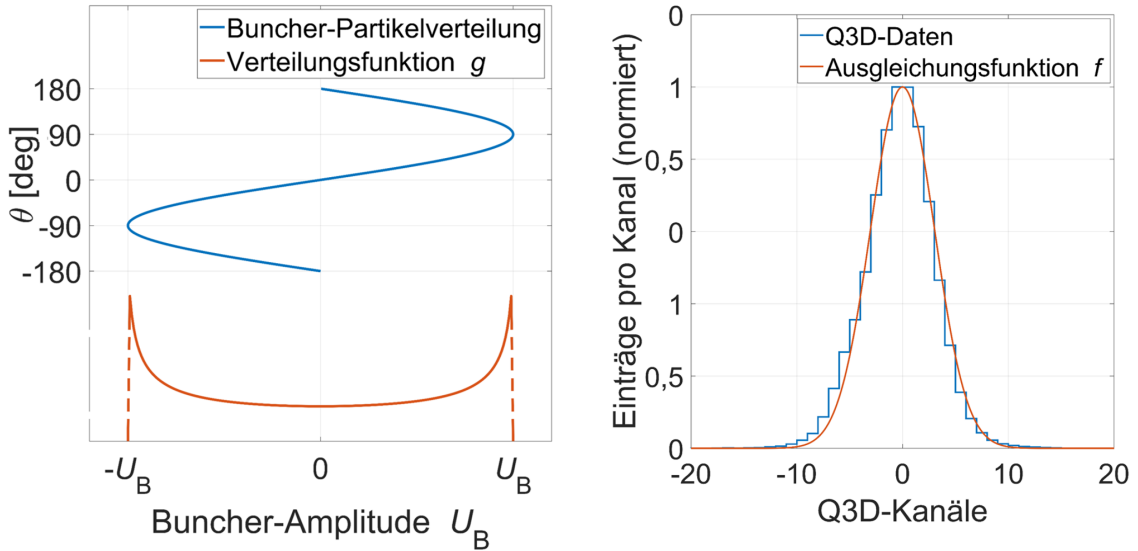


Abbildung 3.18: a) In blau, die longitudinale Verteilung des Teilchenstrahls ($\Delta W = 0$) nach dem Durchlaufen der Buncher-Einheit und in orange die dazugehörige charakteristische Verteilungsfunktion g . b) In blau, die Energieauflösung des Q3D-Mess-Setups für den Tandem-Strahl und in orange deren gaußförmige Ausgleichsfunktion f .

4-Zellen-Buncher-Einheit ($P_{in} = 778$ W) aufgenommen wurde. Am Fokalebene-Detektor beträgt der Abstand zwischen den beiden Maxima etwa 5,4 cm. Die Buncher-Amplitude wird mithilfe der beschriebenen Ausgleichsrechnung zu $U_B = (42,98 \pm 0,24)$ kV bestimmt. Abbildung 3.20 zeigt die Buncher-Amplitude U_B als Funktion von P_{in} für beide Buncher-Einheiten. In rot (4-Zellen-Buncher-Einheit) und grün (5-Zellen-Buncher-Einheit) sind die aus der durch SUPERFISH simulierten effektiven und auf L normierten Shunt-Impedanz Z_{eff} (vgl. Tab. 3.6) berechneten

KAPITEL 3. ENTWICKLUNG EINER 3 GHZ BUNCHER-EINHEIT

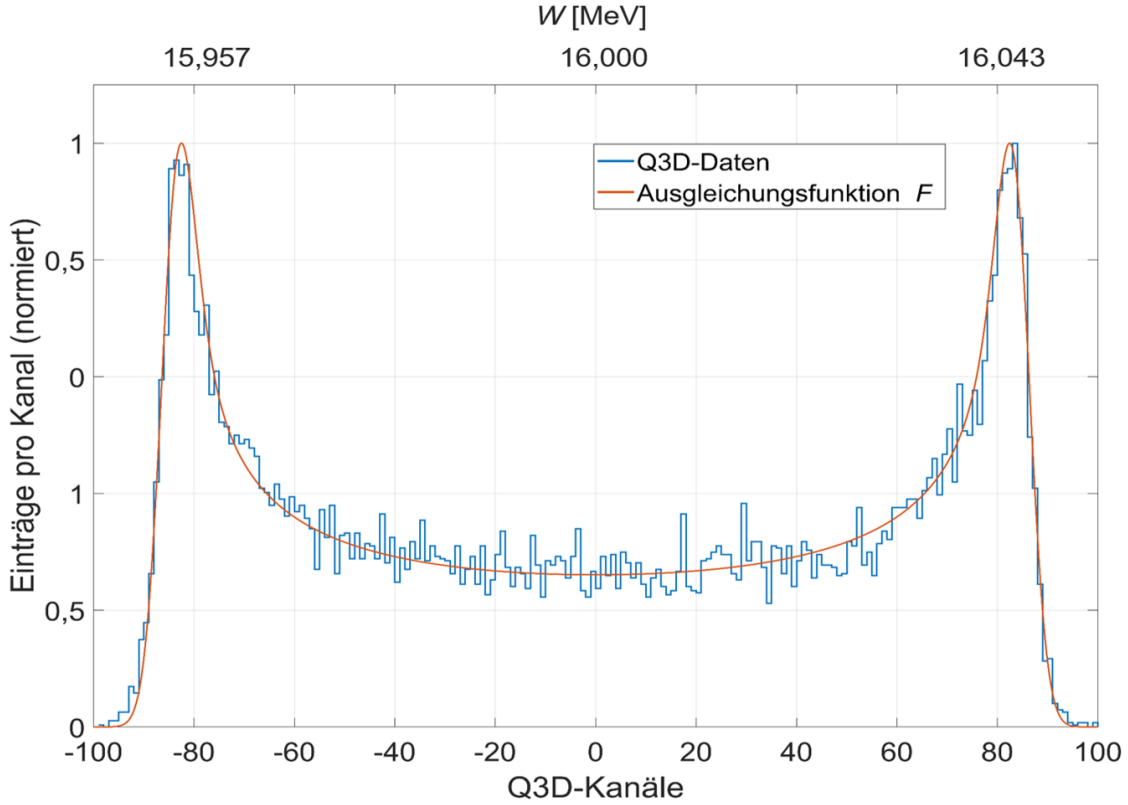


Abbildung 3.19: Energiehistogramm der Protonen nach der 4-Zellen-Buncher-Einheit ($P_{in} = 778$ W), aufgenommen mit dem Q3D-Mess-Setup. Durch die Ausgleichsfunktion F wird eine Buncher-Amplitude von $U_B = (42,98 \pm 0,24)$ kV ermittelt. Abbildung: In Anlehnung an eigene Darstellung [94].

Leistungskurven dargestellt. Das Verhältnis der tatsächlichen Z_{eff} -Werte gegenüber den durch SUPERFISH simulierten Z_{eff} -Werten entspricht dem Verhältnis zwischen den gemessenen, unbelasteten Gütefaktoren Q_0 an der Position *Minimum* (vgl. Tab. 3.5) und den durch SUPERFISH simulierten Q_0 . Die dadurch reduzierten Leistungskurven sind in hellblau (4-Zellen-Buncher-Einheit) und dunkelblau (5-Zellen-Buncher-Einheit) dargestellt. Der aus dem Messfehler der gemessenen Q_0 -Werte resultierende Fehler für Z_{eff} kann in der Darstellung nicht erkannt werden und entspricht in etwa der Liniendicke. Die Q3D-Messungen sind in schwarz (4-Zellen-Buncher-Einheit) und rosa (5-Zellen-Buncher-Einheit) dargestellt. Die Fehler der einzelnen Messpunkte wurden über die beschriebene χ^2 -Methode berechnet (vgl. Kap. 3.5.3.1). An die Messpunkte wurde die Funktion $y(x) = (a \cdot x)^{1/2}$ angepasst, wobei a der effektiven Shunt-Impedanz Z_{eff} entspricht. Die Konfidenzintervalle (95 %) dieser Anpassungen sind gestrichelt dargestellt. Bei den Messungen mit der 5-Zellen-

3.7. CHARAKTERISIERUNG DER BUNCHER-EINHEITEN

| Buncher-Einheit | $Z_{eff} [\frac{M\Omega}{m}]$ | | |
|-----------------|-------------------------------|------------------|------------------|
| | Simulation | Gemessenes Q_0 | Q3D-Messung |
| 4-Zellen | 34,86 | $31,05 \pm 0,02$ | $32,25 \pm 0,40$ |
| 5-Zellen | 76,95 | $61,34 \pm 0,03$ | $55,49 \pm 6,94$ |

Tabelle 3.6: Die durch SUPERFISH simulierte, durch die Messung der Q_0 -Werte errechnete und am Q3D-Mess-Setup bestimmte Shunt-Impedanz per Einheitslänge Z_{eff} der beiden Buncher-Einheiten.

Buncher-Einheit wurde ab $P_{in} > 700$ W eine Verschlechterung des SWR beobachtet, was auf Spannungsüberschläge im Hohlraumresonator schließen lässt. Um die 5-Zellen-Buncher-Einheit nicht zu beschädigen, wurden daher keine Messpunkte mit höheren Eingangsleistungen aufgenommen. Tabelle 3.6 gibt eine Zusammenfassung der Z_{eff} -Werte, wie sie für beide Buncher-Einheiten durch Simulation, Q_0 -Messung und Messung am Q3D-Setup bestimmt wurden. Die am Q3D-Mess-Setup gemessene Leistungskurve entspricht in beiden Fällen weitgehend der für die gemessenen Q_0 -Werte erwarteten Kurve. Die Unterschiede zwischen den simulierten Z_{eff} -Werten und den mit dem Q3D-Mess-Setup bestimmten Z_{eff} -Werten resultiert daher aus der Reduzierung des Gütefaktors des Hohlraumresonators, wie sie in Kapitel 3.7.3 beschrieben wird. Die erforderliche Buncher-Amplitude $U_B = 42$ kV wird, ausgehend von den Q3D-Messungen, mit der 4-Zellen-Buncher-Einheit bei $P_{in} = (751 \pm 10)$ W und mit der 5-Zellen-Buncher-Einheit bei $P_{in} = (349 \pm 44)$ W erreicht (vgl. Gl. 3.19). Die effektive Shunt-Impedanz per Einheitslänge Z_{eff} der beiden Buncher-Einheiten übertrifft daher die Anforderungen für eine Integration in die vorgestellte präklinische Protonen-Minibeam-Bestrahlungsanlage mit der zur Verfügung stehenden Leistung (1050 W).

3.7.4 Stabilitätsanalyse

Die Amplitudenstabilität ΔU_B der 4-Zellen-Buncher-Einheit wird mithilfe des in Kapitel 3.5.2.3 beschriebenen Verfahrens bewertet. Die Buncher-Einheit wird dabei mit $P_{in} = 800$ W (8 μ s bei 200 Hz) betrieben. Beispielhaft wird in Abbildung 3.21 eine sechsstündige Messung der HF-Puls-Leistung P_{puls} gezeigt. Der Messwert für jeden Puls ergibt sich durch die Mittelung von 100 Einzelmessungen des Auskopplerschleifensignals P_{out} über ein 6 μ s langes Messfenster, das ca. 1 μ s zum HF-Puls verzögert ist (vgl. Abb. 3.7). Der Mittelwert der gemessenen HF-Pulsleistung P_{puls}

KAPITEL 3. ENTWICKLUNG EINER 3 GHz BUNCHER-EINHEIT

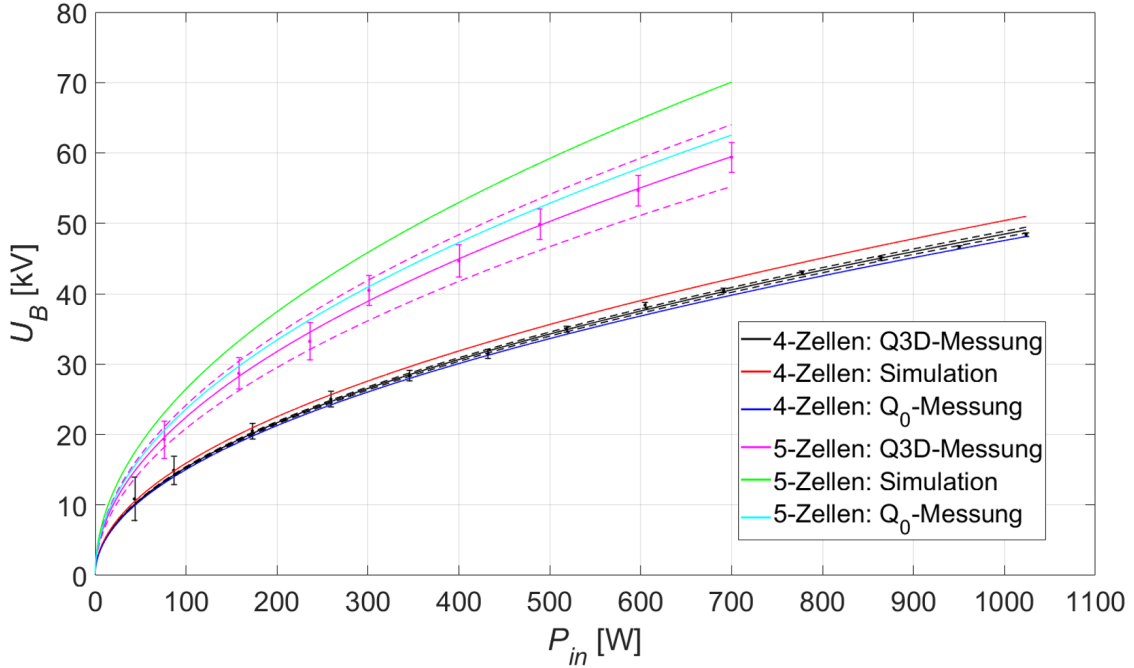


Abbildung 3.20: Buncher-Amplitude U_B in Abhängigkeit der eingekoppelten Leistung P_{in} für beide Buncher-Einheiten. Schwarz und rosa: Messreihen der Buncher-Amplitude U_B in Abhängigkeit von der Eingangsleistung P_{in} , durchgeführt mit dem Q3D-Mess-Setup. Grün und rot: SUPERFISH-Simulation der Shunt-Impedanz. Hellblau und dunkelblau: Buncher-Amplitude U_B in Abhängigkeit von der Eingangsleistung P_{in} , berechnet aus dem gemessenen Q_0 . Abbildung: In Anlehnung an eigene Darstellung [94].

ist 21,14 mW. Der gemessene Minimal- bzw. Maximalwert von P_{puls} entspricht 20,83 mW bzw. 21,45 mW. Die daraus resultierende maximal zu erwartende Variation von $\Delta P_{puls} = \pm 0,8\%$ entspricht einer Variation der Buncher-Amplitude U_B von $\Delta U_B = \pm 0,2$ kV. Für die präklinische Protonen-Minibeam-Bestrahlungsanlage ergibt sich dadurch eine Variation der Protonentransmission vom Tandem zum Fokuspunkt (in einen Kreis mit Radius $r = 90$ μm) und somit des Strahlstroms I_B von maximal $\pm 0,2$ %. Aus diesen Werten folgt, dass die Variation von U_B keinen signifikanten Einfluss auf die Dosisleistung hat und somit der Einfluss auf den Zeitaufwand (Bestrahlungszeit) für präklinische Experimente zu vernachlässigen ist.

Wie bereits in Kapitel 3.6.2 beschrieben, ist die 5-Zellen-Buncher-Einheit so konstruiert, das f_R bei einer Temperatur von 42 °C erreicht wird. Das dafür nötige

3.7. CHARAKTERISIERUNG DER BUNCHER-EINHEITEN

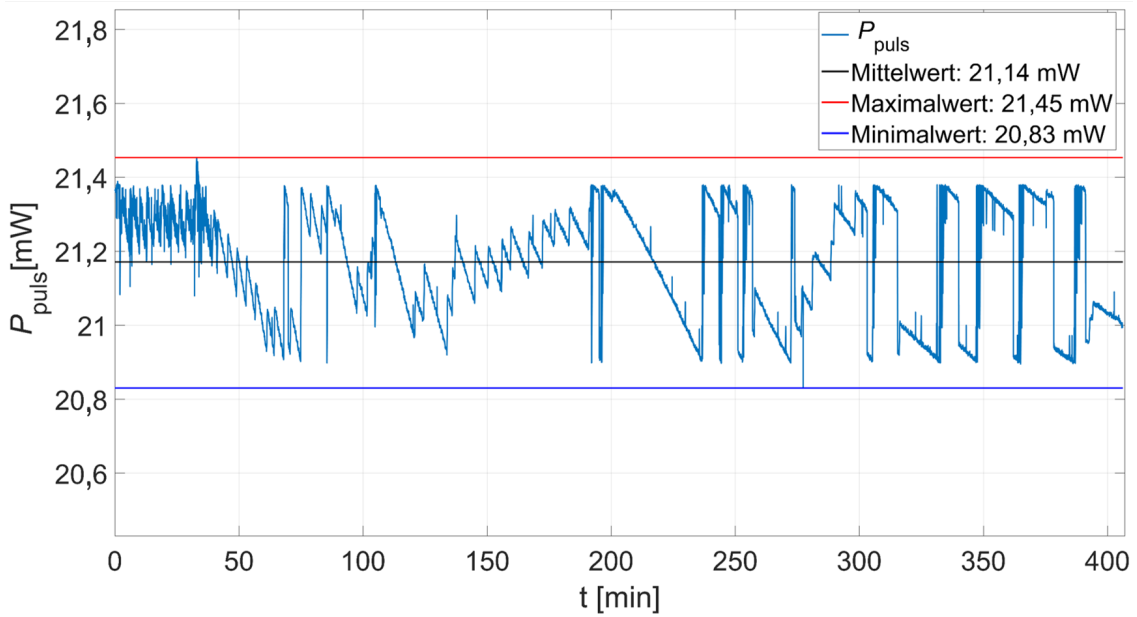


Abbildung 3.21: Langzeitmessung des Auskoppelsignals P_{puls} der 4-Zellen-Buncher-Einheit bei einer eingekoppelten Leistung P_{in} von 800 W ($8 \mu\text{s}$ bei 200 Hz). Schwarze Linie: Mittelwert des Auskoppelsignals, rote Linie: maximales Auskoppelsignals und blaue Linie: minimales Auskoppelsignal. Abbildung: In Anlehnung an eigene Darstellung [94].

Kühlssystem ist eine Komponente des Linac-Systems der präklinischen Protonen-Minibeam-Bestrahlungsanlage und steht noch nicht zur Verfügung. Große Temperaturunterschiede, wie sie durch das Aufheizen des Hohlraumresonators durch eine dauerhaft angelegte hohe Eingangsleistung ohne Kühlung zu erwarten sind, können durch das variable Tuningsystem der 5-Zellen-Buncher-Einheit aber nicht ausgeglichen werden. Die Stabilität der 5-Zellen-Buncher-Einheit kann daher nicht direkt evaluiert werden. Stattdessen wird angenommen, dass das Kühlssystem eine Temperaturstabilität von $(42,0 \pm 0,2)^\circ\text{C}$ ermöglicht. Diese erwartete Änderung der Temperatur und die damit resultierende Verschiebung von f_R wird durch den variablen Kupfertuner ausgeglichen, wodurch sich eine maximale Variation von Q_0 (und damit von Z_{eff}) von ca. $\pm 0,2 \%$ ergibt (vgl. Abb. 3.17 und Tab. 3.5). Die maximal erwartete Variation der Buncher-Amplitude ΔU_B wird mithilfe der Gleichung 3.19 über die Fehlerfortpflanzung von $\Delta Z_{eff} = 0,2 \%$ und der Stabilität des HF-Systems $\frac{\Delta P_{in}}{P_{in}} = \pm 0,2 \%$ (vgl. Abb. 3.8) abgeschätzt. Es ergibt sich eine maximale Variation der Buncher-Amplitude von ca. $\pm 0,06 \text{ kV}$ und damit eine Strahlstromstabilität der präklinischen Protonen-Minibeam-Bestrahlungsanlage von ca. $\pm 0,05 \%$. Damit er-

KAPITEL 3. ENTWICKLUNG EINER 3 GHZ BUNCHER-EINHEIT

füllt auch die 5-Zellen-Buncher-Einheit die Stabilitätsanforderungen für präklinische Experimente.

Bei allen Stabilitätsmessungen am HF-Teststand (sowie bei den Q3D-Messungen) wurden keine signifikanten Schwankungen des SWR oder des Innendruckes der Hohlraumresonatoren festgestellt, welche Spannungsdurchschläge indizieren würden. Beide Buncher-Einheiten können daher bei den benötigten Leistungen uneingeschränkt betrieben werden, ohne dass diese beschädigt werden.

Kapitel 4

3D Druck von HF-Hohlraumresonatoren

Im ersten Teil dieser Dissertation wurde eine präklinische Protonen-Minibeam-Bestrahlungsanlage entwickelt, die grundlegend auf einer Kombination aus einem Tandem-Vorbeschleuniger und einem Linac-Nachbeschleuniger basiert (vgl. Kap. 2.4). Dabei haben Strahldynamik-Simulationen ergeben, dass die Kopplung zwischen Vor- und Nachbeschleuniger mithilfe einer Buncher-Einheit optimiert werden kann. Im zweiten Teil dieser Dissertation wurden zwei Buncher-Einheiten entwickelt, die alle Anforderungen erfüllen, um als Teil der geplanten präklinischen Protonen-Minibeam-Bestrahlungsanlage zu fungieren (vgl. Kap. 3.1). Dabei hat sich vor allem bei der Entwicklung der 5-Zellen-Buncher-Einheit gezeigt, dass die Herstellung von Hochleistungs-Hohlraumresonatoren sehr komplex, zeit- und kostenintensiv ist. Die Hauptursache dafür war, dass der Hohlraumresonator aufgrund seiner komplexen inneren Geometrien (Driftröhren und deren Supportstrukturen, Kühlkanäle etc.) durch traditionelle Fertigungsprozesse (spanende Fertigungsverfahren, etc.) nur in vielen Einzelteilen hergestellt werden konnte (vgl. Abb. 3.15). Um einen möglichst hohen Gütefaktor und Vakuumdichtheit zu realisieren sowie die möglichen Quellen für Spannungsdurchschläge zu minimieren, wurden die Einzelteile anschließend durch ein Hartlöt-Fügeverfahren [139, 140] verbunden. Weitere Nachteile, die sich durch das Hartlöt-Fügeverfahren ergeben, sind die stark eingeschränkte Designfreiheit und dass Fügestellen Spannungsdurchschläge begünstigen können.

Die Erfahrungen, die bei der Herstellung der 5-Zellen-Buncher-Einheit gemacht wurden, motivieren das letzte Kapitel dieser Arbeit. In diesem wird untersucht, ob Hohlraumresonatoren durch 3D-Druck-Verfahren [141] effizienter und kosten-

KAPITEL 4. 3D DRUCK VON HF-HOHLRAUMRESONATOREN

günstiger hergestellt werden können. Um einen Vergleich zwischen traditioneller Fertigungsweise und 3D-Druck-Verfahren anstellen zu können, liegt der Fokus dabei auf der Entwicklung einer druckbaren DTL-Hohlraumresonator-Struktur, wie sie schon in den Buncher-Einheiten verwendet wird.

Im weiteren Sinne stellen HF-Hohlraumresonatoren die grundlegenden Komponenten aller Linac-Systeme dar, was z. B. durch das LIGHT-System (vgl. Abb. 2.10) oder das TOP-IMPLART-System [53] verdeutlicht werden kann. Die Beschleunigerstruktur selbst ist eine Aneinanderreihung unterschiedlicher Hohlraumresonatoren. Manche davon, wie beispielsweise die SCDTL-Strukturen, basieren grundlegend auf DTL-Geometrien, wie sie theoretisch in Kapitel 3.1 vorgestellt und in den Buncher-Einheiten eingesetzt werden. Klystron-Verstärker, welche die HF-Leistung erzeugen, mit dem das Linac-System versorgt wird, basieren ebenfalls auf Hohlraumresonatoren [65, S. 235-264]. Zur Übertragung der HF-Leistung zwischen Klystron und Beschleunigerstruktur werden HF-Hohlwellenleiter eingesetzt. Diese können wiederum als HF-Hohlraumresonatoren mit offenen Enden in z-Richtung beschrieben werden [65, S. 240-252]. Auch die meisten dieser HF-Hohlraumresonatoren werden durch Fertigungsverfahren wie z. B. Elektronenstrahlschweißen oder Hartlöten [139, 140]) verbunden, was ebenfalls die Designfreiheit begrenzt, Spannungsdurchschläge begünstigen und zeit- sowie kostenintensiv ist. In Anbetracht der Tatsache, dass Hohlraumstrukturen oft als Prototypen, Einzelstücke oder Kleinserien gefertigt werden, führt ihre komplexe Fertigungsweise dazu, dass Hohlraumstrukturen einen großen Teil der Produktionskosten einer Beschleunigeranlage verursachen [142]. Zu evaluieren, ob HF-Hohlraumresonatoren mithilfe von 3D-Druck-Verfahren kostengünstiger produziert werden können, ist daher von großer Relevanz für dieses Gebiet.

Dieses Kapitel unterteilt sich in fünf Abschnitte. Im ersten Unterkapitel wird eine kurze Einführung in 3D-Druck-Verfahren gegeben und die relevanten Verfahren zum Druck von reinem Kupfer vorgestellt. Im zweiten Unterkapitel werden die Methoden zur Entwicklung und Bewertung des DTL-Prototyps erläutert. Im dritten Unterkapitel wird das Design des DTL-Prototypen präsentiert. Im vierten Unterkapitel wird auf die Messergebnisse eingegangen anhand derer der DTL-Prototyp charakterisiert wird. Im letzten Unterkapitel werden die Ergebnisse zusammengefasst, eingeordnet

und bewertet.

4.1 3D-Druck von HF-Kupfer-Komponenten

Beim 3D-Druck (auch additive Fertigung oder Rapid-Technologie genannt) wird ein Objekt auf der Vorlage einer CAD-Zeichnung durch schichtweises lokales Verbinden von Material aufgebaut [141]. Im Vergleich zu traditionellen Fertigungsmethoden bietet der 3D-Druck eine größere Designfreiheit und das Potenzial, besonders bei komplexen Geometrien die Produktionskosten und Fertigungszeit drastisch zu reduzieren. Seit den 1980er Jahren wurden verschiedene 3D-Druck-Technologien entwickelt, um unterschiedlichste Materialien wie Metall, Keramik, Polymer und ihre Kombinationen zu verarbeiten. Das Ausgangsmaterial kann je nach 3D-Druck-Technologie in Pulver-, fester oder flüssiger Form vorliegen. Je nach Art und Beschaffenheit des Ausgangsmaterials unterscheiden sich die 3D-Druck-Technologien wiederum stark darin, wie das Ausgangsmaterial aufgetragen wird und die einzelnen Schichten miteinander verbunden werden. Eine Übersicht von 3D-Druck-Technologien kann in [143] gefunden werden. Aufgrund der großen Anzahl an verschiedenen 3D-Druck-Technologien wird im Anschluss nur auf die für diese Arbeit relevanten Pulverbettsschmelz-Verfahren Selektives Laserschmelzen (engl.: Selective Laser Melting (SLM)) und Elektronenstrahlschmelzen (engl.: Electron Beam Melting (EBM)) eingegangen [143].

Selektives Laserschmelzen

Abbildung 4.2a zeigt schematisch den SLM-Prozess. Nachdem eine CAD-Datei in druckbare Schichten umgewandelt wurde, wird diese in einer sich wiederholenden Sequenz einzelner Schritte 3D-gedruckt:

Schritt 1: Das Ausgangsmaterial (meist Metall) wird in dünnen Schichten über einen Arbeitsbereich auf der Bauplattform ((x, y) -Ebene) aufgetragen.

Schritt 2: Ein Laserstrahl (Infrarot-Bereich, Laserleistung > 300 W) wird mithilfe eines Galvanometer-Scanners zu den Punkten in der (x, y) -Ebene gelenkt, wo das Metallpulver aufgeschmolzen und somit mit den unteren Schichten verbunden werden soll.

KAPITEL 4. 3D DRUCK VON HF-HOHLRAUMRESONATOREN

Schritt 3: Die Bauplattform mit dem Bauteil wird abgesenkt, damit im ersten Schritt wieder eine Schicht Metallpulver auftragen werden kann.

Der Prozess findet unter Schutzatmosphäre wie Stickstoff oder Argon statt, um eine Oxidation des Materials zu verhindern. Nach dem Druck kann überschüssiges, nicht aufgeschmolzenes Material mit Druckluft entfernt werden. Die geometrische Designfreiheit beim SLM wird vor allem durch den Treppenstufeneffekt begrenzt, der schematisch in Abbildung 4.1 dargestellt ist. Beim 3D-Drucken entsteht an allen Flächen, die in einem Winkel α größer 0° und nicht 90° zur (x,y) -Ebene gedruckt werden, eine Art auf dem Kopf stehendes Treppenstufenmuster. Die Länge der freitragenden Struktur l ist dabei durch den angestrebten Winkel α definiert. Ab einem bestimmten Grenzwert der Länge l (Schichten 4 & 5) ist die Stabilität der freitragenden Struktur nicht mehr gegeben und diese sinkt in das Pulverbett ab (roter Pfeil). Daher müssen freitragende Strukturen, die nicht in der gewünschten Qualität gedruckt werden können, aber notwendig sind, mit zusätzlichen mitgedruckten Stützstrukturen zur Grundplatte hin verbunden werden, um ein Absinken im Pulverbett zu verhindern und somit die Druckqualität zu erhalten. Diese mitgedruckten Stützstrukturen müssen nach dem Druckprozess entfernt werden, was besonders bei schwer zugänglichen Hohlräumen eine Limitation der Gestaltungsfreiheit darstellt [144].

In der Praxis werden Geometrien aber auch an den SLM-Prozess angepasst, um zu lange freitragende Strukturen zu vermeiden. Ob ein Winkel α in annehmbarer Qualität druckbar ist (grün) oder nicht (rot), hängt dabei von den Anforderungen an die Oberflächenqualität und vielen Prozessparametern ab und kann nicht allgemein beantwortet werden. Als ungefähre Untergrenze, ab der eine relevante Qualitätsminderung auftritt, werden Winkel α zwischen 20° und 27° angegeben [145, 146].

Elektronenstrahlschmelzen

Abbildung 4.2b zeigt schematisch den EBM-Prozess [144], der dem SLM-Prozess ähnelt, sich aber in drei wesentlichen Punkten unterscheidet:

- 1) Zum Aufschmelzen des Materials wird anstatt eines Laserstrahls ein Elektronen-

4.1. 3D-DRUCK VON HF-KUPFER-KOMPONENTEN

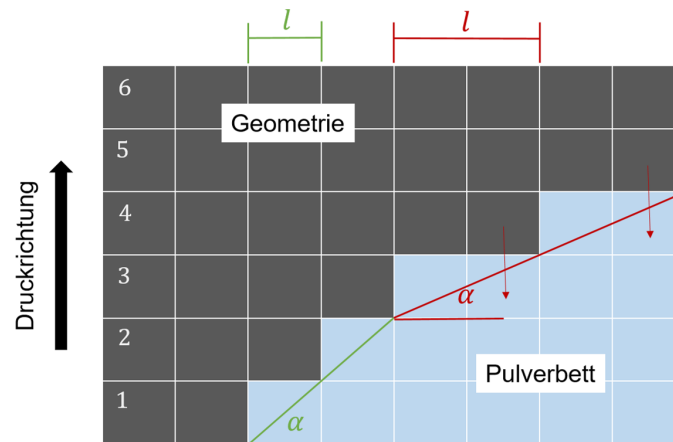


Abbildung 4.1: Treppenstufeneffekt beim 3D-Druck. Die Zahlen kennzeichnen die einzelnen gedruckten Schichten. Ab einem bestimmten Winkel α (rot) überschreitet die frei tragende Struktur die druckbare Länge l und sinkt in das Pulverbett ab (rote Pfeile). Durch das Absinken resultiert ein Verlust an Oberflächenqualität.

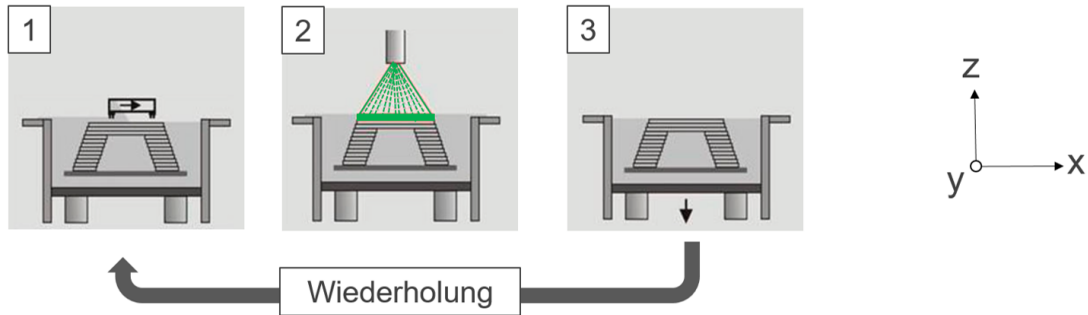
strahl (Elektronenergie: 60 keV, Strahlleistung: 1 kW) genutzt, der mithilfe von elektromagnetischen Linsen fokussiert und durch Ablenkmagnete in der (x,y) -Ebene verfahren wird.

2) Die sich wiederholende Sequenz wird um einen Schritt (Schritt 2) ergänzt, bei dem das Material mit defokussiertem Elektronenstrahl vorgeheizt und leicht angesintert wird. Das so leicht verfestigte Pulver ermöglicht einen Druck ohne Stützstrukturen. Allerdings muss das überschüssige verfestigte Pulver nach dem Druck durch Sandstrahlen aus dem Bauteil entfernt werden, wofür spezielle, auf die Geometrie angepasste Geräte notwendig sind.

3) Der EBM-Prozess findet im Vakuum statt, was sich positiv auf die Reinheit des gedruckten Materials auswirkt.

Noch 2014 wurde das Potenzial von 3D-Druck-Verfahren zur Herstellung von HF-Komponenten aufgrund der höheren Fertigungstoleranzen, der reduzierten Oberflächengüte, Einschränkungen bei der Materialwahl und potenziellen Verunreinigungen im Werkstück beim Auftragen der einzelnen Schichten als eher gering eingeschätzt [144]. Besonders die Eigenschaften von Kupfer, wie die hohe thermische Leitfähigkeit, der hohe Schmelzpunkt und das Reflexionsvermögen im IR-Bereich erschweren ein gezieltes und punktuell Aufschmelzen des Materials, wodurch eine verminderte Druckqualität resultiert [147]. Daher konzentrierte sich die Forschung im Bereich des

a) Selektives Laserschmelzen



b) Elektronenstrahlschmelzen

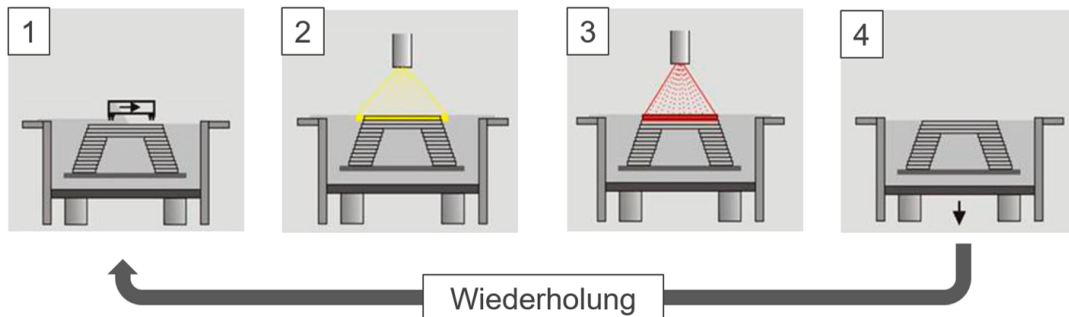


Abbildung 4.2: Prozessablauf der 3D-Druck-Verfahren Selektives Laserschmelzen (a) und Elektronenstrahlschmelzen (b). a) *Schritt 1*: Ausgangsmaterial wird auf den Arbeitsbereich aufgetragen. *Schritt 2*: Ausgangsmaterial wird durch Laserstrahl (grün) selektiv verschmolzen. *Schritt 3*: Plattform mit Bauteil wird abgesenkt, um eine neue Schicht Ausgangsmaterial auftragen zu können. b) *Schritt 1*: Ausgangsmaterial wird auf den Arbeitsbereich aufgetragen. *Schritt 2*: Ausgangsmaterial wird durch defokussierten Elektronenstrahl (gelb) angesintert. *Schritt 3*: Ausgangsmaterial wird durch Elektronenstrahl (rot) selektiv verschmolzen. *Schritt 4*: Plattform mit Bauteil wird abgesenkt, um eine neue Schicht Ausgangsmaterial auftragen zu können.

3D-Drucks von HF-Strukturen bis vor kurzem fast ausschließlich auf breitbandige Bauelemente wie z. B. Hohlwellenleiter [144, 148, 149], bei denen Formgenauigkeit eine untergeordnete Rolle spielt, und supraleitende Hohlraumstrukturen [150, 151, 152]), welche nicht aus Kupfer hergestellt werden. Aufgrund der Bedeutung von hochreinem Kupfer (hervorragende elektrische und thermische Eigenschaften) für fast alle Industriezweige wurde in den letzten Jahren enormer Forschungsaufwand betrieben, wodurch der SLM- und EBM-Prozess für den Druck von hochreinem Kupfer optimiert werden konnte [144]. EBM-Systeme standen bei dieser Entwicklung im Vordergrund, da der Energieeintrag über Elektronen in das Ausgangsmaterial

4.1. 3D-DRUCK VON HF-KUPFER-KOMPONENTEN

| Parameter | SLM | EBM |
|---|-----------|----------|
| Pulvergröße [μm] | 20 - 80 | 40 - 100 |
| Schichtdicke [μm] | 20 - 100 | 50 - 150 |
| Strahldurchmesser [μm] | >30 | >40 |
| Mittenrauwert R_a [μm] | 2,5 - 8,0 | 15 - 19 |
| minimale Strukturgröße [μm] | 100 | 100 |
| Relative Dichte [%] | 100 | 100 |
| Elektrisch Leitfähigkeit [$\frac{\text{MS}}{\text{m}}$] | 58,0 | 58,1 |
| Thermische Leitfähigkeit [$\frac{\text{W}}{\text{mK}}$] | 400 | 412 |

Tabelle 4.1: Erreichbare Prozess- und Materialparameter für hochreines Kupfer als Ausgangsmaterial beim Selektiven Laserschmelzen und Elektronenstrahlschmelzen. Die angegebenen Parameter wurden aus [147, 157] und [158] entnommen.

nicht durch das Reflexionsvermögen von Kupfer beeinträchtigt wird [153]. Erste Versuche, einen Prototyp einer normalleitenden Klystron-Hohlleiterstruktur durch EBM herzustellen, werden derzeit vom Stanford Linear Accelerator Center (SLAC) in Kooperation mit der North Carolina State University unternommen [154] wobei der Prototyp bisher nur in einem vom SLAC publizierten Zeitungsartikel gezeigt wurde [155, 154]. SLM wurde 2018 für die Herstellung von dichten Bauteilen aus hochreinem Kupfer optimiert [156], wobei dem Autor kein HF-Hohlraumresonator-Prototyp bekannt ist, der durch SLM hergestellt wurde.

Tabelle 4.1 zeigt eine kurze Übersicht der mit SLM und EBM erreichbaren Prozess- und Materialparameter für reines Kupfer als Ausgangsmaterial. Dabei ist zu beachten, dass die angegebenen Werte für unterschiedliche Anlagen abweichen können und somit nur eine grobe Orientierung darstellen. Für die Auswahl des Druckverfahrens zur Herstellung eines HF-Hohlraumresonators spielt dabei vor allem der große Unterschied des Mittenrauwerths R_a eine Rolle. Zum einen erhöht sich mit R_a auch die Oberfläche des Resonators, wodurch dessen ohmsche Verlustleistung P_c steigt und der Gütefaktor Q sinkt (vgl. Gl. 3.9 und 3.15). Zum anderen sind raue Oberflächen immer eine potenzielle Quelle für das Emittieren von Elektronen (vgl. Abb. 3.4), wodurch es zu Spannungsdurchschlägen kommen kann. Neben diesen theoretischen Überlegungen spielt bei der Auswahl des Druckverfahrens auch die Verfügbarkeit eine Rolle. EBM ist kostenintensiv weshalb noch keine Druck-Anbieter im Business-to-Business- oder Business-to-Customer-Bereich arbeiten. Anlagen werden bisher meist von

Forschungsinstituten (in Deutschland z. B. das Zentralinstitut für neue Materialien und Prozesstechnik in Fürth) oder der Großindustrie betrieben. Das Anpassen der Prozess-Parameter für den Druck einer bestimmte Hohlraum-Geometrie stellt daher immer eine Herausforderung dar, welche zunächst selbst oder von Projektpartnern gelöst werden muss. SLM wiederum gehört zu den weitverbreitetsten 3D-Druck Prozessen und ist seit 2019 für den Druck von Kupfer über kommerzielle Plattformen verfügbar, welche eine gleichbleibende Druckqualität versprechen [157].

4.2 Methoden zur Realisierung eines Driftröhren-Linac-Prototyps

Im Folgenden wird kurz auf die Methoden zum HF-Hohlraumresonator-Design und der Herstellung des DTL-Prototyps eingegangen.

4.2.1 HF-Hohlraumresonator-Design

Die Hohlraumstruktur des im Folgenden vorgestellten 3D-gedruckten DTL-Prototyps wird auf Basis der in Kapitel 3.4 vorgestellten Methoden für das Design der Buncher-Einheiten entwickelt. Der erste Entwurf des Hohlraumresonators wird dabei jedoch nicht mithilfe von SUPERFISH erarbeitet, sondern aus der schon vorgestellten 5-Zellen-Buncher-Einheit (vgl. Abb. 3.15) abgeleitet.

4.2.2 Herstellung

Aufgrund des geringeren Mittenrauwertes R_a und der kommerziellen Verfügbarkeit wird selektives Laserschmelzen als Fertigungsprozess für den DTL-Prototypen gewählt. Der Nachteil, der sich daraus ergibt, ist, dass ein Standard-DTL-Design, wie es etwa in Abbildung 3.14 gezeigt wird, mit SLM nicht ohne Stützstruktur gedruckt werden kann. Insbesondere die Unterseiten der Driftröhren und die Hohlraumdecke selbst muss zur Bodenplatte abgestützt werden, um eine akzeptable Druckqualität sicherzustellen. Das nachträgliche Entfernen dieser Stützstruktur ist aufgrund der Hohlraumdimensionen nicht umsetzbar. Der Hohlraumresonator muss daher so umgestaltet werden, dass er selbststützend gedruckt werden kann.

4.3. DESIGN DES DRIFTRÖHREN-LINAC-PROTOTYPS

Der Hohlraumresonator wurde bei der PROTIQ GmbH [157] über deren Online-Marktplatz in Auftrag gegeben. Die von PROTIQ angegebenen Fertigungsparameter entsprechen denen in Tabelle 4.1 für den SLM Prozess. Die Druckrichtung verläuft senkrecht zur Strahlachse (z-Achse) (vgl. Abb. 4.3). Die CF-Vakuumflansche werden durch Gewinde am Hohlraumresonator befestigt, die direkt in den Kupfer-Korpus geschnitten werden. Die Vakuumdichtigkeit wird durch Gummidichtringe (O-Ringe) hergestellt. Damit diese auf planen Flächen aufliegen, wird der Kupfer-Korpus an den jeweiligen Stellen plangefräst. Für die Ventile des Kühlsystems wird ein G-1/4-Zoll-Gewinde in den Korpus geschnitten.

4.3 Design des Driftröhren-Linac-Prototyps

Als Hohlraum-Geometrie, die für den 3D-Druck optimiert werden soll, wird eine DTL-Geometrie (vgl. Kap. 3.1.3) gewählt, was einen Performancevergleich mit den schon vorgestellten traditionell gefertigten Buncher-Einheiten erlaubt und die Beurteilung der Eignung des Herstellungsverfahrens erleichtert. Außerdem gehören Driftröhren-Linacs zu den weltweit meist genutzten Linac-Strukturen, was das Potenzial der Technik verdeutlicht [159].

Im Zuge dieser Dissertation wurde ein Konzept entwickelt, um die Geometrie der DTL-Zelle, wie sie in Abbildung 3.3 eingezeichnet ist, für SLM zu optimieren. Dabei wird die Zellgeometrie so verändert, dass die nicht druckbaren freitragenden Strukturen der klassischen DTL-Geometrie wie die Hohlraum-Decke und die Unterseiten der Driftröhren durch die Struktur des Hohlraumresonators selbst abgestützt werden und keine Stützstruktur mitgedruckt werden muss. Die Vorderseiten der Driftröhren soll dabei nicht verändert werden, um die E-Feld-Verteilung zwischen den Driftröhren möglichst wenig zu stören. Daraus ergibt sich die Druckrichtung (Aufbauichtung) senkrecht zur Strahlachse (z-Achse). Das entwickelte DTL-Zellen-Konzept wird ebenfalls in [160] präsentiert und wurde zusammen mit einem weiteren geometrischen Ansatz, zum Patent eingereicht [161].

Abbildungen 4.3a und 4.3b zeigen den für den SLM Prozess optimierten Hohlraumresonator des DTL-Prototyps als transversalen und longitudinalen Schnitt.

KAPITEL 4. 3D DRUCK VON HF-HOHLRAUMRESONATOREN

Die Dimension und Ausstattung des Hohlraumresonators ist vergleichbar mit dem der 5-Zellen-Buncher-Einheit (vgl. Abb. 3.15). Diese ist wiederum eine Adaption des DTL-Teils der SCDTL-2-Struktur, wie sie im TOP-IMPLART-Projekt [136] verwendet wird. Die Hohlraumwände und vier Driftröhren bilden fünf Einheitszellen. Die Länge der Einheitszellen ist wie schon bei der 5-Zellen-Buncher-Einheit auf 16 MeV Protonen abgestimmt.

Im Vergleich zum Hohlraumresonator der 5-Zellen-Buncher-Einheit resultieren durch die Optimierung für den Druckprozess verschiedene Änderungen. Die Driftröhren des DTL-Prototypen werden von nur einer Supportstruktur gestützt, was nach Störungstheorie (vgl. Kap. 3.1.1.3) im Vergleich zu Geometrien mit zwei Supportstrukturen eine höhere Performance verspricht. Der Grund, warum traditionell gefertigte DTL-Strukturen dieser Größe wie die im LIGHT- oder TOP-IMPLART-Projekt mit zwei Supportstrukturen pro Driftröhre konstruiert werden, ist der schwer zu kontrollierende Hartlötprozess. Die zweite Supportstruktur wird benötigt, um zu verhindern, dass komplexe und zunächst instabile Geometrien wie Supportstrukturen und Driftröhren mit integrierten Kühlsystemen während des Hartlötprozesses verkippen [162]. Simulationen zeigen, dass die Shunt-Impedanz der DTL-Module des TOP-IMPLART-Projekts durch die zweite Supportstruktur je Driftröhre ca. 15 % verringert wird [162]. Die Änderungen, die das selbsttragende Design ermöglichen, sind vor allem die nach oben hin spitz zulaufende Form der Hohlraumdecke (vgl. Abb. 4.3 pos. A), die Bogenstruktur unterhalb der Driftröhre (vgl. Abb. 4.3 pos. B) und die bogenförmigen Decken der Kühlkanäle (vgl. Abb. 4.3 pos. C). Die Länge der freitragenden Schichten wird so deutlich reduziert, was die Druckqualität stark erhöht. Die Hohlraumdecke nimmt mit der (x,y) -Ebene einen Winkel von 45° ein, was deutlich über den geforderten 20° liegt. Die dementsprechend reduzierte Oberflächenrauheit verspricht außerdem einen niedrigeren Gesamtwiderstand des Hohlraumresonators, wodurch sich der Gütefaktor erhöht. Der minimale Winkel zwischen den Bogenstrukturen unter den Driftröhren und der (x,y) -Ebene wird mit 22° hingegen relativ klein gewählt. So soll die E-Feld-Störung an dieser Stelle minimiert werden. Zugänge für die Kupferstäbe zur variablen und festen Frequenzabstimmung sowie für induktive Einkoppel- und Auskoppelschleifen sind vorgesehen.

4.3. DESIGN DES DRIFTRÖHREN-LINAC-PROTOTYPS

| Parameter | DTL-Prototyp |
|--|---------------|
| Unbelasteter Gütefaktor Q_0 | 13017 |
| Effektive Shunt-Impedanz per Einheitslänge $Z_{eff} [\frac{M\Omega}{m}]$ | 72,30 |
| Hohlraumresonator-Durchmesser D [mm] | 60,00 / 87,68 |
| Driftröhren-Durchmesser d [mm] | 12,00 |
| Strahlöffnungs-Radius R_b [mm] | 2,00 |
| Gesamtlänge L [mm] | 91,09 |
| Driftröhren-Abstand a [mm] | 6,14 |
| Transit-Time-Faktor T | 0,81 |

Tabelle 4.2: Konstruktions- und Designparameter des DTL-Prototyps. Die beiden für den Hohlraum-Durchmesser angegebenen Werte können in Abbildung 4.3 zugeordnet werden.

Abbildung 4.3c zeigt das Negativ des in den Hohlraumresonator integrierten Kühlsystems. Da die Driftröhren nur von einer Supportstruktur getragen werden, unterscheidet sich dieses fundamental von dem der 5-Zellen- Buncher-Einheit (vgl. Abb. 3.15). Die einzelnen Supportstrukturen werden über einen Verbindungskanal mit Kühlmittel versorgt. Die Supportstrukturen selbst durchzieht jeweils ein Kühlkanal, durch den das Kühlmittel auf der einen Seite der Supportstrukturen zum Driftröhre geleitet und auf der anderen Seite der Supportstrukturen zum gegenüberliegenden Verbindungskanal zurückgeführt wird. Durch den Anschluss eines Chiller-Systems an die Verbindungskanäle entsteht ein geschlossener Kühlkreislauf. Der minimale Querschnitt des Kühlsystems von 32 mm^2 ist ca. um den Faktor 1,5 größer als der in vergleichbaren DTL-Strukturen des TOP-IMPLART-Projekts [162]. Die wichtigsten Maße und die mit CST berechneten Designparameter des Hohlraumresonators sind in Tabelle 4.2 zusammengefasst. Da die Form des Hohlraumresonators auf den SLM-Prozess angepasst wurde und der Querschnitt von der klassischen runden Form abweicht, wird er durch zwei Durchmesser charakterisiert, die auch in Abbildung 4.3 angegeben sind. Abbildung 4.4 zeigt den gedruckten DTL-Prototyp mit den montierten Vakuumflanschen, Ventilen des Kühlsystems, Einkoppelschleife, Auskoppelschleife und festen sowie variablen Kupfertuner, wie sie teilweise auch schon für die traditionell gefertigte 5-Zellen-Buncher-Einheit verwendet wurden.

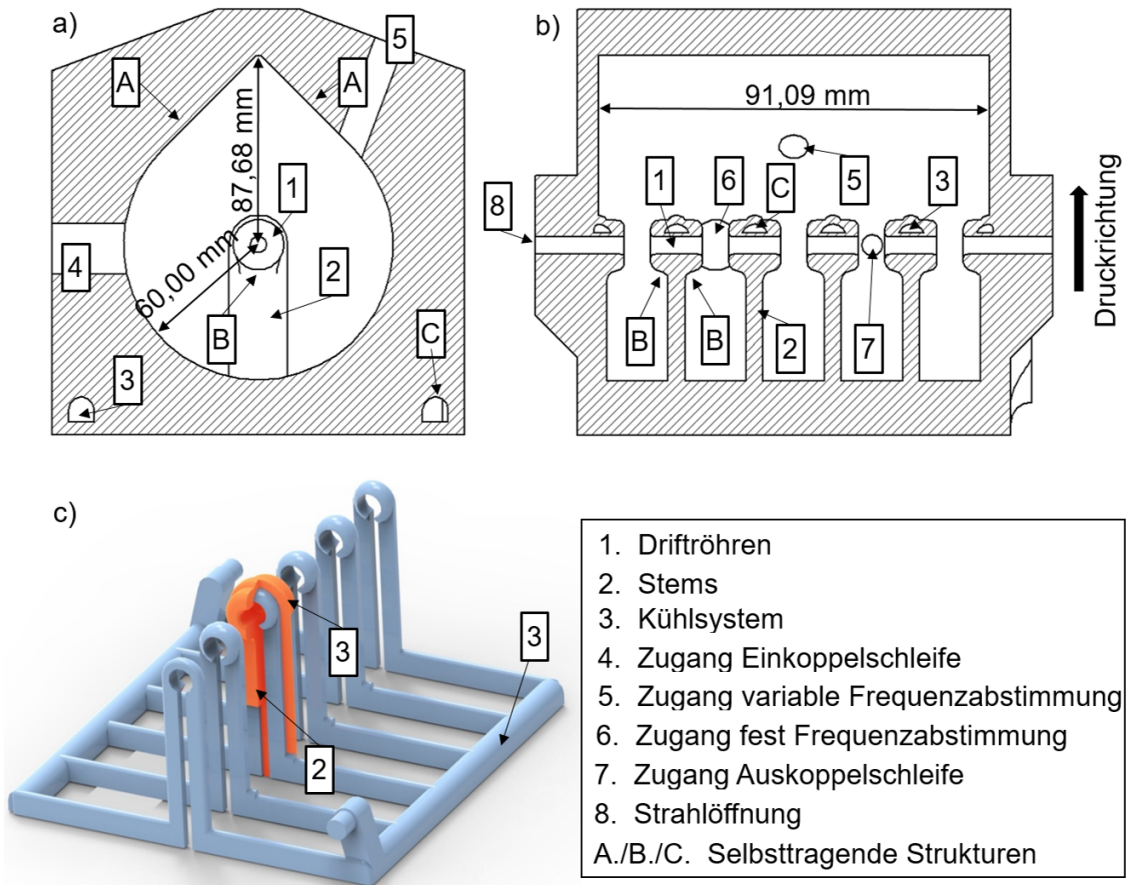


Abbildung 4.3: a) Transversaler und b) longitudinaler Schnitt durch den Hohlraumresonator des DTL-Prototypen. c) Negativ des Kühlsystems (Blau) mit einem zur Veranschaulichung aufgeschnittenen Stem (Orange). A, B und C markieren die Teile der Geometrie, die im Vergleich zur traditionellen DTL-Geometrie (vgl. Abb. 3.3) so abgeändert wurden, dass ein Druck ohne Stützstruktur ermöglicht wird. Abbildung: In Anlehnung an eigene Darstellung [160]

4.4 Charakterisierung des Driftröhren-Linac- Prototyps

Im Gegensatz zur Charakterisierung der Buncher-Einheit (vgl. Kap. 3.7) werden in diesem Kapitel nur die Charakteristika des DTL-Prototyps präsentiert, anhand derer abgeleitet werden kann, ob der SLM-Prozesses zur Herstellung von HF-Hohlraumresonatoren geeignet ist.

4.4. CHARAKTERISIERUNG DES DRIFTRÖHREN-LINAC-PROTOTYPS

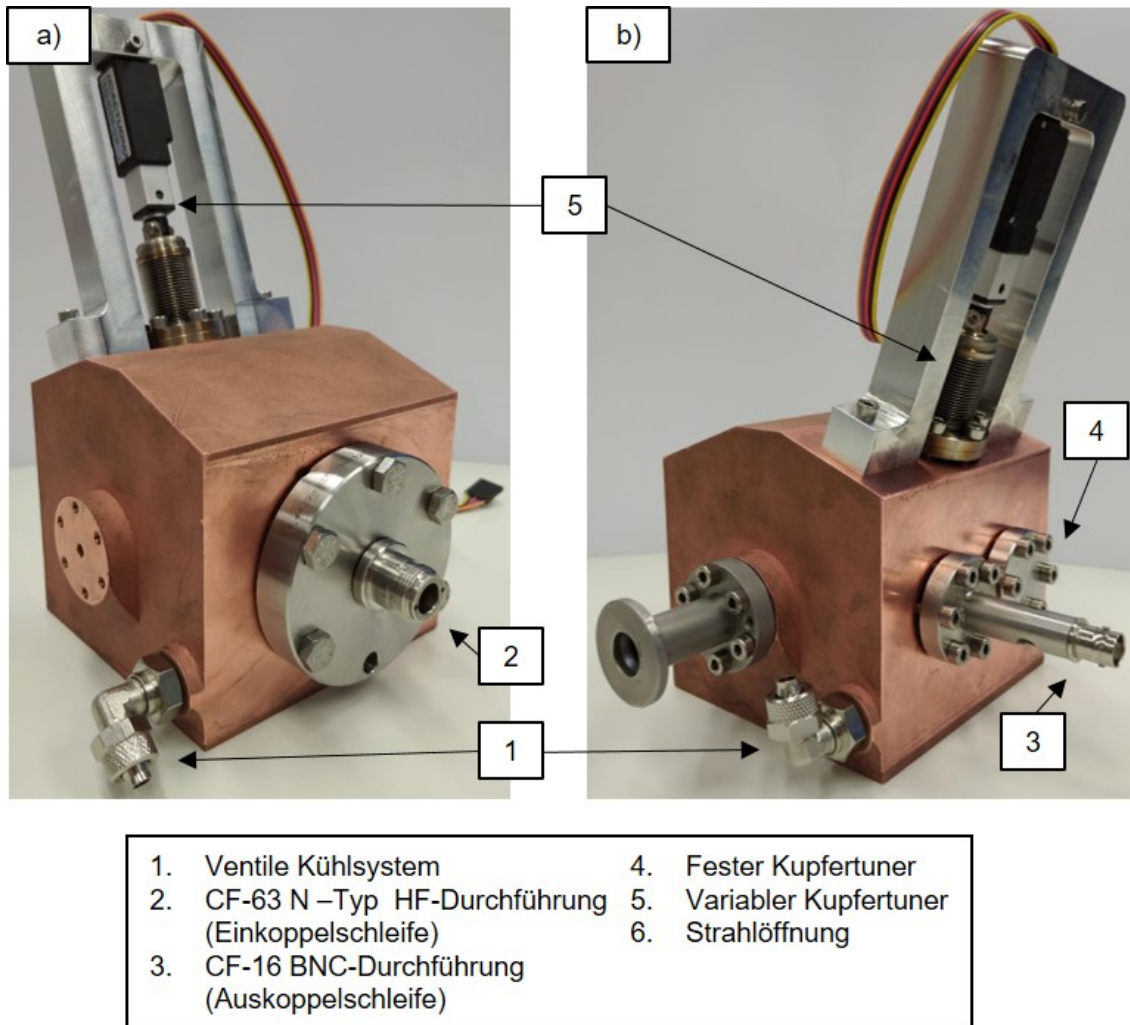


Abbildung 4.4: a) Vorder- und b) Rückansicht des voll ausgerüsteten DTL-Prototyps. Abbildung: In Anlehnung an eigene Darstellung [160].

4.4.1 Grundlegende Bewertung des DTL-Prototyps

Im 3D-gedruckten DTL-Prototyp wird am HF-Tuningstand (vgl. Kapitel 3.5.2) innerhalb weniger Stunden ein Hochvakuum von etwa $2 \cdot 10^{-7}$ mbar erreicht. Die Resonanzfrequenz f_R wurde mithilfe des Frequenzabstimmungssystems (vgl. Abschnitt 3.5.1) bestimmt. Dabei wurde die gewünschte Resonanzfrequenz von $f_R = 2997,92$ MHz bei einer Raumtemperatur von 22 °C erreicht, nachdem die Position des festen und variablen Tuningstabes angepasst wurde. Das Kühlsystem wurde bei einer Druckdifferenz von 1 bar zwischen den beiden Ventilen getestet, wobei keine Defekte festgestellt werden konnten und eine Durchflussrate von etwa $ca. 2 \frac{L}{min}$ gemessen wurde. Für den minimalen Querschnitt des Kühlsystems ergibt sich daraus eine

Strömungsgeschwindigkeit von etwa $1 \frac{\text{m}}{\text{s}}$.

4.4.2 Gütefaktor Q_0 und effektive Shunt-Impedanz per Einheitslänge Z_{eff}

Der unbelastete Qualitätsfaktor Q_0 des DTL-Prototyps wurde bestimmt wie in Kapitel 3.5.2.2 beschrieben und beträgt 8750 (SWR $\approx 1,10$).

Die effektive Shunt-Impedanz per Einheitslänge Z_{eff} des DTL-Prototyps wird mithilfe der in Kapitel 3.5.3.2 beschriebenen Störkörpermess-Methode [114, 115] ermittelt. Dafür wird zunächst das auf P_{in} normierte elektrische Feld $\frac{|\vec{E}|}{\sqrt{P_{in}}}$ auf der Strahlachse der 5-Zellen-Buncher-Einheit vermessen und so die Störkörperkonstante α über die bekannte Shunt-Impedanz der 5-Zellen-Buncher-Einheit (vgl. 3.6) zu $-5,5 \cdot 10^{-21} \frac{\text{Asm}^2}{\text{V}}$ bestimmt. Abbildung 4.5 zeigt die im Anschluss durchgeführte Messung des auf P_{in} normierten elektrischen Feldes $\frac{|\vec{E}|}{\sqrt{P_{in}}}$ des DTL-Prototyps entlang der z-Achse (Strahl-Achse) für 0,5 mm große Messschritte. Die Ausgleichsfunktion zur Integration des normierte elektrischen Feldes $\frac{|\vec{E}|}{\sqrt{P_{in}}}$ ist in rot dargestellt. Die Feldverteilung ergibt sich aus der Geometrie der Driftröhren und folgt keiner spezifischen Funktion. Unter den in MatLab zur Verfügung stehenden Standardfitfunktionen zeigte $y = ax^2$ die geringste Abweichung zu den Messpunkten. Der resultierende Fehler auf $\frac{|\vec{E}|}{\sqrt{P_{in}}}$ kann für die Berechnung von Z_{eff} vernachlässigt werden. Über Gleichung 3.20 und 3.40 ergibt sich für Z_{eff} ein Wert von $(53,2 \pm 8,0) \frac{\text{M}\Omega}{\text{m}}$.

4.5 Bewertung des DTL-Prototypen und des SLM-Prozesses

Die Qualität des SLM-Prozesses ermöglicht die Herstellung von DTL-Strukturen im 3-GHz-Bereich, wobei die Resonanzfrequenz ohne Nachbearbeiten erreicht wird. Die gemessenen Q_0 - und Z_{eff} -Werte sind gegenüber den durch CST simulierten Werten (vgl. Tab. 4.2) um 33 % bzw. 26 % reduziert. Im Vergleich mit der traditionell gefertigten 5-Zellen-Buncher-Einheit (vgl. Tab. 3.5, Tuningstab-Position *Minimum* und Tab. 3.6, Gemessenes Q_0) ergibt sich für Q_0 und Z_{eff} eine Reduzierung um 15 % bzw. 13 %. Das im Vergleich zur 5-Zellen-Buncher-Einheit leicht reduzierte Q_0 und Z_{eff} resultiert höchstwahrscheinlich aus der erhöhten Oberflächenrauheit und

4.5. BEWERTUNG DES DTL-PROTOTYPS UND DES SLM-PROZESSES

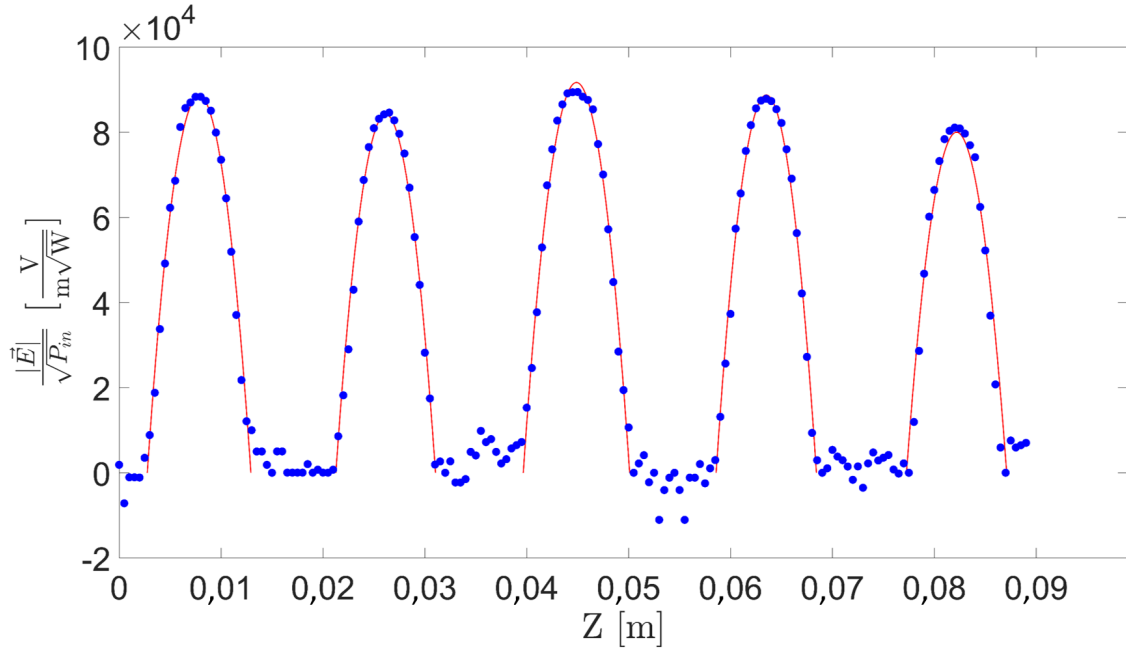


Abbildung 4.5: Auf $\sqrt{P_{in}}$ normierte E-Feld-Verteilung $|\vec{E}|$ entlang der Strahlachse (z -Achse) des DTL-Prototypen, gemessen für die fundamentale TM_{010} -Mode in 0,5 mm Schritten (blaue Punkte). Ausgleichsfunktion zur Integration über $\frac{|\vec{E}|}{\sqrt{P}}$ (rote Linien). Abbildung: Eigene Darstellung [160].

dem damit einhergehenden steigenden Oberflächenwiderstand R_S , wie es durch den 3D-Druck zu erwarten ist. Die dadurch resultierende Reduzierung in Q_0 und Z_{eff} wird teilweise dadurch kompensiert, dass durch die höhere Designfreiheit bei der Herstellung mittels 3D-Druck eine 1-Supportstruktur-Geometrie umgesetzt werden konnte.

Der DTL-Prototyp wurde mit Hilfe des schon in Kapitel 3.5.1 vorgestellten HF-Systems bei einer maximalen Eingangsleistung P_{in} von 1 kW (Pulslänge: 5 μ s, Repetitionsrate: 200 Hz) betrieben. Dabei konnten keine Anzeichen für Spannungsdurchschläge wie etwa einen Anstieg des SWR oder des Innendrucks beobachtet werden.

Es wird aber vermutet, dass die im Vergleich zu traditionell gefertigten Strukturen erhöhte Oberflächenrauheit des DTL-Prototyps zu einem Anstieg der lokalen E-Feldstärken und somit zur vermehrten Emission von Elektronen führt. Allerdings

KAPITEL 4. 3D DRUCK VON HF-HOHLRAUMRESONATOREN

beträgt die maximale E-Feldstärke in einem vergleichbaren, traditionell gefertigten Hohlraumresonator bei der bisher eingekoppelten Leistung P_{in} von 1 kW ca. $E \approx 6,6 \frac{\text{MV}}{\text{m}}$, was einen Faktor 7 niedriger ist als das für 3 GHz angenommene Kilpatrick-Limit ($E_K \approx 47 \frac{\text{MV}}{\text{m}}$). Daher kann vermutet werden, dass bei diesen Leistungen die erhöhte Oberflächenrauheit und damit die vermehrte Emission von Elektronen noch vernachlässigt werden kann. Vergleichbare DTL-Strukturen, wie sie im TOP-IMPLART [53] oder LIGHT-Projekt [49] eingesetzt werden, und auch in der vorgestellten präklinischen Protonen-Minibeam-Bestrahlungsanlage zum Einsatz kommen sollen, werden hingegen mit wenigen 100 kW (5 μs bei 200 Hz) betrieben, um eine maximale Beschleunigung mit möglichst wenig Strukturen zu realisieren. Die maximale E-Feldstärke entspricht dabei dem 1,35-fachen des Kilpatrick-Limits und der Mittenrauwert R_a liegt unter 1 μm . Für die weitere Entwicklung des DTL-Prototyps hin zu Linac-Strukturen, die bis über das Kilpatrick-Limit betrieben werden können, sind daher Tests mit höherer Eingangsleistung notwendig. Es kann aber davon ausgegangen werden, dass der hier gezeigte DTL-Prototyp bei solch hohen E-Feldstärken und der angestrebten Pulslänge des HF-Signals von 5 μs (wahrscheinlich auch deutlich darunter), erst durch eine Reduzierung der Oberflächenrauheit betrieben werden kann. Eine Optimierung der Druck-Parameter in Kombination mit einer Nachbearbeitung der inneren Hohlraumoberfläche ist daher zwingend erforderlich.

Die Ergebnisse zeigen jedoch auch, dass die Herstellung von HF-Hohlraumresonatoren durch SLM schon jetzt eine Alternative zur traditionellen Fertigung darstellt, wenn Strukturen nicht an der absoluten Leistungsgrenze betrieben werden müssen. Beispielsweise kann der gedruckte DTL-Prototyp als Buncher-Einheit in der vorgestellten präklinischen Protonen-Minibeam-Bestrahlungsanlage (vgl. Abb. 2.4) eingesetzt werden. Dabei wird die benötigte effektive Beschleunigungsspannung (Buncher-Amplitude) von $U_B = 42 \text{ kV}$ bei einer Leistung von $P_{in} \approx 364 \text{ W}$ erreicht. Im Hinblick auf die um den Faktor 3 reduzierten Herstellungskosten (Vergleich 5-Zellen-Buncher-Einheit und DTL-Prototyp) ist es für größere Projekte außerdem eine Option die erhöhten Oberflächenverluste durch höhere HF-Leistungen oder zusätzliche Linac-Strukturen zu kompensieren. Die maximalen E-Feldstärken können ebenfalls durch zusätzliche Linac-Strukturen reduziert werden, solange die vergrößerte lineare

4.5. BEWERTUNG DES DTL-PROTOTYPS UND DES SLM-PROZESSES

Dimension des Aufbaus akzeptiert werden kann. Zusätzlich wird erwartet, dass die Produktionskosten auch für die Serienfertigung solcher Strukturen um einen ähnlichen Faktor reduziert werden können.

Kapitel 5

Fazit

In der Vergangenheit konnte durch biologische Experimente gezeigt werden, dass die Therapie mit submillimeter großen Protonen-Minibeams im Vergleich zu der mit breiten Protonen-Strahlen das Potential bietet, Normalgewebeschäden zu reduzieren. Beispielsweise konnten Normalgewebeschäden in Mausohren mit Protonen-Minibeams vollständig verhindert werden, wenn diese eine transversale Ausdehnung $< 220 \mu\text{m}$ ($FWHM$) haben und mit einem center-to-center Abstand von 1.8 mm appliziert werden [30]. Das volle klinische Potential der Protonen-Minibeam-Therapie kann jedoch nur an tiefer liegenden Zielen evaluiert werden, was aber mit den derzeit zur Verfügung stehenden Bestrahlungsanlagen nicht mit der geforderten transversalen Strahlausdehnung zu realisieren ist. Die Zielsetzung dieser Dissertation war es daher, eine präklinische Protonen-Minibeam-Bestrahlungsanlage zu entwickeln, die alle Anforderungen erfüllt, um Protonen-Minibeam-Experimente an bis zu 4 cm tief lokalisierten Zielen durchzuführen.

Durch Strahltransport-Simulationen wurde ein Beschleuniger-Konzept entwickelt, das einen bestehenden Tandem-Van-de-Graaff-Beschleuniger als Injektor für einen 3 GHz Linac-Nachbeschleuniger nutzt, um so Protonen auf 70 MeV zu beschleunigen. Der transversale Phasenraum zwischen Tandem und Linac wird mithilfe eines Quadrupol-Quartetts angepasst. Eine 3 GHz Buncher-Einheit optimiert den longitudinalen Phasenraum des Tandemstrahls auf den, durch den Linac akzeptierten longitudinalen Phasenraum. Dadurch kann die Transmission durch den Linac um einen Faktor 3 bzw. auf ca. 54 % des Tandemstrahls erhöht werden. Ein Quadrupol-Triplett, das nach dem Linac lokalisiert ist, fokussiert den 70 MeV Protonenstrahl auf ca. $77 \mu\text{m}$ ($FWHM$). Für die präklinische Strahlapplikation wurden grundlegende

KAPITEL 5. FAZIT

Konzepte für Scanning-, Dosimetrie- und Extraktionseinheit entwickelt. Die Aufstreuung des Strahls durch diese Elemente führt zu einer transversalen Strahlausdehnung von $\approx 204 \mu\text{m}$ ($FWHM$), wenn der Abstand zwischen Austrittsfenster (positioniert strahlabwärts zur Dosimetrieinheit) und Strahlapplikation 5 cm beträgt. Bei einem center-to-center Abstand von 1,2 mm ermöglicht die magnetische Fokussierung so ein Peak-to-Valley-Dosisverhältnis von ca. 780. Die Protonentransmission in einen Kreis mit Radius $90 \mu\text{m}$ am Fokuspunkt entspricht einem Strahlstrom von ca. 21 nA (Pulsweite: 5 μs , Repetitionsrate: 200 Hz). Für eine Reduzierung der Protonenenergie auf bis zu 37,5 MeV bleibt der Strahlstrom quasi konstant. Die entwickelte, auf einer Tandem-Linac-Kombination basierte, präklinische Protonen-Minibeam-Bestrahlungsanlage erfüllt somit alle Voraussetzungen für die geplanten präklinischen Experimente.

Im Vergleich zur entwickelten Anlage eignet sich ein All-Linac-Konzept, wie es im TOP-IMPLART- oder LIGHT-Projekt verfolgt wird, in verkürzter Form ebenfalls für die präklinische Protonen-Minibeam-Forschung. Dabei ergibt sich für eine Protonenenergie von 70 MeV im Vergleich zur Tandem-Linac-Kombination ein um den Faktor 2 höherer Strahlstrom. Gegenüber dem verkürzten All-Linac-Konzept bietet die Tandem-Linac-Kombination jedoch (insbesondere) zwei Vorteile. Zum einen stellt diese die kostengünstigere Option für die geplante präklinische Protonen-Minibeam-Anlage dar, falls ein bestehender Tandem-Beschleuniger existiert. Zum anderen kann die hohe Strahlbrillanz des Tandem-Beschleunigers (Protonen und schwere Ionen) auch für Ionen-Mikrostrahl basierte Grundlagenforschung genutzt werden. Eine Steigerung der Protonenenergie auf bis zu 230 MeV ist sowohl für das verkürzte All-Linac-Konzept als auch die Tandem-Linac-Kombination durch eine Erweiterung mit zusätzlichen Linac-Strukturen auf der Hochenergie-Seite möglich.

Zur Optimierung des Strahltransports zwischen Tandem und Linac wurden zwei 3 GHz Buncher-Einheiten entwickelt und hergestellt: Eine hartgelötete 5-Zellen-Struktur, die eine minimale Strahlstromvariation verspricht, und eine kostengünstige 4-Zellen-Struktur die als Studienobjekt genutzt wird. Die für eine Maximierung des Strahlstroms notwendige Buncher-Amplitude von $U_B = 42 \text{ kV}$ wird von beiden Buncher-Einheiten mit der zur Verfügung stehenden Leistung übertroffen. Die

Stabilität der Buncher-Amplitude ΔU_B resultiert in einer Strahlstromvariation der präklinischen Protonen-Minibeam-Bestrahlungsanlage von maximal ± 0.20 % für die Low-Budget-4-Zellen-Struktur bzw. ± 0.05 % für die 5-Zellen-Struktur. Die Buncher-Einheiten erfüllen folglich alle Anforderungen der geplanten präklinischen Protonen-Minibeam-Bestrahlungsanlage. Somit wurde die einzige, nicht kommerziell erhältliche zentrale Komponente der geplanten präklinischen Protonen-Minibeam-Bestrahlungsanlage entwickelt und charakterisiert. Die vorliegende Dissertation stellt daher die technische Machbarkeitsstudie für die vorgeschlagene Tandem-Linac-Kombination dar.

Bei der Realisierung einer präklinischen Protonen-Minibeam-Bestrahlungsanlage, die ganz oder teilweise auf Linac-Strukturen basiert, verursachen die Hochleistungs-Hohlraumresonatoren einen großen Teil der Produktionskosten. Über die Machbarkeitsstudie hinaus wurde daher evaluiert, ob die Kosten für die benötigten Hochleistungs-Hohlraumresonatoren mittels 3D-Druck-Verfahren reduziert werden können. Dazu wurde zum ersten Mal ein druckbarer Linac-Prototyp entwickelt und durch Selektives Laserschmelzen aus reinem Kupfer gefertigt. Der Linac-Prototyp beruht auf dem Driftröhren-Konzept und ist vergleichbar mit dem in dieser Dissertation für die 5-Zellen-Buncher-Einheit entwickelten Hohlraumresonator sowie den DTL-Teilen der SCDTL-Module wie sie im LIGHT- und TOP-IMPLART-Projekt vorkommen. Die Resonanzfrequenz f_R wurde ohne Nachbearbeiten erreicht. Die im Vergleich zur traditionellen Fertigung erhöhte Oberflächenrauheit reduziert den Gütefaktor und die Shunt-Impedanz, was aber teilweise mithilfe der durch den Druckprozess erhöhten Designfreiheit ausgeglichen werden konnte. Im Vergleich zur traditionell gefertigten Struktur (5-Zellen-Hohlraumresonator) sind Q_0 und Z_{eff} nur leicht reduziert (15 % bzw. 13 %). Die entwickelte Tandem-Linac-Kombination kann auch an anderen Tandem-Laboren realisiert werden. Soll dabei ein Tandem-Beschleuniger mit Terminal-Spannungen unter 8 MV als Injektor genutzt werden, müssen zusätzliche SCDTL-Strukturen auf der Niederenergieseite des Linac-Systems hinzugefügt werden. Die Protonenenergie am Ausgang der Injektoren der All-Linac-Konzepte definiert dabei die Mindestanforderung. Bei maximalen E-Feldstärken von bis zu ca. $7 \frac{\text{MV}}{\text{m}}$, welche deutlich unterhalb des Kilpatrick-Limits für 3 GHz ($47 \frac{\text{MV}}{\text{m}}$) liegen, ist der DTL-Prototyp voll funktional. 3D-Druck stellt daher schon

KAPITEL 5. FAZIT

heute eine Option dar, HF-Hohlraumstrukturen von Buncher-Einheiten, Prototypen, etc. herzustellen. Das Verhalten des DTL-Prototyps bei maximalen E-Feldstärken $> 47 \frac{\text{MV}}{\text{m}}$, wie es im LIGHT- und TOP-IMPLART-Projekt der Fall ist, muss allerdings noch getestet werden. Die dafür wahrscheinlich nötige Reduzierung der Oberflächenrauheit auf $R_a < 1 \mu\text{m}$ ist Ziele weiterführender Projekte. Im Hinblick auf die weltweit mehr als 30.000 Anlagen zur Beschleunigung von Elektronen oder Ionen kann das Potential von 3D-Druck-Verfahren für die Herstellung von Hohlraumresonatoren nicht genug betont werden. Die benötigten 3D-Druck-Verfahren sind mittlerweile leicht zugänglich. Durch die enorme Designfreiheit können neue Hohlraum-Geometrien entwickelt werden, welche bisher nicht realisierbar sind. Die Herstellungskosten lassen sich im Vergleich zu traditionell gefertigten Strukturen drastisch reduzieren. Auf lange Sicht werden 3D-Druck-Verfahren die Herstellung von HF-Hohlraumresonatoren revolutionieren und so eine neue Generation von Teilchenbeschleunigern ermöglichen.

Kapitel 6

Ausblick

In diesem Kapitel wird ein kurzer Ausblick zu den Themen Realisierung einer präklinischen Protonen-Minibeam-Bestrahlungsanlage und 3D Druck von HF-Hohlraumresonatoren gegeben.

6.1 Präklinische Protonen-Minibeam-Bestrahlungsanlagen

Durch das Betriebsende des Maier-Leibnitz-Laboratoriums in Garching [33] und der daraus folgenden Außerdienststellung des Münchner 14 MV Tandem-Van-de-Graaff-Beschleunigers zum 15.01.2020 kann die in dieser Arbeit entwickelte und präferierte Tandem-Linac-Kombination an diesem Standort nicht verwirklicht werden. Die Protonen-Minibeam-Gemeinschaft ist daher gezwungen, andere Bestrahlungsanlagen zu nutzen, um das volle Potential der pMBRT durch präklinische Experimente zu evaluieren. Dafür gibt es einige Alternativen, die noch evaluiert werden müssen. Im Folgenden werden drei davon vorgestellt:

1. Die entwickelte Tandem-Linac-Kombination kann auch an anderen Tandem-Laboren realisiert werden. Soll dabei ein Tandem-Beschleuniger mit Terminal-Spannungen unter 8 MV als Injektor genutzt werden, müssen zusätzliche SCDTL-Strukturen auf der Niederenergieseite des Linac-Systems hinzugefügt werden. Die Protonenenergie am Ausgang der Injektoren der All-Linac-Konzepte definiert dabei die Mindestanforderung an die Terminal-Spannung. Diese beträgt 5 MeV beim LIGHT- bzw. 7 MeV beim TOP-IMPLART-System [50, 53] was wiederum einer Terminalspannung von 2,5 MV bzw. 3,5 MV entspricht. Es gibt weltweit über hundert Beschleunigeranlagen mit Tandem-Beschleunigern, welche die geforderte Terminal-

KAPITEL 6. AUSBLICK

spannung erreichen [163]. Welche dieser Beschleunigeranlagen die Kapazitäten für ein Vorhaben dieser Größenordnung bietet und ob bei den zuständigen Stellen Interesse besteht, eine Hochenergie-Beamline zu betreiben, muss noch evaluiert werden.

2. Wie in Kapitel 2.5 gezeigt wurde, sind auch All-Linac-Konzepte für die Durchführung von präklinischen Protonen-Minibeam-Experimenten geeignet. Die größte Hürde bei der Nutzung von All-Linac-Anlagen ist, dass sowohl vom LIGHT- als auch vom TOP-IMPLART-System derzeit jeweils nur ein Prototyp existiert [50, 53], an denen ausgedehnte präklinische Experimente nicht durchgeführt werden können. Zum einen wird an den Prototypen fast permanent gearbeitet und zum anderen lassen die Dimensionen der Einrichtungen, in denen die Prototypen aufgebaut sind, keine Fokussiereinheit in der geplanten Größe zu. Daher ist der Einsatz von All-Linac-Konzepten für präklinische Protonen-Minibeam-Experimente zwingend mit dem Neubau einer Beschleunigeranlage verknüpft. Ob und wie ein solcher Neubau realisiert werden kann, müsste in zukünftigen Studien evaluiert werden.

3. Eine weitere Möglichkeit präklinische Protonen-Minibeam-Experimente mit 70 MeV Protonen (vgl. Kap. 1.3) durchzuführen ist die Nutzung von Zyklotron-Anlagen [164] die eine maximalen Protonenenergie in diesem Energiebereich bieten. Der Vorteil im Vergleich zu Zyklotron-Anlagen, die deutlich höhere Protonenenergien bieten, ist, dass der Teilchenstrahl nicht erst mithilfe von Degradier-Strukturen auf präklinische Protonenenergien abgebremst werden muss. Da so die Strahlbrillanz konserviert werden kann, darf angenommen werden, dass nach der Fokussierung des Strahls durch eine Quadrupol-Anordnung wie sie in Abbildung 2.7b gezeigt wird, ein deutlich höherer Strahlstrom I_B in einer Fläche von $r = 90 \mu\text{m}$ am Fokus zur Verfügung steht und auch höhere PDVR-Werte erreicht werden als mit durch Degradern abgebremsten Teilchenstrahlen. Gleichzeitig hat eine bestehende Beschleunigerstruktur im Vergleich zum All-Linac- oder Tandem-Linac-Ansatz den Vorteil, dass nur die Applikations- und Fokussiereinheit (vgl. Abb. 2.11) entwickelt werden muss. Darüber hinaus kann auch hier die Protonenenergie auf über 220 MeV erweitert werden, indem das Zyklotron als Injektor für einen 3 GHz Linac-Nachbeschleuniger genutzt wird. Dieser sogenannte Cyclinac-Ansatz wurde zuerst 1994 von U. Amaldi publiziert [165] und anschließend im Zuge des LIBO-Projekts

6.2. 3D-DRUCK VON HF-HOHLRAUMRESONATOREN

demonstriert, indem ein 62 MeV Zyklotron-Protonenstrahl mithilfe einer 1,5 Meter langen Side-Coupled-Linac-Struktur auf 74 MeV beschleunigt wurde [166, 167].

Mittlerweile wird der 70 MeV Zyklotron-Ansatz zur Realisierung einer präklinischen Protonen-Minibeam-Bestrahlungsanlage favorisiert. Nachdem es gelang, das Helmholtz-Zentrum für Materialien und Energie in Berlin als Kooperationspartner für dieses Projekt zu gewinnen, wird derzeit evaluiert, wie eine präklinische Protonen-Minibeamline am dortigen 68 MeV Zyklotron [168, 169] realisiert werden kann und welche Strahlparameter erwartet werden können.

6.2 3D-Druck von HF-Hohlraumresonatoren

Obwohl durch die Entscheidung für den 70 MeV Zyklotron-Ansatz vorläufig keine Linac-Strukturen für die präklinische Protonen-Minibeam-Bestrahlungseinrichtung benötigt werden, soll die Forschung zum Thema 3D-Druck von HF-Hohlraumresonatoren aufgrund des enormen beschriebenen Potentials fortgesetzt werden. Dabei steht die Entwicklung eines voll funktionsfähigen DTL-Prototyps, der bei E-Feldstärken $> 48 \frac{\text{MV}}{\text{m}}$ betrieben werden kann, klar im Fokus des Projekts. Um dieses Ziel zu erreichen, sind im Wesentlichen zwei Schritte zur Optimierung des hier vorgestellten DTL-Prototyps (vgl. Kap. 4) notwendig:

1. Wie in Kapitel 4.5 schon angesprochen, kann davon ausgegangen werden, dass die hohe Oberflächenrauheit des 3D-gedruckten DTL-Prototyps beim Hochleistungsbetrieb zu Spannungsdurchschlägen führt, welche für den Dauerbetrieb zwingend vermieden werden müssen. Es sollte sich daher auf die Reduzierung der Oberflächenrauheit R_S durch eine Optimierung der Druck-Parameter in Kombination mit einer Nachbearbeitung der inneren Hohlraumoberfläche konzentriert werden. Verfahren, die das Potential zur Nachbearbeitung von gedruckten Kupfer-Hohlräumen haben und R_S deutlich reduzieren sollten, sind etwa chemisches Ätzen, chemisch-mechanisches Polieren, Elektropolieren oder magnetisch angetriebenes abrasives Polieren [170, 171]. Gleichzeitig kann durch eine Reduktion der Oberflächenrauheit auch der unbelastete Gütefaktor Q_0 und die normierte effektive Shunt-Impedanz Z_{eff} weiter gesteigert werden.

KAPITEL 6. AUSBLICK

2. Um mit dem DTL-Prototyp E-Feldstärken $> 48 \frac{\text{MV}}{\text{m}}$ zu erreichen sind HF-Leistungen von wenigen Hundert kW nötig. Mit der angestrebten Pulscharakteristik (200 Hz, 5 μs) können solch hohe HF-Leistungen nicht oder nur mit sehr großen Leistungsverlusten durch Koaxialkabel übertragen werden. Deshalb wird die HF-Leistung sowohl beim LIGHT- als auch beim TOP-IMPLART-System per Hohlwellenleiter [113] in die Linac-Strukturen eingekoppelt. Es muss daher eine Hohlraumresonator-Geometrie entwickelt werden, die mittels 3D-Druck gefertigt und über einen passenden Hohlwellenleiter mit HF-Leistung versorgt werden kann.

Zum Abschluss der Optimierung des 3D-Druck-Prozesses können Wandstärken und mitgedruckte Kühlsysteme durch mechanische und thermische Simulationen optimiert werden, wodurch die Produktionskosten und die thermische Belastung weiter reduziert wird. Nachdem das Herstellungsverfahren und die HF-Hohlraumgeometrie soweit optimiert wurden, dass der DTL-Prototyp auch mit hohen HF-Leistungen betrieben werden kann, sollte das Konzept zur Herstellung einzelner Module der vorgestellten All-Linac-Systeme erweitert werden. Dafür bieten sich zunächst vor allem die SCDTL-Module [52] an. Diese bestehen je nach Protonen-Energie beim Einschuss aus fünf bis sieben gekoppelten DTL-Hohlraumresonatoren, welche mit dem in dieser Dissertation entwickelten DTL-Prototyp vergleichbar sind. Die einzelnen DTL-Hohlraumresonatoren sind durch Kopplungs-Hohlraumresonatoren verbunden, sodass sich das EM-Feld, welches im mittleren DTL-Hohlraumresonator eingekoppelt wird, in alle DTL-Hohlraumresonatoren ausbreiten kann. Die Geometrie der Kopplungs-Hohlraumresonatoren ist ebenfalls mit einer DTL-Struktur vergleichbar und muss auch für den 3D-Druck optimiert werden. Parallel zur Entwicklung eines druckbaren SCDTL-Moduls ist es ratsam, das Potential der erhöhten Designfreiheit des 3D-Druck-Prozesses im Vergleich zu traditionellen Herstellungsverfahren für andere Beschleunigerstrukturen zu evaluieren. Dafür bieten sich vor allem die ebenfalls in den den ALL-Linac-Konzepten verbauten CCL-Strukturen und schlussendlich auch fast alle anderen HF-Hohlraumgeometrien an.

Literaturverzeichnis

- [1] H. Sung, J. Ferlay, R. L. Siegel, M. Laversanne, I. Soerjomataram, A. Jemal, and F. Bray, “Global cancer statistics 2020: GLOBOCAN estimates of incidence and mortality worldwide for 36 cancers in 185 countries”, *CA: a cancer journal for clinicians*, vol. 71, no. 3, pp. 209–249, 2021.
- [2] G. Kauffmann, R. Sauer, and W. Weber, “Radiologie-Bildgebende Verfahren, Strahlentherapie, Nuklearmedizin und Strahlenschutz, 4. völlig überarb. Auflage”, Elsevier GmbH, München, 2011, pp. 249–251.
- [3] M. C. Joiner, A. J. van der Kogel, and G. Steel, “Introduction: The significance of radiobiology and radiotherapy for cancer treatment”, in *Basic clinical radiobiology*, CRC press, 2018, pp. 2–10.
- [4] C. P. Karger, “Klinische Strahlenbiologie”, in *Medizinische Physik*, Springer, 2018, pp. 451–472.
- [5] D. S. Chang, F. D. Lasley, I. J. Das, M. S. Mendonca, and J. R. Dynlacht, “Therapeutic ratio”, in *Basic Radiotherapy Physics and Biology*, Springer, 2021, pp. 307–312.
- [6] W. C. Röntgen, “On a new kind of rays”, *Science*, vol. 3, no. 59, pp. 227–231, 1896.
- [7] R. F. Mould, “Emil Herman Grubbé (1875–1960) with special reference to priority for X-ray cancer therapy”, *Nowotwory. Journal of Oncology*, vol. 68, no. 5-6, pp. 286–289, 2018.
- [8] G. M. MacKee, “X-Rays and Radium in the Treatment of Diseases of the Skin”, Lea & Febiger, 1921.
- [9] E. B. Podgorsak, N. Suntharalingam, and J. H. Hendry, “Basic Radiobiology”, in *Radiation oncology physics*, IAEA Vienna, 2005, pp. 485–503.

LITERATURVERZEICHNIS

- [10] D. Palma, E. Vollans, K. James, S. Nakano, V. Moiseenko, R. Shaffer, M. McKenzie, J. Morris, and K. Otto, “Volumetric modulated arc therapy for delivery of prostate radiotherapy: Comparison with intensity-modulated radiotherapy and three-dimensional conformal radiotherapy”, *International Journal of Radiation Oncology • Biology • Physics*, vol. 72, no. 4, pp. 996–1001, 2008.
- [11] J. M. Galvin, G. Ezzell, A. Eisbrauch, C. Yu, B. Butler, Y. Xiao, I. Rosen, J. Rosenman, M. Sharpe, L. Xing, P. Xia, T. Lomax, D. A. Low, and J. Palta, “Implementing IMRT in clinical practice: a joint document of the American Society for Therapeutic Radiology and Oncology and the American Association of Physicists in Medicine”, *International Journal of Radiation Oncology • Biology • Physics*, vol. 58, no. 5, pp. 1616–1634, 2004.
- [12] M. Teoh, C. Clark, K. Wood, S. Whitaker, and A. Nisbet, “Volumetric modulated arc therapy: A review of current literature and clinical use in practice”, *The British journal of radiology*, vol. 84, no. 1007, pp. 967–996, 2011.
- [13] R. R. Wilson, “Radiological use of fast protons”, *Radiology*, vol. 47, no. 5, pp. 487–491, 1946.
- [14] W. H. Bragg and R. Kleeman, “On the alpha particles of radium, and their loss of range in passing through various atoms and molecules”, *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, vol. 10, no. 57, pp. 318–340, 1905.
- [15] A. Köhler, “Theorie einer Methode, bisher unmöglich unanwendbar hohe Dosen Röntgenstrahlen in der Tiefe des Gewebes zur therapeutischen Wirksamkeit zu bringen ohne schwere Schädigung des Patienten, zugleich eine Methode des Schutzes gegen Röntgenverbrennung überhaupt”, *Fortschr. Geb. Roentgenstr.*, vol. 14, pp. 9–27, 1909.
- [16] R. Serduc, E. Bräuer-Krisch, E. A. Siegbahn, A. Bouchet, B. Pouyatos, R. Carron, N. Pannetier, L. Renaud, G. Berruyer, C. Nemoz, T. Brochard, C. Remy, E. L. Barbier, A. Bravin, G. Le Duc, A. Depaulis, Esteve, and J. A. Laissue, “High-precision radiosurgical dose delivery by interlaced microbeam

- arrays of high-flux low-energy synchrotron x-rays”, *PLoS one*, vol. 5, no. 2, e9028, 2010.
- [17] T. Henry, N. Bassler, A. Ureba, T. Tsubouchi, A. Valdman, and A. Siegbahn, “Development of an interlaced-crossfiring geometry for proton grid therapy”, *Acta Oncologica*, vol. 56, no. 11, pp. 1437–1443, 2017.
- [18] A. Köhler-Wiesbaden, “Röntgentiefentherapie mit Metallnetzschutz.” *Strahlentherapie*, vol. 1, p. 121, 1912.
- [19] H. R. Withers, J. M. Taylor, and B. Maciejewski, “Treatment volume and tissue tolerance”, *International Journal of Radiation Oncology • Biology • Physics*, vol. 14, no. 4, pp. 751–759, 1988.
- [20] J. W. Hopewell and K.-R. Trott, “Volume effects in radiobiology as applied to radiotherapy”, *Radiotherapy and Oncology*, vol. 56, no. 3, pp. 283–288, 2000.
- [21] D. N. Slatkin, F. A. Dilmanian, and P. O. Spanne, “Method for microbeam radiation therapy”, US Patent 5,339,347, 1994.
- [22] E. Bräuer-Krisch, H. Requardt, P. Regnard, S. Corde, E. Siegbahn, G. LeDuc, T. Brochard, H. Blattmann, J. Laissue, and A. Bravin, “New irradiation geometry for microbeam radiation therapy”, *Physics in Medicine & Biology*, vol. 50, no. 13, p. 3103, 2005.
- [23] Y. Prezado, G. Jouvion, C. Guardiola, W. Gonzalez, M. Juchaux, J. Bergs, C. Nauraye, D. Labiod, L. De Marzi, F. Pouzoulet, A. Patriarca, and R. Dendale, “Tumor control in RG2 glioma-bearing rats: A comparison between proton minibeam therapy and standard proton therapy”, *International Journal of Radiation Oncology • Biology • Physics*, vol. 104, no. 2, pp. 266–271, 2019.
- [24] O. Zlobinskaya, S. Girst, C. Greubel, V. Hable, C. Siebenwirth, D. W. Walsh, G. Multhoff, J. J. Wilkens, T. E. Schmid, and G. Dollinger, “Reduced side effects by proton microchannel radiotherapy: Study in a human skin model”, *Radiation and environmental biophysics*, vol. 52, no. 1, pp. 123–133, 2013.
- [25] Y. Prezado and G. R. Fois, “Proton-minibeam radiation therapy: A proof of concept”, *Medical physics*, vol. 40, no. 3, p. 031712, 2013.

LITERATURVERZEICHNIS

- [26] M. Sammer, S. Girst, and G. Dollinger, “Optimizing proton minibeam radiotherapy by interlacing and heterogeneous tumor dose on the basis of calculated clonogenic cell survival”, *Scientific reports*, vol. 11, no. 1, pp. 1–16, 2021.
- [27] M. Sammer, C. Greubel, S. Girst, and G. Dollinger, “Optimization of beam arrangements in proton minibeam radiotherapy by cell survival simulations”, *Medical physics*, vol. 44, no. 11, pp. 6096–6104, 2017.
- [28] S. Girst, C. Greubel, J. Reindl, C. Siebenwirth, O. Zlobinskaya, D. W. Walsh, K. Ilicic, M. Aichler, A. Walch, J. J. Wilkens, G. Multhoff, G. Dollinger, and T. E. Schmidt, “Proton minibeam radiation therapy reduces side effects in an in vivo mouse ear model”, *International Journal of Radiation Oncology* Biology* Physics*, vol. 95, no. 1, pp. 234–241, 2016.
- [29] Y. Prezado, G. Jouvion, D. Hardy, A. Patriarca, C. Nauraye, J. Bergs, W. González, C. Guardiola, M. Juchaux, D. Labiod, R. Dendale, L. Jourdain, C. Sebrie, and F. Pouzoulet, “Proton minibeam radiation therapy spares normal rat brain: Long-Term Clinical, Radiological and Histopathological Analysis”, *Scientific reports*, vol. 7, no. 1, pp. 1–7, 2017.
- [30] M. Sammer, E. Zahnbrecher, S. Dobiash, S. Girst, C. Greubel, K. Ilicic, J. Reindl, B. Schwarz, C. Siebenwirth, D. W. Walsh, S. E. Combs, G. Dollinger, and T. E. Schmidt, “Proton pencil minibeam irradiation of an in-vivo mouse ear model spares healthy tissue dependent on beam size”, *PLOS ONE*, vol. 14, no. 11, p. 0224873, 2019.
- [31] J. G. Eley, A. S. Chadha, C. Quini, E. G. Vichaya, C. Zhang, J. Davis, N. Sahoo, J. Waddell, D. Leiser, F. A. Dilmanian, and S. Krishnan, “Pilot study of neurologic toxicity in mice after proton minibeam therapy”, *Scientific reports*, vol. 10, no. 1, pp. 1–9, 2020.
- [32] C. Lamirault, V. Doyère, M. Juchaux, F. Pouzoulet, D. Labiod, R. Dendale, A. Patriarca, C. Nauraye, M. Le Dudal, G. Jouvion, D. Hardy, N. El Massioui, and Y. Prezado, “Short and long-term evaluation of the impact of proton minibeam radiation therapy on motor, emotional and cognitive functions”, *Scientific reports*, vol. 10, no. 1, pp. 1–14, 2020.

- [33] G. Dollinger and T. Faestermann, “Physics at the Munich Tandem Accelerator Laboratory”, *Nuclear Physics News*, vol. 28, no. 1, pp. 5–12, 2018.
- [34] G. Datzmann, M. Sammer, S. Girst, M. Mayerhofer, G. Dollinger, and J. Reindl, “Preclinical Challenges in Proton Minibeam Radiotherapy: Physics and Biomedical Aspects”, *Front. Phys.* 8: 568206, 2020, doi: [10.3389/fphy.2020.568206](https://doi.org/10.3389/fphy.2020.568206).
- [35] J. Meyer, J. Eley, T. E. Schmid, S. E. Combs, R. Dendale, and Y. Prezado, “Spatially fractionated proton minibeam”, *The British journal of radiology*, vol. 92, no. 1095, e20180466, 2019.
- [36] T. Schneider, L. De Marzi, A. Patriarca, and Y. Prezado, “Advancing proton minibeam radiation therapy: Magnetically focussed proton minibeam at a clinical centre”, *Scientific reports*, vol. 10, no. 1, pp. 1–10, 2020.
- [37] C. Peucelle, C. Nauraye, A. Patriarca, E. Hierso, N. Fournier-Bidoz, I. Martinez-Rovira, and Y. Prezado, “Proton minibeam radiation therapy: Experimental dosimetry evaluation”, *Medical physics*, vol. 42, no. 12, e7108–7113, 2015.
- [38] C. Guardiola, C. Peucelle, and Y. Prezado, “Optimization of the mechanical collimation for minibeam generation in proton minibeam radiation therapy”, *Medical physics*, vol. 44, no. 4, e1470–1478, 2017.
- [39] P. Sharp and J. S. Villano, “The laboratory rat”, CRC press, 2012, pp. 7–18.
- [40] J. F. Ziegler, M. D. Ziegler, and J. P. Biersack, “SRIM—The stopping and range of ions in matter (2010)”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, vol. 268, no. 11-12, pp. 1818–1823, 2010.
- [41] Y. Prezado, P. Deman, P. Varlet, G. Jouvion, S. Gil, C. Le Clec’H, H. Bernard, G. Le Duc, and S. Sarun, “Tolerance to dose escalation in minibeam radiation therapy applied to normal rat brain: Long-term clinical, radiological and histopathological analysis”, *Radiation research*, vol. 184, no. 3, pp. 314–321, 2015.

LITERATURVERZEICHNIS

- [42] Y. Prezado, S. Sarun, S. Gil, P. Deman, A. Bouchet, and G. Le Duc, “Increase of lifespan for glioma-bearing rats by using minibeam radiation therapy”, *Journal of synchrotron radiation*, vol. 19, no. 1, pp. 60–65, 2012.
- [43] T. Bortfeld, H. Paganetti, and H. Kooy, “MO-A-T-6B-01: Proton Beam Radiotherapy—The State of the Art”, *Medical Physics*, vol. 32, no. 6Part13, pp. 2048–2049, 2005.
- [44] V. Rizzoglio, A. Adelmann, C. Baumgarten, M. Frey, A. Gerbershagen, D. Meer, and J. Schippers, “Evolution of a beam dynamics model for the transport line in a proton therapy facility”, *Physical Review Accelerators and Beams*, vol. 20, no. 12, e124702, 2017.
- [45] V. Favaudon, L. Caplier, V. Monceau, F. Pouzoulet, M. Sayarath, C. Fouillade, M.-F. Poupon, I. Brito, P. Hupé, J. Bourhis, J. Hall, J.-J. Fontaine, and M.-C. Vozenin, “Ultrahigh dose-rate flash irradiation increases the differential response between normal and tumor tissue in mice”, *Science translational medicine*, vol. 6, no. 245, 245ra93–245ra93, 2014.
- [46] D. Friesel and T. Antaya, “Medical cyclotrons”, in *Reviews Of Accelerator Science And Technology: Volume 2: Medical Applications of Accelerators*, World Scientific, 2009, pp. 133–156.
- [47] M. G. Pullia, “Synchrotrons for Hadrontherapy”, in *Reviews Of Accelerator Science And Technology: Volume 2: Medical Applications of Accelerators*, World Scientific, 2009, pp. 157–178.
- [48] Particle Therapy Co-Operative Group, “Particle therapy facilities in clinical operation”, <https://www.ptcog.ch/index.php/facilities-in-operation>, 2020.
- [49] A. Degiovanni, D. Ungaro, and P. Stabile, “LIGHT: A Linear Accelerator for Proton Therapy”, *Proceedings of NAPAC2016, Chicago, USA*, FRB1IO02. 5 p, 2017, <https://cds.cern.ch/record/2314160>.
- [50] A. Degiovanni, J. Adam, D. Aguilera Murciano, S. Ballestrero, A. Benot-Morell, R. Bonomi, F. Cabaleiro Magallanes, M. Caldara, M. Cerv, G. D’Auria, *et al.*, “Status of the Commissioning of the LIGHT Prototype”, in *9th Int.*

- Particle Accelerator Conf.(IPAC'18), Vancouver, BC, Canada, April 29-May 4, 2018*, JACOW Publishing, Geneva, Switzerland, 2018, pp. 425–428.
- [51] C. Ronsivalle, M. Carpanese, C. Marino, G. Messina, L. Picardi, S. Sandri, C. Marino, M. Benassi, L. Strigari, E. Cisbani, S. Frullami, and V. Macellari, “The Top-Implart Project”, *The European Physical Journal Plus*, vol. 126, no. 7, p. 68, 2011.
- [52] C. Ronsivalle, L. Picardi, A. Ampollini, G. Bazzano, F. Marracino, P. Nenzi, C. Snels, V. Surrenti, M. Vadrucci, and F. Ambrosini, “First acceleration of a proton beam in a Side Coupled Drift tube Linac”, *EPL (Europhysics Letters)*, vol. 111, no. 1, p. 14 002, 2015.
- [53] P. Nenzi, A. Ampollini, G. Bazzano, F. Marracino, L. Picardi, C. Ronsivalle, V. Surrenti, M. Vadrucci, C. Snels, and F. Ambrosini, “Status of the TOP-IMPLART Proton LINAC”, *TUPWI004, these proceedings, IPAC '015, Richmond (VA), USA*, 2015.
- [54] C. Ronsivalle, A. Ampollini, G. Bazzano, P. Nenzi, L. Picardi, V. Surrenti, E. Trinca, and M. Vadrucci, “The TOP-IMPLART linac: machine status and experimental activity”, in *Proceedings of the Conference—8th International Particle Accelerator Conference (IPAC2017), Copenhagen*, 2017, pp. 4669–4672.
- [55] V. Hable, C. Greubel, A. Bergmaier, P. Reichart, A. Hauptner, R. Krücken, H. Strickfaden, S. Dietzel, T. Cremer, G. Drexler, A. A. Friedl, and G. Dollinger, “The live cell irradiation and observation setup at snake”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, vol. 267, no. 12-13, pp. 2090–2097, 2009.
- [56] A. Hauptner, S. Dietzel, G. Drexler, P. Reichart, R. Krücken, T. Cremer, A. Friedl, and G. Dollinger, “Microirradiation of cells with energetic heavy ions”, *Radiation and environmental biophysics*, vol. 42, no. 4, pp. 237–245, 2004.
- [57] L. W. Alvarez, H. Bradner, J. V. Franck, H. Gordon, J. D. Gow, L. C. Marshall, F. Oppenheimer, W. K. Panofsky, C. Richman, and J. R. Woodyard,

LITERATURVERZEICHNIS

- “Berkeley proton linear accelerator”, *Review of Scientific Instruments*, vol. 26, no. 2, pp. 111–133, 1955.
- [58] F. Hinterberger, “Physik der Teilchenbeschleuniger und Ionenoptik”, Springer, 2008, vol. 2.
- [59] K. L. Brown, “FIRST-AND SECOND-ORDER MATRIX THEORY FOR THE DESIGN OF BEAM TRANSPORT SYSTEMS AND CHARGED PARTICLE SPECTROMETERS”, Stanford Linear Accelerator Center, Calif., Tech. Rep., 1971.
- [60] K. Brown, “Beam envelope matching for beam guidance systems”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, vol. 187, no. 1, pp. 51–65, 1981.
- [61] K. L. Brown and R. V. Servranckx, “First-and second-order charged particle optics”, in *AIP conference proceedings*, American Institute of Physics, vol. 127, 1985, pp. 62–138.
- [62] K. R. Crandall, “Trace 3-D documentation”, Los Alamos National Lab., Tech. Rep., 1987.
- [63] G. W. Grime and F. Watt, “Beam Optics of Quadrupole Probe-Forming Systems”, Adam Hilger Ltd, 1984.
- [64] W. Davies, “Introduction to first order optics”, Atomic Energy of Canada Ltd., Tech. Rep., 1983.
- [65] J. D. Jackson, “Classical electrodynamics”, John Wiley & Sons, 2007.
- [66] E. D. Courant and H. S. Snyder, “Theory of the alternating-gradient synchrotron”, *Annals of physics*, vol. 3, no. 1, pp. 1–48, 1958.
- [67] B. Wang, W. Shi, and Z. Miao, “Confidence analysis of standard deviational ellipse and its extension into higher dimensional euclidean space”, *PloS one*, vol. 10, no. 3, e0118537, 2015.
- [68] J. Großer, “Einführung in die Teilchenoptik”, Springer-Verlag, 2013, pp. 124–133.

- [69] F. J. Sacherer, “RMS Envelope Equations with Space Charge”, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 18, no. 3, pp. 1105–1107, 1971, doi: [10.1109/TNS.1971.4326293](https://doi.org/10.1109/TNS.1971.4326293).
- [70] A. Perrin, J. Amand, and T. Mütze, “Travel v4. 06, user manual”, *CERN internal note*, 2003.
- [71] K. L. Brown and F. C. Iselin, “DECAY TURTLE (Trace Unlimited Rays Through Lumped Elements): a computer program for simulating charged-particle beam transport systems, including decay calculations”, CERN, Tech. Rep., 1974, pp. 3–13.
- [72] N. Metropolis, A. W. Rosenbluth, M. N. Rosenbluth, A. H. Teller, and E. Teller, “Equation of state calculations by fast computing machines”, *The journal of chemical physics*, vol. 21, no. 6, pp. 1087–1092, 1953.
- [73] K. Binder, D. M. Ceperley, J.-P. Hansen, M. Kalos, D. Landau, D. Levesque, H. Mueller-Krumbhaar, D. Stauffer, and J.-J. Weis, “Monte Carlo methods in statistical physics”, Springer Science & Business Media, 2012, vol. 7, pp. 1–3.
- [74] S. Agostinelli, J. Allison, K. a. Amako, J. Apostolakis, H. Araujo, P. Arce, M. Asai, D. Axen, S. Banerjee, G. 2. Barrand, *et al.*, “GEANT4—a simulation toolkit”, *Nuclear instruments and methods in physics research section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 506, no. 3, pp. 250–303, 2003.
- [75] S. Incerti, R. Smith, M. Merchant, G. Grime, F. Meot, L. Serani, P. Moretto, C. Touzeau, P. Barbaret, C. Habchi, and D. Nguyen, “A comparison of ray-tracing software for the design of quadrupole microbeam systems”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, vol. 231, no. 1-4, pp. 76–85, 2005.
- [76] L. Waters, “MCNPX user’s manual, version 2.4. 0”, *Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, NM*, 2002.
- [77] A. Ferrari, P. R. Sala, A. Fassio, and J. Ranft, “FLUKA: a multi-particle transport code”, Stanford Linear Accelerator Center (SLAC), Tech. Rep., 2005.

LITERATURVERZEICHNIS

- [78] J. Perl, J. Shin, J. Schümann, B. Faddegon, and H. Paganetti, “TOPAS: an innovative proton Monte Carlo platform for research and clinical applications”, *Medical physics*, vol. 39, no. 11, pp. 6818–6837, 2012.
- [79] C. Z. Jarlskog and H. Paganetti, “Physics settings for using the Geant4 toolkit in proton therapy”, *IEEE Transactions on nuclear science*, vol. 55, no. 3, pp. 1018–1025, 2008.
- [80] R. Duperrier, N. Pichoff, and D. Uriot, “CEA Saclay codes review for high intensities linacs computations”, in *International Conference on Computational Science*, Springer, 2002, pp. 411–418.
- [81] J. M. Schippers, “Cyclotrons for Particle Therapy”, *arXiv e-print archive*, 2018, arXiv:1804.08541.
- [82] L. De Marzi, A. Da Fonseca, C. Moignier, A. Patriarca, F. Goudjil, A. Mazal, I. Buvat, and J. Héroult, “Experimental characterisation of a proton kernel model for pencil beam scanning techniques”, *Physica Medica*, vol. 64, pp. 195–203, 2019.
- [83] F. Trompier, S. Delacroix, I. Vabre, F. Joussard, and J. Proust, “Secondary exposure for 73 and 200 MeV proton therapy”, *Radiation protection dosimetry*, vol. 125, no. 1-4, pp. 349–354, 2007.
- [84] H. Kneis, B. Martin, R. Nobile, B. Povh, and K. Traxel, “The Heidelberg proton microprobe”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, vol. 197, no. 1, pp. 79–83, 1982.
- [85] B. Doyle and N. Wing, “The Sandia nuclear microprobe”, *STIN*, vol. 83, p. 24 839, 1982.
- [86] U. S. Tapper and B. R. Nielsen, “The design of an achromatic quadrupole triplet with symmetric demagnification”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, vol. 44, no. 2, pp. 219–226, 1989.
- [87] M. Schillo, “Global industrial development of accelerators for charged particle therapy”, in *5th Int. Particle Accelerator Conf. (IPAC’14), Dresden, Germany, June 15-20, 2014*, JACOW, Geneva, Switzerland, 2014, pp. 1912–1916.

- [88] J. M. Schippers, “Beam transport systems for particle therapy”, *arXiv e-print archive*, 2018, arXiv:1804.08551.
- [89] K. Peach, P. Wilson, and B. Jones, “Accelerator science in medical physics”, *The British journal of radiology*, vol. 84, no. special_issue_1, pp. 4–10, 2011.
- [90] S. Peggs, D. Barton, J. Beebe-Wang, J. Cardona, M. Brennan, W. Fischer, C. Gardner, and D. Gassner, “THE RAPID CYCLING MEDICAL SYNCHROTRON RCMS”, Citeseer, Tech. Rep., 2002.
- [91] G. Coutrakon, J. Hubbard, J. Johanning, G. Maudsley, T. Slaton, and P. Morton, “A performance study of the loma linda proton medical accelerator”, *Medical Physics*, vol. 21, no. 11, pp. 1691–1701, 1994.
- [92] M. Mayerhofer, G. Datzmann, A. Degiovanni, V. Dimov, and G. Dollinger, “Magnetically focused 70 MeV proton minibeam for preclinical experiments combining a tandem accelerator and a 3 GHz linear post-accelerator”, *Medical Physics*, 2020.
- [93] R. Hellborg, J. Mckay, and H. R. Hyder, “History of electrostatic accelerators”, in *Electrostatic accelerators*, Springer, 2005, pp. 51–64.
- [94] M. Mayerhofer, A. Bergmaier, G. Datzmann, H. Hagn, R. Helm, J. Mittender, R. Schubert, L. Picardi, P. Nenzi, C. Ronsivalle, *et al.*, “Concept and performance evaluation of two 3 ghz buncher units optimizing the dose rate of a novel preclinical proton minibeam irradiation facility”, *Plos one*, vol. 16, no. 10, e0258477, 2021.
- [95] M. Moser, P. Reichart, W. Carli, C. Greubel, K. Peeper, P. Hartung, and G. Dollinger, “High brilliance multicusp ion source for hydrogen microscopy at snake”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, vol. 273, pp. 226–230, 2012.
- [96] B. Baricevic, A. Bardorfer, R. Cerne, G. De Michele, Y. Ivanisenko, *et al.*, “Light proton therapy linac llrf system development”, in *29th Linear Accelerator Conf.(LINAC’18), Beijing, China, 16-21 September 2018*, JACOW Publishing, Geneva, Switzerland, 2019, pp. 171–173.
- [97] P. G. Maxim, P. Keall, and J. Cai, “FLASH radiotherapy: Newsflash or flash in the pan?” *Medical physics*, vol. 46, no. 10, pp. 4287–4290, 2019.

LITERATURVERZEICHNIS

- [98] D. Heck, “A proton microbeam deflection system to scan target surfaces”, Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH (Germany), Tech. Rep., 1978.
- [99] M. Pavlovic, “Beam-optics study of the gantry beam delivery system for light-ion cancer therapy”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 399, no. 2-3, pp. 439–454, 1997.
- [100] J. Besserer, J. de Boer, M. Dellert, C. Gahn, M. Moosburger, P. Pemler, P. Quicken, L. Distel, and H. Schüssler, “An irradiation facility with a vertical beam for radiobiological studies”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 430, no. 1, pp. 154–160, 1999.
- [101] S. Eschbaumer, A. Bergmaier, D. Seiler, and G. Dollinger, “Time of flight assisted ΔE -E method for enhanced isotope separation capabilities in heavy ion elastic recoil detection analysis”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, vol. 406, pp. 10–14, 2017.
- [102] R. Berti, “Conditions for installing a RF LINAC as a post accelerator for pre-clinical studies using proton minibeam”, *Universität der Bundeswehr München*, 2018, Master’s Thesis.
- [103] M. Sammer, A. C. Dombrowsky, J. Schauer, K. Oleksenko, S. Bicher, B. Schwarz, S. Rudigkeit, N. Matejka, J. Reindl, S. Bartzsch, A. Blutke, A. Feuchtinger, S. E. Combs, G. Dollinger, and T. E. Schmid, “Normal Tissue Response of Combined Temporal and Spatial Fractionation in Proton Mini-beam Radiation Therapy”, *International Journal of Radiation Oncology • Biology • Physics*, 2020.
- [104] C.-H. Miao, M. Liu, C.-X. Yin, and Z.-T. Zhao, “Precise magnetic field control of the scanning magnets for the APTRON beam delivery system”, *Nuclear Science and Techniques*, vol. 28, no. 12, p. 172, 2017.
- [105] P. Wang, J. Zheng, Y. Song, and W. Zhang, “Design of the fast scanning magnets for sc200 proton therapy facility”, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 29, no. 2, pp. 1–5, 2018.

- [106] J. C. Maxwell, “VIII. A dynamical theory of the electromagnetic field”, *Philosophical transactions of the Royal Society of London*, no. 155, pp. 459–512, 1865.
- [107] T. P. Wangler, “RF Linear accelerators”, John Wiley & Sons, 2008.
- [108] G. Dôme, “Basic RF theory, waveguides and cavities”, in *CERN - Rutherford Accelerator School: RF Engineering for Particle Accelerators*, 1991.
- [109] R. G. Carter, “Microwave and RF vacuum electronic power sources”, Cambridge University Press, 2018.
- [110] U. Amaldi, S. Braccini, and P. Puggioni, “High frequency linacs for hadrontherapy”, *Reviews of Accelerator Science and Technology*, vol. 2, no. 01, pp. 111–131, 2009.
- [111] J. C. Slater, “Microwave electronics”, *Reviews of Modern Physics*, vol. 18, no. 4, p. 441, 1946.
- [112] R. Waldron, “Perturbation theory of resonant cavities”, *Proceedings of the IEE-Part C: Monographs*, vol. 107, no. 12, pp. 272–274, 1960.
- [113] D. M. Pozar, “Microwave engineering”, John Wiley & Sons, 2011.
- [114] L. C. Maier Jr and J. Slater, “Field strength measurements in resonant cavities”, *Journal of applied physics*, vol. 23, no. 1, pp. 68–77, 1952.
- [115] P. A. McIntosh, “Perturbation measurements on rf cavities at daresbury”, *4th European Particle Accelerator Conference, London*, p. 1283, 1994, <https://cds.cern.ch/record/922175>.
- [116] D. Swenson, “Low-beta linac structures”, in *Proc. of 1979 Linear Accelerator Conference, BNL*, vol. 51134, 1979, p. 129.
- [117] J. Wang and G. Loew, “Field emission and rf breakdown in high-gradient room temperature linac structures”, Stanford Univ., Stanford Linear Accelerator Center, CA (US), Tech. Rep., 1997.
- [118] F. Rohrbach, “Recent developments in the application of high voltage gas breakdown in high energy nuclear physics”, *4th International Conference on Gas Discharges, Swansea, UK*, pp. 433–8, 1976.

LITERATURVERZEICHNIS

- [119] W. Kilpatrick, “Criterion for vacuum sparking designed to include both rf and dc”, *Review of Scientific Instruments*, vol. 28, no. 10, pp. 824–826, 1957.
- [120] W. Peter, R. Faehl, A. Kadish, and L. Thode, “Criteria for vacuum breakdown in rf cavities”, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 30, no. 4, pp. 3454–3456, 1983.
- [121] K. Nordlund and F. Djurabekova, “Defect model for the dependence of breakdown rate on external electric fields”, *Physical Review Special Topics-Accelerators and Beams*, vol. 15, no. 7, p. 071002, 2012.
- [122] E. Jensen, “Computational tools for RF structure design”, in *Physics and Technology Of Linear Accelerator Systems*, World Scientific, 2004, pp. 155–179.
- [123] M. Menzel and H. K. Stokes, “Users guide for the POISSON/SUPERFISH group of codes”, Los Alamos National Lab., NM (United States), Tech. Rep., 1987.
- [124] K. Halbach and R. F. Holsinger, “SUPERFISH - a computer program for evaluation of cavities with cylindrical symmetry”, *Part. Accel.*, vol. 7, pp. 213–222. 1976.
- [125] Dassault Systèmes Simulia Corp. (France), “Software: CST STUDIO SUITE”, Version 2021.03.
- [126] P. Sumithra and D. Thiripurasundari, “Review on computational electromagnetics”, *Advanced Electromagnetics*, vol. 6, no. 1, pp. 42–55, 2017.
- [127] M. Clemens and T. Weiland, “Discrete electromagnetism with the finite integration technique”, *Progress In Electromagnetics Research*, vol. 32, pp. 65–87, 2001.
- [128] Siemens PLM Software, “Software: Solid Edge, ST10”, Version 2019.
- [129] Rohde and G. Schwarz GmbH, “Rohde and Schwarz NRP Power Meter Family Specifications”, 2018.

- [130] P. Neumaier, G. Dollinger, A. Bergmaier, I. Genchev, L. Görgens, R. Fischer, C. Ronning, and H. Hofsäss, “High-resolution elastic recoil detection utilizing Bayesian probability theory”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, vol. 183, no. 1-2, pp. 48–61, 2001.
- [131] H. Wirth, H. Angerer, T. von Egidy, Y. Eisermann, G. Graw, and R. Hertenberg, “New Q3D focal plane detector with cathode-strip readout became operational”, *Maier-Leibnitz-Laboratorium Jahresbericht*, vol. 71, 2000.
- [132] R. Hutcheon, M. d. Jong, and F. Adams, “A system for rapid measurements of RF and microwave properties up to 1400 C. Part1: theoretical development of the cavity frequency-shift data analysis equations”, *Journal of microwave power and electromagnetic energy*, vol. 27, no. 2, pp. 87–92, 1992.
- [133] O. Klein, S. Donovan, M. Dressel, and G. Grüner, “Microwave cavity perturbation technique: Part i: Principles”, *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*, vol. 14, no. 12, pp. 2423–2457, 1993.
- [134] F. Gerigk, “Cavity types”, *arXiv e-print archive*, 2011, arXiv:1111.4897.
- [135] F. Marcellini, B. Keil, M. Rohrer, M. Stadler, J. Stettler, D. M. Treyer, S. D. Lipka, D. Noelle, M. Pelzer, and D. Silke Vilcins, “Design of cavity bpm pickups for swissfel”, *Proc. IBIC*, vol. 12, 2012.
- [136] L. Picardi and C. Ronsivalle, “Progress in the Development of the TOP Linac”, in *Proceedings of LINAC 2004, Lübeck, Germany*, 2004.
- [137] H. Sormann, “Numerische Methoden in der Physik”, *Institut für Theoretische Physik TU Graz*, pp. 54–63, 2007.
- [138] G. Cowan, “Statistical data analysis”, Oxford university press, 1998, pp. 103–113.
- [139] S. Ghodke, R. Barnwal, J. Mondal, A. Dhavle, S. Parashar, M. Kumar, S. Nayak, D. Jayaprakash, V. Sharma, S. Acharya, V. T. Nimje, K. C. Mittal, B. K. Dutta, and L. M. Gantayet, “Machining and brazing of accelerating rf cavity”, in *2014 International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum (ISDEIV)*, IEEE, 2014, pp. 101–104.

LITERATURVERZEICHNIS

- [140] I. H. Wilson, “Cavity construction techniques”, *CERN*, 1992.
- [141] J.-P. Kruth, M.-C. Leu, and T. Nakagawa, “Progress in additive manufacturing and rapid prototyping”, *Cirp Annals*, vol. 47, no. 2, pp. 525–540, 1998.
- [142] J.-M. Lagniel and F. DSM-DAPNIA-SEA, “Linac architecture for high power proton sources”, in *XX International Linac Conference, Monterey*, 2000.
- [143] F. Calignano, D. Manfredi, E. P. Ambrosio, S. Biamino, M. Lombardi, E. Atzeni, A. Salmi, P. Minetola, L. Iuliano, and P. Fino, “Overview on additive manufacturing technologies”, *Proceedings of the IEEE*, vol. 105, no. 4, pp. 593–612, 2017.
- [144] A. Grudiev, “Additive manufacturing for rf applications”, *CERN, BE-RF*, 2014.
- [145] Y. Wang, J. Xia, Z. Luo, H. Yan, J. Sun, and E. Lü, “Self-supporting topology optimization method for selective laser melting”, *Additive Manufacturing*, vol. 36, p. 101 506, 2020.
- [146] PROTIQ GmbH, Blomberg, Germany, “Konstruktionsempfehlungen für die additive Fertigung (PDF)”, doi: <https://www.protiq.com/3d-druck/3d-druck-modelle/construction>, 2021.
- [147] T. Q. Tran, A. Chinnappan, J. K. Y. Lee, N. H. Loc, L. T. Tran, G. Wang, V. V. Kumar, W. Jayathilaka, D. Ji, M. Doddamani, and S. Ramakrishna, “3d printing of highly pure copper”, *Metals*, vol. 9, no. 7, p. 756, 2019.
- [148] M. D’Auria, W. J. Otter, J. Hazell, B. T. Gillatt, C. Long-Collins, N. M. Ridler, and S. Lucyszyn, “3-d printed metal-pipe rectangular waveguides”, *IEEE Transactions on Components, Packaging and Manufacturing Technology*, vol. 5, no. 9, pp. 1339–1349, 2015.
- [149] B. Zhang and H. Zirath, “Metallic 3-d printed rectangular waveguides for millimeter-wave applications”, *IEEE Transactions on Components, Packaging and Manufacturing Technology*, vol. 6, no. 5, pp. 796–804, 2016.

- [150] P. Frigola, R. Agustsson, L. Faillace, A. F. Murokh, G. Ciovati, W. A. Clemens, P. Dhakal, F. Marhauser, R. A. Rimmer, J. K. Spradlin, R. S. Williams, J. Mireles, P. A. Morton, and R. B. Wicker, “Advance Additive Manufacturing Method for SRF Cavities of Various Geometries”, in *Proc. SRF 2015*, 2015, pp. 1181–1184.
- [151] D. L. Creedon, M. Goryachev, N. Kostylev, T. B. Sercombe, and M. E. Tobar, “A 3d printed superconducting aluminium microwave cavity”, *Applied Physics Letters*, vol. 109, no. 3, p. 032 601, 2016.
- [152] R. Gerard, “Additive manufacturing for rf and superconducting rf applications”, *CERN, ENGINEERING DEPARTMENT*, 2018.
- [153] C. Körner, “Additive manufacturing of metallic components by selective electron beam melting—a review”, *International Materials Reviews*, vol. 61, no. 5, pp. 361–377, 2016.
- [154] C. Ledford, M. Tung, C. Rock, and T. Horn, “Real Time Monitoring of Electron Emissions during Electron Beam Powder Bed Fusion for Arbitrary Geometries and Toolpaths”, *Additive Manufacturing*, p. 101 365, 2020.
- [155] H. Jennifer, “Could the next generation of particle accelerators come out of the 3d printer?” *SLAC National Accelerator Laboratory News*, 2020, doi: <https://www6.slac.stanford.edu/news/2020-02-05-could-next-generation-particle-accelerators-come-out-3d-printer.aspx>.
- [156] T.-T. Ikeshoji, K. Nakamura, M. Yonehara, K. Imai, and H. Kyogoku, “Selective laser melting of pure copper”, *Jom*, vol. 70, no. 3, pp. 396–400, 2018.
- [157] PROTIQ GmbH, Blomberg, Germany, “PROTIQ MARKETPLACE”, doi: <https://www.protiq.com>, 2021.
- [158] M. Galati, P. Minetola, and G. Rizza, “Surface roughness characterisation and analysis of the Electron Beam Melting (EBM) process”, *Materials*, vol. 12, no. 13, p. 2211, 2019.
- [159] M. Vretenar, “Linear accelerators”, *arXiv e-print archive*, 2016, 1601.05210.
- [160] M. Mayerhofer and G. Dollinger, “A 3D printed pure copper drift tube linac prototype”, *Submitted*,

LITERATURVERZEICHNIS

- [161] M. Mayerhofer and G. Dollinger, “Manufacturing method for radio-frequency cavity resonators and corresponding resonator”, EU Patent 5,339,347, Feb. 2021.
- [162] L. Picardi, C. Ronsivalle, and B. Spataro, “Design development of the SCDTL structure for the TOP linac”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 425, no. 1-2, pp. 8–22, 1999.
- [163] IAEA - Accelerator Knowledge Portal, “Accelerator Database”, doi: <https://nucleus.iaea.org/sites/accelerators/Pages/default.aspx>.
- [164] K. Strijckmans, “The isochronous cyclotron: Principles and recent developments”, *Computerized Medical Imaging and Graphics*, vol. 25, no. 2, pp. 69–78, 2001.
- [165] U. Amaldi and B. Larsson, “Hadrontherapy in Oncology: Proceedings of the First International Symposium on Hadrontherapy, Como, Italy, 18-21 October 1993”, 1077. Elsevier Science Limited, 1994.
- [166] U. Amaldi, P. Berra, K. Crandall, D. Toet, M. Weiss, R. Zennaro, E. Rosso, B. Szeless, M. Vretenar, C. Cicardi, C. De Martinis, D. Giove, D. Davino, M. R. Masullo, and V. Vaccaro, “LIBO—a linac-booster for protontherapy: construction and tests of a prototype”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 521, no. 2-3, pp. 512–529, 2004.
- [167] C. De Martinis, D. Giove, U. Amaldi, P. Berra, K. Crandall, M. Mauri, M. Weiss, R. Zennaro, E. Rosso, B. Szeless, M. Vretenar, M. R. Masullo, V. Vaccaro, L. Calabretta, and A. Rovelli, “Acceleration tests of a 3 GHz proton linear accelerator (LIBO) for hadrontherapy”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 681, pp. 10–15, 2012.
- [168] A. Denker, J. Bundesmann, T. Damerow, T. Fanselow, W. Hahn, G. Heidenreich, D. Hildebrand, U. Hiller, U. Müller, C. Rethfeldt, J. Röhrich, D. Cordini, J. Heufelder, R. Stark, and A. Weber, “Status of the HZB cyclotron”, *CERN*, pp. 31–33, 2012.

LITERATURVERZEICHNIS

- [169] A. Denker, J. Bundesmann, T. Damerow, T. Fanselow, D. Hildebrand, U. Hiller, C. Rethfeldt, and J. Röhrich, “New Time Structures Available at the HZB Cyclotron”, *JACoW Publishing Zurich, Switzerland*, 2017.
- [170] A. Seltzman and S. Wukitch, “Surface roughness and finishing techniques in selective laser melted GRCop-84 copper for an additive manufactured lower hybrid current drive launcher”, *Fusion Engineering and Design*, vol. 160, p. 111 801, 2020.
- [171] I. Karakurt, K. Y. Ho, C. Ledford, D. Gamzina, T. Horn, N. C. Luhmann, and L. Lin, “Development of a magnetically driven abrasive polishing process for additively manufactured copper structures”, *Procedia Manufacturing*, vol. 26, pp. 798–805, 2018.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich die Gelegenheit nutzen, mich bei all denen zu bedanken, die mich während der letzten Jahre unterstützt haben und so zum Gelingen meiner Dissertation beigetragen haben:

Allen voran gilt mein größter Dank Prof. Dr. Günther Dollinger für die Möglichkeit, an seinem Institut zu forschen. Ohne seine ausgezeichnete Betreuung und die vielen konstruktiven Diskussionen wäre diese Dissertation nicht möglich gewesen.

Bedanken möchte ich mich auch bei Dr. Gerd Datzmann, der mich in allen Phasen meiner Dissertation unterstützt hat. Sein kommunikatives Talent und seine Leidenschaft für die Protonen-Minibeam-Forschung haben mir oft sehr weitergeholfen.

Ein großes Dankeschön geht an Johannes Mitteneder, mit dem ich die meiste Zeit im Labor verbracht habe und der mich von seiner technischen Expertise und Unterstützung profitieren ließ.

Außerdem möchte ich mich bei Hermann Hagn dafür bedanken, dass er mir das schöne Thema der Hochfrequenztechnik mit viel Geduld nähergebracht hat. Auch das großzügige Bereitstellen von elektronischen Geräten darf hier nicht unerwähnt bleiben.

Ein ganz herzlicher Dank geht an unseren Werkstattmeister Ralf Schubert dafür, dass er immer die Motivation fand, die vielen für diese Arbeiten nötigen Bauteile zu fertigen.

Zudem möchte ich mich bei Dr. Alberto Degiovanni und Dr. Veliko Dimov von der Firma AVO-ADAM S.A (Genf, Schweiz) für die Bereitstellung des TRAVEL-Codes des LIGHT-Systems und für das Mitwirken an den Strahldynamik-Simulationen bedanken.

Ebenfalls möchte ich mich bei Dr. Luigi Picardi und Dr. Paolo Nenzi vom Institut ENEA (Frascati, Italien) dafür bedanken, dass sie ihr Fachwissen über Resonator-Strukturen so bereitwillig mit mir geteilt haben.

Nicht zuletzt möchte ich Dr. Andreas Bergmaier für seine Unterstützung während der beiden Strahlzeiten danken. Seine Hilfe ermöglichte die Charakterisierung der beiden Buncher-Einheiten am Q3D-Magnetspektrographen.

Dr. Hans-Friedrich Wirth möchte ich dafür danken, dass er seinen Fokalebene-Detektor für die Messungen am Q3D-Magnetspektrographen zur Verfügung gestellt hat.

Den Operateuren am Maier-Leibnitz-Laboratorium gilt mein Dank für ihren Einsatz während meiner Strahlzeiten.

Für ihr Engagement beim Korrekturlesen meiner Dissertation bedanke ich mich bei Dr. Marcel Dickmann, Dr. Stefanie Girst, Linda Leicht, Lars Reinholz, Johannes Mitteneder, Matthias Sammer und Valentin Grube.

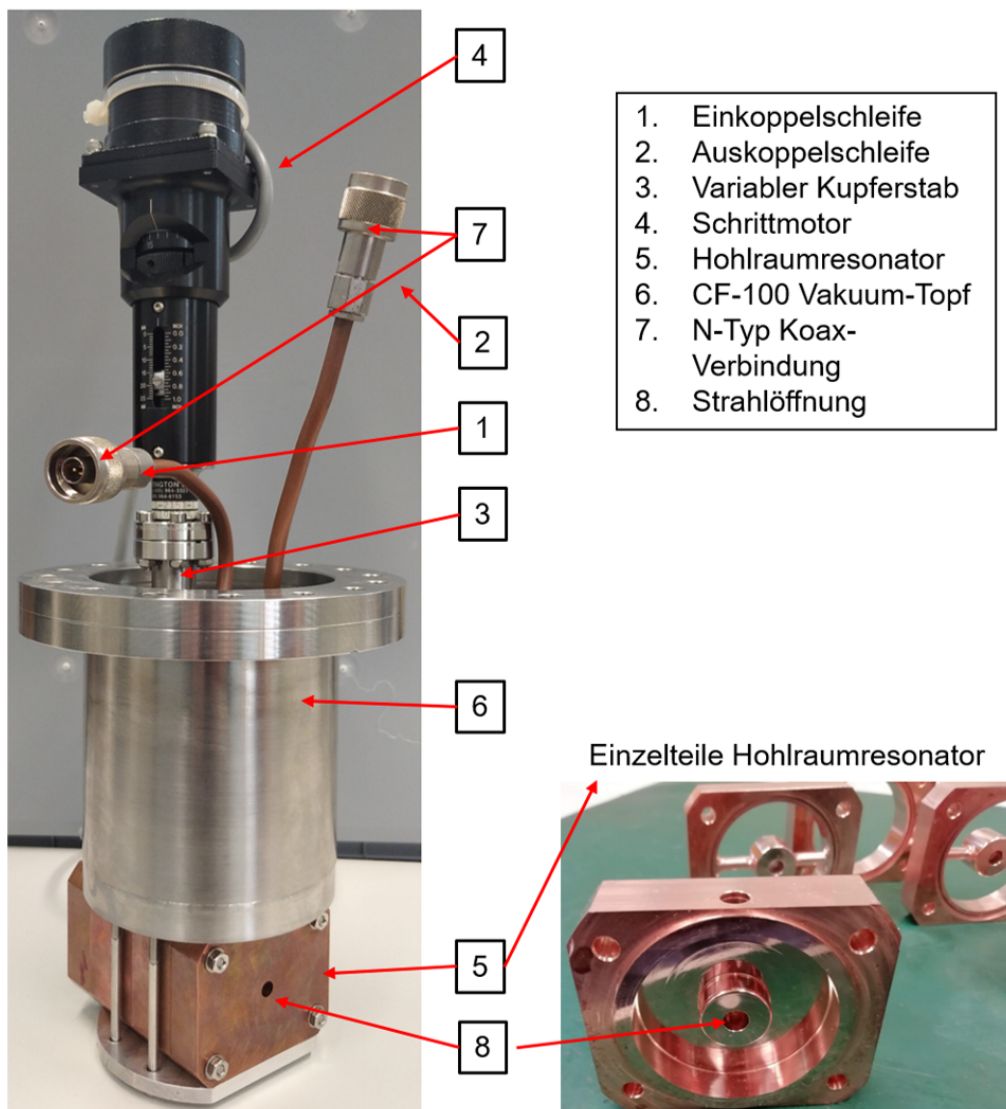
Meiner Schwester, Christina Mayerhofer, möchte ich Danke sagen für ihre Unterstützung bei der grafischen Gestaltung dieser Dissertation.

Natürlich will ich mich bei allen Mitarbeitern und Mitarbeiterinnen des Instituts LRT 2 für die tolle kollegiale Zusammenarbeit in den letzten Jahren bedanken. Mein besonderer Dank gilt hier Matthias Sammer und Jannis Schauer, mit denen ich mir ein Büro teilen durfte.

Zum Schluss möchte ich mich ganz herzlich bei meiner Familie bedanken. Ohne ihre Unterstützung während meines Studiums hätte ich sicher nie diese Dissertation schreiben können.

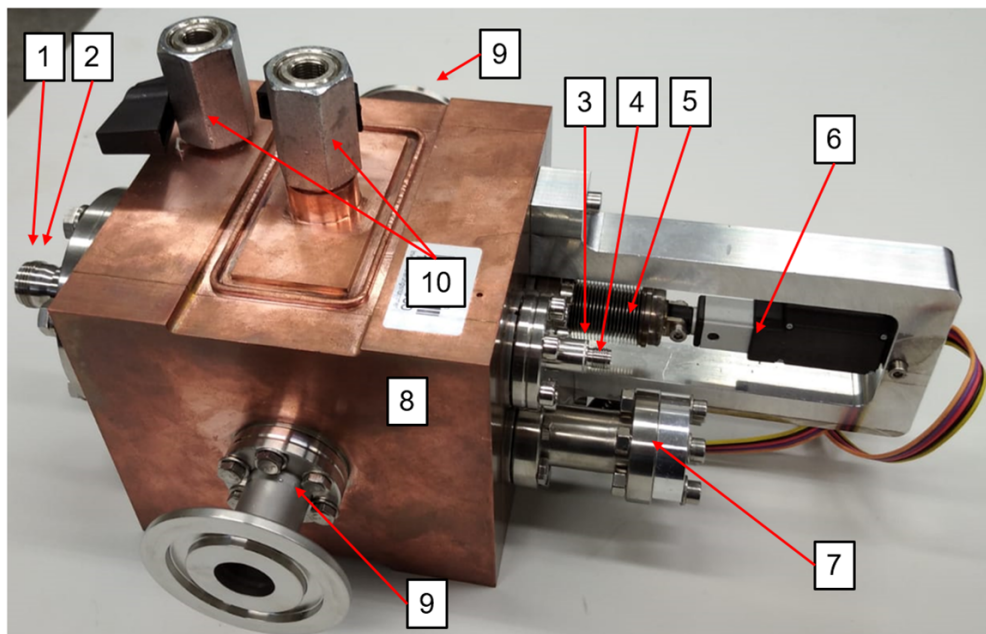
Anhang A

Foto der 4-Zellen-Buncher-Einheit



Anhang B

Foto der 5-Zellen-Buncher-Einheit



- | | |
|--------------------------------|--------------------------------------|
| 1. Einkoppelschleife | 6. Schrittmotor |
| 2. CF-63 N-Typ-HF-Durchführung | 7. Zugang fest montierter Kupferstab |
| 3. Auskoppelschleife | 8. Hohlraumresonator |
| 4. CF-16 SMA-HF-Durchführung | 9. Strahlöffnung |
| 5. Variabler Kupferstab | 10. Ventile Kühlsystem |