

Aufbau und Test des Protonenmikroskops PRIOR

Construction and test of the PRIOR proton microscope

Zur Erlangung des Grades eines Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)

genehmigte Dissertation von Philipp-Michael Lang M.Sc. aus Königstein im Taunus

Tag der Einreichung: 29.8.2014, Tag der Prüfung: 17.11.2014

Januar 2015 — Darmstadt — D 17

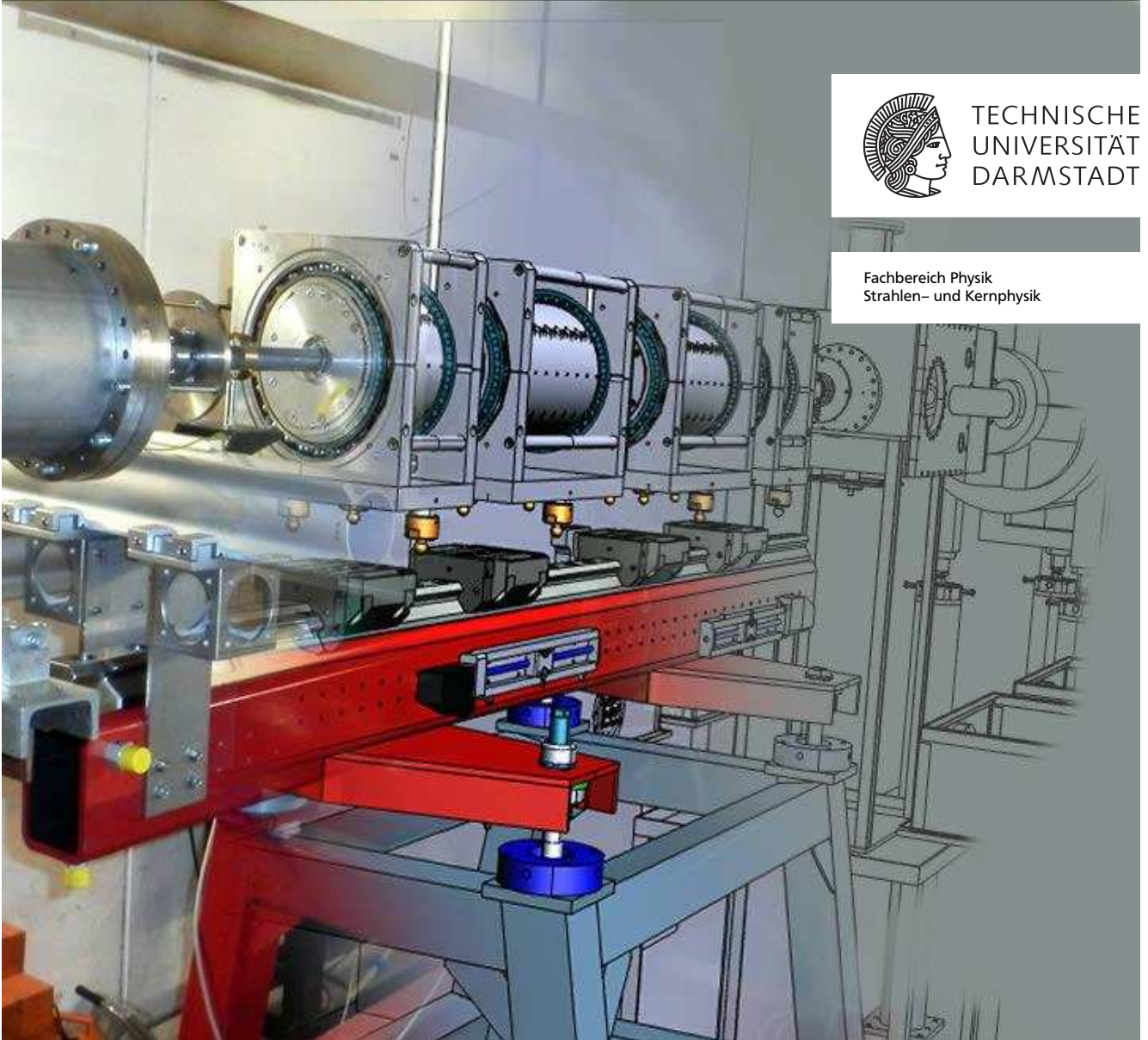
1. Gutachten: Prof. Dr. Dr. h.c./RUS D.H.H. Hoffmann

2. Gutachten: Prof. Dr. Marco Durante



TECHNISCHE
UNIVERSITÄT
DARMSTADT

Fachbereich Physik
Strahlen- und Kernphysik



Aufbau und Test des Protonenmikroskops PRIOR
Construction and test of the PRIOR proton microscope

Genehmigte Dissertation von Philipp–Michael Lang M.Sc. aus Königstein im Taunus

1. Gutachten: Prof. Dr. Dr. h.c./RUS D.H.H. Hoffmann
2. Gutachten: Prof. Dr. Marco Durante

Tag der Einreichung: 29.8.2014

Tag der Prüfung: 17.11.2014

Darmstadt – D 17

Bitte zitieren Sie dieses Dokument als:

URN: urn:nbn:de:tuda-tuprints-urn:nbn:de:tuda-tuprints-43102

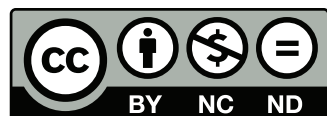
URL: <http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/id/eprint/4310>

Dieses Dokument wird bereitgestellt von tuprints,

E-Publishing-Service der TU Darmstadt

<http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de>

tuprints@ulb.tu-darmstadt.de



Die Veröffentlichung steht unter folgender Creative Commons Lizenz:

Namensnennung – Keine kommerzielle Nutzung – Keine Bearbeitung 2.0 Deutschland

<http://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/2.0/de/>

Zusammenfassung

Die Untersuchung von Materie bei hoher Energiedichte (HEDM) im Labor stellt hohe Anforderungen an die Diagnostik, da diese Zustände meist nur für kurze Zeit erzeugt werden können und herkömmliche Diagnostikmethoden mit sichtbarem Licht oder Röntgenstrahlung aufgrund der hohen Dichte an ihre Grenzen kommen.

Die in den 1990er Jahren am Los Alamos National Laboratory entwickelte Technik der Hochenergie-Protonenradiographie stellt eine vielversprechende Möglichkeit dar, diese Beschränkungen zu überwinden und die Dichte von HEDM mit hoher Zeit- und Ortsauflösung zu messen.

Zu diesem Zweck wurde an der GSI das Protonenmikroskop PRIOR (Proton Radiography for FAIR) gebaut, das Proben nicht nur abbildet, sondern um einen Faktor 4.2 vergrößern kann und dabei Materie mit einer Flächendichte bis zu 20 g/cm^2 durchdringen kann. Dabei wurde auf Anhieb eine Ortsauflösung von unter $30 \mu\text{m}$ und eine Zeitauflösung im Nanosekundenbereich erreicht.

Diese Arbeit beschreibt Details zu Funktionsweise, Design und Aufbau des Protonenmikroskops, sowie erste Messungen und Simulationen zu essentiellen Komponenten wie Magnetlinsen, Kollimator und Szintillationsschirm. Für letzteren konnte gezeigt werden, dass der Einsatz geeigneter Plastiksintillatoren als Konverter eine Alternative zu den langsameren, aber strahlungsresistenteren Kristallsintillatoren ist, so dass sich eine Zeitauflösung im Bereich von 10 ns erreichen lässt.

Desweiteren wurde eine genaue Charakterisierung der Eigenschaften des Systems vorgenommen, wie sie bei den ersten Experimenten im April 2014 gemessen wurden. Auch die Änderungen der Magnetfelder durch Strahlungsschäden wurde untersucht.

Es wird außerdem einen Überblick über weiterführende Anwendungsmöglichkeiten gegeben. So wurden bereits erste Experimente an wärmer dichter Materie durchgeführt, die mit einem Pulsed Power-Setup erzeugt wurde. Darüber hinaus wurden vielversprechende medizinische Anwendungen bei der Kombination von Protonenradiographie mit Strahlentherapie im Rahmen des PaNTERA-Projekts untersucht. Außerdem wird ein Ausblick auf die Möglichkeiten bei zukünftigen Experimenten an der neuen Beschleunigeranlage FAIR gegeben, wo dank höherer Strahlintensität und -energie noch bessere Ergebnisse zu erwarten sind. Insbesondere wurde der Frage nachgegangen, inwieweit Experimente mit LAPLAS-artige Targets (Laboratory for Planetary Science) mit Protonenradiographie untersucht werden können. Aus diesen lassen sich mit PRIOR wichtige Erkenntnisse über die Zustandsgleichungen von Materie treffen, wie sie in großen Gasplaneten vorkommt.



Abstract

The study of High Energy Density Matter (HEDM) in the laboratory makes great demands on the diagnostics because these states can unusually only be created for a short time and usual diagnostic techniques with visible light or X-rays come to their limit because of the high density. The high energy proton radiography technique that was developed in the 1990s at the Los Alamos National Laboratory is a very promising possibility to overcome those limits so that one can measure the density of HEDM with high spatial and time resolution.

For this purpose the proton microscope PRIOR (Proton Radiography for FAIR) was set up at GSI, which not only reproduces the image, but also magnifies it by a factor of 4.2 and thereby penetrates matter with a density up to 20 g/cm^2 . Straightaway a spatial resolution of less than $30 \mu\text{m}$ and a time resolution on the nanosecond scale was achieved.

This work describes details to the principle, design and construction of the proton microscope as well as first measurements and simulations of essential components like magnetic lenses, a collimator and a scintillator screen. For the latter one it was possible to show that plastic scintillators can be used as converter as an alternative to the slower but more radiation resistant crystals, so that it is possible to reach a time resolution of 10 ns.

Moreover the characteristics were investigated for the system at the commissioning in April 2014. Also the changes in the magnetic field due to radiation damage were studied.

Besides that an overview about future applications is given. First experiments with Warm Dense Matter created by using a Pulsed Power Setup have already been performed. Furthermore the promising concept of combining proton radiography with particle therapy has been investigated in context of the PaNTERA project.

An outlook on the possibilities with future experiments at the FAIR accelerator facility is given as well. Because of higher beam intensity an energy one can expect even better spatial and time resolution. Particularly the examination focuses on the question if experiments with LAPLAS-like targets (Laboratory for Planetary Science) can be studied with proton radiography. From those it is possible to gain data with PRIOR about the equation of state of matter as it exists in the interior of giant gas planets.



Inhaltsverzeichnis

1. Einführung	13
1.1. Eine kurze Geschichte der Protonenradiographie	13
1.1.1. Erste Protonenradiographien	14
1.1.2. Streuungs–Protonenradiographie	14
2. Das Prinzip der Hochenergie–Protonenmikroskopie	17
2.1. Grundlagen	17
2.2. Ionenoptik	18
2.3. Bestehende Anlagen	20
2.4. Vergleich zur Röntgen–Flash–Radiographie	21
2.5. Verwandte Konzepte mit Teilchenstrahlen	22
3. Anwendungsgebiete	23
3.1. Materialforschung	23
3.2. Materie bei hoher Energiedichte	24
3.2.1. Pulsed Power Experimente	25
3.2.2. Das LAPLAS–Experiment	26
3.3. Biophysik	28
3.3.1. Das PaNTERA–Projekt	28
4. Das PRIOR–Projekt	31
4.1. Der Experimentierplatz HHT	31
4.1.1. Der SIS–18 Ringbeschleuniger	32
4.1.2. Umbauarbeiten am HHT	33
4.2. Aufbau und Parameter von PRIOR	33
4.3. Erste Experimente	36
4.4. PRIOR@FAIR	36
5. Die Quadrupol–Permanentmagnete	39
5.1. Material und Aufbau	39
5.2. Justage	42
5.2.1. Der Hallscanner	45
5.3. Feldrekonstruktion	46
5.4. Demagnetisierung	48
6. Detektorsystem	53
6.1. Aufbau und Kameras	53
6.2. Szintillatoren	55
6.2.1. Geant4–Simulationen	57

6.2.2. Untersuchung von YAP	59
6.2.3. Belastungstest für Plastikszintillatoren	62
6.3. Ergänzende Diagnostiken	64
7. Simulationen	67
7.1. MC4PRIOR	67
7.1.1. Kollimator–Dimensionierung und –Ausrichtung	69
7.2. COSY	71
8. Erste Versuche an PRIOR	73
8.1. Commissioning–Strahlzeit im April 2014	73
8.2. Bestimmung der Performance	75
8.3. Charakterisierung des Strahls	77
8.4. Test eines LAPLAS–artigen Targets	78
8.5. Zusammenfassung	80
9. Ausblick	81
A. Feldmessungen der PMQs	83
A.1. Übersicht über die Multipolkomponenten	83
A.2. Messung der Modulpositionen	84
B. Commissioning–Targets	87

Abbildungsverzeichnis

1.1. Röntgenaufnahme	13
1.2. Erste Protonenradiographien	15
1.3. Streuungs-Protonenradiographie	15
2.1. Wechselwirkung von Protonen mit Materie	18
2.2. Feld eines Quadrupols und longitudinaler Feldverlauf	19
2.3. Ionenoptik - Strahlengang	20
3.1. Radiographie eines Brennstabs	23
3.2. Richtmyer-Meshkov-Instabilität	25
3.3. Wire-Explosion-Aufbau	26
3.4. Aufbau des Planeten Neptun	27
3.5. Das LAPLAS-Target	27
3.6. PaNTERA - Streuung und Bildgebung	29
4.1. GSI – Übersicht	31
4.2. Bunchstruktur bei schneller Extraktion	32
4.3. Rekonstruktionsarbeit und Strahlensicherheit am HHT	34
4.4. PRIOR-Aufbau und Diagnostikraum	35
4.5. Protonenradiographie an FAIR	37
5.1. Aufbau der Quadrupol-Permanentmagnete	39
5.2. Abmessungen der Magnetsegmente	40
5.3. Übersicht über den Aufbau der PMQ-Linsen	42
5.4. Justage der Magnetmodule – Messung mit verschiedenen Hallsensoren	44
5.5. Justage der Magnetlinsen	44
5.6. Aufbau des Hallscanners	46
5.7. Vergleich zwischen gemessenen und rekonstruierten Daten	47
5.8. Magnetische Domänen in NdFeB	48
5.9. Ionisierende Strahlung auf dem PMQ	49
5.10. Dosis-gewichtetes demagnetisierendes Feld	50
5.11. Abnahme der Feldstärke und Entwicklung der Multipole	51
6.1. Das Detektorsystem	53
6.2. Quanteneffizienz der eingesetzten Kameras	54
6.3. Szintillator mit kolumnaren Aufbau	56
6.4. Vergleich von Geant4-Physiklisten	60
6.5. Vergleich von Geant4-Physiklisten 2	60
6.6. Vergleich von Geant4-Physiklisten 3	61
6.7. Prinzip einer Schlieren-Diagnostik	62
6.8. Schlierendiagnostik von YAP- und LYSO-Kristallen	62

6.9. Testbild mit BC400–Szintillator	63
6.10. Entwicklung von Helligkeit und Ortsauflösung von BC400	63
6.11. Szintillator an Targetposition	64
7.1. Simulation des „Chess Targets“	69
7.2. Simulation des „Chess Targets“ 2	69
7.3. Kollimator–Positionierung	71
8.1. Alignment–Targets	73
8.2. Target–Regal und Protonenradiographie der Fiducial–Plate	74
8.3. Radiographie des Tantal–Stufentargets	76
8.4. Ortsauflösung von PRIOR am Tantal–Stufentarget	76
8.5. Transversales Strahlprofil	77
8.6. Profil der Einzelpulse	78
8.7. Das LAPLAS–Testtarget	79
8.8. Transmission am LAPLAS–Testtarget	79
A.1. Multipolkomponenten von PMQ 1 und 2	83
A.2. Multipolkomponenten von PMQ 3 und 4	83
A.3. Modulpositionen in PMQ 1	84
A.4. Modulpositionen in PMQ 2	84
A.5. Modulpositionen in PMQ 3	85
A.6. Modulpositionen in PMQ 4	85
A.7. Übersicht eines Magnetfeld–Scans	86
B.1. Targets: Quarz–Uhr	87
B.2. Targets: BNC–Widerstand	87
B.3. Targets: Fahrradventil	88
B.4. Targets: Malteserkreuz	88
B.5. Targets: Tantal–Drähte	89
B.6. Targets: Wolfram– und Kupfer–Drähte	89
B.7. Targets: Rolled Edge	90
B.8. Targets: Kupfer–Chrom–Legierung	90

Tabellenverzeichnis

2.1. Die Parameter des pRad-Systems	21
4.1. Die Design-Parameter von PRIOR	34
5.1. Kenngrößen des Magnetmaterials	40
5.2. Übersicht über verschiedene Aluminiumlegierungen	41
5.3. Positionierung der Hallsensoren	45
6.1. Eigenschaften von Szintillatormaterialien	56



Abkürzungsverzeichnis

EOS	Equation of State, Zustandsgleichung
FAIR	Facility for Antiproton and Ion Research
FOV	Field of View, Sichtfeld
GSI	Gesellschaft für Schwerionenforschung
HEDM	High Energy Density Matter, Materie bei hoher Energiedichte
HHT	Hochtemperaturmessplatz der GSI
iCCD	intensified Charge–Coupled Device
ITEP	Institute for Theoretical and Experimental Physics
LANL	Los Alamos National Laboratory
LANSCÉ	Los Alamos Neutron Science Center
LAPLAS	Laboratory for Planetary Science
LSO	Lutetium Oxyorthosilicat
LY	Light Yield, Lichtausbeute
MC4PRIOR	Monte–Carlo Code for PRIOR
MCS	Multiple Coulomb Scattering
PaNTERA	Proton Therapy and Radiography
PMQ	Permanent Magnetic Quadrupole
PRIOR	Proton Radiography for FAIR
PSF	Point Spread Function, Punktspreizfunktion
QE	Quanteneffizienz
RCF	Radiochromatischer Film
UEWE	Underwater Electrical Wire Explosion, Unterwasser–Drahtexplosion
YAP	Yttrium–Aluminium–Perovskit



1 Einführung

1.1 Eine kurze Geschichte der Protonenradiographie

Der Blick ins Innere solider, dichter Objekte ist uns in der Regel verwehrt. Doch wenn uns Struktur oder Funktionsweise eines Objekts – z.B. einer Materialprobe, eines Lebewesens oder einer Maschine – interessiert, ist ein Blick ins Innere unerlässlich. Betrachten wir eine Taschenuhr: Um ihr Innenleben zu verstehen, können wir sie aufschrauben und auseinandernehmen und versuchen, aus den Einzelteilen unsere Schlüsse über ihre Funktionsweise zu ziehen. Es mag jedoch sein, dass wir danach vor einem Haufen Zahnräder sitzen und den Ursprungszustand nicht wieder herstellen können. In einem solchen Fall wäre es gut, wenn wir eine Methode hätten, um das Innere der Uhr zu sehen, ohne sie auseinanderbauen zu müssen, vielleicht sogar die Bewegungen der Zahnräder studieren zu können, während sie in Betrieb ist.

Was hier in einem anschaulichen Beispiel beschrieben ist, ist in der Physik ein häufiges Problem – die zerstörungsfreie Untersuchung des Inneren von Objekten. Bereits 1895 fand Wilhelm Conrad Röntgen mit den später nach ihm benannten Röntgenstrahlen ein Instrument zur Diagnostik von Strukturen, die für die einzig vorher zur Verfügung stehende Strahlung – sichtbares Licht – undurchdringlich waren.

Die Untersuchung mit Röntgenstrahlung („röntgen“) ist in der heutigen Zeit zu einer alltäglichen Angelegenheit geworden, nicht nur in der Medizin, sondern auch in der Materialforschung, der Kristallographie oder bei der Gepäckkontrolle am Flughafen. Wie jede Methode hat jedoch auch das Röntgen seine Grenzen, insbesondere bei der Untersuchung von Materialien mit hoher Dichte. Man könnte hier in einigen Fällen auf noch höhere Energien ausweichen, doch sind auch diesen Grenzen gesetzt, meistens aufgrund des Fehlens ausreichend sensibler Detektoren, starker Quellen oder geeigneter Optiken für hochenergetische Röntgen- oder γ -Strahlen. Als Alternative bieten sich Teilchenstrahlen verschiedener Art an. Das klassischste Experiment, bei dem Teilchenstrahlung zur Untersuchung von Materie benutzt wurde, ist wohl der Rutherford-Versuch: die Durchleuchtung einer dünnen Goldfolie mit Alphateilchen. Während Rutherford versuchte die Struktur der Atome auf mikroskopischer Skala durch die Streuung der Alphateilchen zu untersuchen, ist es jedoch auch möglich, makroskopische Objekte zu durchleuchten. Hier sind je nach Anwendungsszenario Protonen, Elektronen oder Neutronen als Probeteilchen denkbar, in einigen besonderen Fällen auch Myonen oder gar Neutrinos.

Diese Arbeit beschreibt den Aufbau und den Test eines Protonenmikroskops im Rahmen PRIOR-



Abbildung 1.1.: Eine der ersten Röntgenaufnahmen von 1895. Sie zeigt die Hand von W. C. Röntgens Frau.

Projekts ¹ am GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung, das Radiographie mit Protonen als bildgebendes Verfahren zur Untersuchung von Objekten mit hoher Dichte mit bisher unerreichter Auflösung nutzen soll. Da zusätzlich zur reinen Abbildung auch eine Vergrößerung des Bildes erzielt wird, spricht man von einem Protonenmikroskop. Im Folgenden werden die Grundlagen der Methode und mögliche Anwendungsgebiete beschrieben. Es folgen Details zum Aufbau, insbesondere zu den Permanentmagneten, die als Strahloptik eingesetzt werden, sowie Simulationen zur Leistungsfähigkeit von PRIOR. Darüber hinaus werden die ersten Messergebnisse bei der Inbetriebnahme vorgestellt und diskutiert, sowie ein Ausblick auf zukünftige Experimente gegeben.

1.1.1 Erste Protonenradiographien

Erste Versuche der Radiographie mit Protonen fanden um 1968 herum an der Harvard University in Cambridge statt ([24], siehe Abb. 1.2). Die Methode wurde jedoch schon nach kurzer Zeit wieder verworfen, da die Unschärfe des Bildes („Blur“) zu groß und somit die Auflösung ($\approx 1.5\text{mm}$) gegenüber anderen Methoden wie der Röntgenradiographie zu gering war [33].

Diese Unschärfe ist durch das Messprinzip begründet. Um ein Bild zu erhalten, wurde der Energieverlust der Protonen in der Probe in Form einer Grenzreichweiten-Radiographie („Marginal Range Radiography“) gemessen. Die Protonenenergie wurde dabei so gewählt, dass ein signifikanter Teil innerhalb des Materials gestoppt wurde, die Absorberdicke also nahezu mit der Maximalreichweite der Protonen im Material übereinstimmte. Kurz vor dieser maximalen Reichweite erreicht der spezifische Energieverlust seinen höchsten Wert, den sogenannten Bragg-Peak. Während die durchdringenden Protonen über ihren Energieverlust auch eine Aussage über die Dichte des passiert Materials zulassen, ist dies in den dichteren Regionen, in denen die Protonen vollständig gestoppt wurden, nicht möglich quantitative Aussagen zu treffen.

Darüber hinaus erfahren die den Detektor erreichenden Protonen im Target nicht nur einen Energieverlust, sie werden auch durch Coulomb-Streuung abgelenkt und treten damit an anderen Orten und unter anderen Winkeln als im Falle geradliniger Bahnen aus dem Target aus. Fig 1.3 verdeutlicht das Prinzip. Je größer nun der Abstand des Detektors zur Probe ist, desto mehr verschmiert diese Streuung das erzeugte Bild.

1.1.2 Streuungs-Protonenradiographie

Bei der Streuungs-Protonenradiographie („scattering radiography“) wird nicht der Energieverlust ausgenutzt, um einen Kontrast zu erhalten, sondern die Streuung der Protonen im Material. Sie wurde erstmals 1974 von Cookson et al. beschrieben [12]. Hierbei werden an scharfen Kanten in der Dichteverteilung einige Protonen zusätzlich nach außen gestreut, wie in Abb. 1.3 schematisch dargestellt. Diese sind als hellere Linien auf einem direkt dahinter befindlichen Detektor (üblicherweise eine Photoplatte) zu erkennen, ähnlich der Phasenkontrastmikroskopie. Diese Technik ist allerdings nicht zur Dichtebestimmung geeignet und auf dünne Targets limitiert.

¹ Proton Radiography for FAIR

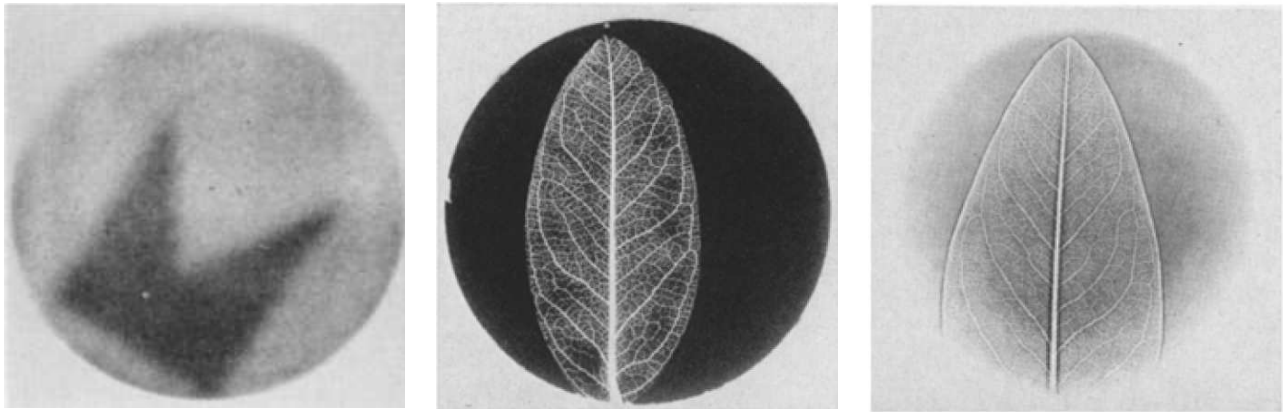


Abbildung 1.2.: Links: Eine der ersten Protonenradiographien. Es zeigt ein Aluminium-Target in Form eines Wimpels mit einer Flächendichte von 0.035 g/cm^2 zwischen zwei übereinanderliegenden runden Aluminium-Platten (Flächendichte jeweils 9 g/cm^2). Mitte: Protonenradiographie (Marginal Range) eines Blatts hinter einem Aluminium-Absorber. Rechts: Streuungs-Radiographie eines Blattes. Quellen: [24], [12]

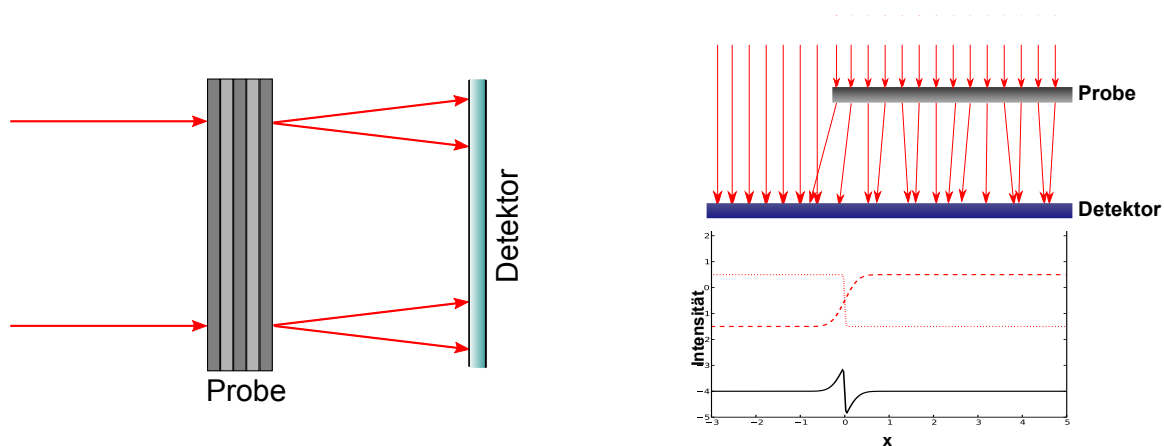


Abbildung 1.3.: Links: Prinzip der Marginal Range Radiographie. Die Streuung der Protonen im Target sorgt für ein Blurring des Bildes. Rechts: Schema der Streuungs-Radiographie. Ein Protonenstrahl (rote Pfeile) wird in einem Material teilweise gestreut. Betrachtet man die Intensität der Strahlung, erkennt man einen Sprung am Ort der Materialkante (schwarze Kurve), der durch die Überlagerung der beiden roten Kurven entsteht. Diese stellen den Intensitätsverlauf auf dem Detektor für alle Protonen die das Target treffen, bzw. nicht treffen dar.



2 Das Prinzip der Hochenergie–Protonenmikroskopie

2.1 Grundlagen

Wie bereits erwähnt gibt es verschiedene Effekte, die bei der Wechselwirkung von Protonenstrahlen mit Materie auftreten. Neben Energieverlust und Coulomb–Streuung spielen auch Wechselwirkungen mit den Atomkernen eine Rolle. Diese Effekte treten niemals einzeln auf, sondern immer in Kombination. Möchte man den einen zur Kontrastgenerierung in einem bildgebenden Verfahren nutzen, werden sich die anderen negativ auf die Bildqualität auswirken. Betrachten wir zunächst den Energieverlust dE/dx . Zur Berechnung kann die Bethe–Bloch–Formel herangezogen werden:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi n Z^2}{m_e c^2 \beta^2} \cdot \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \cdot \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2}{I \cdot (1 - \beta^2)} \right) - \beta^2 \right] \quad (2.1)$$

Hier steht n für die Elektronendichte des untersuchten Materials, Z für die Ladungszahl der Probeneteilchen und es gilt $\beta = v/c$. Der Gültigkeitsbereich der Formel ist jedoch begrenzt, je nach Energiebereich und Teilchenart sind diverse Korrekturterme für eine genaue Betrachtung hinzuzuziehen, die hier aber nur kurz erwähnt werden sollen. Zu berücksichtigen ist unter anderem der Barkas–Effekt, der die leicht unterschiedlichen Reichweiten von negativen beziehungsweise positiven Teilchen mit beschreibt (von Barkas zuerst an gegensätzlich geladenen Pionen entdeckt). Die Korrekturen sind abhängig von Z^3 und weiteren Termen höherer Ordnung [27]. Hinzu kommen Fermis Dichtekorrektur und Korrekturen aufgrund der Struktur der Atomhülle. Charakteristisch für den Energieverlust von Protonen und Ionen ist der bereits in 1.1.1 erwähnte Bragg–Peak, der den maximalen Energieverlust der Teilchen am Ende ihrer Reichweite in Materie darstellt (siehe Abb. 2.1).

Der Ablenkwinkel durch mehrfache Coulomb–Streuung (MCS, Multiple Coulomb Scattering) kann für kleine Winkel durch eine gaußförmige Verteilung beschrieben werden. Die Breite im quadratischen Mittel θ_0 kann man nach

$$\theta_0 = \frac{13.6 \text{ MeV}}{\beta c p} Z \sqrt{\frac{x}{X_0}} \left(1 + 0.38 \ln \frac{x}{X_0} \right) \quad (2.2)$$

berechnen [6]. p , βc und Z , sind Impuls, Geschwindigkeit und Ladung der Teilchen, x die Dicke des durchdrungenen Materials. X_0 ist die Strahlungslänge, also der Länge, über welche die Energie des Teilchens auf $1/e$ absinkt. Sie wird üblicherweise in g/cm^2 angegeben, was einer Flächendichte entspricht. Der Winkel ist somit auch abhängig von der Dichte ρ des Probenmaterials.

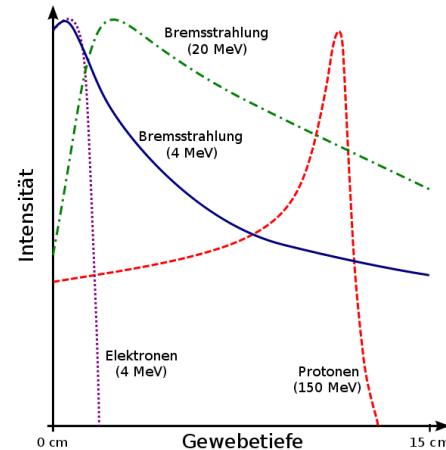
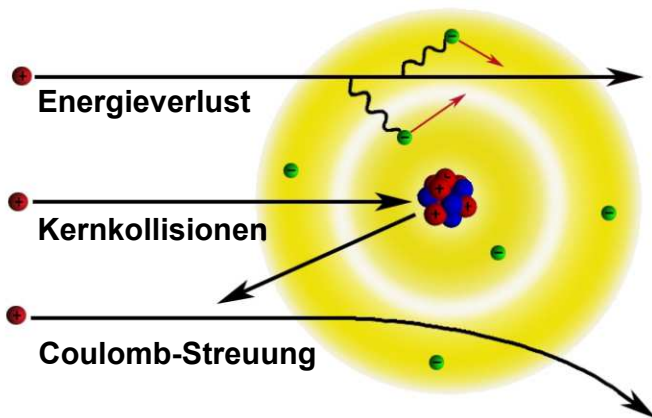


Abbildung 2.1.: Links: Wechselwirkung von Protonen mit Materie. Energieverlust, Kernkollisionen und Coulomb-Streuung lassen sich beim Durchgang durch makroskopische Targets nicht voneinander trennen. Rechts: Vergleich der deponierten Energie von Protonen, Elektronen und Bremsstrahlung in Gewebe. Deutlich zu erkennen ist der charakteristische Bragg-Peak im Falle der Protonen.

Der dritte Prozess, Streuung am Nukleus, soll im Weiteren vernachlässigt werden, da der Wirkungsquerschnitt hierfür üblicherweise deutlich geringer ist als für die Coulomb-Streuung, die Ablenkwinkel dagegen deutlich größer.

Möchte man den Energieverlust zur Kontrasterzeugung nutzen, ergeben sich die bereits erwähnten Probleme der Marginal Range Radiographie. Nutzt man hingegen die Coulomb-Streuung, gibt es Alternativen: Eine Gruppe um Christopher L. Morris entdeckte Mitte der 90er Jahre am Los Alamos National Laboratory (LANL), dass sich das ergebende Blurring durch eine bestimmte Anordnung von Quadrupolmagneten zu einer geeigneten Ionenoptik weitgehend beseitigen lässt[68]. Die zuvor auseinanderlaufenden Strahlen werden wie bei einer optischen Linse wieder in einer Bildebene fokussiert. Diese dafür nötige Konfiguration aus vier Quadrupolmagneten wird als „Identity Lens“ oder als „Russisches Quadruplett“ bezeichnet.

2.2 Ionenoptik

Da sich ein ionenoptisches Linsensystem aus magnetischen Quadrupolen nicht genauso leicht wie mit den Mitteln klassischer (Strahlen-)Optik konstruieren lässt, wird eine Anordnung bestehend aus insgesamt vier Quadrupol-Magnetlinsen für die Hochenergie-Protonenradiographie benötigt. Die Magnete sind dabei abwechselnd fokussierend und defokussierend, wobei diese Angabe üblicherweise auf die Horizontale bezogen ist. Im Gegensatz zu optischen Linsen sind Quadrupole immer nur in einer Ebene fokussierend, in der anderen dann automatisch defokussierend. Abb. 2.2 zeigt eine schematische Darstellung des Feldes eines defokussierenden Quadrupols.

Neben der 1:1 Abbildung besteht auch die Möglichkeit, das entstehende Bild um einen Faktor m zu vergrößern, wie es auch bei einem optischen Projektor der Fall ist. Dies hat den Vorteil, dass ein zusätzliches Blurring bei der Konvertierung in ein optisches Bild und der Registrierung mit einer Kamera weniger ins Gewicht fällt, da die Strukturen in der Bildebene größer sind.

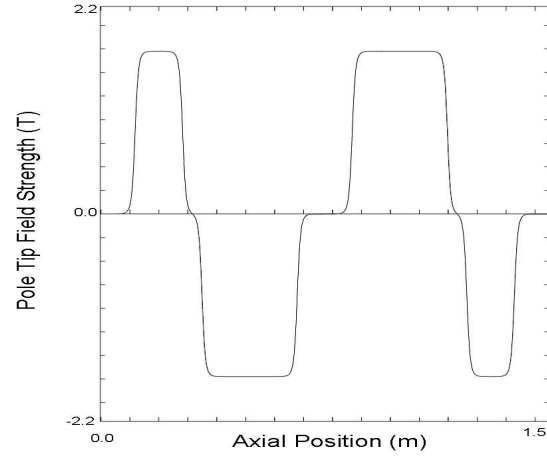
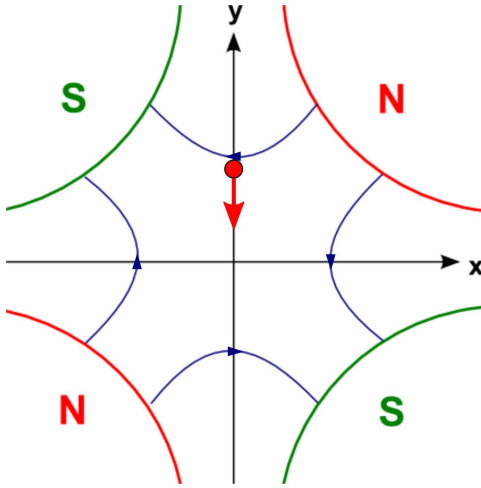


Abbildung 2.2.: Links: Feld eines (in horizontaler Richtung) defokussierenden Quadrupols. Ein positiv geladenes Probeteilchen, das in die abgebildete Ebene hineinfliegt, wird in vertikaler Richtung zur Mitte gezogen, in horizontaler Richtung nach außen. Rechts: Feldverlauf des Magnetfeldes durch ein russisches Quadruplett entlang der z-Achse.

Beschreibt man diese Abbildung mit einer Matrix, in der x_0 und θ_0 Position und Winkel in x-Richtung vor dem Linsensystem sind, erhält man

$$\begin{pmatrix} x_i \\ \theta_i \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -m & 0 \\ M_{21} & -1/m \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_0 \\ \theta_0 \end{pmatrix} \quad (2.3)$$

wobei x_i und θ_i die Koordinaten in der Bildebene sind. Oben rechts muss die Matrix eine 0 enthalten, um die Punkt-zu-Punkt-Abbildung zu gewährleisten, während der M_{21} -Term für die Auflösung des Systems nur eine geringe Rolle spielt [32]. Eine analoge Gleichung lässt sich für die y-Richtung definieren.

Der Einsatz der Quadrupole bringt auch neue Probleme mit sich: Dadurch, dass die Magnete Protonen unterschiedlicher Energie unterschiedlich ablenken, entstehen chromatische Aberrationen, die ebenfalls aus der Optik mit Linsen bekannt sind (hier in Form eines wellenlängenabhängigen Brechungsindex). Nimmt man diese Terme 2. Ordnung auf, ergibt sich

$$x_i = -mx_0 + T_{116}x_0\delta + T_{126}\theta_0\delta \quad (2.4)$$

Dabei ist δ die Abweichung des Impulses vom angenommenen Eingangsimpuls der Teilchen. Die T_{xxx} sind Elemente der $6 \times 6 \times 6$ T-Matrix, welche die zweiten Ableitungen der Strahlparameter enthält. Es fällt auf, dass die chromatische Aberration für eine bestimmte Beziehung zwischen x_0 und θ_0 Null werden kann, wenn gilt, dass

$$x_0 = -\frac{T_{126}}{T_{116}}\theta_0 \quad (2.5)$$

Diese Abstimmung der Strahlparameter wird Matching-Bedingung genannt. Das Matching kann im Experiment niemals perfekt sein, aber je besser die Bedingung erfüllt ist, umso geringer

ist der Einfluss chromatischer Aberrationen auf die Ortsauflösung. Prinzipiell ist hier eine hohe Energie des einlaufenden Protonenstrahls ein Vorteil, da der relative Energieverlust $\Delta E/E$ im Target geringer ist. Der durch chromatische Aberrationen hervorgerufene Blur skaliert mit $P^{-3/2}$, wobei P der Impuls ist. Weitere energieabhängige Einflüsse sind die Streuung im Target selbst, sowie im Detektor (beide $\sim 1/P$) [33].

Da die Energie der Protonen im Detektor nicht gemessen wird, sondern nur ihre Anzahl, muss durch einen Kollimator zwischen dem zweiten und dritten Magneten Kontrast erzeugt werden. In der hier lokalisierten Fourier-Ebene sind die Protonen nach ihren Streuwinkeln geordnet. Große Streuwinkel (wie sie vor allem Protonen aus dichteren Regionen des Targets haben) sind weiter weg von der optischen Achse des Systems als kleine. Mit einem Kollimator einer bestimmten Winkelakzeptanz können stärker gestreute Protonen nun aussortiert werden. Sie werden zwar in einem Kollimator typischer Länge nicht gestoppt, aber so stark zusätzlich gestreut, dass sie das System verlassen. Auf diese Weise wird der Kontrast der späteren Bilder erzeugt.

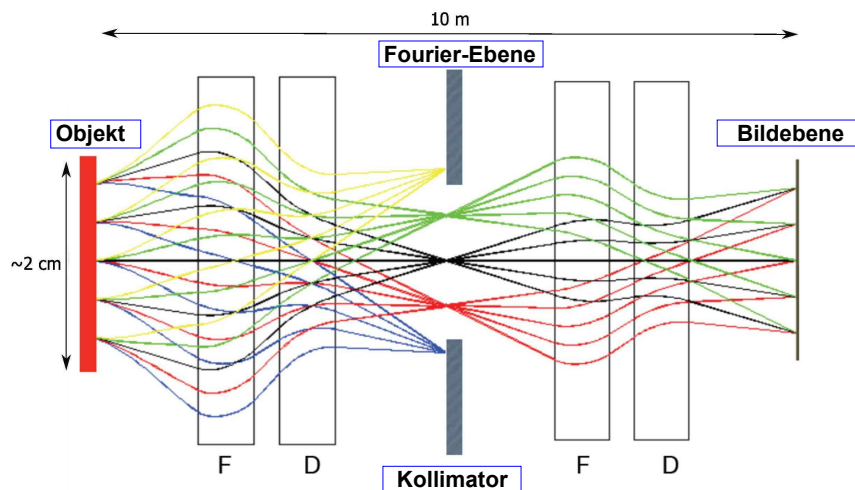


Abbildung 2.3.: Strahlengang in einer Identity Lens. Ein Kollimator in der Fourier-Ebene sortiert Protonen mit großen Streuwinkeln aus, so dass ein Kontrast in der Bildebene erzeugt wird.

2.3 Bestehende Anlagen

Der Geburtsort der Hochenergie-Protonenradiographie ist das Los Alamos Neutron Science Center (LANSCE) mit seinem Protonen-Linarbeschleuniger, der Energien bis 800 MeV liefert. Die dortige pRad-Anlage verfügt über mehrere Linsensysteme, eine 1:1 abbildende Identity Lens, sowie Mikroskope mit Vergrößerungsfaktoren von $\sim x3$ und $\sim x7$. Ursprünglich vor allem für die militärische Forschung entwickelt, werden an pRad mittlerweile jährlich zahlreiche Experimente aus verschiedenen Bereichen der Physik und Materialwissenschaft von internationalen Forscherteams durchgeführt. Dabei ist sowohl die Untersuchung statischer Testobjekte, als auch die Betrachtung dynamischer Abläufe möglich, beispielsweise bei Explosionen.

Eine Besonderheit des pRad-Systems ist die hohe Anzahl an Kameras, die zur Datenaquisition eingesetzt werden können. Bis zu 42 einzelne Bilder können von den Kameras pro Protonenpuls in einem Experiment aufgenommen werden [32]. Über ein geeignetes Triggering besteht

	X1	X3	X7
Ortsauflösung	178 μm	65 μm	30 μm
Zeitauflösung	50 ns	50 ns	50 ns
FOV	12 cm	4.4 cm	1.7 cm
Art	Elektromagnet	PMQ	PMQ

Tabelle 2.1.: Die Parameter des pRad-Systems in Los Alamos für die unterschiedlichen Vergrößerungsstufen [48].

damit die Möglichkeit Multi-Frame-Aufnahmen zu erzeugen, die den zeitlichen Ablauf des Experiments zeigen. Um eine derart hohe Anzahl an Kameras zu erreichen, wurde hinter der Bildebene ein zweites Quadruplett als Identity Lens aufgebaut, sodass dahinter eine zweite Bildebene entsteht. Dort befindet sich ebenfalls ein Szintillationsschirm, der von zusätzlichen Kameras beobachtet wird. Meistens – insbesondere bei statischen Targets – wird jedoch auf diese Option verzichtet, zumal die zusätzliche Konstruktion aus Magneten und Szintillator die Ortsauflösung negativ beeinflusst.

Die Zeitauflösung des Systems wird einerseits durch die Pulsstruktur des Beschleunigers limitiert, andererseits durch die Abklingzeit des Szintillators. Eine genauere Beschreibung erfolgt in Kapitel 6.

In Russland existiert eine Protonenradiographie-Anlage am Institute for High Energy Physics in Protvino, die einen 70 GeV-Protonenstrahl nutzt, und damit Objekte mit bis zu 300 g/cm² durchdringen kann [4]. Eine weitere Anlage („Puma“) befindet sich am Institute for Theoretical and Experimental Physics (ITEP) in Moskau. Diese nutzt ebenfalls einen 800 MeV-Protonenstrahl, der Beschleunigerkomplex befindet sich allerdings nicht mehr im Betrieb.

In China, am Insitute of Modern Physics (IMP) in Lanzhou, ist ebenfalls ein System zur Protonenradiographie in Planung und auch am im Bau befindlichen Beschleunigerzentrum FAIR soll sie als Diagnostik in der Plasmaphysik und Materialforschung genutzt werden. Das in Kapitel 4 vorgestellte PRIOR-Projekt (Proton Radiography for FAIR) soll für letzteres den Weg ebnen.

2.4 Vergleich zur Röntgen-Flash-Radiographie

Die Röntgen-Flash-Radiographie ist ein seit der Mitte des 20. Jahrhunderts entwickeltes bildgebendes Verfahren, das unter anderem eine wichtige Rolle bei der Forschung an Atomwaffen spielte, heutzutage aber in vielen Bereichen, einschließlich der Grundlagenforschung, eingesetzt wird. In der Regel wird die entstehende Bremsstrahlung eines Elektronenstrahls benutzt, der auf einen Metallkonverter gerichtet ist.

Die Transmission der Röntgenstrahlung durch eine Materialschicht der Dicke z und Dichte ρ folgt dabei einem exponentiellen Abfall der Form

$$I = I_0 \cdot \exp\left(-\frac{\mu}{\rho} \cdot \rho z\right) \quad (2.6)$$

Dabei ist μ der (materialabhängige) Massenabschwächungskoeffizient, welcher im vom Photoeffekt dominierten Bereich bis ca. 1 MeV mit Z^4/A skaliert. So werden zum Beispiel in einer 0.5 cm dicken Kupferschicht fast 90% der eingestrahnten Strahlung bei einer Energie von 100 keV absorbiert. Die Transmission (und damit die mittlere freie Weglänge $\lambda = 1/\mu$) erreicht ein Maximum

bei etwa 4 MeV, ehe sie, bedingt durch die Zunahme von Paarbildungsprozessen, wieder absinkt. Um das Verfahren mit der Protonenradiographie zu vergleichen, ist es hilfreich, die Grenzen der Flash-Radiographie zu betrachten. Während mit Röntgenstrahlung also bei moderater Energie (einige keV) bei dünnen Targets oder geringer Dichte eine sehr gute Ortsauflösung erreicht werden kann, nimmt diese mit steigender Dicke bzw. Dichte ab, da die mittlere freie Weglänge λ nicht groß genug ist und somit ein signifikanter Teil der Strahlung absorbiert wird. Um dennoch eine gute Ortsauflösung zu erhalten, bleibt nur eine Erhöhung der Intensität, um ausreichend Statistik zu erhalten. Dies bedeutet aber auch eine größere deponierte Energiemenge.

Ein Optimum für die Dichteauflösung $\Delta z/z$ ergibt sich für $\Delta z/z = 1/2$. $\Delta z/z$ ist dabei proportional zur Wurzel der eingestrahlten Dosis $\sqrt{D}$. Die Dosis bei modernen Beschleunigern wie z. B. DARHT¹ liegt bei 500–1000 rd (= 5–10 Gy) und die Ortsauflösung liegt bei 600 μm . Für eine detailliertere Beschreibung siehe [38].

Traditionelle und häufig eingesetzte Methoden wie das X-Ray Backlighting sind zur Untersuchung der oben erwähnten Dichten ungeeignet, da die üblicherweise verfügbaren Röntgenenergien keinen orts aufgelösten Einblick ins Innere des Targets erlauben.

2.5 Verwandte Konzepte mit Teilchenstrahlen

Auch andere Arten von Teilchen eignen sich als nicht-invasive bildgebende Diagnostik für eine Durchleuchtung. Verbreitet ist beispielsweise die Radiographie mit Neutronen. Auch diese ist in ihrer Auflösung limitiert, zusätzlich sind Neutronen als ungeladene Teilchen weniger einfach zu detektieren als geladene Teilchen.

Aus jüngerer Zeit stammt das Konzept der Radiographie mit Myonen. Da keine gerichteten Myonenstrahlen aus Beschleunigern zur Verfügung stehen, nutzt man hier Myonen der kosmischen Strahlung. Das Verfahren ist nicht zur schnellen Bildgebung geeignet (pro Bild werden mehrere Minuten benötigt, um ausreichend Statistik anzusammeln), und auch die Auflösung bleibt weit hinter anderen Methoden zurück. Als passives Verfahren wurden jedoch Anwendungen z. B. bei der Untersuchung von Frachtcontainern vorgeschlagen [37].

Mit den deutlich leichter verfügbaren Elektronenstrahlen ist ebenfalls Radiographie möglich; nutzt man ein Verfahren analog zur Hochenergie-Protonenmikroskopie, sind auch quantitative Aussagen über die Dichte bei hoher Ortsauflösung möglich. Unter Federführung des Los Alamos National Laboratory wurde an der Idaho Accelerator Center ein Elektronenradiographiesystem aufgebaut, das einen 30 MeV-Elektronenstrahl nutzt. Es ermöglicht die Untersuchung von statischen Objekten und dynamischen Systemen auf einer Zeitskala von $\sim 20 \mu\text{s}$ und ist optimiert auf dünne Targets mit Dichten im Bereich $0.01\text{--}1.0 \text{ g/cm}^2$ bei einer Ortsauflösung im Bereich von 100 μm [35].

¹ Dual-Axis Radiographic Hydrodynamic Test Facility

3 Anwendungsgebiete

3.1 Materialforschung

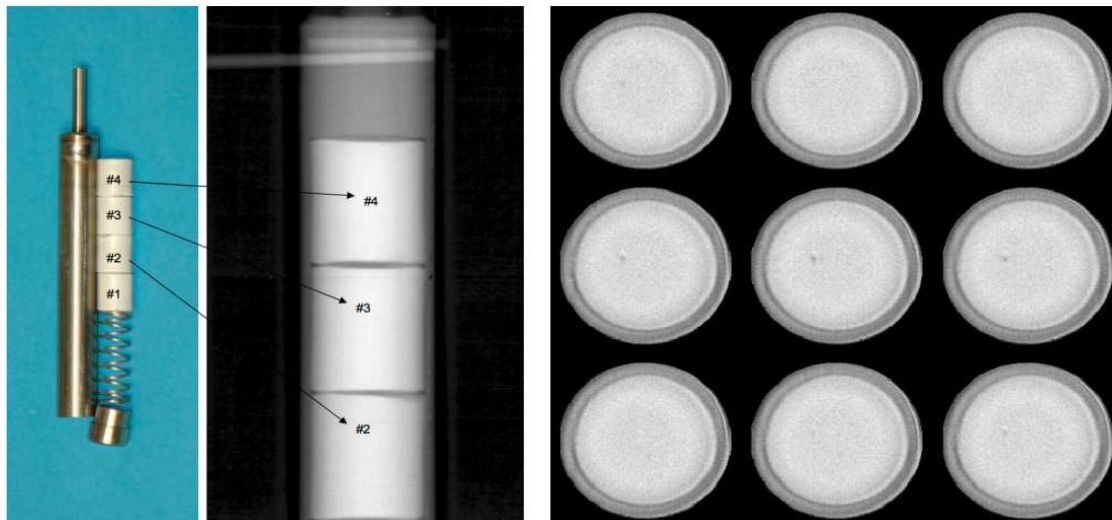


Abbildung 3.1.: Protonenradiographie und Tomographie eines Brennstabes mit HfO_2 Pellets. Links: Photographie des Brennstabes. Mitte: Protonenradiographie mit 800 MeV-Protonen, entstanden am pRad des LANL. Rechts: Tomographische Rekonstruktion von Pellet #4. Ein Materialdefekt in Form eines Einschlusses ist erkenn- und lokalisierbar. Quelle: [1].

Als Diagnostik für Materialien mit hoher Dichte, die es erlaubt zerstörungsfrei ins Innere einer Probe zu blicken, bietet die Protonenradiographie vielfältige Anwendungsmöglichkeiten in der Materialforschung.

Zunächst ist hier die Suche nach Materialdefekten wie z.B. Mikrorissen und Einschlüssen zu nennen, die von außen sonst nicht erkennbar sind. Dies wurde am LANSCE mit Teilen von HfO_2 -Brennstäben durchgeführt, deren innere Struktur so aufgelöst werden konnte. Da es sich hierbei um ein festes Target handelt, konnten mehrere Aufnahmen aus unterschiedlichen Blickwinkeln kombiniert werden, um so eine dreidimensionale Rekonstruktion zu ermöglichen. So lassen sich fehlerhafte Stellen genau lokalisieren. Das Verfahren funktioniert analog zur Computertomographie (CT), weswegen man auch von Protonen-CTs spricht (s. Abb. 3.1).

Auch Schäden, die durch Deformation und Materialermüdung entstehen, können mit Hochenergie-Protonenradiographie untersucht werden. Eine hohe Auflösung im Bereich $<10 \mu\text{m}$ ist hier unerlässlich, um die zugrundeliegenden mikroskopischen Prozesse zu verstehen. So kann die Ausbildung solcher Schäden direkt während des Entstehens beobachtet werden. Ein besseres Verständnis dieser Schäden kann die Entwicklung neuer Materialien mit verbesserten Eigenschaften deutlich voranbringen. So wird Protonen- oder Elektronenradiogra-

phie auch als eine der wichtigen Diagnostik-Techniken für das geplante MaRIE-Projekt¹ des LANL gelistet.

Im Bereich der Feststoffe finden sich weitere Anwendungen bei der Untersuchung von geologischen Kristallstrukturen oder der Struktur von ausgehärteten Metalllegierungen, aber auch von Gläsern oder Keramiken.

Industrielle Anwendungen können auch die Untersuchung von Motoren, Getrieben oder anderen bewegten und belasteten Teilen während des Betriebs sein, um beispielsweise Materialermüdungen festzustellen. So wurde beispielsweise ein Video erstellt, das die rotierenden Blätter einer Turbomolekularpumpe zeigt. Meist ist bei solchen Anwendungen das eingeschränkte Bildfeld (FOV, „Field Of View“) der limitierende Faktor.

Neben den festen und damit statischen Proben, gibt es auch interessante Untersuchungen von Flüssigkeiten. So konnten beispielsweise von Winkler et al. [66] die Viskositäten und flüssig-flüssig Phasenübergänge von opaquen Schmelzen untersuchen. Die gewählte Methode basiert auf der Beobachtung der Fallgeschwindigkeit einer festen Kugel in der Schmelze. Da diese für sichtbares Licht nicht transparent sind, kann die Geschwindigkeit mit optischen Instrumenten nicht gemessen werden. Aufgrund der unterschiedlichen Dichte ist die Kugel auf Protonenradiographien jedoch sichtbar.

Eine weitere Serie von Experimenten unter der Leitung von A. Clarke konnte die Schmelz- und Verfestigungsprozesse in Legierungen direkt beobachten und damit einen Blick auf direkte Zusammenhänge von Struktur und Verarbeitungsart werfen. Mit zusätzlichen Röntgenaufnahmen an kleinen Teilen der ausgehärteten Proben konnte so die Materialstruktur auf einer Skala von wenigen μm bis zu mehreren cm durchgehend untersucht werden [10].

3.2 Materie bei hoher Energiedichte

Zu den Forschungsschwerpunkten der Plasmaphysik an der GSI gehört die Untersuchung der Physik von Materie bei hoher Energiedichte (HEDM, High Energy Density Matter) und warmer dichter Materie (WDM, Warm Dense Matter). Es handelt sich hierbei um Materiezustände bei hoher Temperatur T und/oder hohem Druck p , die im Labor oft nur schwierig und für kurze Zeit erzeugt werden können, im Universum dagegen sehr häufig vorkommen, beispielsweise im Inneren von Sternen und Gasriesen. Für die genaue Charakterisierung dieser Objekte, etwa bei der Erstellung von Modellen zum Inneren Aufbau, sind die genaue Kenntnis der Zustandsgleichungen (EOS, Equation of State) dieser Materieformen elementarer Bestandteil. Die Möglichkeit der Protonenradiographie, Dichtemessungen mit einer Genauigkeit von unter 1% durchzuführen, liefert hier einen wertvollen, bisher oft nur schlecht zugänglichen Parameter für die EOS.

Auch jenseits astrophysikalischer Phänomene spielt Materie bei hoher Energiedichte aber eine wichtige Rolle, insbesondere bei der Fusionsforschung. So werden zum Beispiel bei aktuellen Experimenten zur Trägheitsfusion (ICF, Inertial Confinement Fusion) an der National Ignition Facility in Livermore intensive Laserstrahlen zur Heizung des Fusionstargets eingesetzt. Das eigentlich zu zündende Material, ein Deuterium-Tritium-Gemisch, befindet sich dabei in einem Gold-Hohlraum, der von insgesamt 192 Lasern aus verschiedenen Richtungen geheizt wird und die Energie in Form von Röntgenstrahlung an das Fusionstarget im Inneren weitergibt. Im Verlauf der experimentellen Kampagne stellte sich heraus, dass ein tiefer gehendes Verständnis der

¹ Matter–Radiation Interactions in Extremes

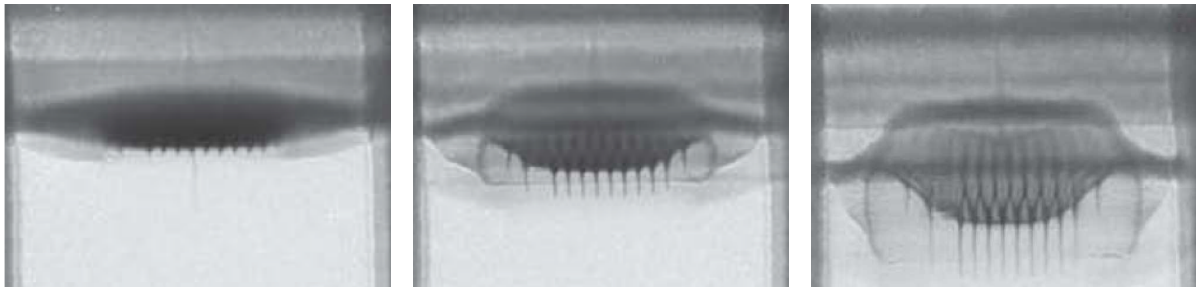


Abbildung 3.2.: Ausbildung einer Richtmyer–Meshkov–Instabilität aus einer Zinn-Scheibe mit sinusförmig geformter Oberfläche, ausgelöst von einer Flyer–Plate (hier von oben kommend). Quelle: [1].

bei der Expansion des Hohlraums entstehenden Plasmainstabilitäten erforderlich ist, um das Ziel einer kontrollierten Fusion zu erreichen.

Die Ausbildung solcher Instabilitäten, wie z.B. Rayleigh–Taylor– oder auch Richtmyer–Meshkov–Instabilitäten, kann mit Protonenradiographie hervorragend untersucht werden, da zum einen sowohl die feinen Instabilitäten, als auch das feste, dichte Ursprungsmaterial in ihrer internen Struktur sichtbar werden, zum anderen zeitaufgelöst die Entstehung der Instabilitäten betrachtet werden kann. Als Treiber können hier beispielsweise Laser, Sprengstoff oder Leichtgaskanonen eingesetzt werden. Mit letzteren wird ein Projektil - meist eine flache „Flyer Plate“ - auf das Target geschossen, das dort zunächst eine Stoßwelle erzeugt, die dann wiederum an der Grenzfläche des Materials instabil wird.

Neben diesen Optionen besteht auch die Möglichkeit kurze, starke Stromstöße zu benutzen, um Plasmazustände zu erzeugen. Diese Form der Pulsed Power Technik soll im Folgenden vorgestellt werden.

3.2.1 Pulsed Power Experimente

Die Pulsed Power Technologie wird bereits seit Jahrzehnten in verschiedenen Forschungsfeldern benutzt, überall dort, wo innerhalb sehr kurzer Zeit eine hohe Leistung zur Verfügung stehen muss. Die Energie wird zunächst langsam gespeichert, z.B. im Falle elektrischen Stroms in einer Kondensatorenanlage, um dann schlagartig freigesetzt zu werden.

Eine der größten und bekanntesten Pulsed Power Anlagen ist die Z–Maschine des Sandia National Laboratories in Albuquerque, die zur Fusionsforschung eingesetzt wird. Mit Pulsen von 26 MA im Nanosekunden–Bereich können hier im eingeschlossenen Plasma Temperaturen bis 200 keV ($2 \cdot 10^9$ K) erreicht werden [16].

An der GSI steht seit 2013 ein wesentlich kleinerer und kompakterer Aufbau zur Verfügung, der in Zusammenarbeit mit dem Technion in Haifa, Israel, entwickelt wurde. Hier können bis zu 300 kA innerhalb von ca. $2 \mu\text{s}$ über einen Draht entladen werden, was etwa 12.5 kJ entspricht. Dazu stehen vier Generatoren zur Verfügung, die jeweils eine Spannung von bis zu 50 kV bereitstellen (s. Abb. 3.3).

Der Aufbau soll dazu benutzt werden, Unterwasser-Drahtexplosionen (UEWE, Underwater Electrical Wire Explosions) mittels Protonenradiographie zu untersuchen. Dabei wird der Strom durch einen dünnen Draht ($\varnothing=0.1\text{--}1$ mm) geleitet, der z.B. aus Wolfram oder Kupfer besteht und dabei auf eine Temperatur von einigen eV aufgeheizt wird. Ziel ist es, die Dichteverteilung

bei der Expansion des Drahtes genauer zu ermitteln. Diese ist derzeit experimentell nicht zugänglich und wird in den meisten Fällen als konstant angenommen, obwohl hydrodynamische Simulationen Gegenteiliges erwarten lassen. Im Gegensatz zu Experimenten an Luft oder im Vakuum, ist es bei einer Explosion in Wasser möglich, mehr Energie im Draht zu deponieren und damit Plasmen höherer Dichte zu erreichen. Im Vakuum kommt es ab einer bestimmten Energie zu einem Durchschlag im Bereich der Drahtoberfläche, der zur Entstehung einer Plasmaschicht führt. Diese nimmt den Strom auf, so dass der Draht selbst nicht weiter geheizt wird. Verhindert man Durchschläge, beispielsweise durch das umgebende (deionisierte) Wasser, kann dagegen die Energie weiter im Draht deponiert werden [25].

Als ergänzende optische Diagnostik stehen eine Streak-Kamera und eine schnelle iCCD-Kamera (intensified Charge-Coupled Device) zur Verfügung. Mit diesen können Selbstemissions- oder Schattenwurf-Bilder des Drahts aufgenommen werden, bzw. mit der Streak-Kamera auch zeitlich aufgelöste Schmierbilder, aus denen sich die Expansionsgeschwindigkeit ermitteln lässt.

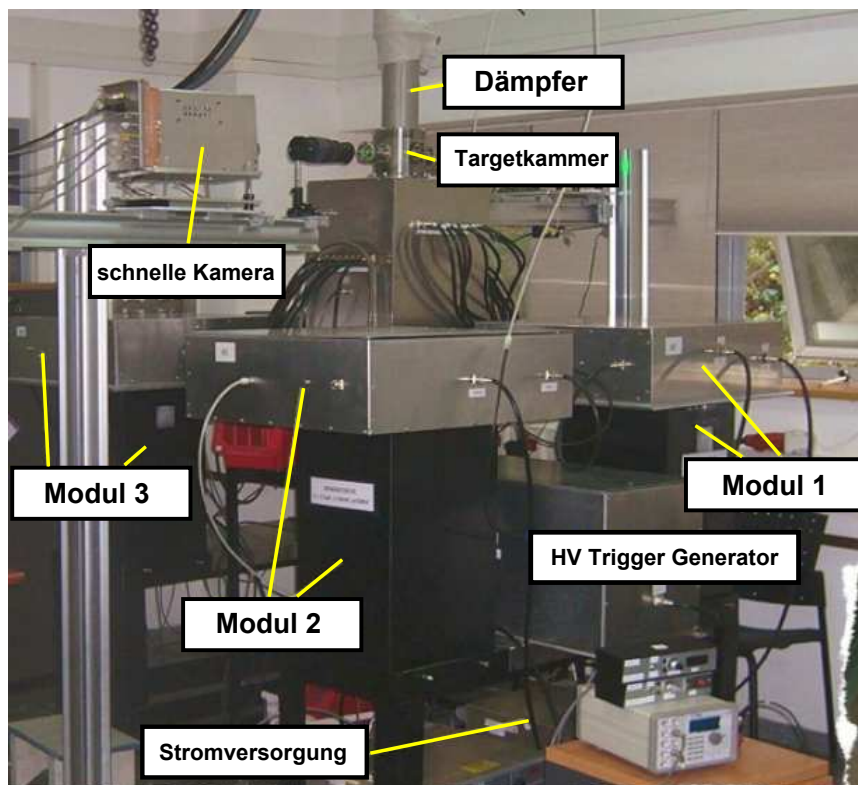


Abbildung 3.3.: UEWE–Aufbau am Technion in Haifa. Um die zentrale Targetkammer angeordnet befinden sich die vier Marx-Generatoren (nur Modul 1–3 im Bild). Der Aufbau ist so konzipiert, dass er an die Strahlführung des HHT-Messplatzes an der GSI angeschlossen werden kann, um die Drahtentladung innerhalb mit Protonenradiographie zu untersuchen.

3.2.2 Das LAPLAS–Experiment

Eines der Schlüsselexperimente im Bereich HEDM an der zukünftigen Beschleunigeranlage FAIR trägt den Namen LAPLAS (Laboratory for Planetary Science). Das Ziel ist die Herstellung und

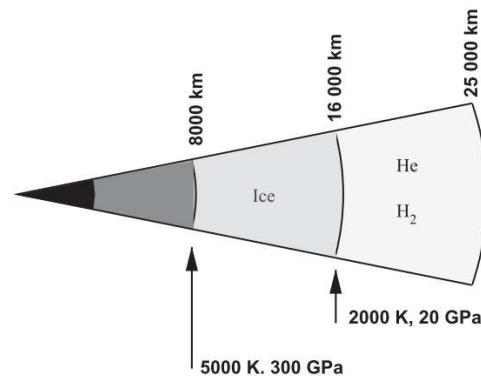
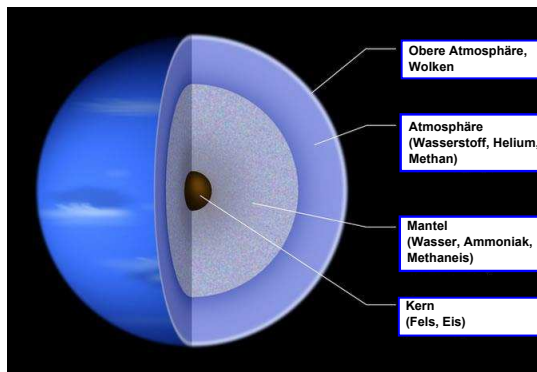


Abbildung 3.4.: Links: Innerer Aufbau des Planeten Neptun. Quelle: www.nasa.gov Rechts: Schema des Aufbaus mit Angaben zu Druck und Temperatur in der jeweiligen Region. Quelle: [53]

Untersuchung eines heißen dichten Wasserstoffplasmas, ähnlich Materiezuständen, wie sie in den Mantelschichten großer Gasplaneten wie Jupiter und Saturn, oder auch Uranus und Neptun vorkommen. Die Temperatur liegt hier im Bereich einiger 1000 K, es herrscht ein Druck von bis zu mehreren 100 GPa. Unter diesen Bedingungen liegen exotische Materiezustände vor, wie beispielsweise metallischer Wasserstoff [53]. Solche Zustände sind im Moment im Labor allerdings nur sehr schwierig herzustellen und zu charakterisieren.

Das sogenannte LAPLAS-Target soll die Erzeugung solcher Zustände an FAIR ermöglichen. Es besteht aus einem zylinderförmigen Hohlraum, umgeben von einem schweren Material wie Gold oder Blei. Der Hohlraum ist mit gefrorenem Wasserstoff gefüllt. Um den Wasserstoff nun möglichst schnell zu komprimieren, wird der äußere Teil des Zylinders mit einem ringförmigen Ionenstrahl geheizt, der durch einen RF-Wobbler erzeugt wird. Der so entstehende Druck führt zu einer schnellen Expansion und somit einer Stoßwelle, die den Wasserstoff im Inneren auf eine Dichte von bis zu 30-facher Festkörperdichte komprimiert und dabei Drücke bis zu einigen Mbar erreicht [54].

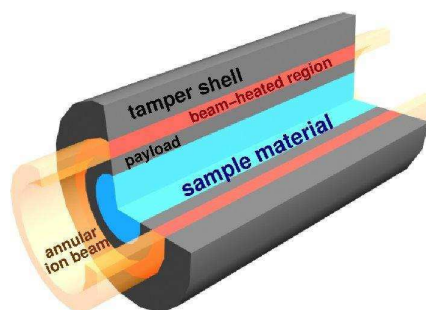


Abbildung 3.5.: Schema des LAPLAS-Experiments. Ein ringförmiger Ionenstrahl wird dazu benutzt, die äußere Hülle des LAPLAS-Targets zu heizen und durch die entstehende Stoßwelle das Innere des Targets – gefrorener Wasserstoff – zu komprimieren.

Neben den klassischen Untersuchungsmethoden wie Röntgen–Backlighting stellt die Protonenradiographie auch hier möglicherweise eine Methode dar, um die inneren Abläufe im LAPLAS–Target sichtbar zu machen, um so letztendlich wichtige Informationen über die Parameter der EOS für Wasserstoff unter diesen Bedingungen zu erhalten. Die Eignung der Protonenradiographie auch für Proben mit hoher Dichte ist hier ein entscheidender Vorteil.

3.3 Biophysik

Gänzlich andere Anwendungen für die Protonenradiographie eröffnen sich, wenn man nicht nur über die Untersuchung von Stoffen mit hoher Dichte nachdenkt, sondern auch niedrigere Dichten in Betracht zieht. Auf diese Weise kam die Fragestellung auf, ob sich Protonenradiographie, ähnlich wie die in vielen Arztpraxen gängige Röntgentechnik, auch zur Abbildung biologischer Proben eignet.

Da die für diese Diagnostik nötigen Protonenbeschleuniger auf absehbare Zeit weitaus teurer und größer als Röntgengeräte sein werden, ist die reine Bildgebung mit diesem Verfahren für die Medizin nur von geringem Interesse. Anders stellt sich die Situation jedoch dar, wenn man medizinische Anwendungen betrachtet, bei denen sowieso ein Partikelstrahl zum Einsatz kommt, beispielsweise der Strahlentherapie für Tumore, wie sie an der GSI entwickelt wurde und derzeit erfolgreich u.a. am Heidelberger Ionenstrahl–Therapiezentrum (HIT) eingesetzt wird [11]. Diese Therapie–Methoden, die üblicherweise mit Protonen– oder Kohlenstoff–Strahlen durchgeführt werden, basieren auf der Tatsache, dass ein Ionenstrahl am Ende seiner Reichweite im Bragg–Peak die meiste Energie deponiert. Durch einen geschickten Behandlungsplan, bei dem der Tumor nach und nach durchgerastert wird, ist es möglich, die Strahlendosis im umgebenden Gewebe sehr klein zu halten, verglichen mit ähnlichen Therapieformen unter Einsatz von Röntgenstrahlung. Insbesondere in kritischen Regionen wie dem Kopf ist dies besonders relevant, da sonst schnell Schäden an intakten Teilen des Gehirns auftreten können.

Es ist also einerseits wichtig, den Tumor genau lokalisieren zu können (was üblicherweise über einen vorausgehenden CT–Scan realisiert wird) und andererseits diese Region mit dem Ionenstrahl auch genau anvisieren zu können. Hier können Probleme auftreten: Die Übertragung der Koordinaten aus dem CT–Scan in das System des Ionenstrahls ist nicht trivial und geht davon aus, dass sich der Tumor in seiner Lage und Form nicht verändert, was bei einem lebenden Menschen keinesfalls selbstverständlich ist, da sich der Körper durch Atmung, Herzschlag, usw. ständig bewegt.

Hier setzt das PaNTERA–Projekt (Proton Therapy and Radiography) an, das auf der Idee basiert die Therapiemöglichkeiten eines Protonenstrahls mit seinen Möglichkeiten zur Bildgebung über die Hochenergie–Protonenmikroskopie zu kombinieren.

3.3.1 Das PaNTERA–Projekt

Das Prinzip von PaNTERA basiert darauf, den gleichen Ionenstrahl zur Bildgebung und zur Therapie zu verwenden. Im Gegensatz zur herkömmlichen Methode ist man nicht auf zusätzliche CT–Scans angewiesen, die immer in einem gewissen zeitlichen Abstand stattfinden, sondern kann während der Bestrahlung auch sehen, was man bestrahlt.

Dies erfordert jedoch für eine detailgenaue Bildgebung eine höhere Strahlenergie als bei der normalen Therapie üblich, da der Strahl für Hochenergie–Protonenmikroskopie einen Patienten komplett durchdringen muss. Man würde also die Energiedeposition nicht mehr über den

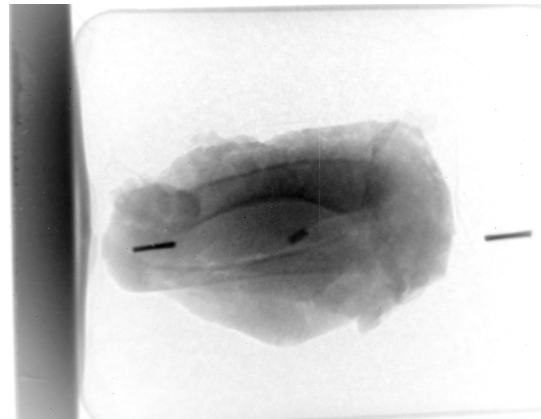
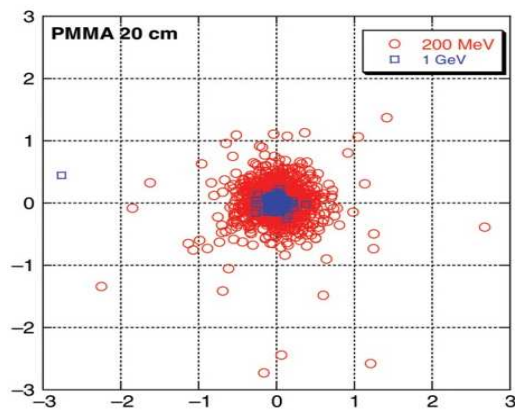


Abbildung 3.6.: Links: Vergleich der Streuung von Protonenstrahlen unterschiedlicher Energie in PMMA, welches eine ähnliche Dichte wie biologisches Gewebe hat. Quelle: [67] Rechts: Protonenradiographie eines Hähnchenflügels mit einem implantierten Stück Aluminium-Draht (dunkles Stäbchen in der Mitte), erstellt am LANL 2013. Zwei Wolfram-Drahtstücke wurden außen zur Markierung angebracht. Links ist die Halterung zu sehen, während der Flügel selbst in eine dünne Plastikfolie eingeschweißt wurde und sich im Inneren einer PE-Flasche befindet.

Bragg-Peak realisieren, bei dem ja der komplette Strahl im Körper gestoppt wird, sondern die hohe Dosis in der Bestrahlungsregion durch eine Überlagerung der Bestrahlung von mehreren Seiten realisieren.

Was sich zunächst wie ein Rückschritt anhört, birgt aber tatsächlich auch Vorteile. Die Streuung eines höherenergetischen Strahls ist deutlich kleiner, so dass hier weniger Energie in gesundem Gewebe deponiert wird, zusätzlich verhindert die Bildgebung, dass man das eigentliche Ziel verfehlt, da man immer eine Kontrolle hat.

Alternativ sind auch Therapiepläne denkbar, die höherenergetische Schüsse mit niedrigeren Intensitäten zur Bildgebung mit niederenergetischen Schüssen zur Behandlung mittels Bragg-Peak-Therapie kombinieren.

Neben Tumoren können mit dieser Technik auch eine ganze Reihe anderer Krankheiten behandelt werden, wie arteriovenöse Malformation (eine angeborene Fehlbildung der Blutgefäße) oder auch verschiedene neurologische Krankheiten [14].

Um die prinzipielle Umsetzbarkeit des PaNTERA-Prinzips zu überprüfen, sind zwei Schritte zu untersuchen. Zunächst ist zu zeigen, dass sich mit Protonenradiographie auch angemessen kontrastreiche Bilder von biologisch relevanten Objekten erstellen lassen. Dies wurde in zwei Strahlzeiten am ITEP in Moskau und am LANL in Los Alamos gezeigt (s. Abb. 3.6 und [60]). Im nächsten Schritt muss untersucht werden, welcher Strahlendosis dabei ein zu behandelnder Patient ausgesetzt wird. Entsprechende Daten wurden mithilfe des einem menschlichen Körper nachgebildeten MATROSHKA-Phantoms des DLR² gesammelt und befinden sich zur Zeit in der Auswertung.

² Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt



4 Das PRIOR–Projekt

4.1 Der Experimentierplatz HHT

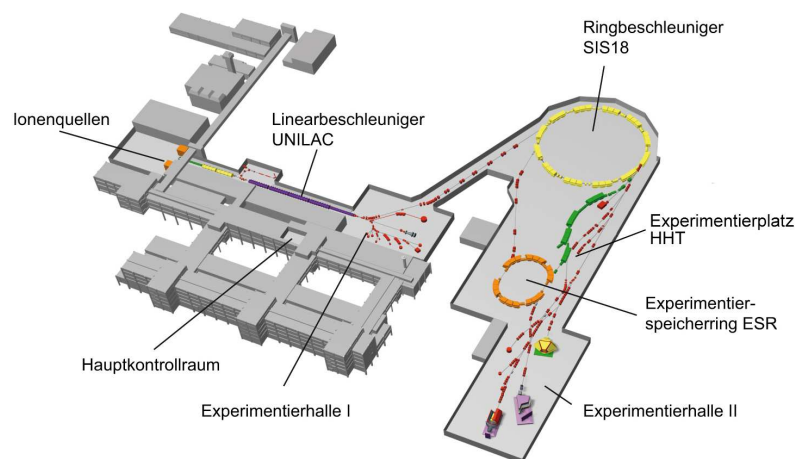


Abbildung 4.1.: Übersicht über die bestehende GSI–Beschleunigeranlage mit dem Linearbeschleuniger UNILAC, dem Synchrotron SIS-18 und dem Experimentierplatz HHT.

Der Hochenergie– und Hochtemperatur–Experimentierplatz HHT liegt am Ende eines Strahlzweigs hinter dem SIS–18 Synchrotron der GSI und wird hauptsächlich von der Abteilung Plasmaphysik benutzt. Die Beschleunigereinrichtungen können hier Teilchenstrahlen von Protonen mit bis zu 4.5 GeV bis zu schweren Ionen wie Uran $^{238}\text{U}^{73+}$ mit 1 GeV/u¹ mit Intensitäten bis zu 10^{10} Teilchen pro Puls zur Verfügung stellen. Im Verlauf des Strahlzweiges befinden sich u.a. Dipole zur Ablenkung und zwei Quadrupoldupletts zur weiteren Strahlformung, sowie Strahldiagnostik in Form von Ionengittern. Am Ende befindet sich ein Quadrupoltriplett (mit der GSI-internen Nomenklatur HHTQT31, HHTQT32 und HHTQT33), das die Fokussierung des Ionenstrahls auf eine Fläche von 0.1–1 mm² im Inneren einer Targetkammer erlaubt, die durch eine 100 µm dicke Aluminium–Folie (früher: 150 µm Titan) vom Rest des Strahlzweiges getrennt ist. So kann das Vakuum in der Targetkammer unabhängig von der restlichen Strahlführung kontrolliert werden. Dies erlaubt die Arbeit sowohl bei höheren Drücken als in der Strahlführung, als auch die Verwendung von Gasen in der Kammer, beispielsweise Argon, um die Position des Ionenstrahls zu bestimmen [19].

Innerhalb der Kammer ist ein Regal mit Targethalterungen installiert. Aus diesem können Targets einzeln über einen aus dem Messraum steuerbaren Manipulator in den Strahl gefahren werden. Der Target–Manipulator besitzt drei Translations– und drei Rotationsfreiheitsgrade und ermöglicht eine sehr präzise Positionierung der Targets.

¹ GeV pro Nukleon

Der Schwerpunkt bei den Experimenten liegt bei der Erzeugung und Untersuchung von Warmer Dichter Materie. Der Ionenstrahl dient dabei zur Heizung des Targets. Typische Targetmaterialien sind Metalle mit hoher Dichte wie Blei, Wolfram oder Tantal. Bei diesen wurden wichtige Kenngrößen wie thermodynamische Eigenschaften oder elektrische Leitfähigkeit bei hohem Druck und Temperatur bestimmt [19], [58].

Zur Diagnostik stehen verschiedene Kameras, ein Backlighting-System, VISAR- und Interferometrie-Aufbauten und ein Pyrometer zur Verfügung. Die für PRIOR relevanten Diagnostikinstrumente werden in Kap. 6.1 und 6.3 beschrieben.

4.1.1 Der SIS-18 Ringbeschleuniger

Das SIS-18 besitzt einen Umfang von 216 m, auf denen sich zwei Beschleunigungstrecken befinden. Als Injektor dient der Linearbeschleuniger UNILAC („Universal Linear Accelerator“), der Ionen auf 11.4 MeV/u vorbeschleunigt. Die oben erwähnten Ionen-Energien des SIS-18 sind dabei durch die maximale magnetische Steifigkeit des Synchrotrons von 18 Tm begrenzt. Für mehrere Arten von Ionen wurde mit dem Beschleuniger außerdem nahezu das Raumladungslimit erreicht, so dass hier auch eine Begrenzung für die Teilchenzahl erreicht ist [52].

Für die Extraktion der Teilchen aus dem Synchrotron stehen verschiedene Schemata zur Verfügung. Langsame Extraktion (10–8000 ms) spielt für die Experimente am HHT keine Rolle. Bei schneller Extraktion (FT, fast extraction) werden die Pulse innerhalb von 1 μs durch einen „Kicker“-Magneten ausgekoppelt. Da das SIS-18 üblicherweise mit der vierten Harmonischen ($h = 4$) der Umlauffrequenz betrieben wird, erhält man bei einer Extraktion direkt nach der Beschleunigung innerhalb dieser 1 μs vier Einzelbunche mit jeweils ca. 50 ns Länge (FWHM). Das zeitliche Profil ist in Abb. 4.2 dargestellt.

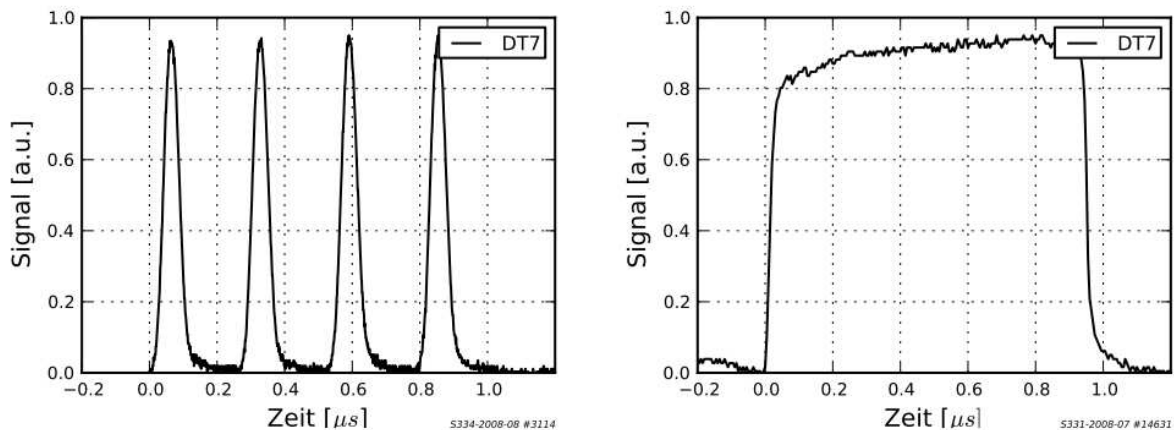


Abbildung 4.2.: Links: Bunchstruktur bei schneller Extraktion - direkt unmittelbar nach der Beschleunigung sind vier Einzelpulse mit einer Länge von jeweils ungefähr 50 ns erkennbar. Rechts: Mit der Zeit zerfließen die Bunche aufgrund ihrer longitudinalen Impulsunschärfe zu einem einzelnen Puls mit einer Gesamtlänge von rund 1 μs . Dieses Profil wird als „coasting beam“ bezeichnet. Quelle: [19]

Mit einer zusätzlichen Kompression kann die Zeit auf rund 200 ns reduziert werden. Dabei werden die Kavitäten nach der Beschleunigung mit $h = 1$ betrieben, so dass der Puls longitudinal komprimiert wird. Man spricht hier von einem adiabatischen Vorgang, da sich der Phasenraum

bei dieser Kompression nicht signifikant ändert [19].

Da für Protonenmikroskopieanwendungen eine möglichst hohe Teilchenzahl und für eine hohe Zeitauflösung auch möglichst kurze Pulse wünschenswert sind, ist der FT-Modus mit adiabatischem Rebunching oder die direkte Extraktion mit vier Einzelbunchen hierfür am besten geeignet. Die genaue Wahl hängt jedoch von der Art des Experiments ab.

4.1.2 Umbauarbeiten am HHT

Seit 2010 fanden mehrere Umbauten am HHT statt, um hier ein Protonenmikroskop einsetzen zu können. So wurde ein neuer Diagnostikraum im Eingangsbereich des Experimentierplatzes errichtet und zusätzliche Bohrungen erlauben die Verlängerung der Strahlführung aus dem Hauptbereich des Experimentierplatzes bis dorthin. Um den Strahlenschutzvoraussetzungen gerecht zu werden, wurde eine zusätzliche Betonabschirmung um den Raum errichtet und am hinteren Ende ein für Protonen geeigneter Beamdump aufgebaut. Durch eine zusätzliche Wand und einen Hohlraum vor dem Beamdump ist vorgesehen, die im Beamdump produzierte Neutronenstrahlung, die in den Diagnostikraum zurückgestreut wird, zu minimieren.

Die Strahlführung zwischen SIS-18 und HHT wurde durch zwei zusätzliche vertikale Steerer – kleine Dipole, die zur Steuerung des Strahls dienen – aufgerüstet, während das horizontale Steering problemlos mit den bestehenden Ablenk-Dipolen (HHTMU2 und HHTMU3 in der GSI-Nomenklatur) gewährleistet werden kann.

Eine besondere Bedeutung kommt der genauen Justage der erweiterten Strahlführung von PRIOR zu, insbesondere im Bereich des PMQ-Quadrupletts misst das Strahlrohr nur $\varnothing_{innen} = 26$ mm und beinhaltet den Kollimator, dessen Öffnung noch kleiner ist (17.6×12.2 mm für einen Kollimator mit einem Akzeptanzwinkel von 5 mrad). Auch die Targetposition muss für verschiedene experimentelle Aufbauten (die unterschiedliche Targetkammern beinhalten) immer wieder neu bestimmt werden. Zu diesem Zweck wurde das bestehende Justage-System aus mehreren Kreuz- und Linienlasern erweitert, die zugehörigen Referenzmarkierungen überprüft und die Laser neu ausgerichtet. Anhand der Laserlinien ist es nun möglich, das System auch nach Umbauarbeiten schnell wieder auf wenige Millimeter genau in Position zu bringen.

Nach der ersten Protonenradiographie-Strahlzeit wurde auch die Strahldiagnostik verbessert. Da die zuvor eingesetzten Ionengitter zu exakten Positionsbestimmung eines Protonenstrahls ungeeignet sind, wurde zusätzliche Leuchttargets installiert, die als Prototypen für die Beschleunigeranlagen von FAIR entwickelt wurden. Diese können in den Strahl gefahren werden und dessen Position über eine Kamera abbilden.

4.2 Aufbau und Parameter von PRIOR

Primär zur Diagnostik von dichten Plasmen, die mit optischen Mitteln nicht durchdrungen werden können, begann am Hochenergie-Experimentierplatz HHT der GSI der Aufbau des Protonenmikroskops PRIOR (Proton Radiography for FAIR). Wie der Name schon sagt, war es von Beginn an der Plan, damit auch eine Diagnostik für zukünftige Plasmaphysik-Experimente an der im Bau befindlichen FAIR-Beschleunigeranlage zu entwickeln. Diese kann jedoch nun bereits am HHT eingesetzt und ausgiebig getestet werden.

Mithilfe des SIS-18 stehen Protonenenergien bis 4.5 GeV zur Verfügung. Aufgrund der bereits diskutierten Zusammenhänge zwischen höherer Energie und höherem Auflösungsvermögen,

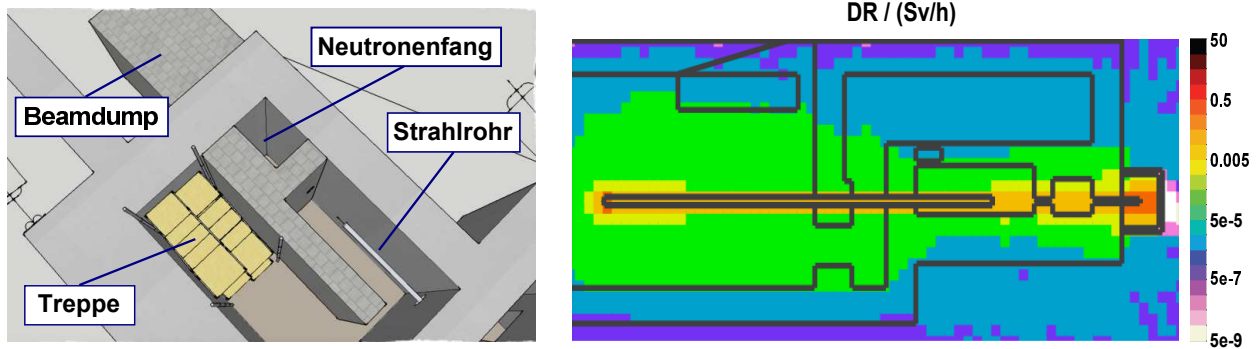


Abbildung 4.3.: Links: Der neu errichtete Diagnostikraum im Eingangsbereich des HHT. Von rechts unten ragt das Strahlrohr in den Diagnostikraum hinein. Die mauernartigen Strukturen sind neu errichtete Betonwände zur Abschirmung und als Beamdump. Vor letzterem befindet sich eine zursätzliche Wand die als Neutronenfang dient. Rechts: Abschätzung der Strahlenbelastung bei Experimenten mit Protonenstrahlen am HHT, basierend auf Monte-Carlo-Simulationen. Quelle: [61]

wurde das System für die maximale Energie des Beschleunigers ausgelegt. Eine geeignete auf Quadrupolmagneten basierende Ionenoptik für Hochenergie-Protonenmikroskopie erfordert hier starke Magnetfelder mit hohen Feldgradienten. Die Wahl fiel einerseits aus Kostengründen, andererseits wegen der einfacheren Realisierung der benötigten hohen Gradienten auf permanentmagnetische Quadrupole (PMQs). Die Zielparameter für das System sind damit wie folgt:

Parameter	Wert
Energie	4.5 GeV
Ortsauflösung	$< 10 \mu\text{m}$
Zeitauflösung	10 ns
Sichtfeld (FOV)	1.5 cm
Vergrößerung	x4.5
Apertur der PMQ	30 mm
Pole-Tip Field	1.8 T
Feld-Gradient	120 T/m

Tabelle 4.1.: Die Design-Parameter von PRIOR, basierend auf den Angaben des Magnetherstellers (ITEP, Moskau) und dem Technical Design Report, Stand 2009 [61].

Die PMQs sind auf einer Hochpräzisionsschiene installiert und können über elektronisch steuerbare Verschiebetische einzeln entlang der Strahlachse bewegt werden. Diese sind vom Typ PI miCos VT-75 und haben eine bidirektionale Reproduzierbarkeit von $\pm 6 \mu\text{m}$ [42]. Einer der Magnete, der dritte in Strahlrichtung, kann ebenfalls elektronisch um diese Achse rotiert werden. Auch bei den anderen Magneten ist eine Drehung um die z-Achse des Systems möglich, jedoch nur über eine Mikrometerschraube, was ein Betreten des Experimentierplatzes während einer Strahlzeit nötig machen würde. Allerdings lassen sich über die Rotation eines Magneten etwaige

Fehler in der Rotation der anderen Magnete weitgehend ausgleichen. Eine Justage entlang der anderen Achsen ist ebenfalls mechanisch möglich; die Justage der Magnete entlang der Strahlachse wird im folgenden Kapitel genauer beschrieben.

Zwischen dem zweiten und dritten Magneten ist die Kollimatorbox installiert, eine Kammer aus Plexiglas, die ohne Schrauben schnell geöffnet werden kann, um den Kollimator während des Experiments auszutauschen. Die Kollimatoren bestehen aus einer Wolfram–Kupferlegierung (EROMET 80–20). Die Länge eines Kollimators beträgt jeweils 10 cm mit einer unterschiedlich großen elliptischen Öffnung in der Mitte. Es stehen Kollimatoren für Akzeptanzwinkel von 2, 3, 4 und 5 mrad zur Verfügung. Da die Kollimatorbox durchsichtig ist, kann hier auch die Strahlposition ermittelt werden, indem man den Kollimator durch einen Szintillator auf einer passenden Haltevorrichtung ersetzt. Dieser lässt sich dann über eine Kamera vom Messraum aus beobachten.

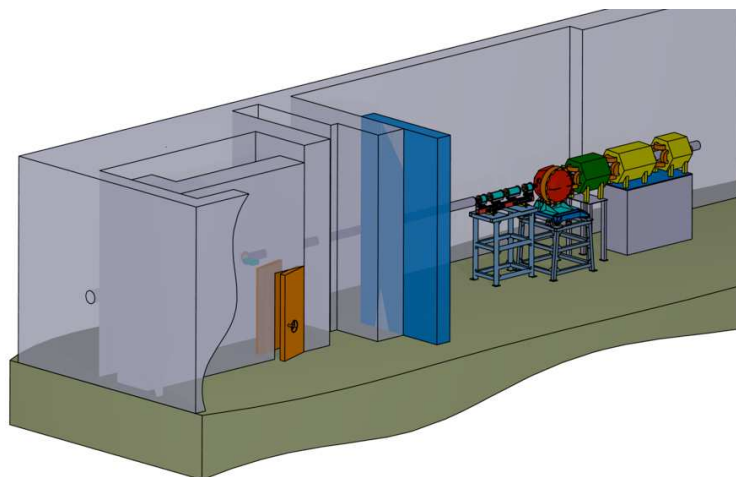
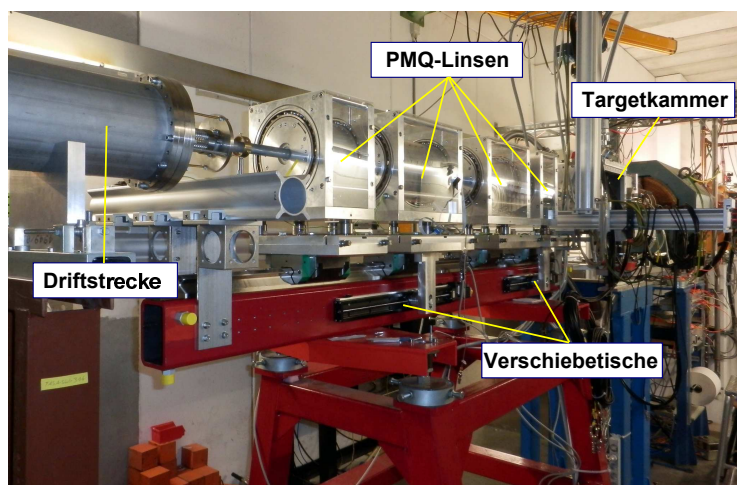


Abbildung 4.4.: Oben: Die verschiebbaren PRIOR–PMQs (Mitte), sowie der Übergang zur Driftstrecke (links) und der Targetkammer und dem letzten Quadrupol (rechts). Unten: Übersicht über den HHT-Experimentierplatz. Links hinter der orangenen Tür befindet sich der neu gebaute Diagnostikraum. Im Zentrum sind die vier PMQs sowie die Targetkammer (rot) und die letzten Quadrupole des Strahlzweigs (grün und gelb) zu erkennen.

Hinter den Magneten schließt sich eine 7m lange Driftstrecke an, deren Ende im Diagnostikraum liegt. Direkt hinter dem Austrittsfenster des Vakuumrohrs befindet sich ein Szintillator an der Position der Bildebene, der die Bildinformation des Protonenstrahls in sichtbares Licht umwandelt, das dann wiederum von Kameras registriert werden kann (s. Kap. 6.1). Das angestrebte Vakuum für diesen Abschnitt beträgt $\sim 10^{-3}$ mbar. Für das Austrittsfenster reicht demnach eine dünne Kaptonfolie ($100\mu\text{m}$).

Diese darf sich jedoch durch den Druckunterschied nicht zu stark nach innen wölben, damit der Abstand zwischen Austrittsfenster und dem direkt dahinter montierten Szintillationsschirm nicht zu groß wird. Andernfalls kann sich die Streuung der Protonen in der Folie negativ auf die Ortsauflösung auswirken. Während der Experimente betrug dieser Abstand (am Mittelpunkt des Austrittsfensters) maximal etwa 16 mm, was zu keinen nennenswerten Beeinträchtigungen führt.

4.3 Erste Experimente

Bevor komplexe Experimente mit PRIOR realisiert werden können, die auf neue physikalische Entdeckungen abzielen, ist es zunächst nötig, das System genau zu charakterisieren und zu testen. Im Rahmen der ersten Phase der Inbetriebnahme in der Strahlzeit vom April 2014 werden deshalb ausschließlich Radiographien statische Objekte erstellt, anhand deren jeweils bestimmte Parameter wie die (richtungsabhängige) Ortsauflösung oder Genauigkeit der Dichterekonstruktion bestimmt werden können. Ein weiterer Satz von Test-Targets dient dazu, die optischen Abbildungsfehler des Systems zu charakterisieren und hier ggf. gegenzusteuern, beispielsweise durch eine Korrektur der Rotation der Magneten zueinander. Zusätzlich werden einige anschauliche Demonstrationsobjekte radiographiert. Die Ergebnisse werden in Kap. 8 vorgestellt.

Im zweiten Teil des Tests, der im Juli 2014 stattfand, sollen die Eigenschaften des Systems zur dynamischen Bildgebung anhand eines UEWE-Experiments wie es in Kap. 3.2 beschrieben wird, gezeigt werden. Hierfür ist es insbesondere auch wichtig, schnelle Konverter in Form von Plastiksintillatoren zur Verfügung zu haben, sowie geeignete Kameras, die eine schnelle Zeitauflösung ermöglichen.

Basierend auf den während der Inbetriebnahme gewonnenen Erkenntnissen sind weitere Experimente möglich, sowohl dynamischer als auch statischer Natur, abhängig von der Verfügbarkeit eines Protonenstrahls an der GSI.

4.4 PRIOR@FAIR

Für die Einsatzmöglichkeiten von Protonenradiographie an FAIR existieren eine ganze Reihe von Plänen. Zunächst ist zu bemerken, dass die Strahlparameter des im Bau befindlichen SIS-100 mit Protonenenergien von bis zu 10 GeV ² und Intensitäten von etwa 10^{13} Teilchen pro Puls noch einmal eine deutliche Verbesserung der Bildqualität versprechen. Die geplante Pulslänge beträgt jeweils $t_{\text{Puls}} = 50\text{ ns}$ (bei insgesamt 16 Bunches innerhalb von $3.4\text{ }\mu\text{s}$) [59]. Durch die erhöhte Intensität gegenüber den bestehenden GSI-Anlagen ist auch die niedrigere Statistik bei Kamera-Gatingzeiten unterhalb von t_{Puls} ein geringeres Problem.

² Im Prinzip sind auch höhere Energien bis 29 GeV möglich, allerdings erfordert dies einerseits höhere Investitionen in den Strahlenschutz, andererseits bringt eine weitere Erhöhung der Energie höchstwahrscheinlich keine signifikanten Vorteile in der Ortsauflösung.

Es ist an FAIR sowohl möglich ein Protonenmikroskop wie PRIOR in die Strahlführung zu integrieren, als auch das für andere Experimente geplante Elektromagnet-Quadruplett (mit einem Feldgradienten von 33 T/m und einer Apertur von 26 cm) einzusetzen, um ein 1:1 abbildendes System mit deutlich größerem FOV zu erhalten (s. Abb. 4.5).

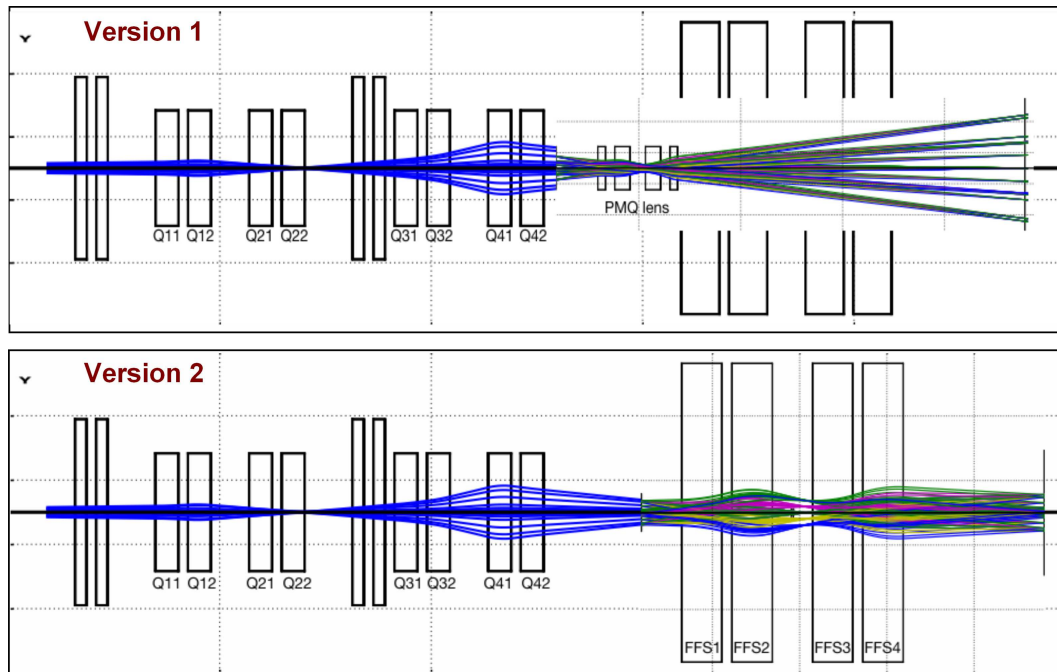


Abbildung 4.5.: Strahlengang durch die geplante Plasmaphysik-Strahlführung des APPA-Experimentierplatzes an FAIR. Oben: Protonenmikroskopie-Variante mit PRIOR oder einem ähnlichen Aufbau auf Basis von PMQs. Unten: Protonenradiographie für eine 1:1 Abbildung unter Verwendung des ursprünglich für andere Experimente ausgelegten Elektromagnet-Quadrupletts.

In der modularen Startversion von FAIR, die ab 2020 in Betrieb gehen soll, ist ein ursprünglich geplanter Strahlzweig, der vom SIS-18 direkt zum APPA-Experimentierplatz³ führt und dort in einem 90°-Winkel den Strahl aus dem SIS-100 an der Targetposition kreuzt, noch nicht eingeplant. Wenn dieser in einer späteren Entwicklungsstufe von FAIR hinzukommt, ist es möglich, Ionenstrahlen gleichzeitig als Treiber und zur Radiographie einzusetzen, wie es z.B. für zeitaufgelöste Dichtemessungen bei Experimenten wie LAPLAS von Interesse wäre. Möglicherweise werden hier auch sprengstoffgetriebene Schockenwellenexperimente stattfinden können. Außerdem soll auch ein neues Lasersystem als Treiber zur Verfügung stehen, das ähnlich wie derzeit PHELIX (Petawatt Hochenergie-Laser für Schwerionen-Experimente) an der GSI gemeinsam mit dem Ionenstrahl eingesetzt werden kann.

³ APPA steht für Atomic, Plasma Physics and Applications.



5 Die Quadrupol–Permanentmagnete

5.1 Material und Aufbau

Prinzipiell stehen zwei Möglichkeiten für die Realisierung der für die Ionenoptik benötigten Quadrupol–Magnete zur Auswahl: Elektromagnete und Permanentmagnete. In erster Linie aus Kostengründen fiel die Wahl auf Permanentmagnete aus der Seltenerdlegierung Neodym–Eisen–Bor (NdFeB), das – neben Samarium–Kobalt (SmCo) – eines der am häufigsten eingesetzten Magnetmaterialien ist. Hier entfallen beispielsweise die Kosten für die gesamte elektrische Infrastruktur und Energieversorgung, die zum Betrieb von Elektromagneten nötig ist. Auch die angestrebten starken Feldgradienten sprechen für Permanentmagnete.

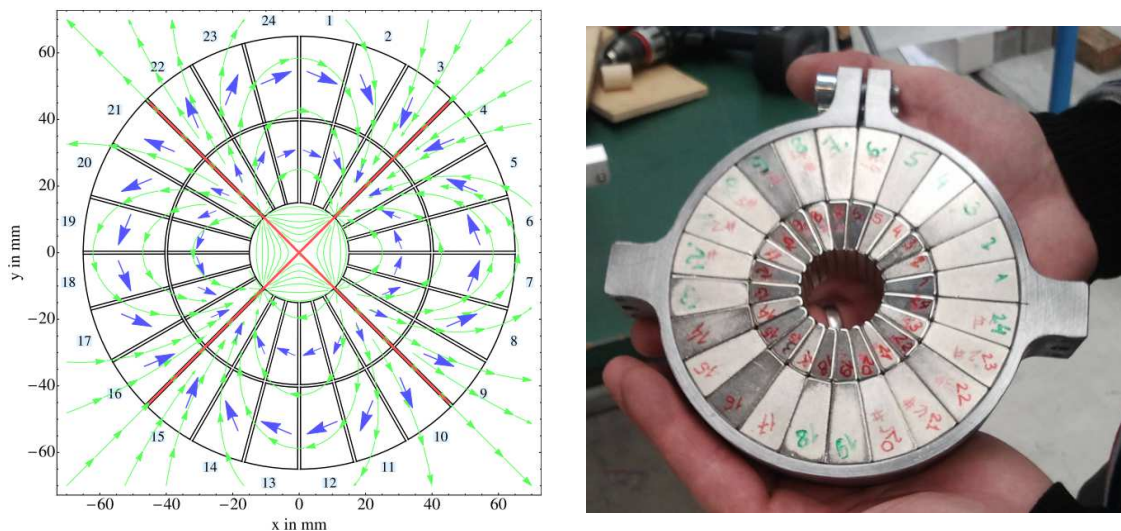


Abbildung 5.1.: Links: Schematischer Verlauf des Magnetfeldes (grün) in einem PRIOR-Quadrupolmodul. Die Pfeile (blau) geben jeweils die Magnetisierungsrichtung der einzelnen Segmente an. Rechts: Eins der Magnetmodule vor dem Einbau.

Gegenüber SmCo–Magneten weisen NdFeB–Magnete eine höhere magnetische Energiedichte auf. Allerdings gibt es Untersuchungen, die zeigen, dass sie weniger tolerant gegenüber ionisierender Strahlung sind und somit schneller demagnetisieren. Eine detailliertere Betrachtung dazu folgt in Kap. 5.4.

Die Magnetlinsen sind modular aufgebaut. Das erlaubt es, unterschiedlich lange Magnete aus demselben Satz von Basis–Modulen zusammenzusetzen. Dies ermöglicht eine Anpassung an die unterschiedlichen Längen des ersten und letzten gegenüber den mittleren beiden Magneten des Quadrupletts, als auch eine Anpassung an die Energie, indem man Module gegebenenfalls entfernt. Aufgrund der unerwartet hohen Poletip–Feldstärke der Module von nicht ~ 1.6 T, wie ursprünglich vertraglich vereinbart, sondern sogar 1.8 T, wurden die endgültigen Linsen tatsächlich mit weniger Modulen aufgebaut, als im anfänglichen Design vorgesehen (8 statt 10

Module für die langen Magnete, 4 statt 5 für die kurzen). Die dadurch entstandenen Lücken in den bereits gefertigten Gehäusen wurden mit Platzhaltern aus PE (Polyethylen) aufgefüllt. Jedes einzelne Modul besteht aus zwei Ringen zu je 24 Segmenten, die von einem Haltering aus Stahl zusammengehalten werden. Die einzelnen Segmente werden dabei nur durch gegenseitige Reibung in Position gehalten. Die Ringsegmente sind jeweils zu einem zylinderförmigen Halbach-Array angeordnet, das die Quadrupolstruktur des Magnetfelds ergibt. Halbach-Arrays können prinzipiell in verschiedenen Konfigurationen mit unterschiedlichen Segmentzahlen aufgebaut werden, sodass beispielsweise auch Dipole, Sextupole oder auch Undulatoren gebaut werden können [17]. Für einen Quadrupol aus 24 Segmenten muss die Magnetisierungsrichtung α jedes Segments um 30° gegenüber dem vorigen gedreht sein. Es reichen dann drei Grundtypen von Segmenten aus mit $\alpha=15^\circ, 45^\circ$ und 75° , um die aus insgesamt 48 Einzelsegmenten bestehenden Module zu bilden (s. Abb. 5.1 und 5.2).

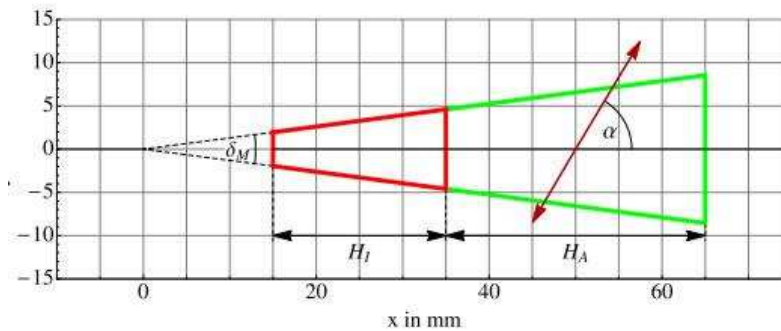


Abbildung 5.2.: Abmessungen der Magnetsegmente. Rot für den inneren Ring, grün für den äußeren. Der Winkel α gibt die Magnetisierungsrichtung relativ zur Längsachse an, der Winkel $\delta_M = 15^\circ$ beschreibt den Öffnungswinkel.

Die genaue Materialzusammensetzung der Segmente ist unterschiedlich. Die Teile des inneren Rings bestehen aus einem NdFeB-Gemisch vom Typ N42SH, die des äußeren Rings aus N45M. Die wichtigsten Kenngrößen sind B_r , die maximale magnetische Flussdichte ohne externes demagnetisierendes Feld, die Koerzitivfeldstärke H_{CB} , welches die Flussdichte verschwinden lässt ($B = 0$). Der Verlust der Magnetisierung bei einem Koerzitivfeld, das über H_{CB} hinausgeht, ist im Allgemeinen nicht reversibel, wenn das demagnetisierende Feld entfernt wird, eine aufwändige Remagnetisierung wäre erforderlich. Wird der Grenzwert H_{CJ} erreicht, ist die Magnetisierung des Materials vollständig auf Null gesunken. H_{CB} und H_{CJ} werden in kOe, bzw. Oe angegeben, der Einheit der magnetischen Feldstärke im CGS-System (von $1 \text{ Oe} = 1 \text{ Oersted} = 1000/4\pi \text{ A/m} \approx 79.577 \text{ A/m}$).

	N42SH	N45M
B_r	1.3 T	1.33 T
H_{CB}	12 kOe	10.5 kOe
H_{CJ}	20 kOe	14 kOe
T_{max}	150°C	100°C

Tabelle 5.1.: Die wichtigsten Kenngrößen für die magnetischen Eigenschaften der verwendeten Magnetmaterialien. T_{max} bezeichnet die maximale Betriebstemperatur.

Die Halteringe der Module besitzen jeweils drei äußere Befestigungsstrukturen, mit denen sie in passenden Nuten im Gehäuse der jeweiligen Magnetlinse befestigt werden können. Die Module sitzen dort zunächst nicht komplett fest, sondern besitzen Freiheitsgrade in allen Achsen (außer entlang der Strahlachse), anhand derer sie mittels Schrauben bzw. Madenschrauben im Gehäuse von außen justiert werden können.

Um den Einfluss des Gehäuses auf das Magnetfeld der Module möglichst gering zu halten, wurde sehr viel Wert auf die Auswahl des Gehäusematerials gelegt. Die gleichen Betrachtungen gelten für das Strahlrohr, das im Inneren durch die Apertur der Magneten führt. Hier ist noch zusätzlich zu beachten, dass das Strahlrohr durch gestreute Protonen selbst aktiviert werden kann und entstehende Sekundärteilchen, ebenso wie gestreute Primärteilchen, die Magnete schädigen können. Außerdem kann ein Strahlrohr aus nichtleitendem Material durch den Ionenstrahl aufgeladen werden, was zusätzliche Probleme mit sich bringt.

Einige Edelstahllegierungen wie der Werkstoff 1.4435 sind zwar wegen ihrer hohen Festigkeit sowie ihrer niedrigen Permeabilität μ_r ein geeignetes Material, es kann jedoch bedingt durch den hohen Gehalt an Eisen und anderen schwereren Metallen zu einer starken radioaktiven Aktivierung kommen. Beide Komponenten, Strahlrohr und Gehäuse, bestehen daher aus speziellen Aluminiumlegierungen aus der Klasse der sogenannten Duralumine. Diese weisen gegenüber reinem Aluminium oder häufig verwendeten einfachen Legierungen wie AlMg3 deutlich höhere mechanische Parameter auf, so sind z.B. Härte und Zugfestigkeit um ein vielfaches höher als bei reinem Aluminium und entsprechen eher den Werten eines typischen Stahls. Leider sind in der Literatur kaum zuverlässige Werte zur magnetischen Permeabilität μ_r dieser Materialien zu finden, es konnten jedoch Unterschiede im Rahmen der Bachelor-Arbeit von Tobias Zöller gemessen werden, die nahelegen, dass die Feldabschwächung durch Duraluminium am niedrigsten ist [69].

EN-AW Nummer	Zusammensetzung	Dichte (g/cm ³)	Zugfestigkeit (N/mm ²)	Härte (Brinell)
EN-AW 1050	Al99,5	2.7	75–110	22–35
EN-AW 2007	AlCuMgPb	~2.8	370–470	100–140
EN-AW 2011A	AlCuBiPb	~2.8	370–410	110–130
1.4435	X2CrNiMo18-14-3	8.0	500–700	~200

Tabelle 5.2.: Vergleich von Reinaluminium (AW 1050) mit verschiedenen Duraluminium-Legierungen (AW 20XX) und einem Edelstahl (Werkstoff-Nr. 1.4435). Quelle: [3]

Die meisten Teile der Magnetgehäuse sind aus EN-AW 2007 gefertigt. Dieses ist für die meisten Drehteile in beliebigen Größen und Formen als Halbzeug verfügbar. Alle flachen Teile bestehen dagegen aus der ähnlichen Legierung EN-AW 2011A. EN steht für Europäische Norm, AW bedeutet „Aluminium Wrought Alloy“, also eine Knetlegierung. Die Legierungen mit nachgestellten 2000er Nummern bilden die Klasse der Duraluminium-Legierungen, deren Hauptlegierungselement Kupfer ist. Diese Legierungen, die in der Regel wegen ihrer guten Bohr- und Drehqualität als Automatenlegierungen bezeichnet werden, weisen häufig interne Spannungen auf, was die präzise Verarbeitung erschwert [36]. EN-AW 2011A weist dabei eine bessere Kaltumformbarkeit auf, ist aber nicht in allen Formen als Halbzeug lieferbar.

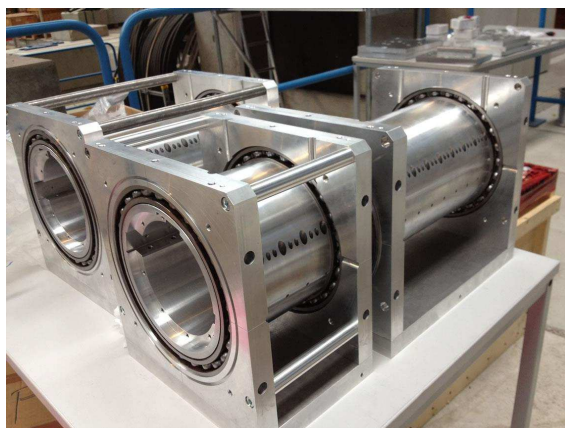
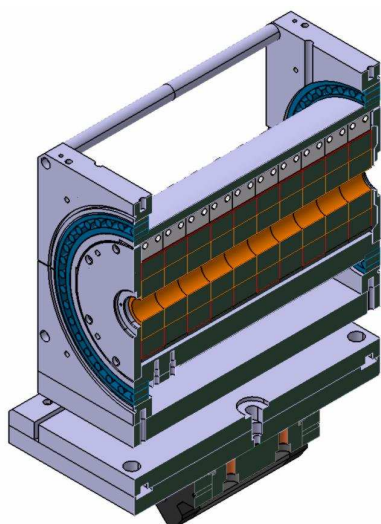


Abbildung 5.3.: Links: Querschnitt durch ein PMQ–Linsengehäuse mit den einzelnen Magnetmodulen (orange) im Inneren. Zu sehen sind außerdem die Kugellager (blau), die die Drehung der Linse um die Strahlachse ermöglichen, sowie die Montageplatte darunter, die für die Justage in x-Richtung zuständig ist. Rechts: Die leeren Gehäuse vor dem Zusammenbau. Zu erkennen sind die zahlreichen Löcher für die Justageschrauben.

5.2 Justage

Eine genaue Justage aller Komponenten des Protonenmikroskops ist für das Erreichen einer Ortsauflösung von unter $10\ \mu\text{m}$ unerlässlich. Die Justage erfolgte in mehreren Schritten:

1. Ausrichtung der einzelnen Module innerhalb jeder Quadrupollinse
2. Ausrichtung der Linsen zur Führungsschiene und zum bestehenden Strahlzweig am HHT
3. Anpassung der Rotationswinkels um die Magnetachse
4. Überprüfung

Zur Justage der einzelnen Module wurden zunächst mit einem speziell konstruierten Hallscanner ringförmige Scans im Inneren des ersten Moduls einer Linse gemacht, das fortan als Referenzmodul diente. An die so gewonnen Daten wurde eine Sinusfunktion der Form

$$f(r, \alpha) \sim r \cdot \sin(2\alpha) \quad (5.1)$$

angefittet, wie sie von der radialen Feldkomponente eines Quadrupolfelds zu erwarten ist. α ist dabei der Winkel der Rotation, r der Radius, auf dem gescannt wurde. Es ist natürlich zu unterscheiden zwischen fokussierenden und defokussierenden Quadrupollinsen, so dass ggf. ein Versatz von 90° berücksichtigt werden muss. Dies, als auch eine mögliche Verdrehung des PM-Qs um 45° („skewed quadrupoles“, wie sie am russischen Puma-Protonenmikroskop am ITEP eingesetzt werden), kann im Python-basierten Fit-Programm *mag_axis.py*, das speziell für diese Anwendung entwickelt wurde, optional berücksichtigt werden. Als alternative Fit-Methode

kann in diesem Programm die sogenannte 4-Punkte-Methode ausgewählt werden, die nicht auf einem Fit an Sinus-Funktionen basiert, sondern auf dem Auffinden der lokalen Maxima und Minima der Daten. Bei mehreren Testläufen konnte gezeigt werden, dass beide Methoden ähnlich präzise, reproduzierbare Ergebnisse liefern.

Da für die Justage der Module vor allem der Versatz in x- und y-Richtung von Interesse ist, ist es zweckmäßig, die Fit-Funktion als $f(x,y)$ auszudrücken.

$$f(x,y) = \sqrt{x^2 + y^2} \cdot \sin\left(2 \cdot \arctan \frac{y}{x}\right) \quad (5.2)$$

Unter Verwendung der Bibliothek Numpy (np) ergibt sich folgender Python-Code:

```
torad = 180.0 / np.pi
if self.defoc:
    x = r * np.cos((a - 90.0) / torad) - self.Xo
    y = r * np.sin((a - 90.0) / torad) - self.Yo
else:
    x = r * np.cos(a / torad) - self.Xo
    y = r * np.sin(a / torad) - self.Yo
if self.skew:
    f = np.sqrt(x**2 + y**2) * np.cos(2.0 * (np.arctan2(y, x) - self.Ao / torad))
else:
    f = np.sqrt(x**2 + y**2) * np.sin(2.0 * (np.arctan2(y, x) - self.Ao / torad))
```

Es wurden Ringscans mit einer verschieden hohen Datenpunktdichte durchgeführt. Sowohl die Anzahl der Ringe, als auch der Abstand der Ringe, sowie die Anzahl der Winkelschritte wurden variiert, um ein Optimum aus Genauigkeit und Zeitersparnis zu finden. Gute Ergebnisse ließen sich noch mit 3 Ringen und 10°-Winkelschritten erzielen.

Insgesamt gelang das Alignment der einzelnen Module mit einer reproduzierbaren Genauigkeit von rund 20 µm sowohl in x-, als auch in y-Richtung. Die Winkelübereinstimmung betrug etwa ±0.1°. Dies gilt für Scans, die in kurzer zeitlicher Abfolge (Minuten bis Tage) wiederholt wurden. Auf längeren Zeiträumen ließen sich auch etwas größere Verschiebungen feststellen, vermutlich weil die Magnete permanent weiter gegeneinander drücken und so ihre Position ändern. Diese hielten sich jedoch im Rahmen. Abb. 5.4 zeigt eine Übersicht über die Resultate der Justage einer Linse.

Zur genauen Ausrichtung der Linsen untereinander, sowie der ganzen Konstruktion zum Koordinatensystem des Beschleunigers, wurden Positionsmarker permanent am Unterbau der Führungsschiene angebracht (einem Stahl-Rechteckprofil mit 8 mm Wanddicke), die für ein Laser-Trackingsystem als Referenzpunkte dienen. Als Ursprung des Koordinatensystems dient die Mitte der Oberkante der Schiene auf der Eintrittsseite des Strahls. Zusätzlich wurden weitere temporäre Referenzpunkte markiert, sowohl an der Schiene, als auch auf den Seitenwänden der Magnetgehäuse. Für die geometrische Erfassung wurde ein *FARO Lasertracker* verwendet. Ziel ist es jedoch nicht, die Position der Schiene mit dem Koordinatensystem des Beschleunigers abzugleichen, sondern die der Magnete. Als beste mechanische Näherung wurde hierzu die Position der Seitenflächen der Magnete relativ zur Mantelfläche der Magnetgehäuse vermessen, die wiederum die Rotationsachse bestimmt (siehe Abb. 5.5). Diese soll gleich der Strahlachse sein. Die Abweichung von der Strahlachse des Beschleunigers in vertikaler Richtung (die z-Achse in den Messungen, im Rahmen dieser Arbeit wird diese jedoch üblicherweise als y-Achse

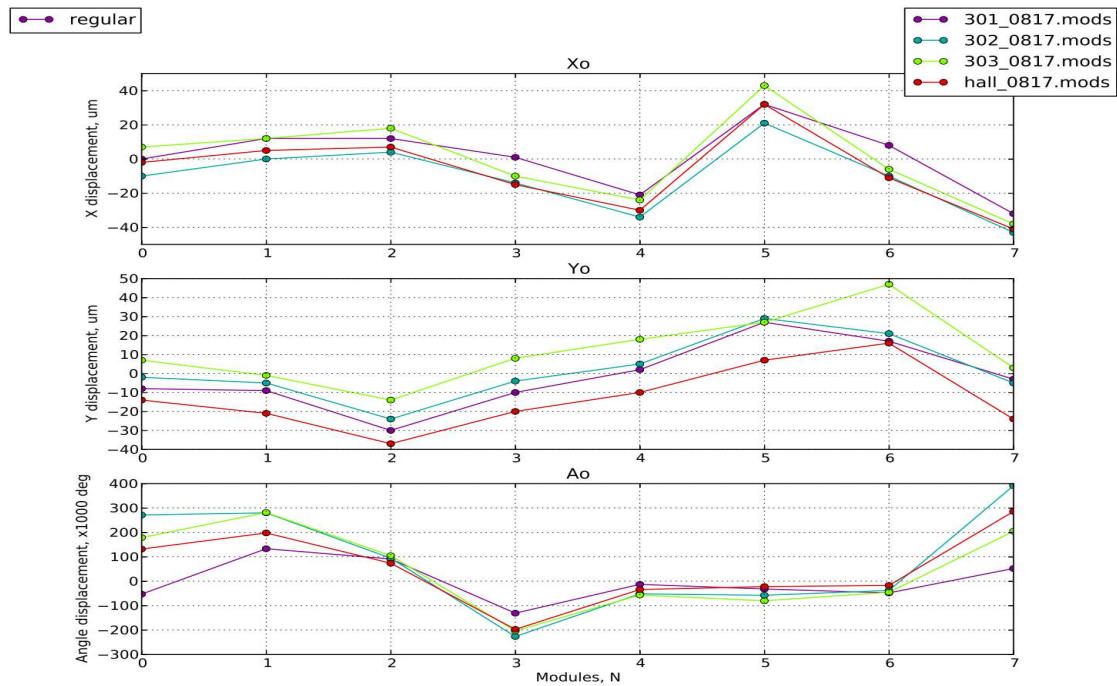


Abbildung 5.4.: Messung der Modulpositionen relativ zur Drehachse des Hallscanners mit verschiedenen Hallsensoren. Maßgeblich für die Justage der Module war der 301-Sensor (violette Linie).

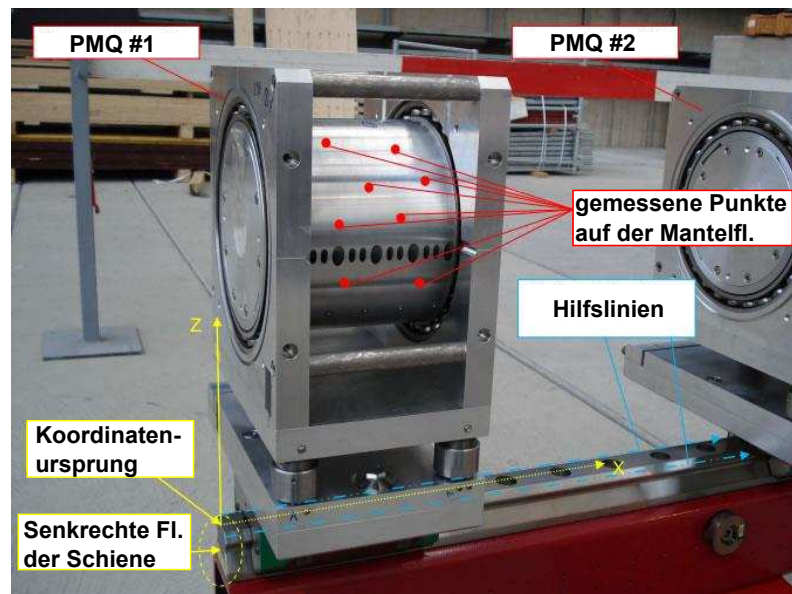


Abbildung 5.5.: Koordinatensystem für die Justage von Magneten und Schiene, sowie Messpunkte auf der Zylindermantelfläche, aus denen die Rotationsachse rekonstruiert wurde. Quelle: [63]

bezeichnet) betrug nicht mehr als $\pm 80 \mu\text{m}$, in horizontaler Richtung (hier y-Achse) nicht mehr als $\pm 70 \mu\text{m}$. Zwar ergeben sich Abweichungen bis zu etwa 0.2 mm, wenn man die Magnete

über weite Strecken entlang der Schiene verschiebt [62], da die Reichweite der Magnete im Experiment jedoch – begrenzt durch die Länge der Verschiebetische – nur bei etwa ± 20 cm liegt, ist dieser Effekt vernachlässigbar.

5.2.1 Der Hallscanner

Der für die Vermessung der PRIOR–Quadrupole konstruierte Hallscanner besteht aus einer präzise gefertigten Messingstange mit einem Durchmesser von 24 ± 0.01 mm, in die verschiedene Hallsensoren bei unterschiedlichen Radien eingelassen sind. Der Scanner wird durch zwei Befestigungskappen aus Duraluminium über eine Passung an den Gehäusen der Magnete befestigt und zentriert (siehe Abb. 5.6). Der Antrieb erfolgt durch einen Rotations–Schrittmotor der Firma *PI miCos*, Modell DT-80. Dieses hat eine unidirektionale Reproduzierbarkeit der Winkelposition von $\pm 0.01^\circ$ [42].

Drei der Hallsensoren stammen aus alten Beständen des ITEP und sind nicht präzise kalibriert, liefern aber gute relative Ergebnisse, vorausgesetzt die Temperatur bleibt konstant. Sie tragen die Bezeichnung „301“, „302“ und „303“. Der „301“-Sensor sitzt auf dem innersten Radius bei $r_{301} = 3.7$ mm. Hier sollte das Feld einem idealen Quadrupol am nächsten kommen, während Multipole höherer Ordnung nur in den äußeren Bereichen zum Feld beitragen, weswegen die Justage der einzelnen Module in jeder Linse vor allem über Messungen mit dem 301–Sensor durchgeführt wurde. Alle ITEP–Sensoren wurden mit einer Spannung von 13 V bei ca. 160 mA betrieben.

Der vierte Hallsensor ist ein Group3 MPT–141 Sensor mit einer DTM–151 Ausleseseinheit. Dieser verfügt über eine sensitive Fläche von 4×1.6 mm² bei einer Messgenauigkeit von 0.01% (bei 25°C) im Bereich bis 3 T. Innerhalb des Sensorkopfs ist die sensitive Fläche maximal $\pm 1^\circ$ in der Transversalebene verkippt, longitudinal beträgt die Verkipfung maximal $\pm 0.4^\circ$ [15]. Da dies als (konstanter) systematischer Fehler in die Messung des Magnetfelds eingeht, ebenso wie eine nicht exakte Positionierung der Sonde auf der Messingstange, ist keine grundsätzlich negative Auswirkung auf die Justage zu erwarten. Vielmehr würden sich solche Fehler als reproduzierbarer Offset beim Vergleich der Daten unterschiedlicher Sensoren zeigen.

Im Gegensatz zu den Sensoren vom ITEP ist der Group3–Sensor temperaturstabilisiert, so dass von dieser Seite keine Messungenauigkeiten zu erwarten sind.

Sensor	Radius
301	3.7 mm
302	6.7 mm
303	11.7 mm
Group3	10.15 mm

Tabelle 5.3.: Positionen der verschiedenen Hallsensoren. Die Nummerierung 30X steht für die ITEP–Sensoren. Die Positionierung ist auf weniger als ± 0.2 mm genau.

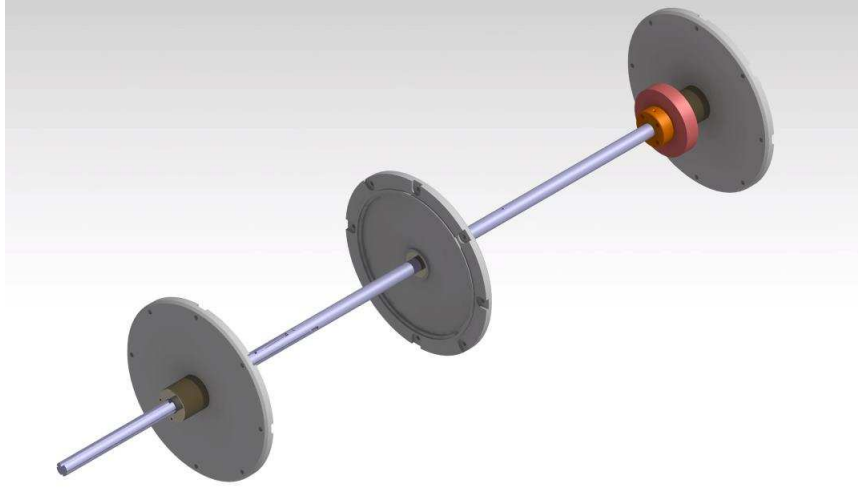


Abbildung 5.6.: Der PRIOR–Hallscanner besteht aus einer Messingstange, auf der die Hall-Sensoren angebracht sind. Zwei Aluminium-Kappen (links und Mitte) dienen dazu, den Hallscanner am Gehäuse der zu scannenden Linse zu positionieren. Eine dritte Kappe verbindet eine benachbarte Linse über einen Rotationsschrittmotor mit der Stange. Diese Linse dient gleichzeitig der Bewegung des Scanners entlang der Strahlachse.

5.3 Feldrekonstruktion

Zwar ist es mit dem beschriebenen Hallscanner möglich, auf jeweils festgelegten Radien die Radialkomponente B_r des Feldes zu vermessen, dies allein liefert jedoch noch keine vollständige Beschreibung des Feldes an jedem Punkt innerhalb des Magneten. Es ist jedoch möglich, dieses anhand der Daten aus den Scans zylinderförmiger Flächen zu berechnen.

Einen möglichen Ansatz dazu, der eine Fourier–Bessel–Entwicklung benutzt, beschreibt V. Skachkov im technischen Bericht *Basics and principle design of PRIOR permanent magnet quadrupole lens* [51]. Die Fourier–Bessel–entwicklung ist eine verallgemeinerte Form der Fourier–Reihenentwicklung, hier in der Radialkomponente des magnetischen Feldes, basierend auf Bessel–Funktionen.

Es gilt

$$\begin{aligned}
 B_r &= - \sum_{k=1}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} R_{kn} (A_{kn}^1 \cos n\phi + A_{kn}^2 \sin n\phi) \sin \frac{\pi k(z - z_0)}{l}, \\
 B_\phi &= - \sum_{k=1}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{n}{r} \frac{I_n\left(\frac{\pi kr}{l}\right)}{I_n\left(\frac{\pi kr_0}{l}\right)} (-A_{kn}^1 \sin n\phi + A_{kn}^2 \cos n\phi) \sin \frac{\pi k(z - z_0)}{l}, \\
 B_z &= - \sum_{k=1}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\pi k}{l} \frac{I_n\left(\frac{\pi kr}{l}\right)}{I_n\left(\frac{\pi kr_0}{l}\right)} (A_{kn}^1 \cos n\phi + A_{kn}^2 \sin n\phi) \cos \frac{\pi k(z - z_0)}{l}.
 \end{aligned} \tag{5.3}$$

Dabei sind B_r , B_ϕ und B_z die Feldkomponenten in Zylinderkoordinaten, r_0 der Radius des betrachteten Zylinderbereichs und l dessen Länge mit $z_0 = -l/2$. $I_n(\xi)$ ist die modifizierte Bessel–

Funktion und A_{kn}^1 und A_{kn}^2 Fourier-Bessel-Koeffizienten. Die Koeffizienten $R_{kn}(r)$ sind definiert als

$$R_{kn}(r) = \frac{\frac{n}{r} I_n\left(\frac{\pi k r}{l}\right) + \frac{\pi k}{l} I_{n-1}\left(\frac{\pi k r}{l}\right)}{I_n\left(\frac{\pi k r_0}{l}\right)} \quad (5.4)$$

Betrachtet man nun ein in der r -Komponente bekanntes Feld auf der Zylinderoberfläche mit Radius r_0 , wie es auch bei den PRIOR-Quadrupolen gemessen wird, ist B_r^* dann

$$B_r^* = - \sum_{k=1}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} (A_{kn}^{*1} \cos n\phi + A_{kn}^{*2} \sin n\phi) \sin \frac{\pi k(z - z_0)}{l}. \quad (5.5)$$

Die Koeffizienten A_{kn}^{*x} (mit $x = 1, 2$) lassen sich direkt als Koeffizienten einer diskreten Fourier-Transformation berechnen und erlauben auch die Berechnung der A_{kn}^x , da

$$A_{kn}^{*x} = R_{kn}(r_0) \cdot A_{kn}^x,$$

wie ein Vergleich mit Gl. 5.3 zeigt. Mit diesem Wissen lassen sich dann alle Feldkomponenten an jedem Ort innerhalb der zylindrischen Domäne mit Länge l und Radius r_0 bestimmen.

Zu diesem Zweck wurde ein Python-Programm entwickelt, das die A_{kn}^x über den Algorithmus der Schnellen Fourier Transformation (FFT, „Fast Fourier Transform“) berechnet. Diese ist in Python-Bibliothek *Scipy* enthalten, ebenso wie die modifizierte Bessel-Funktion $I_n(\xi)$ [21].

Zum Test des Python-Programms enthält dieses auch eine Funktion, um Felder idealer Geometrien zu erzeugen (z.B. das Feld einer einfachen Leiterschleife), für die es einfache analytische Lösungen gibt, und diese mit den rekonstruierten Feldern zu vergleichen. Die Abweichungen liegen üblicherweise im Bereich $< 0.1\%$. Ein Vergleich zwischen gemessenen Werten an einem PMQ und rekonstruierten Werten am gleichen Ort ist in Abb. 5.7 dargestellt.

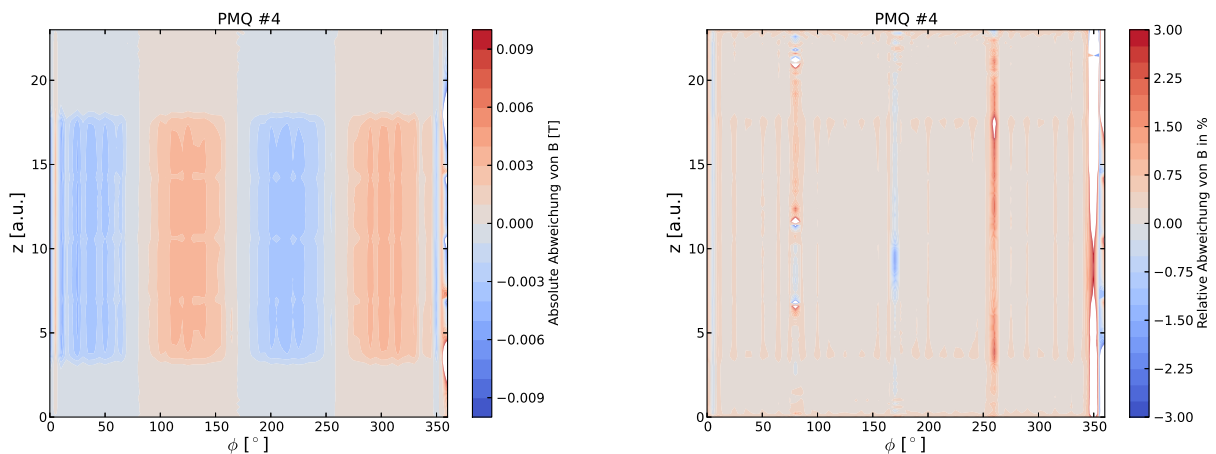


Abbildung 5.7.: Links: Differenz zwischen gemessenen und rekonstruierten Daten des Feldes von PMQ #4. Rechts: Prozentuale Abweichung zwischen gemessenen und rekonstruierten Daten.

5.4 Demagnetisierung

Ist ein Ionenoptik-System aus Permanentmagneten einmal präzise vermessen, lassen sich Teilchentrajektorien durch das System vollständig beschreiben. Leider sind die Magnetfelder nicht zeitlich unveränderlich. Verschiedene äußere Einflüsse können die Feldstärke und –qualität reduzieren.

Bekannt ist beispielsweise der Effekt von Temperaturschwankungen, wozu es nicht einmal zur Überschreitung der kritischen Curie-Temperatur T_c kommen muss. Die maximale Betriebstemperatur für die Operation von Permanentmagneten ist deshalb auch häufig deutlich niedriger angegeben als T_c .

Eine weitaus größere Rolle spielt jedoch der Schaden durch ionisierende Strahlung, die in die Magnete gelangt. Dies ist unvermeidlich durch Streuung des Strahls im Target oder im Kollimator oder auch während des Strahlfädelns bei der Inbetriebnahme.

Eine einfache Abschätzung dieser Schäden ist nicht möglich, da eine ganze Reihe von Faktoren eine Rolle spielen: das Magnetmaterial, dessen genaue Struktur, insbesondere die Größe der magnetischen Domänen (der Weiß'schen Bezirke), das Vorhandensein externer demagnetisierender Felder, sowie Art und Energie der ionisierenden Strahlung.

Es existieren verschiedene Messungen für unterschiedliche Teilchenarten bei bestimmten Energien (z.B. [20] für 200-MeV Protonen oder [9] für GeV-Elektronen), und auch Ansätze für ein semi-empirisches Modell [22], jedoch keine allgemein gültige Beschreibung.

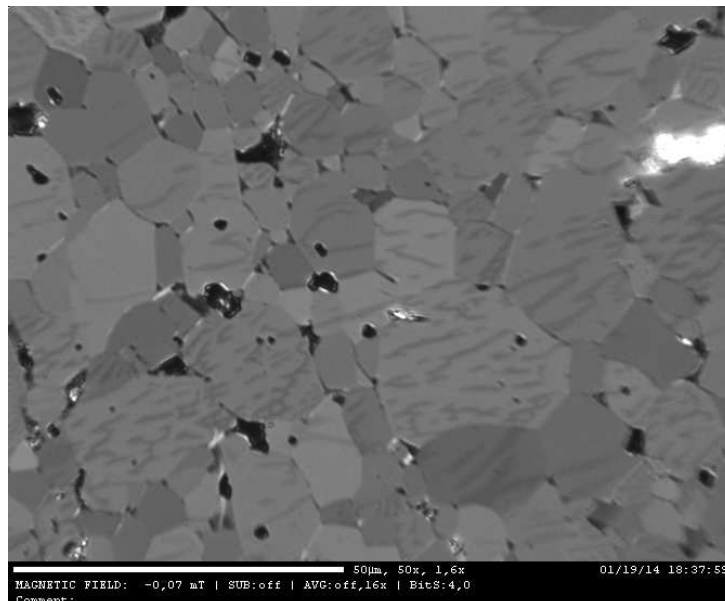


Abbildung 5.8.: Magnetische Domänen in einem NdFeB-Segment der PRIOR-Magnete, aufgenommen mit einem Kerr-Mikroskop. Die Größe der Domänen liegt im Bereich von etwa 10-20 μm .

Für die PRIOR-PMQs wurde daher versucht, eine Abschätzung basierend auf einer Kombination aus bestehenden Daten von den pRad-Magneten in Los Alamos und Monte-Carlo-Simulationen mit Geant4 zu erstellen [47]. Dabei diente die empirische Bestimmung der Magnetisierungsverluste in Los Alamos als Referenz [13], während die Verteilung der Teilchen und deponierte Energie mit Geant4 bestimmt werden sollte. Aufgrund des komplexen Zusammenspiels von dema-

gnetisierendem Feld, der unterschiedlichen Materialparameter und der vereinfachten Strahlsimulation war es jedoch nur möglich, qualitative Aussagen zu treffen. Dies geschah über eine Faltung des demagnetisierenden Feldes mit der Teilchendosis. So zeigt sich qualitativ das gleiche Verhalten, das auch an den pRad-PMQs zu beobachten war. Allerdings wurden die Daten hier nicht unter normalen (Protonenradiographie-)Experimentbedingungen gewonnen, sondern mit einem speziellen Aufbau, bei dem eine Diffusorplatte aus Wolfram mit 800-MeV Protonen bestrahlt wurde, so dass das dahinter positionierte Magnetsegment, nahezu radialsymmetrisch bestrahlt wurde. Dies muss jedoch in den komplexer aufgebauten Protonenradiographie-Anlagen nicht notwendigerweise der Fall sein. Elliptische Strahlformen wie sie beispielsweise im Bereich des Kollimators auftreten, können zu einer Asymmetrie führen.

Zur genaueren Untersuchung wurden daher in der ersten Kommissionierungs-Strahlzeit für PRIOR radiochromatische Filme (*Gafchromic XR-SP2-810*) eingesetzt, um die genaue Verteilung zu messen. Abb. 5.9 zeigt die Messung mit einem solchen Film, sowie eine Bildplatte aus ähnlichen Experimenten am LANL.

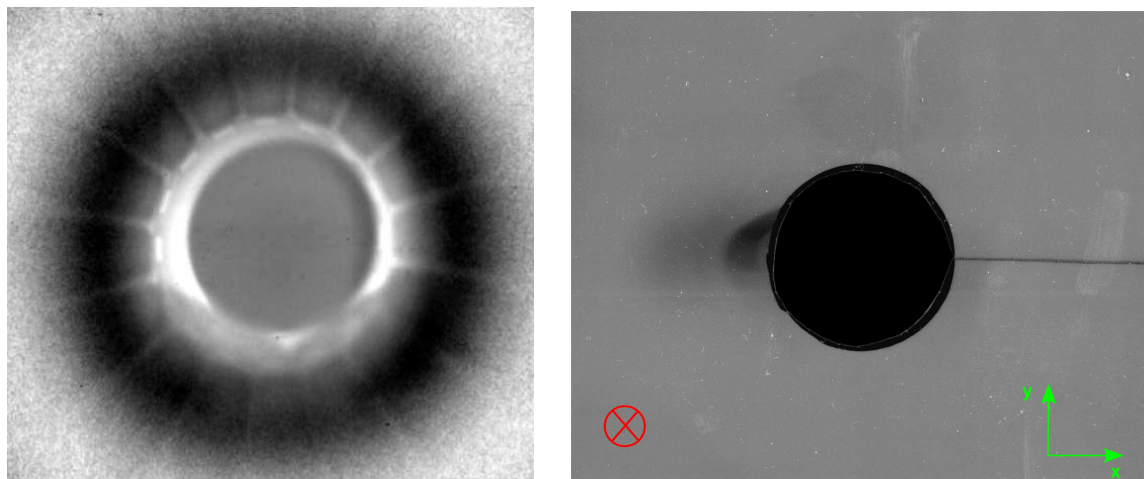


Abbildung 5.9.: Links: Dosisverteilung bei den Bestrahlungsexperimenten am LANSCE zur Demagnetisierung, abgebildet mit einer Bildplatte. Zu erkennen sind noch die Umrisse der einzelnen Segmente. Rechts: Radiochromatischer Film, der bei der Kommissionierungsstrahlzeit von PRIOR vor der ersten Linse befestigt wurde. Durch das Strahlfädeln ist die Dosisverteilung stark asymmetrisch (im normalen Betriebsmodus sieht das Profil dagegen deutlich symmetrischer aus). Das rote Kreuz gibt die Strahlrichtung an, grün das Koordinatensystem. Die dunkle Linie rechts stammt von einem Schnitt, der nötig war, um den Film am Strahlrohr zu befestigen.

Im Bereich starker demagnetisierender Felder, wie sie vor allem zwischen den Polen vorherrschen, ist der Magnet anfälliger für eine Demagnetisierung. Dies führt zu einer Abweichung vom idealen Quadrupolfeld des Magneten hin zu Multipolen höherer Ordnung, wie am LANSCE auch quantitativ gemessen wurde [13]. Multipole höherer Ordnung führen unweigerlich nicht nur zu einer Verschlechterung der Ortsauflösung des Protonenmikroskops, sondern auch zu anderen unerwünschten Bildeffekten wie beispielsweise Verzerrungen.

Zwar ist dies prinzipiell ein reversibler Prozess, die Magnete lassen sich also remagnetisieren und erreichen dann nahezu ihre ursprüngliche Performance, allerdings ist dies mit hohem Ar-

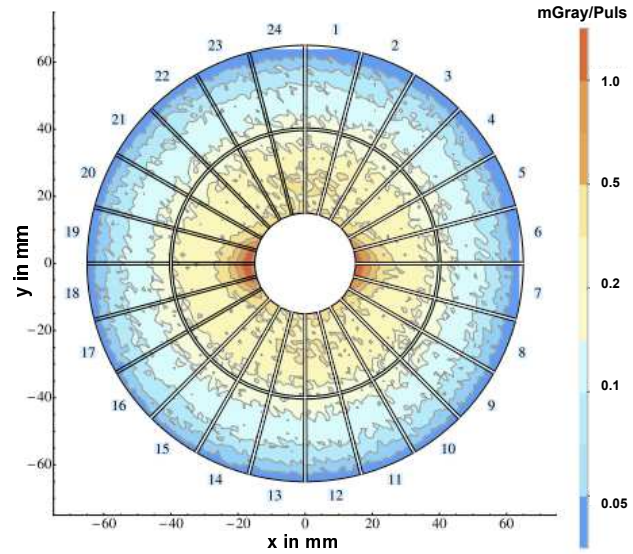
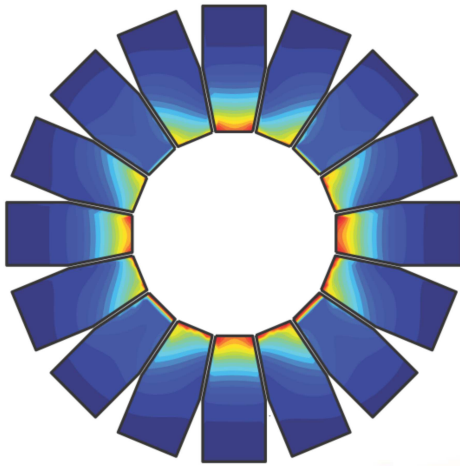


Abbildung 5.10.: Links: Das Dosis-gewichtete demagnetisierende Feld, basierend auf den LANSCE-Messungen, zeigt Maxima im Bereich der waagerechten und senkrechten Achse. Im Bereich der Pole (45° dazu), ist der Effekt geringer. Quelle: [13]. Rechts: Analoge Darstellung, basierend auf Simulationen, für die PRIOR-Magnete. Das demagnetisierende Feld wurde mit FEMM berechnet [30], die Teilchenflüsse mit Geant4 [47].

beitsaufwand verbunden, da die Linsen komplett auseinandergebaut werden müssen, um die Segmente dann separat remagnetisieren zu können. Danach sind Zusammenbau und die komplette Justage und Feldvermessung von Neuem durchzuführen.

An den PRIOR-Magneten trat dabei ein überraschender Effekt auf, der erst während der Kommissionierungs-Strahlzeit bemerkt wurde und erst danach genauer charakterisiert werden konnte: Die Magnete neigten bereits ohne äußeren Einfluss in Form von ionisierender Strahlung zu einer leichten Demagnetisierung, wie ein Vergleich zwischen ersten Messungen im August 2013 mit den Messungen im Januar 2014 zeigte, als die Magnete letztlich genau justiert wurden.

Während der genaue Ursprung dieser „Selbstdemagnetisierung“ unklar ist, da am Experimentierplatz, soweit bekannt, weder starke Strahlung noch starke Temperaturschwankungen herrschten, lässt sich die Existenz aus den Daten der Feldvermessung bereits vor der Strahlzeit herauslesen. Ein weitaus größerer Effekt trat jedoch vermutlich durch die ionisierende Strahlung während der Strahlzeit auf. Ein Vergleich zwischen Messungen vor und nach der Strahlzeit zeigt ein Absinken der maximalen Feldstärke um etwa 8.5% (im am stärksten betroffenen PMQ #3). Auch die höheren Multipolkomponenten (Sextupol, Oktupol, usw.) wurden stärker, relativ zur Quadrupolkomponente. Abb. 5.11 zeigt eine Gegenüberstellung der integrierten Komponenten B_n vor und nach der Strahlzeit vom April 2014. B_n ist definiert als

$$B_n(r) = \frac{1}{L} \left(\frac{r}{r_0} \right)^{n-1} \int_{-\infty}^{\infty} b_n(z) dz, \quad (5.6)$$

wobei L die Länge des Magneten ist und r der betrachtete Radius. Die Koeffizienten b_n können aus einer Feldmessung auf einer Zylinderoberfläche abgeleitet werden (beschrieben in [55]), ähnlich dem oben beschriebenen Vorgehen für die Feldrekonstruktion.

$$B_r(\phi, z) = \sum_{n=1}^N b_n(z) \cdot \sin(n\phi) + a_n(z) \cdot \cos(n\phi) \quad (5.7)$$

Auffällig ist unter anderem die verstärkte Ausprägung einer Dipol-Komponente ($n = 1$), die sich durch die asymmetrische Schädigung erklären lässt. Die Position des stärksten Feldverlustes ist identisch mit dem im dunkelsten Bereich des RCFs in Abb. 5.9. Um den genauen Einfluss der Feldveränderungen auf die Abbildungseigenschaften von PRIOR zu verstehen, ist eine Integration der neuen Felder und ihrer höheren Multipolkomponenten in die COSY-Strahlsimulation vonnöten. Dies ist Gegenstand zukünftiger Arbeiten.

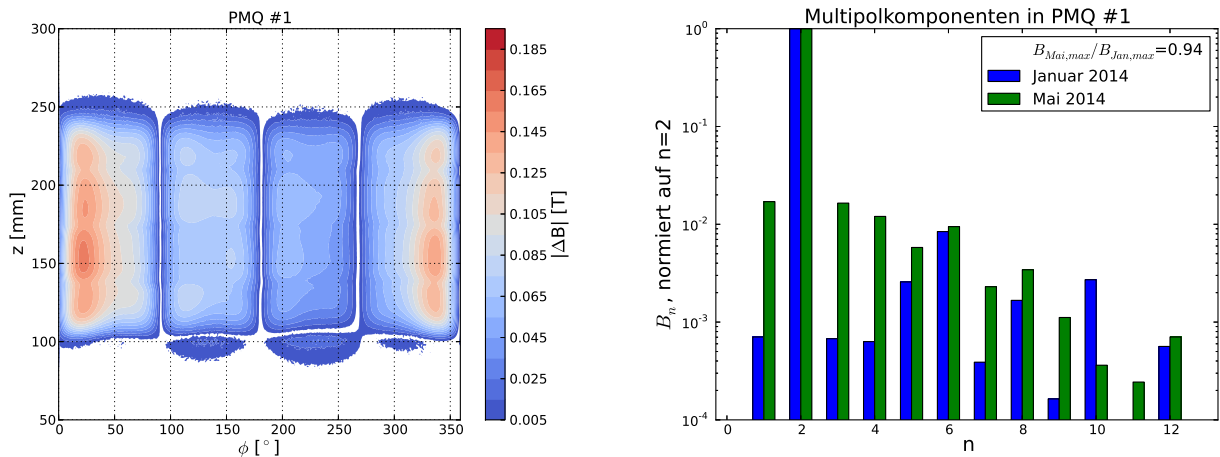


Abbildung 5.11.: Links: Ortsaufgelöste Abnahme der Feldstärke im ersten PMQ (in Strahlrichtung), verglichen vor und nach der Strahlzeit vom April 2014. Die asymmetrische Verteilung beruht vermutlich auf den auf einer Seite konzentrierten Schüssen während des Strahlfädelns (vgl. Abb. 5.9). Rechts: Entwicklung der Multipolkomponenten B_n seit der Feldvermessung im Januar 2014 zum Mai 2014 (nach Bestrahlung). Die starke Dipolkomponente ($n=1$) ist wahrscheinlich durch die asymmetrische Bestrahlung bedingt. $n = 2$ entspricht der Quadrupolkomponente, $n = 3$ einem Sextupol, usw. Alle Daten beziehen sich auf den Radius des Group3-Hallsensors von $r=10.2$ mm.



6 Detektorsystem

6.1 Aufbau und Kameras

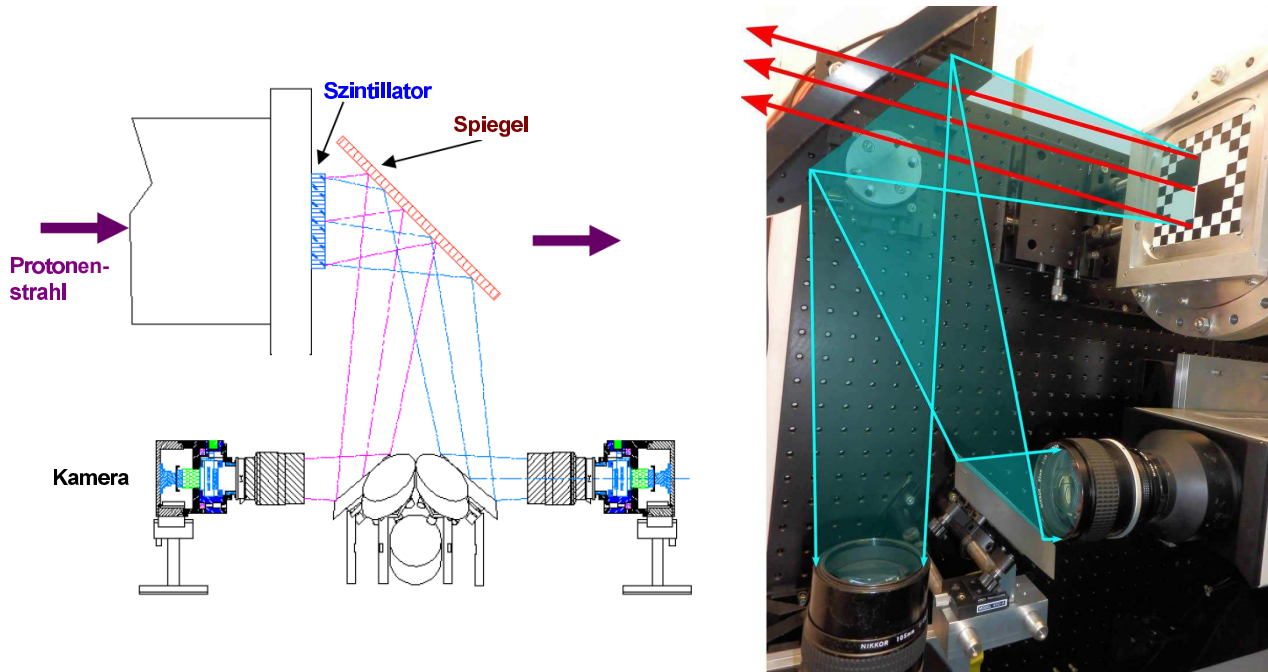


Abbildung 6.1.: Links: Schema des Detektorsystems am pRad des LANL. Rechts: Detektoraufbau an PRIOR mit den beiden Kameras DIMAX (unten) und DICAM-Pro. Anstatt des Szintillators ist hier ein Testbild zur Justage des Kamerafokusses installiert (schachbrettförmiges Muster).

In der Bildebene des Protonenmikroskops muss die Bildinformation des Strahls in Photonen konvertiert werden, um von einer Kamera erfasst werden zu können. Dazu dient ein dünner Szintillationsschirm von hoher optischer Qualität, also mit möglichst konstanter Dicke und ohne Oberflächenunebenheiten oder Einschlüssen, die als Streuzentren wirken könnten. Über einen dünnen Spiegel aus Aluminium-Folie, der unter einem Winkel von 45° zur Strahlachse steht, wird das Licht zu Kameras reflektiert, so dass diese nicht direkt dem Strahl ausgesetzt sind. Im Fall von PRIOR fiel die Wahl auf zwei Kameras der Firma PCO, die Montage ist in Abb. 6.1 dargestellt.

Die erste ist eine DIMAX-Kamera mit 2016×2016 Pixeln und einer Pixelgröße von $11 \times 11 \mu\text{m}$. Die minimale Aufnahmezeit beträgt $1.5 \mu\text{s}$ [41]. Für dynamische Experimente mit PRIOR, die auf einer Zeitskala von einigen Nanosekunden stattfinden sollen, ist dies deutlich zu langsam, für Radiographie statischer Targets spielt dies jedoch keine Rolle und die hohe Anzahl an Pixeln erhöht die Qualität der Aufnahmen.

Die zweite ist eine DICAM-Pro, die bereits in früheren Experimenten am HHT zum Einsatz kam. DICAM-Pros sind iCCD-Kameras („intensified Charged Coupled Device“), also bildverstärkte Kameras. Dies geschieht über eine Photokathode mit einer Multi-Channel-Plate (MCP), die vor dem eigentlichen CCD-Chip sitzt. Zunächst werden dabei die eintreffenden Photonen in Elektronen konvertiert, die dann über eine angelegte Spannung beschleunigt werden und auf die MCP treffen, wo sie vervielfältigt werden. Danach treffen sie auf eine dünne Phosphorschicht, wo sie wieder in Photonen umgewandelt werden. Dadurch sind iCCD-Kameras auch für deutlich geringere Helligkeiten sensitiv. Das bei der im HHT-Diagnostikraum eingesetzten DICAM-Pro verwendete Photokathodenmaterial ist S-20 (eine Multialkali-Kathode).

Für PRIOR bietet sich hier der Vorteil, dass man diese Kameras auch mit einem schnellen Gating von bis zu 3ns betreiben kann, so dass einzelne Pulse aus der Bunch-Struktur des Protonenstrahls selektiert werden können (s. Kap. 4.1). Dies ermöglicht eine hohe Zeitauflösung für dynamische Experimente. Allerdings geht durch die Bildverstärkung der direkte lineare Zusammenhang zwischen der Anzahl einfallender Photonen und der Dichte des radiographierten Targets verloren. Eine DICAM-Pro hat eine Auflösung von 1280×1024 Pixeln bei einer Pixelgröße von $6.7 \times 6.7 \mu\text{m}$ [40].

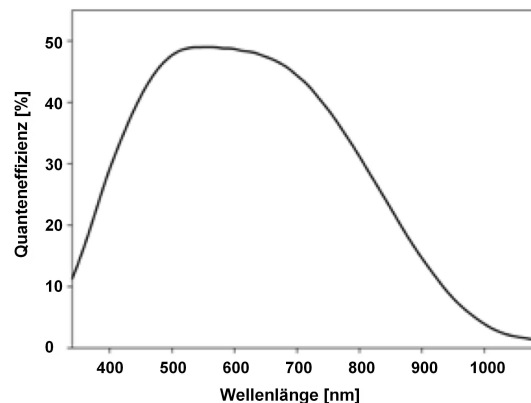
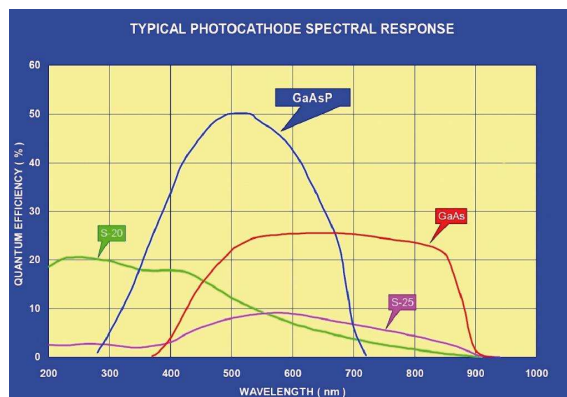


Abbildung 6.2.: Links: Quanteneffizienz einer DICAM-Pro für verschiedene Photokathoden. Für die Aufnahmen bei PRIOR wird S-20 (grüne Kurve) benutzt, die besonders sensitiv im blauen Bereich des Spektrums bis ins Ultraviolette ist. Quelle: [40]. Rechts: Quanteneffizienz einer PCO DIMAX-Kamera. Das Maximum liegt bei nahezu 50% im grünen Bereich des Spektrums. Quelle: [41].

Wichtig bei der Wahl von Kamera und Szintillator ist, dass diese optimal aufeinander abgestimmt sind. Dies betrifft Abklingzeit, Lichtausbeute und vor allem das Wellenlängenspektrum der Emission des Szintillators, sowie die Quanteneffizienz (QE) der Kamera im jeweiligen Spektralbereich, also die Wahrscheinlichkeit ein Photon einer bestimmten Wellenlänge tatsächlich zu registrieren. Abb. 6.2 zeigt die wellenlängenabhängige QE der eingesetzten Kameramodelle. Die Wellenlänge, bei der die DIMAX ihre maximale QE erreicht, fällt ungefähr mit der Emissionswellenlänge eines Cäsiumiodid-Szintillators zusammen, so dass sie sich dank ihrer höheren Pixelzahl gut für Bilder mit hoher Ortsauflösung eignet. Die DICAM-Pro dagegen besitzt weniger Pixel, dafür aber die Möglichkeit eines schnellen Gatings und eine höhere QE im blauen Bereich des Spektrums, in dem viele schnelle Plastikszintillatoren emittieren. Daten zu Szintillatoren sind im folgenden Abschnitt in Tab. 6.1 zusammengestellt.

6.2 Szintillatoren

Szintillatoren sind Materialien, die Licht aussenden, wenn sie ionisierender Strahlung ausgesetzt sind. Dies geschieht über Fluoreszenzprozesse, die entweder aus der Anregung von Elektronen ins Leitungsband eines Kristalls oder der Anregung von Schwingungsmoden einzelner Moleküle resultieren. Sie werden bereits seit langem als Strahlungsdetektoren eingesetzt, meist mit einem nachgeschalteten Photomultiplier, der die Lichtsignale verstärkt.

Man unterscheidet grob mehrere Klassen: Kristalline, flüssige, gasförmige und Plastik-Szintillatoren. Für ein hochauflösendes bildgebendes Verfahren ist ein flacher Szintillationschirm von hoher Lichtausbeute und optischer Qualität nötig, so dass im Folgenden nur Kristall- und Plastiksintillatoren betrachtet werden sollen.

Kristallszintillatoren sind in der Regel mit einem Aktivator dotiert, was die Bandstruktur des Kristalls beeinflusst – es werden neue Energiezustände zwischen Leitungs- und Valenzband möglich. Werden nun durch ionisierende Strahlung Elektronen angeregt und treffen auf ein Aktivatorzentrum, können sie unter Emission eines Szintillationsphotons (idealerweise mit einer Wellenlänge im Bereich des sichtbaren Lichts) wieder ins Valenzband zurückfallen. Die Lebensdauer dieser Zustände liegt meist zwischen 50 und 500 ns, bei einigen neuen Szintillatormaterialien auch hinunter bis zu 20 ns. Häufig besitzen Kristallszintillatoren auch noch eine langsamere Zerfallskomponente, die auf Phosphoreszenz beruht. Eine nähere Beschreibung der Mechanismen findet sich z.B. in [23]. Dieses „Nachleuchten“ kann aber meistens durch passende Farbfilter unterdrückt werden.

Um ein geeignetes Szintillatormaterial für ein Protonenmikroskop zu finden, wo es als Konverter der Protonen in Licht dient, ist damit die Zeitauflösung relevant, die im Wesentlichen durch die Abklingzeit des Szintillators bestimmt wird. Dies ist jedoch bei weitem nicht das einzige Kriterium, das bei der Auswahl zu beachten ist.

Prinzipiell sollte der Szintillator auch über eine hohe Lichtausbeute (LY, light yield) verfügen, sollte gute optische Eigenschaften besitzen und mechanisch stabil, insbesondere nicht hygroskopisch¹ sein, damit er auch an Luft verwendet werden kann und nicht nur verpackt oder im Vakuum. Außerdem muss er strahlungsresistent gegenüber hochenergetischen Protonen und Sekundärteilchen sein, darf seine Eigenschaften also nicht mit zunehmender Strahlenbelastung ändern.

Gerade letzteres galt zunächst als K.O.-Kriterium gegen den Einsatz von Plastiksintillatoren. Diese bestehen aus einer Plastikmatrix, meist Polyvinyltoluene oder Polymethylmethacrylat, in die ein organisches Szintillationsmaterial integriert ist. Sie sind relativ einfach und kostengünstig in nahezu beliebigen Formen und Größen herstellbar, werden allerdings durch intensive ionisierende Strahlung schnell beschädigt [56]. Auch ist die Lichtausbeute niedriger als bei den meisten Szintillatorkristallen (s. Tabelle 6.1). Dennoch wurde über ihre Anwendung bei PRIOR nachgedacht, aufgrund ihrer schnellen Zerfallszeiten im Bereich von teils weniger als 2 ns. Möglich wäre beispielsweise ein mehrfacher Austausch des Szintillators während einer Strahlzeit. Ein Test hierzu wurde vorbereitend für PRIOR am LANL durchgeführt, Ergebnisse sind in Abschnitt 6.2.3 zu finden.

Das Auffinden und Herstellen neuartiger Szintillatormaterialien ist Gegenstand aktueller Forschung. So wurden in den 2000ern etwa Cerium-dotierte Lanthanbromid-Szintillatoren ($\text{LaBr}_3(\text{Ce})$) zur Marktreife gebracht, die eine bis dahin kaum erreichte Lichtausbeute besit-

¹ Hygroskopie bezeichnet die Eigenschaft Wasser zu binden, was die Szintillationseigenschaften verschlechtert

Material	Zerfallszeit [ns]	Wellenlänge [nm]	Brechungsindex	Lichtausbeute [Photonen/MeV]	Dichte [g/cm ²]
CsI(Tl)	1000	550	1.79	54000	4.51
LSO	47	420	1.82	25000	7.40
LaBr(Ce)	16	380	1.90	63000	5.08
YAP	27	370	1.95	18000	5.37
BC-400	2.4	423	1.58	10700	1.032
BC-412	3.3	434	1.58	9900	1.032

Tabelle 6.1.: Übersicht über einige Szintillatormaterialien, die für das PRIOR-Detektorsystem in die engere Auswahl kamen. BC-4XX sind Plastiksintillatoren auf Polyvinyltoluene-Basis. Die Elemente in Klammern sind die verwendeten Dotierungen. Quellen: [23], [45]

zen [45]. Die Herstellung von dünnen Platten optischer Qualität, die als Konverter für PRIOR dienen könnten, ist jedoch zum Zeitpunkt der Entstehung dieser Arbeit nicht möglich. Eine ganze Reihe weiterer Materialien befindet sich derzeit noch in der Entwicklung oder ist nie über das Versuchsstadium hinausgekommen.

Neben der Suche nach neuen Szintillationsmaterialien mit verbesserten Eigenschaften haben sich jedoch auch die Fertigungsmethoden für bereits bekannte Materialien verbessert. Für einige Szintillatoren ist es mittlerweile möglich, sie in Form von Stengelkristallen zu züchten, d.h. sie haben eine säulenartige (kolumnare) Struktur in einer Richtung. Schirme mit dieser Struktur bieten eine deutlich verbesserte Ortsauflösung gegenüber Einkristallen, da die Ausbreitung der Photonen im Kristall begrenzt wird, wie in Abb. 6.3 schematisch dargestellt.

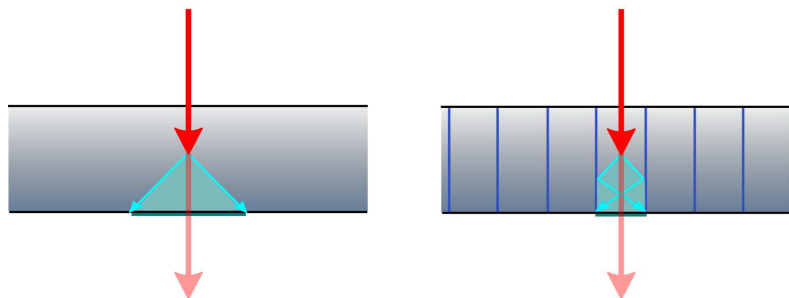


Abbildung 6.3.: Lichtausbreitung in einem normalen (links) und einem Stengelkristall-Szintillator (rechts), induziert durch ein einfallendes Proton (rot), das zur Vereinfachung der Darstellung nur an einem Punkt mit dem Kristall interagiert. Durch die Reflektion der Photonen in den kolumnaren Strukturen ist der resultierende Lichtfleck an der Oberfläche schließlich deutlich kleiner. Im Normalfall wird er durch das Auftreten von Totalreflexion oder den Öffnungswinkel der Kamera begrenzt.

Am LANSCE wurden bereits verschiedene Szintillatortypen getestet. Eine Übersicht findet man hier [29]. Spielt die Zeitauflösung keine Rolle, werden meist Cäsiumiodid-Kristalle (CsI) mit ei-

nem kolumnaren Aufbau eingesetzt. Zur Untersuchung dynamischer Prozesse kommt LSO zum Einsatz, dieses konnte jedoch bis vor kurzem nicht als Stengelkristall gezüchtet werden. Die übliche Dicke liegt im Bereich von etwa 0.5–3 mm. Solche Kristalle wurden im Rahmen der Kollaboration von GSI und LANL auch für die ersten Experimente an PRIOR zur Verfügung gestellt. Der verwendete kolumnare CsI-Kristall hat eine Dicke von 0.6 mm und eine Kantenlänge von 10.2 cm (4 Inch).

6.2.1 Geant4-Simulationen

Wie groß die Ortsauflösung ist, die mit einem Szintillationsschirm erreicht werden kann, hängt von einer ganzen Reihe von Faktoren ab, Art und Energie der einfallenden Strahlung, Material, Dicke und Dichte, Oberflächenbeschaffenheit usw.

Ideal wäre es, die Punktspreizfunktion (PSF, „Point Spread Function“) des Szintillators zu kennen, also die Abbildung, die ein idealisiertes punktförmiges Objekt – in diesen Fall das Passieren eines einzelnen Protons einer bestimmten Energie – erzeugen würde. Die Halbwertsbreite (FWHM, „Full Width Half Maximum“) der PSF ist dann ein Maß für das Auflösungsvermögen des Systems. Allerdings ist die PSF experimentell nur sehr schwierig zu bestimmen, da einzelne Protonen mit einer Energie von 4.5 GeV kaum zu erzeugen sind.

Eine Möglichkeit, dennoch Aussagen über die PSF machen zu können, sind Simulationen mit Monte-Carlo-Codes wie Geant4 [2]. Hier besteht die Möglichkeit, den Szintillationsprozess nachzumodellieren und einzelne Protonen als Eingangsteilchen zu verwenden, bzw. zur Sammlung von Statistik in wiederholter Form als sogenannter „pencil beam“.

Für die Simulation wurde eine möglichst einfache Geometrie gewählt, bestehend aus einem quaderförmigen Szintillator mit einer Dicke d , die wesentlich kleiner gewählt wird als die übrigen Kantenlängen von jeweils 10 cm. d liegt im Bereich der Dicken der im Experiment verwendeten Szintillatoren von 0.5–3 mm.

Für die Simulationen wurde kein komplett neuer Code für Geant4 geschrieben, sondern ein bestehender Code von S. Hauf für die Simulation eines NaI-Szintillators weiterentwickelt und angepasst [18]. Per Kommandozeile lassen sich hier verschiedene Physiklisten² zu- bzw. abschalten. Dies betrifft beispielsweise hadronische Prozesse wie Spallation oder Neutroneneinfang. Eine weitere zuschaltbare Liste für niederenergetische Prozesse (LowEnPhysics) reduziert die sonst übliche CutOff-Energie bei Geant4 von 1 keV auf 250eV. Sie beinhaltet in diesem Energiebereich Wirkungsquerschnitte von Photoeffekt, Compton- und Rayleigh-Streuung, Bindungsenergien und Übergangswahrscheinlichkeiten für Elektronen, sowie die Emission von Auger-Elektronen [5]. Der Code nutzt die Geant4-Version 4.9.3-p02.

Bei der Betrachtung von Szintillationsprozessen und den daraus entstehenden Photonen sind in Geant4 einige Besonderheiten zu beachten. Die entstehenden Photonen werden als separate Teilchenart *OpticalPhoton* geführt, es gibt keinen fließenden Übergang zu den ebenfalls existierenden *Gamma*-Teilchen. Im Gegensatz zu letzteren werden bei *OpticalPhotons* explizit die Welleneigenschaften des Lichts berücksichtigt. Dazu ist für jedes Material, in denen sich *OpticalPhotons* ausbreiten sollen, die Angabe zusätzlicher Parameter nötig (sonst reichen hier üblicherweise Zusammensetzung und Dichte aus). Diese sind für die Optik wichtige Parameter wie Brechungsindex, Emissionsspektrum und Absorptionslänge. Für Szintillationsmaterialien sind

² Eine Physikliste umfasst jeweils Wirkungsquerschnitte und andere Parameter für bestimmte physikalische Prozesse, ohne die Geant4 den entsprechenden Prozess nicht berücksichtigt.

zusätzlich die Eigenschaften des Szintillators zu definieren, insbesondere die Lichtausbeute. Basierend auf dem Energieverlust eines ionisierenden Teilchens pro Schritt in der Simulation wird dann eine dazu proportionale Anzahl an OpticalPhotons erzeugt. Insbesondere für organische Szintillatoren ist noch die Birks-Konstante k_B zu definieren, die ein nichtlineares Verhalten des Szintillators bei Sättigung beschreibt. Sie ist Teil der semi-empirischen Birks-Formel

$$\frac{dL}{dx} = L_0 \frac{\frac{dE}{dx}}{1 + k_B \frac{dE}{dx}} \quad (6.1)$$

mit dL/dx und dE/dx der Lichtausbeute bzw. dem Energieverlust pro Weglänge und L_0 der absoluten Szintillationseffizienz [8]. Üblicherweise wird die Birks-Konstante durch einen Fit an die Messdaten gewonnen, im vorliegenden Fall einer Simulation ohne Validierungsmessung können nur Werte aus anderen Quellen übernommen werden. Es ist auch möglich, eine Birks-Konstante für Kristallszintillatoren zu finden, sie fällt hier jedoch üblicherweise um mehrere Größenordnungen geringer aus [57].

Für die Simulationen wurden folgende Szintillatormaterialien neu definiert: CsI, LaBr und ein polyvinyltoluene-basierter Plastiksintillator (BC-400). Die Daten stammen von [43] und [46]. Für eine möglichst realitätsnahe Simulation muss auch die Beschaffenheit der Grenzflächen zwischen verschiedenen Materialien berücksichtigt werden, um den korrekten Übergang der OpticalPhotons von einem Medium ins andere zu gewährleisten. Der Oberflächentyp wurde für alle Szintillatoren auf *polished* (im Gegensatz zu *rough*) gesetzt, so dass die Oberfläche einer idealen Ebene ohne Rauigkeit entspricht. Ein Szintillator mit ausreichend gut polierter Oberfläche sollte dem nahekommen.

Für den Plastiksintillator BC-400 auf Polyvinyltoluene-Basis (PVT) lautet eine vollständige Beschreibung inklusive der Definition einer Grenzfläche zu Luft dann:

```
//Material BC-400 (PVT)
density = 1.032*g/cm3;
PVT = new G4Material("PVT", density, 2);
PVT->AddElement(elH, fractionmass=0.08472);
PVT->AddElement(elC, fractionmass=0.91528);

//BC-400 scintillation properties
const G4int PvtNUMENTRIES = 7;
G4double Pvt_PP[PvtNUMENTRIES] = {3.024*eV, 2.7952*eV, 2.8834*eV, 2.8178*eV, 2.7552*eV,
2.6953*eV, 2.8380*eV};
G4double Pvt_FAST[PvtNUMENTRIES] = {0.2, 0.95, 0.8, 0.7, 0.5, 0.35, 0.25};
G4double Pvt_ABS[PvtNUMENTRIES] = {42.54*cm, 42.54*cm, 42.54*cm, 42.54*cm, 42.54*cm,
42.54*cm, 42.54*cm};
G4double Pvt_RINDEX[PvtNUMENTRIES] = {1.58, 1.58, 1.58, 1.58, 1.58, 1.58, 1.58};

G4MaterialPropertiesTable* Pvt_MPT = new G4MaterialPropertiesTable();
Pvt_MPT->AddProperty("FASTCOMPONENT", Pvt_PP, Pvt_FAST, PvtNUMENTRIES);
```

```

Pvt_MPT -> AddConstProperty("SCINTILLATIONYIELD", 10500./MeV);
Pvt_MPT -> AddConstProperty("RESOLUTIONSCALE", 1.0);
Pvt_MPT -> AddConstProperty("FASTTIMECONSTANT", 2.1*ns);
Pvt_MPT -> AddProperty("RINDEX",Pvt_PP, CsI_RINDEX, PvtNUMENTRIES);
Pvt_MPT -> AddProperty("ABSLNGTH",Pvt_PP, Pvt_ABS, PvtNUMENTRIES);
Pvt_MPT -> AddConstProperty("YIELDRATIO",1.0);

PVT->GetIonisation()->SetBirksConstant(12.23*mm/MeV);
PVT->SetMaterialPropertiesTable(Pvt_MPT);

//PVT optical properties
G4OpticalSurface* BCSurface = new G4OpticalSurface("BCSurface");
G4LogicalBorderSurface* BCAirSurface = new G4LogicalBorderSurface("BCAirSurface",
BCPlate_phys, Cam_phys, BCSurface);
BCSurface -> SetType(dielectric_dielectric);
BCSurface -> SetFinish(polished);
BCSurface -> SetModel(unified);

```

Für die folgenden Ergebnisse wurden jeweils Austrittsposition und -richtung, sowie die Energie der OpticalPhotons aus dem Szintillator ausgewertet. Zusätzlich wurde angenommen, dass die beobachtende Kamera nicht notwendigerweise auf die Oberfläche des Szintillators fokussiert ist, sondern in die Mitte des Materials, und dass die Winkelakzeptanz durch die Größe des Objekts begrenzt ist. Photonen mit größeren Streuwinkeln wurden aussortiert. Die Rechnungen sind durchgeführt für ein Objektiv mit 2 Inch Durchmesser in rund 30 cm Entfernung. An die erhaltenen Daten wurde jeweils (nur in x-Richtung, was aufgrund der Radialsymmetrie ausreichend ist) eine Gauß-Funktion angefitet, wie in Abb. 6.4 gezeigt.

Aufgrund des Fehlens experimenteller Vergleichswerte lässt sich nicht eindeutig entscheiden, welches physikalische Modell die Realität am besten beschreibt, es lässt sich jedoch eine obere Grenze für die Ortsauflösung festlegen. Diese wird in der Regel von der Kombination der hadronischen Physikliste mit der LowEn-Liste vorgegeben, während das einzelne Zuschalten der Physiklisten einen deutlich geringeren Effekt hat. Außerdem lässt sich feststellen, dass eine Fokussierung nicht auf die Oberfläche des Szintillators, sondern in sein Inneres, einen deutlichen Vorteil bringen kann (siehe Abb. 6.5). Insbesondere bei höheren Energien kann dies die bestmögliche Ortsauflösung um bis zu 25% verbessern. Wie erwartet verbessert eine Erhöhung der Protonenenergie auch die Ortsauflösung deutlich (Abb. 6.6). Insgesamt ist zu erwarten, dass ein rund 1 mm dicker Szintillator nicht der limitierende Faktor beim Versuch eine Ortsauflösung eines Objekts von 10 μm oder besser zu erreichen sein wird. Hierbei ist natürlich zu berücksichtigen, dass die Abbildung in einem Protonenmikroskop vergrößert wird, so dass bei vierfacher Vergrößerung eine Ortsauflösung von 40 μm auf dem Szintillator erreicht werden muss.

6.2.2 Untersuchung von YAP

Ein Szintillatormaterial, das erst in jüngerer Zeit entdeckt wurde, ist Yttrium-Aluminium-Perovskit, kurz YAP. Es zeichnet sich durch eine für einen Kristall-Szintillator relativ kurze Zerfallszeit von 27 ns aus, was es für eine Anwendung in der Protonenradiographie prinzipiell interessant macht. Es ist damit immer noch deutlich schneller als das bisher häufig verwendete LSO (Lutetium-Oxyorthosilicat) bei einer nicht wesentlich geringeren Lichtausbeute. Einziger zunächst offensichtlicher Nachteil ist das Emissionsmaximum, das mit 370 nm schon im nahen

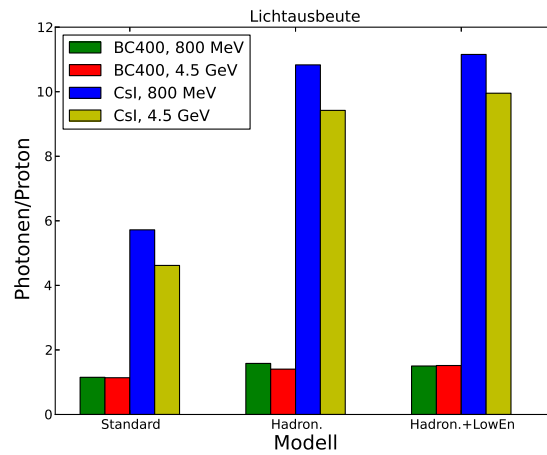
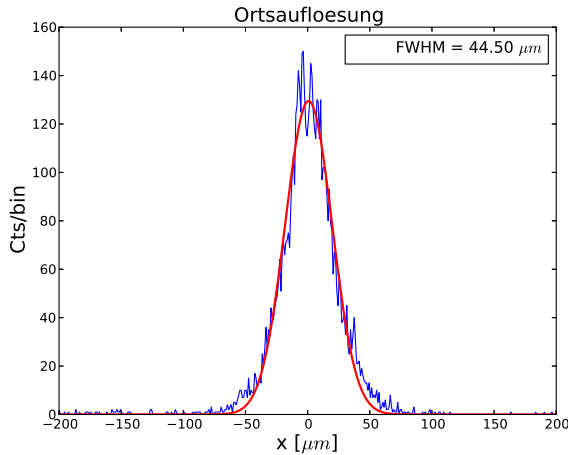


Abbildung 6.4.: Links: Fit einer Gauß-Funktion (rot) an die Simulationsdaten (blau) für einen 1 mm dicken CsI-Szintillator bei einem 4.5 GeV Protonenstrahl. Sowohl die hadronische als auch die LowEn-Physikliste wurde verwendet. Rechts: Lichtausbeute im Vergleich bei verschiedenen Energien, Materialien und Simulationsmodellen. Während der Einfluss der Energie auf die Lichtausbeute nur eine untergeordnete Rolle spielt, ist er auf die Ortsauflösung deutlich größer (siehe Abb. 6.6).

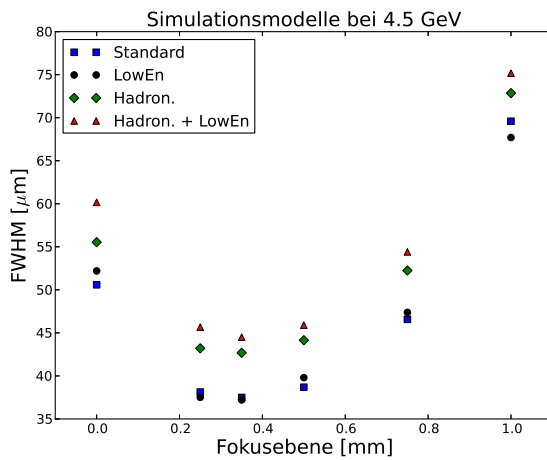
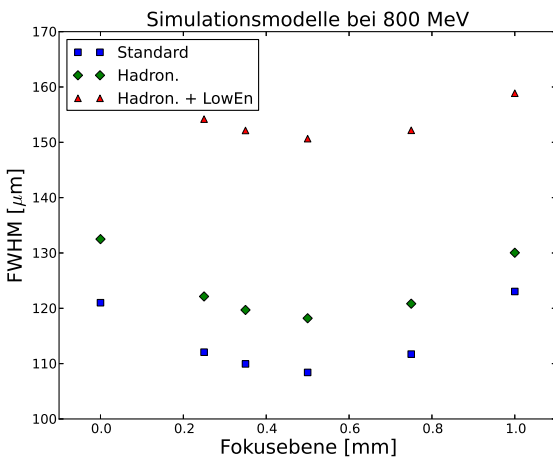


Abbildung 6.5.: Links: Vergleich verschiedener Physiklisten für 800 MeV-Protonen auf einen 1 mm dicken CsI-Szintillator. Rechts: Analoger Vergleich bei 4.5 GeV. Die Fokusebene macht hier einen deutlichen Unterschied in der erreichbaren Auflösung. Das Minimum liegt etwa 0.35 mm hinter der kameraseitigen Oberfläche.

UV-Bereich des Spektrums liegt, was aber für eine DICAM-Pro mit S-20 Photokathode kein Problem ist. Hier ist die QE in Teilen des ultravioletten Spektrums sogar höher als für sichtbares Licht. K. Kwiatowski untersuchte die Einsatzmöglichkeiten von YAP am pRad in Los Alamos, kam aber zu dem Schluss, dass die optische Qualität des Materials aufgrund zahlreicher Inhomogenitäten und Einschlüsse unzureichend ist, um es als hochauflösenden Szintillationsschirm einzusetzen [26]. Da diese Untersuchungen jedoch schon einige Zeit zurückliegen und sich Fer-

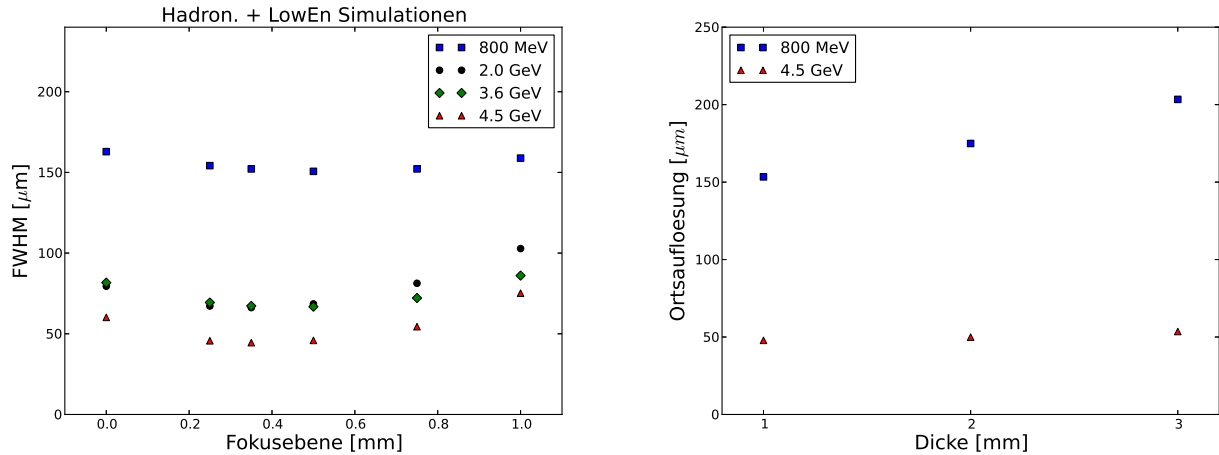


Abbildung 6.6.: Links: Energieabhängigkeit der Ortsauflösung. Rechts: Abhängigkeit der Auflösung von der Dicke des Szintillators (am Beispiel eines PVT-basierten Szintillators). Dass die Dicke insbesondere bei 4.5 GeV nur einen sehr kleinen Effekt hat, widerspricht gängigen Näherungsformeln, die eine zur Dicke proportionale Abhängigkeit erwarten lassen [33].

tigungstechniken über die Jahre verbessert haben, wurde YAP im Rahmen dieser Arbeit erneut untersucht. Die Firma *Proteus Inc.* aus den USA verkauft dünne YAP-Szintillatoren nach eigener Aussage in optischer Qualität und stellte eine Materialprobe mit $d = 1$ mm und $\varnothing = 1$ cm zu Testzwecken zur Verfügung [44].

Das Vorhandensein von Einschlüssen und Variationen im Brechungsindex lässt sich auch ohne die Nutzung eines Beschleunigers oder einer anderen Quelle ionisierender Strahlung zeigen, da sie nicht mit der Szintillation zusammenhängen, sondern nur mit den optischen Eigenschaften des Materials. Um sie sichtbar zu machen, wurde eine Schlierendiagnostik nach dem Prinzip von Abb. 6.7 entwickelt. Hierbei wird ausgenutzt, dass ein zuvor paralleler Lichtstrahl beim Passieren einer Probe mit Variationen im Brechungsindex lokal so abgelenkt wird, dass eine Sammellinse den Strahl nicht mehr auf einen Punkt fokussiert. An dieser Stelle lässt sich dann mit einer scharfen Kante ein Teil dieses gestreuten Lichts abblocken, was zu einem Kontrast führt.

Bei der Untersuchung des YAP-Kristalls mit der Schlierendiagnostik sind so leicht hunderte von kleinen Einschlüssen in Form von Bläschen zu erkennen (s. Abb. 6.8), die als Streuzentren für Photonen die Ortsauflösung negativ beeinflussen würden. Auch die Dicke ist offenbar ungleichmäßig, da die Kanten zum äußeren Rand hin anscheinend leicht abgerundet sind. Man erkennt dies an dem hellen halbrunden Bogen in der im oberen Teil des YAP-Kristalls zu sehen ist. Beide Effekte sind in einem LYSO-Kristall vergleichbarer Größe nicht zu sehen. LYSO weist ansonsten sehr ähnliche Eigenschaften wie LSO auf, enthält aber zusätzlich Yttrium.

Während die Abrundung am Rand bei einem größeren Szintillationsschirm kein Problem darstellen würde, bleiben die Einschlüsse als Problem aber vorhanden. Dies, zusammen mit der geringeren QE der DIMAX-Kamera bei der maximalen Emissionswellenlänge von YAP bei $\lambda_{YAP} = 370$ nm, führte zu einer Entscheidung gegen den Einsatz von YAP an PRIOR.

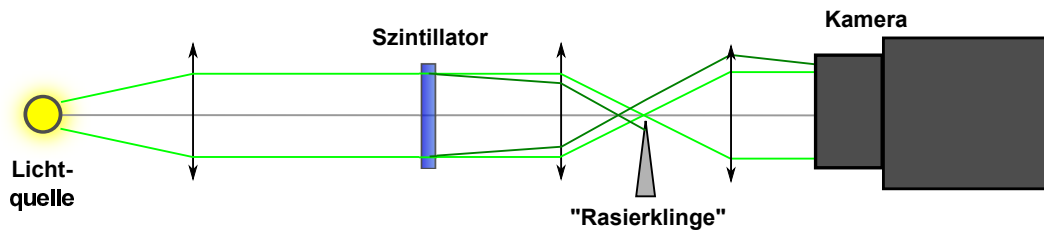


Abbildung 6.7.: Prinzip einer Schlierendiagnostik nach [49] Variationen im Brechungsindex einer zu durchleuchtenden Probe – hier dem Szintillator – führen zu einem leicht abweichenden Verlauf zuvor paralleler Lichtstrahlen, so dass diese nicht mehr genau auf einen Punkt fokussiert werden und durch eine scharfe Kante wie z.B. die einer Rasierklinge teilweise abgeblockt werden können, was zu einem Kontrast im Bild führt.

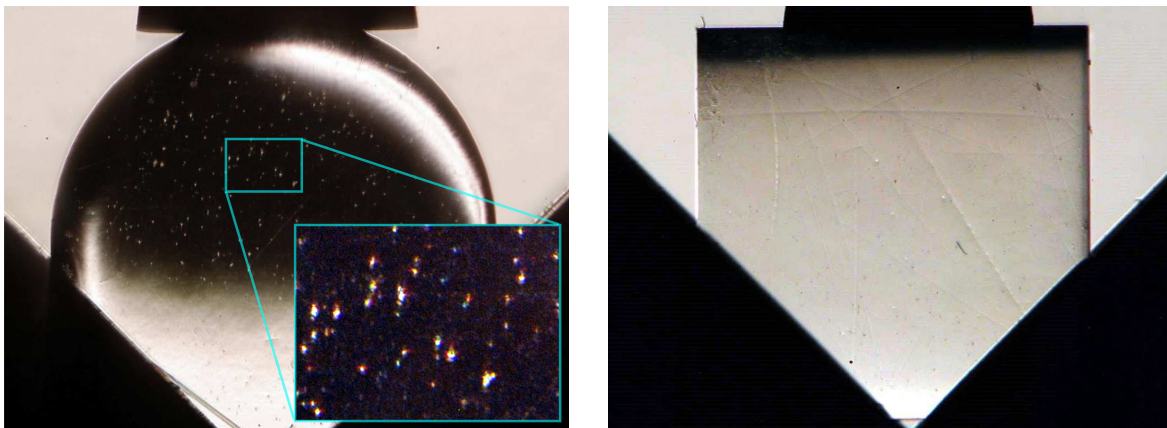


Abbildung 6.8.: Links: Ein 1 cm durchmessender und 1 mm dicker YAP-Kristall, betrachtet durch eine Schlierendiagnostik. Zu erkennen sind zahlreiche kleine Einschlüsse, die als helle Flecken auf dem Bild erscheinen. Rechts: Zum Vergleich ein LYSO-Kristall von $1 \times 1 \text{ cm}^2$ Fläche und gleicher Dicke. Bis auf einige oberflächliche Kratzer ist sind keine Inhomogenitäten in Form von Einschlüssen zu erkennen.

6.2.3 Belastungstest für Plastiksintillatoren

Zwar gibt es einige Untersuchungen zur Strahlungsresistenz von Plastiksintillatoren, doch beziehen sich diese meist auf einen vollkommen anderen Energiebereich oder eine andere Art von Teilchenstrahl, so dass sie sich nicht ohne Weiteres mit den Bedingungen bei der Protonenradiographie vergleichen lassen. Hier führt kein Weg um ein Experiment herum, weswegen im Rahmen einer Strahlzeit am pRad-Aufbau des LANSCE im November 2013 ein Belastungstest an einem $5 \times 5 \text{ cm}^2$ großen Stück eines Plastiksintillators vom Typ BC-400 durchgeführt wurde, das freundlicherweise von *G.C. Technology Messgeräte Vertriebs GmbH* zur Verfügung gestellt wurde. Die Dicke der Probe betrug 1 mm.

Zunächst wurde die Ortsauflösung des Probestücks anhand eines Kalibrationstargets aus 1 mm Kupfer näherungsweise bestimmt (die Kamera wurde nicht mit höchstmöglicher Präzision fokussiert, eventuell gab es Unebenheiten des Untergrunds, auf dem der Szintillator befestigt wurde,

so dass die Ortsauflösung als absolute Zahl nicht allein aussagekräftig ist). Dann wurden insgesamt etwa 400 Protonenpulse bei 800 MeV mit je rund 10^9 Teilchen auf den Szintillator abgegeben, zunächst mit einer Repetitionsrate von 1 Hz, später von 10 Hz.

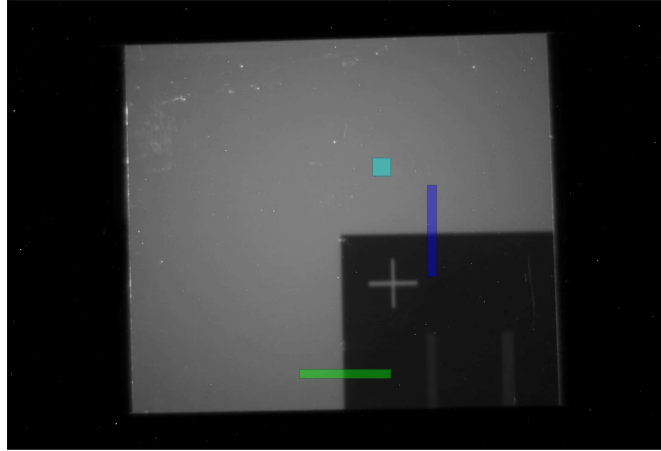


Abbildung 6.9.: DIMAX-Kamera-Aufnahme des BC-400 Plastiksintillators bei Bestrahlung mit Protonen durch das Identity-Lens-System am LANSCE. Farblich hervorgehoben sind die Regionen, die für die Auswertung in Abb. 6.10 herangezogen wurden (hellblau für die Entwicklung des LY, grün und blau für die Auflösung in x- bzw. y-Richtung).

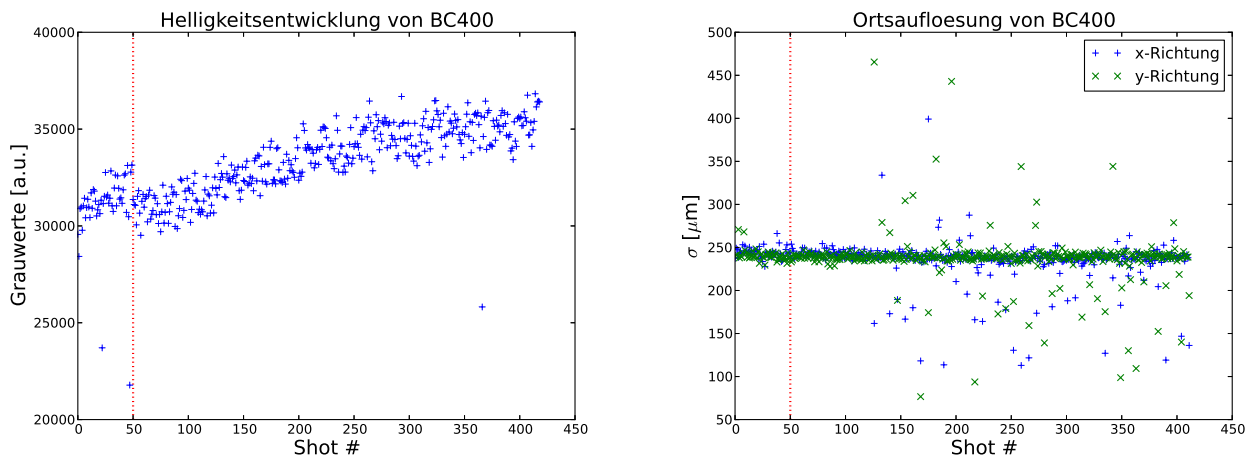


Abbildung 6.10.: Links: Die Entwicklung der Helligkeit eines BC-400 Plastiksintillators bei Beschuss mit 800 MeV-Protonen. Es wurden die Grauwerte über ein Gebiet von 25×25 Pixeln integriert und auf die Anzahl der Pixel normalisiert. Die senkrechte rote Linie markiert eine kurze Pause, die nach den ersten 50 Schüssen eingelegt wurde. Rechts: Entwicklung der Ortsauflösung in x- und y-Richtung. Für die rote Linie gilt das gleiche wie links.

Es bleibt festzuhalten, dass der Szintillator den Belastungstest erfolgreich überstand, weder Lichtausbeute noch die Ortsauflösung ließen über mehr als 400 Schuss messbar nach. Die Ortsauflösung bleibt weitgehend konstant bei $\sigma_x = 236 \pm 24 \mu\text{m}$, bzw. $\sigma_y = 238 \pm 28 \mu\text{m}$. Der

Anstieg der Helligkeit (s. Abb. 6.10) scheint entweder mit einer leicht erhöhten Teilchenzahl im Strahl einherzugehen oder aufgrund der wiederholten Bestrahlung mit einer Frequenz von 1 Hz auf einem thermischen Effekt zu beruhen. Leider stehen für eine weiterführende Auswertung keine Daten über die genaue Strahlintensität zur Verfügung, eine Zunahme der Menge der aus der Ionenquelle extrahierten Protonen über diesen Zeitraum sei jedoch nicht auszuschließen [34].

Für die Untersuchung dynamischer Prozesse mit PRIOR kann somit ebenfalls auf Plastiksintillatoren zurückgegriffen werden. Zu diesem Zweck wurden Szintillatoren aus den Materialien BC-400 und BC-412 angeschafft, in Dicken von 1 bzw. 3 mm (Toleranz ± 0.1 mm).

6.3 Ergänzende Diagnostiken

Für die ersten Demonstrationsexperimente mit PRIOR wurde im Bereich ab der Targetkammer nur noch eine weitere Diagnostik eingesetzt. Über Kameras wurden zwei kleine Szintillatoren ($20 \times 20 \times 3$ mm) beobachtet, die zur Positionserkennung des Protonenstrahls dienten. Auf diese Weise konnte der Strahl mittig durch das System „gefädelt“ werden. Der erste befand sich in der Targetkammer und konnte über den Targetmanipulator statt eines Radiographieobjekts an die Targetposition gefahren werden, der andere ersetzte den Kollimator zwischen dem dritten und vierten PMQ. Sie wurden von einer weiteren DICAM-Pro (an der Targetposition, zu sehen in Abb. 6.11), bzw. einer SENSICAM³ (an der Kollimatorposition) beobachtet. Für die eigentlichen Experimente wurden beide dann durch das jeweils zu untersuchende Target, bzw. einen Kollimator ersetzt.

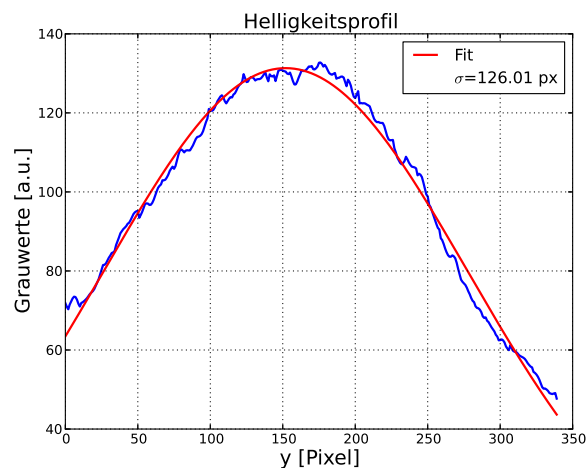
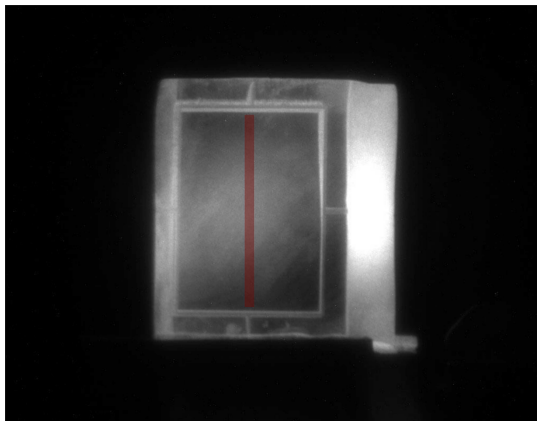


Abbildung 6.11.: Links: Blick auf den Szintillator an der Targetposition. Der aufgeweitete Protonenstrahl trifft ihn nahe am Zentrum. Rechts: Strahlprofil entlang der senkrechten Achse. Der Strahl ist im Zentrum nahezu gaußförmig mit einer Halbwertsbreite von $\text{FWHM} \approx 11.7$ mm.

Vor allem für die Untersuchung dynamisch ablaufender Prozesse wie bei den UEWE stehen auch weitere Diagnostiken zur Verfügung. So lassen sich über die DICAM-Pro, welche die Targetposition beobachtet, einerseits Selbstemissionsbilder aufnehmen, wenn der Draht durch den starken

³ ein weiteres Kameramodell von PCO

Stromfluss geheizt wird, zum anderen lassen sich auch Schattenwurfbilder während der Expansion erzeugen. Zu diesem Zweck wurde ein Backlighting-System eingerichtet, welches das Licht von drei Laserdioden benutzt, die in eine optische Faser eingekoppelt werden. Der Zusammenbau erfolgt durch die *Acal BFi Germany GmbH*. Die Dioden sind vom Typ *Osram PL TB450* und haben eine Emissionswellenlänge von 450 nm bei 1.6 W Leistung [39].

Über einen Strahlteiler gelangt das Licht des Backlighting-Systems außerdem zu einer Streak-Kamera (Hamamatsu), mit der sich auch die zeitliche Entwicklung des beobachteten Targets in einer Dimension verfolgen lässt. Streak-Kameras besitzen als Öffnung nur einen schmalen Schlitz, hinter dem sich eine Photokathode befindet. Durch einfallendes Licht herausgelöste Elektronen werden dann von einem zeitlich veränderlichen elektrischen Feld so abgelenkt, dass sie von oben nach unten einen Phosphorschirm treffen, auf dem dann ein „Schmierbild“ entsteht. Dieses wird von einer CCD-Kamera erfasst, so dass über einen gewissen Zeitraum die Veränderung des ankommenden Lichts (hier aus dem Backlighting-System) dokumentiert ist.



7 Simulationen

7.1 MC4PRIOR

„Echte“ Monte–Carlo–Codes haben oft – abhängig von der zur Verfügung stehenden Computerleistung – sehr lange Laufzeiten. Um eine aussagekräftige Statistik zu erhalten, müssen hohe Teilchenzahlen betrachtet werden, für die jeweils in vielen Einzelschritten die Wechselwirkung mit Materie und Feldern berechnet werden muss. Dies ist auch bei Geant4 der Fall, so dass auch vermeintlich einfache Systeme schnell eine hohe Komplexität erreichen, die hohen Rechenaufwand erfordert.

Für ein Protonenmikroskop wie PRIOR spielen zahlreiche unterschiedliche Wechselwirkungsprozesse an verschiedenen Stellen des Aufbaus eine Rolle, beispielsweise die Wechselwirkung der Protonen beim Passieren des Targets, die Ablenkung durch Magnetfelder in den PMQs oder die Wechselwirkung mit Kollimator oder Szintillator. Alle diese Prozesse im Detail zu simulieren ist sehr aufwendig, aber nicht unbedingt nötig. Will man relativ schnell Aussagen über die Abbildungseigenschaften des Systems treffen, beispielsweise wenn man der Frage nachgeht, ob das Auflösungsvermögen ausreicht um eine bestimmte Art von Target zu untersuchen, sind nicht alle Wechselwirkungsprozesse im Detail von Bedeutung. Ebenfalls interessant ist die Frage, wie sich verschiedene Arten von falsch ausgerichteten Komponenten auf die Gesamtperformance des Protonenmikroskops auswirken, wofür zahlreiche Simulationen mit jeweils leicht veränderten Parametern durchgeführt werden müssen. Zu diesen Zwecken ist ein schneller Simulationscode hilfreich, für den es ausreicht nur einen begrenzten Teil der physikalischen Prozesse zu betrachten.

Aus diesen Gründen wurde maßgeblich durch D. Varentsov der Code *MC4PRIOR* (Monte–Carlo Code for PRIOR) entwickelt. Dieser berechnet nicht für jedes Teilchen aufs Neue die Wahrscheinlichkeiten für sämtliche Interaktionen, sondern greift auf gemittelte Werte zurück, die tabelliert vorliegen. Man spricht deshalb von einem „averaged Monte–Carlo Code“. Die zugrunde liegenden Tabellen wurden mit der an der GSI entwickelten Software ATIMA erzeugt, die verschiedene Parameter für die Interaktion von Protonen und Ionen mit einer großen Anzahl an Targetmaterialien berechnen kann [65]. Als Input für den MC4PRIOR–Code wurden Tabellen erzeugt, die – jeweils für ein bestimmtes Material und eine bestimmte Eintrittsenergie (4.5 GeV und dann jeweils absteigend in 100 MeV–Schritten) – die folgende Parameter als Funktion der Flächendichte d (in mg/cm^2) enthalten:

- Austrittsenergie E_{out} (in MeV/u)
- Energiestreuung σ_E (in MeV)
- Winkelstreuung σ_θ (in mrad)
- Energieverlust beim Eintritt dE/dx_{in} (in $\text{MeV}/(\text{mg cm}^2)$)
- Energieverlust beim Austritt dE/dx_{out} (in $\text{MeV}/(\text{mg cm}^2)$)

Außerdem ist die Reichweite l (in mg/cm^2) gelistet. Spezifiziert wurden sie für eine ganze Reihe von für die Protonenradiographie relevanten Materialien: von typischen Metallen, die in Targets Verwendung finden (Al, Cu, Fe, Ta, W, ...) über Kunststoffe wie Teflon oder PMMA bis hin zu biologischen Gewebematerialien, wie sie für das PaNTERA-Projekt von Interesse sind. Zusätzlich wurden auch wichtige Materialien für andere in der Strahlführung vorkommende Dinge wie Luft, Wasser oder Szintillatoren berücksichtigt.

Aus diesen Materialien lässt sich mit MC4PRIOR eine vereinfachte Version der Targets und der Strahlführung aus geometrisch simplen Objekten wie Quadern und Zylindern nachbauen. Die Materialien werden dabei in eine festzulegende Anzahl von Scheiben („slices“) eingeteilt, für die jeweils aus den Daten der o.g. Tabellen die entsprechende Position, Winkel und Energie beim Austritt berechnet wird. Prozesse wie die Produktion von Sekundärteilchen o.ä. werden nicht berücksichtigt, da sie für die bildgebenden Eigenschaften des Systems im Idealfall außer bei der Konversion in Photonen im Szintillationsschirm keine Rolle spielen (und ansonsten nur als Störfaktoren auftreten, wenn beispielsweise sekundäre Neutronen oder Elektronen den Szintillator treffen). Ebenso werden Teilchen nicht weiter berücksichtigt, die weit von der Strahlachse weg gestreut werden, wie es beim Auftreffen auf die Magnete passiert, da diese Teilchen den Szintillationsschirm sowieso nicht erreichen.

Als grobe Näherung könnten die Magnetfelder der PMQs zunächst als ideale Quadrupole simuliert werden. Mit dem Programm COSY Infinity, das in Kapitel 7.2 beschrieben wird, können die Magnetfelder der PMQs zunächst in grober Näherung als ideale Quadrupole simuliert werden. Es lassen sich jedoch auch komplexere Feldverläufe simulieren, so dass hier zunächst mit Abweichungen bis zur 3. Ordnung gerechnet wurde, während später dann die aus den Feldscans der Linsen gewonnenen Daten als Input benutzt wurden. Mit COSY lassen sich daraus sogenannte „Transfer Maps“ erstellen, die Transfermatrizen entsprechen, die den Austrittsort und –winkel für ein Eingangsteilchen mit vorgegebener Energie, Position und Richtung zurückgeben.

Aus den so erzeugten Rohdaten können mittels der hierfür geschriebenen Python-Module *histo.py* und *rip.py* Bilder im TIFF-Format erzeugt werden. Die erreichte Ortsauflösung kann dabei über einen Fit der Fehlerfunktion („error function“) an die Daten in x- oder y-Richtung ermittelt werden. Die Fehlerfunktion hat die Form

$$\text{erf}(x) \sim \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-\tau^2} d\tau. \quad (7.1)$$

Außerdem ist die weitere Prozessierung der Bilder etwa durch die Applikation von Filtern oder die Entfernung des Strahlprofils möglich. Üblicherweise wird das eigentliche Bild durch ein sogenanntes „White Field“ dividiert, also ein reines Bild des Strahlprofils ohne Target, um ein homogeneres Bild zu erhalten. Abb. 7.1 zeigt eine beispielhafte Simulation des „Chess Targets“ mit MC4PRIOR, sowie die weitere Prozessierung.

Das Material des Chess Targets in dieser Simulation ist Wolfram. Es ist an den dicksten Stellen (den Säulen an den äußeren Ecken) 4 mm dick. Der verwendete Kollimator (der hier ebenfalls aus reinem Wolfram besteht) hat einen Akzeptanzwinkel von 2 mrad, was einer elliptischen Öffnung mit einem Durchmesser von 7.04×4.88 mm entspricht.

Die weitgehende Übereinstimmung zwischen Simulation und Experiment konnte durch Vergleich mit mehreren Experimenten mit geometrisch einfach gehaltenen Testtargets bestätigt werden, die 2013 am pRad am LANSCE durchleuchtet wurden [50].

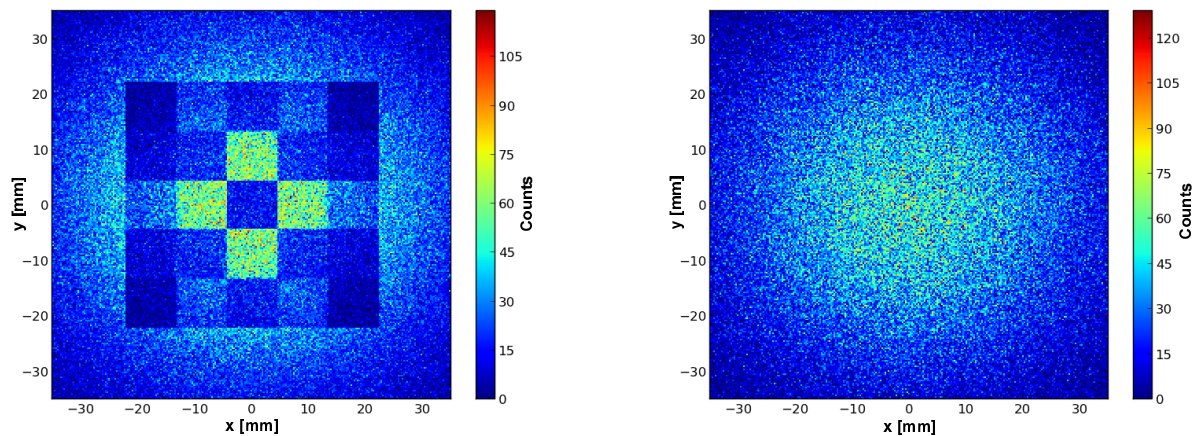


Abbildung 7.1.: Links: Ergebnis der Simulation des Chess Targets mit $5 \cdot 10^6$ Protonen bei 4.5 GeV und einem 2 mrad Kollimator. Rechts: Bild des Strahlprofils (White Field) unter gleichen Bedingungen ohne Target.

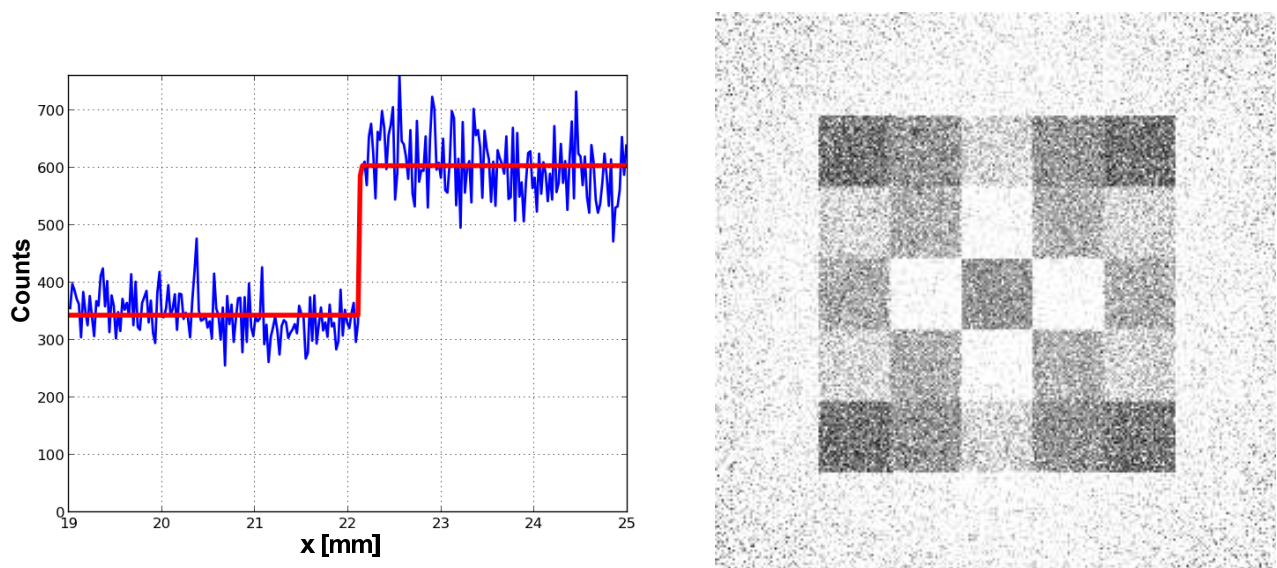


Abbildung 7.2.: Links: Fit einer $\text{erf}()$ an eine Kante des Chess Targets. Rechts: Bild des Chess Targets nach Division durch das Strahlprofil.

7.1.1 Kollimator–Dimensionierung und –Ausrichtung

Der Kollimator ist eine essentielle Komponente für jede Protonenradiographie–Anlage. Seine Winkelakzeptanz entscheidet maßgeblich über den Kontrast des Bildes. Welcher Kollimator geeignet ist, hängt dabei auch von der Dichte des betrachteten Targets ab: ein dünnes Target streut die Protonen nur wenig, so dass ein Kollimator mit kleinem Akzeptanzwinkel benötigt wird, um überhaupt eine nennenswerte Anzahl von Protonen auszusortieren, dicke Targets hingegen führen zu einer starken Streuung. Seine Dimensionierung ist teilweise durch den Durchmesser des Strahlrohres und die Apertur der PMQs begrenzt, seine Länge ist jedoch variabel, da hochener-

getische Protonen wie sie bei PRIOR Verwendung finden auch in einem relativ langen Kollimator nicht vollständig gestoppt, sondern nur stark gestreut werden, so dass sie den Szintillationschirm nicht erreichen. Protonen mit einer Energie von 4.5 GeV verlieren in 10 cm Wolfram nur rund 5% ihrer Energie, werden aber unter einem ausreichend großen Winkel gestreut, um das System zu verlassen.

Durch Simulationen mit MC4PRIOR kann nun zum Einen eine Aussage über den Einfluss der Länge des Kollimators getroffen werden, zum Anderen kann auch untersucht werden, wie kritisch die genaue Positionierung des Kollimators für die spätere Bildgebung ist. Auch die korrekte Form der Öffnung konnte mittels einer Simulation überprüft werden, die das Strahlprofil in der Fourier-Ebene abbildete. Für einen Kollimator mit einem Akzeptanzwinkel a (in mrad) ergeben sich die Halbachsen der elliptischen Öffnung zu $a \cdot 1.76$ mm bzw. $a \cdot 1.22$ mm, so dass die Öffnung eines 5 mrad Kollimators beispielsweise 17.6×12.2 mm groß ist. Da der Innendurchmesser des Strahlrohrs an der Kollimatorposition nur 26 mm beträgt sind Kollimatoren mit wesentlich größeren Akzeptanzwinkeln als 5 mrad nicht möglich.

Die nun folgenden Ergebnisse zur Positionierung wurden üblicherweise durch Simulationen mit 10^7 Protonen bei 4.5 GeV durchgeführt. Als äußerste Grenze für die Positionierungsgenauigkeit eines Kollimators lässt sich der Übergang zum Fall eines „Anti-Kollimators“ festlegen. Dieser Fall tritt ein, wenn der Strahl die Mitte des Kollimators so weit verfehlt, dass mehr stark gestreute Protonen, die sonst eigentlich aussortiert werden würden, als Protonen mit nur kleinen Streuwinkeln den Kollimator passieren. Im Bild äußert sich dieser Vorgang durch eine Inversion der Helligkeit (dichte Bereiche des Targets erscheinen hell, anstatt dunkel).

Dies ist jedoch ein Extremfall, der bei Experimenten eigentlich nicht wünschenswert ist, da er mit einer starken Reduktion der Strahlintensität am Szintillator und damit einer geringeren Statistik einhergeht. Zusätzlich entstehen weitere Bildfehler durch den asymmetrischen Cut-Off des Strahls. Als Grenzwert für die Positionierungsgenauigkeit wurde deswegen der Wert angenommen, bei dem die Ortsauflösung des Systems (regelmäßig und nicht nur in einem zufälligen Einzelfall) über $15 \mu\text{m}$ steigt, wobei insbesondere die Auflösung in y-Richtung betrachtet wurde, da diese aufgrund des geringeren Lochdurchmessers des Kollimators entlang dieser Achse als kritischer angesehen wurde. Als Referenz diente die Kante einer 2 mm dicken Wolframplatte, die als Target in die Simulation eingebaut wurde, der Kollimator wurde mit einem Akzeptanzwinkel von 2 mrad gewählt, da dies dem kleinsten Akzeptanzwinkel aller für PRIOR hergestellten Kollimatoren entspricht, und somit am sensitivsten auf eine fehlerhafte Positionierung sein sollte. Die veränderbaren Strahlparameter sind die x- und y-Position, als auch der Winkel des Strahls zur idealen Strahlachse, definiert durch die Parameter a und b (in mrad). Diese lassen sich durch den Befehl „Kick“ in der Simulation an jedem beliebigen Ort des Systems künstlich verändern. So ändert z.B.

`KickTo = Kicker(dx=1e-3)`

die x-Position des Strahls um den Wert von dx (hier 1 mm). Für die Simulation wurde der Strahl jeweils direkt vor dem Kollimator mit dem Kick-Befehl in die fehlerhafte Position gebracht und unmittelbar danach wieder zurück, so dass im Bezugssystem des Strahls der Kollimator verschoben ist. Die Auswirkungen sind am Beispiel der Verschiebung in x-Richtung in Abb. 7.3 gezeigt. Während in den Simulationen eine Abweichung in x- und y-Richtung von bis zu 2 mm noch tolerierbar ist, scheint die Winkelausrichtung kritischer zu sein. Bereits Abweichungen von 2 mrad ($\approx 0.115^\circ$) können hier für eine deutlich schlechtere Ortsauflösung sorgen.

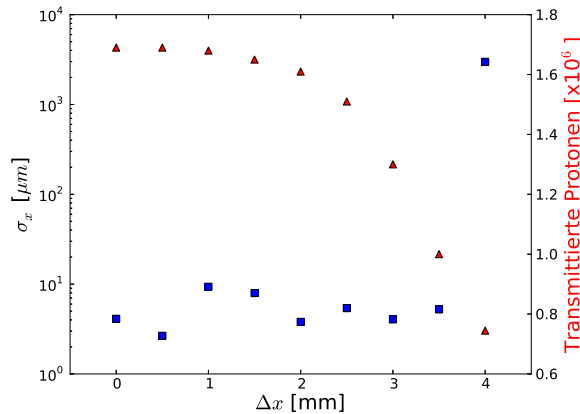


Abbildung 7.3.: Ortsauflösung und Anzahl der transmittierten Protonen in Abhängigkeit von einer Verschiebung des Kollimators entlang der x-Achse um den Wert Δx .

Eine Halbierung der Kollimatorlänge führte zu keinen signifikant anderen Ergebnissen, außer einem unwesentlich geringeren Kontrast. Auch die Veränderung der Kollimatorform, weg von einem Zylinder mit ellipsenförmigem Loch zu komplexeren Geometrien (z.B. einer sich zur Mitte hin verengenden Ellipse), zeigten keine signifikanten Verbesserungen, weswegen dieser Weg nicht weiterverfolgt wurde.

Wie sich bei der Inbetriebnahme von PRIOR herausstellte, trägt die nicht perfekte Form des Strahls wesentlich mehr zur Verschlechterung der Bildqualität bei als eine etwaige Fehlplatzierung des Kollimators (siehe Kap. 8.2).

7.2 COSY

Ein häufig verwendetes Programm zur Simulation des Strahlverlaufs in einem Beschleuniger ist COSY INFINITY, das derzeit in Version 9.1 vorliegt [28]. COSY nutzt Methoden der Differentialalgebra zur Erzeugung von *Transfer Maps*, die den bereits in Kapitel 2.2 beschriebenen Abbildungsmatrizen ähnlich sind.

Im Prinzip kann mit COSY die Ionenoptik eines ganzen Beschleunigers oder auch eines Protonenmikroskops modelliert werden. Da dies jedoch nur Aussagen über den prinzipiellen Strahlverlauf zulässt, nicht aber über die Wechselwirkung des Strahls mit Materie wie er z.B. bei der Interaktion mit dem Target wichtig ist, wird COSY bei der Simulation von PRIOR nur zur Erzeugung der Transfer Maps für die einzelnen PMQs benutzt, die dann in MC4PRIOR Verwendung finden.

Ein einfacher Quadrupol MQ wird in COSY wie folgt definiert:

```
APT := .015 ; {aperture in m}
BFIELD := 1.8 ; {pole tip field in T}
LENGTH := .18 ; {length of quad in m}
MQ LSHORT -BFIELD APT ; {for defocussing quad}
```

Dieser Quadrupol hat eine Apertur von 15 mm, ein Poletip-Feld von 1.8 T und eine Länge von 18 cm. Besonderes Augenmerk liegt dabei auf den Randfeldern („fringe fields“), die standardmäßig in COSY nicht berücksichtigt werden. Über das Kommando *FR <Wert>* können verschieden

genaue Modi für die Berechnung der Randfelder gewählt werden, wobei *FR 0* einem Modell ohne Randfeld entspricht, *FR 1* einer groben Approximation und höhere Werte einer deutlich genaueren Näherung bei gleichzeitig stark erhöhtem Rechenaufwand.

Die Zusammensetzung der PRIOR-Magnete aus einzelnen Modulen, die jeweils leichte Unterschiede in ihrer Magnetisierung besitzen und zusätzlich noch über eine gewisse Toleranz in ihrer Position innerhalb der Linse verfügen, entspricht jedoch keinem idealen Quadrupol. Für die Genauigkeit der Simulation ist es daher von Vorteil, die im Rahmen dieser Arbeit gemessenen Felder zu verwenden statt eines idealen Modells.

Hierzu können für das detaillierteste Randfeld-Modell (*FR 3*) statt der üblicherweise verwendeten Standardwerte neue Enge-Koeffizienten a_i definiert werden, die sich aus einem Fit an die gemessenen Werte des Randfelds ergeben. Die Enge-Funktion mit sechs Parametern hat die Form

$$F(z) = \frac{1}{1 + \exp(a_1 + a_2 \cdot (z/D) + \dots + a_6 \cdot (z/D)^5)} \quad (7.2)$$

mit der Magnetapertur D und dem Abstand z zum Beginn des Randfeldes. Detaillierte Informationen und eine Übersicht über weitere Methoden finden sich in [7].

8 Erste Versuche an PRIOR

8.1 Commissioning–Strahlzeit im April 2014

Für die Inbetriebnahme von PRIOR im April 2014 wurden zum Einen eine Reihe von Demonstrationstargets durchleuchtet, die anschaulich machen sollen, wozu das System in der Lage ist, anhand von leicht erkennbaren Objekten mit innerer Struktur wie beispielweise eine Armbanduhr oder ein 50Ω –BNC–Widerstand. Zum anderen wurden zur genaueren Charakterisierung der Abbildungseigenschaften mehrere spezielle Targets gebaut und untersucht, basierend auf bereits verwendeten Designs am pRad des LANSCE. Diese sind in Abb. 8.1 zu sehen.

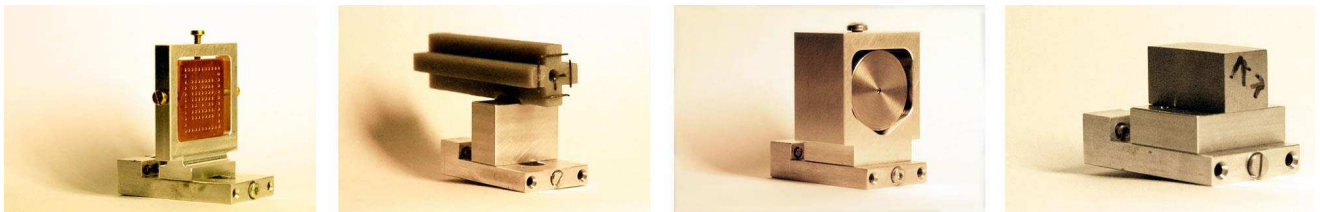


Abbildung 8.1.: V.l.n.r.: *Fiducial Plate* aus Kupfer, *Malteserkreuz–Target* aus Kunststoff und Wolfram–Draht, *Tantal–Pinhole* und *Rolled Edge–Target*, ebenfalls aus Wolfram.

Mit der Fiducial–Plate lassen sich relativ schnell Abbildungsfehler wie Verzerrungen im Bild erkennen, da der Abstand der in die Kupferplatte gebohrten Löcher einem quadratischen Muster entspricht (die entsprechende Radiographie ist in Abb. 8.2 zu sehen). Das Tantal–Pinhole erlaubt die genaue Zentrierung des Targets. Ist das Loch in der Mitte auf der Abbildung nicht rund, liegt vermutlich eine Verdrehung der Magnetlinsen gegeneinander vor. Lassen sich Schatten auf einer bestimmten Seite erkennen, ist das Target nicht richtig zum Strahl ausgerichtet (beispielsweise verkippt). Mit dem Malteserkreuz–Target lässt sich das Matching testen, indem man eventuelle Verschiebungen der Wolframdrähte hinter dem Kunststoff–Absorber beobachtet. Gleichzeitig kann man die Veränderung der Auflösung der Drähte durch den Kunststoff sehen. Die Rolled Edge verfügt über zwei Flächen (in x– und y–Richtung), die nicht vollkommen plan, sondern mit einem im Verhältnis zur Targetgröße sehr großen Radius von 0.5 m gekrümmt sind. Dadurch entsteht eine Kante, die auch bei Verkipfung des Targets um Bruchteile eines Grads noch scharf zu erkennen sein sollte, was zur Bestimmung der bestmöglichen Ortsauflösung in x– und y–Richtung dient. Dies ist auch mit Stufentargets möglich, die aus verschiedenen Materialien zur Verfügung stehen und an denen sich zusätzlich noch der Einfluss unterschiedlicher Dichten bestimmen lässt. Ergebnisse der Messungen an den Stufentargets sind im folgenden Abschnitt zu finden.

Als Vorbereitung auf die UEWE–Experimente, die im Juli 2014 stattfanden, wurden zusätzlich mehrere Drähte aus Kupfer, Tantal und Wolfram von jeweils unterschiedlicher Dicke durchleuchtet. Desweiteren wurde auch ein LAPLAS–ähnliches Target untersucht, das jedoch nicht mit

gefrorenem Wasserstoff, sondern mit Kunststoffteilen verschiedener Dichte gefüllt war. Abschließend wurden noch einzelne Segmente der PMQs bestrahlt, die als Ersatz mitgeliefert wurden. Hier stand jedoch nicht die Protonenmikroskopie im Vordergrund, sondern die Veränderung der magnetischen Eigenschaften durch Strahlungsschäden. Die Ergebnisse dieser Untersuchung stehen noch aus. Eine komplette Übersicht aller Targets befindet sich in Anhang B.

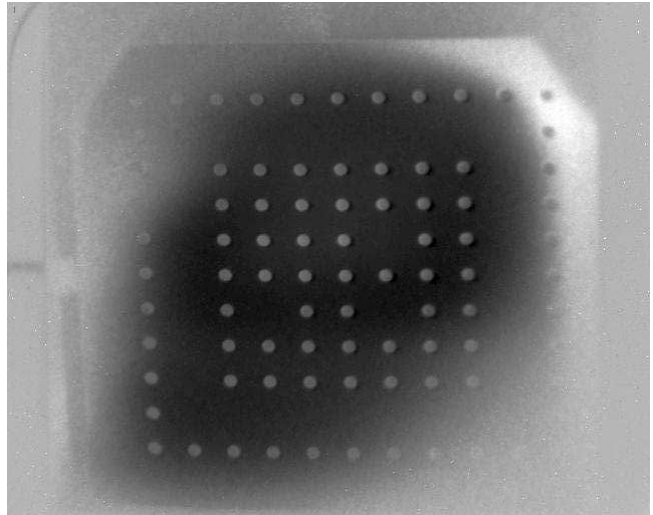
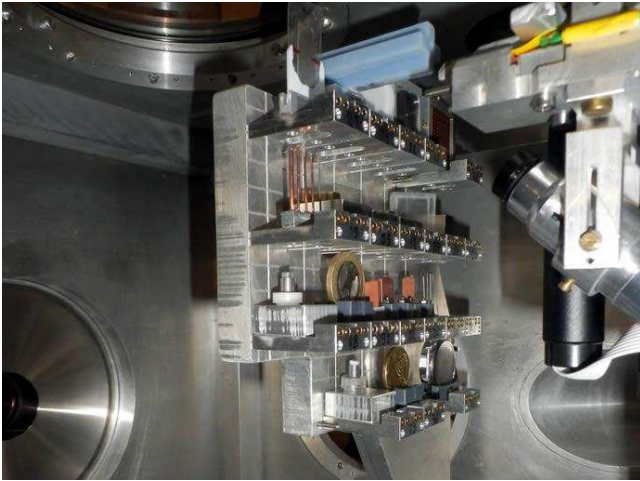


Abbildung 8.2.: Links: Mit Targets für die Protonenmikroskopie gefülltes Regal in der Targetkammer. Rechts: Protonenradiographie der Fiducial Plate. Der irreguläre Helligkeitsverlauf entsteht durch das nicht perfekte Entfernen des Strahlprofils, da dieses im Verlauf der Strahlzeit nicht stabil war. Auch Anti-Kollimator-Effekte können eine Rolle spielen. Eine genauere Untersuchung zeigt, dass die Lochreihen nicht orthogonal aufeinander stehen, was auf einen durch die Magnete verursachten Bildfehler hindeutet, der nicht komplett entfernt werden konnte.

Während der Strahlzeit stellten sich zwei dominante Probleme heraus. Zum einen entsprachen die Parameter des Protonenstrahls nicht der erwarteten Leistungsfähigkeit der Beschleunigeranlage, insbesondere im Hinblick auf Strahlprofil und Intensität. Dies wird im Folgenden in Kap. 8.3 detaillierter thematisiert. Zum anderen zeigte sich recht schnell, dass die Magneten bereits – entweder durch während des Strahlfädelns in die Magnete gelenkte Protonen oder durch eine Selbstdemagnetisierung mit der Zeit – einen Teil ihrer Magnetisierung verloren hatten. Die Ergebnisse der Magnetfeldmessungen nach der Strahlzeit wurden in Kap. 5.4 beschrieben. Dies führte dazu, dass letztendlich mit einer reduzierten Protonenenergie von 3.6 GeV gearbeitet wurde, da die Felder nicht mehr stark genug waren, um mit den angestrebten 4.5 GeV ein Bild zu erzeugen.

Beides zusammen führte zu einer Bildqualität, die nicht ganz an die Auslegung des PRIOR-Systems heranreichte. Aufgrund der niedrigeren Intensität von nur einigen 10^8 Protonen, die aus dem SIS-18 ausgekoppelt wurden, stand weniger Statistik zur Verfügung, so dass manche Targets in den Randbereichen nicht so durchleuchtet werden konnten, dass die DIMAX-Kamera ein vollständiges Bild sieht. Aufgrund ihrer Bildverstärkung ist die DICAM-Pro hierfür weniger anfällig. Es lassen sich außerdem Verzerrungen in den Bildern erkennen. So stehen die Linien, auf denen sich die Löcher der Fiducial Plate befinden, auf den Radiographien nicht exakt rechtwinklig zueinander (siehe Abb. 8.2). Durch eine Korrektur des Rotationswinkels des drit-

ten PMQ konnte dieser Effekt allerdings deutlich reduziert, wenn auch nicht ganz unterdrückt werden.

8.2 Bestimmung der Performance

Trotz der unerwartet geringen Strahlintensität von etwa 10^8 Protonen pro Puls und der schwächeren Magnetfelder in den PMQs können einige Aussagen zur Charakterisierung des PRIOR-Mikroskops getroffen werden. So liegt der Vergrößerungsfaktor bei 3.6 GeV Protonen bei 4.2, wie sich anhand eines Referenztargets mit bekannter Größe auch leicht nachprüfen lässt. Da die Magnete über eine Änderung der Abstände zueinander an die verringerte Energie angepasst werden können, sollte von dieser Seite her die Ortsauflösung nicht allzu sehr leiden. Eine weitere Verringerung der Energie wäre jedoch kaum mehr möglich, da dafür nicht genug Platz zwischen den einzelnen Linsen vorhanden ist.

Das nicht annähernd gaußförmige Strahlprofil sorgt allerdings dafür, dass ein Matching wie in Abschnitt 2.2 beschrieben quasi unmöglich wird, was unweigerlich zu chromatischen Aberrationen und so einer Verschlechterung der Auflösung führt. So ist auch bei einer Untersuchung der Kanten des eigentlich eben für die Feststellung der besten Ortsauflösung gemachten Rolled Edge-Targets zu sehen, dass die Auflösung bei rund $30\text{ }\mu\text{m}$ in x-Richtung, bzw. $35\text{ }\mu\text{m}$ in y-Richtung auf dem Target liegt [31]. Die Bestimmung der Ortsauflösung wurde mit den Bildern der DIMAX-Kamera durchgeführt, die aufgrund ihrer höheren Auflösung hier bessere Ergebnisse liefert. Zum Einsatz kam der kleinste Kollimator mit einem Akzeptanzwinkel von 2 mrad. Die Bilder wurden jeweils über mehrere Einzelaufnahmen gemittelt und das Strahlprofil wie bereits in Kapitel 7 beschrieben entfernt. Auf der Radiographie des Rolled Edge-Targets ist jedoch zu erkennen, dass insbesondere auf der DIMAX-Kamera fast keine Statistik im Bereich des Targets vorhanden ist – es werden also fast alle Protonen im Kollimator aussortiert. Grundsätzlich ist dies wünschenswert, da so der Kontrast an der Kante maximal wird, was unter idealen Bedingungen zu einer hohen Auflösung führen sollte, allerdings ist in diesem Fall auch das Target nicht komplett vom Strahl abgedeckt. Unter bestimmten Bedingungen ließ sich bei den radiographierten Targets aber eine noch bessere Auflösung bestimmen.

Dass die Dicke, bzw. Flächendichte der Targets dabei eine Rolle spielt, zeigt sich auch am Beispiel der Radiographie des Tantal-Stufentargets, das im Folgenden genauer untersucht werden soll. Die Bilder der beiden Kameras sind in Abb. 8.3 zu sehen. Auch hier ist zu sehen, dass die Statistik nicht ausreichend war, um auf dem Bild der DIMAX das komplette Target zu durchleuchten. Insbesondere die letzten beiden Stufen erscheinen einheitlich dunkel.

Zur Bestimmung der Ortsauflösung wurde nun spaltenweise eine Fehlerfunktion an die Daten angefügt. Die Resultate sind in Abb. 8.4 dargestellt. Hier sieht man, dass die Auflösung mit zunehmender Flächendichte (also der Dicke) abnimmt und für die dünnste Stufe, die 0.5 mm dick ist, ihren besten Wert annimmt. Gemittelt entlang der Kante sind dies auf dem Szintillator $\sigma_{\text{Scint}} = 58.8 \pm 0.5\text{ }\mu\text{m}$. Berücksichtigt man den Vergrößerung des Protonenmikroskops ergibt sich eine Ortsauflösung von etwa $\sigma_{\text{Obj}} = 14\text{ }\mu\text{m}$, also nur wenige μm mehr, als laut der ursprünglichen Spezifikation für PRIOR angestrebt. Ein ähnliches Verhalten lässt sich auch am Kupfer-Stufentarget erkennen. Dies ist zunächst überraschend, da weder Energie, noch Matching, noch Magnetfelder ihre idealen Werte erreichen. Es ist jedoch möglich, dass der geringe Energieverlust in 0.5 mm Tantal zu deutlich schwächeren chromatischen Aberrationen führt, so dass ein unzureichendes Matching sich hier weniger stark auswirkt.

Allerdings erreicht die Auflösung in der Horizontalen nicht diesen Wert und auch für die zweite

Stufe sinkt der Wert bereits auf rund $\sigma_{\text{Obj}} = 29 \mu\text{m}$. Ohne ein besseres Matching lassen sich hier keine endgültigen Aussagen treffen.

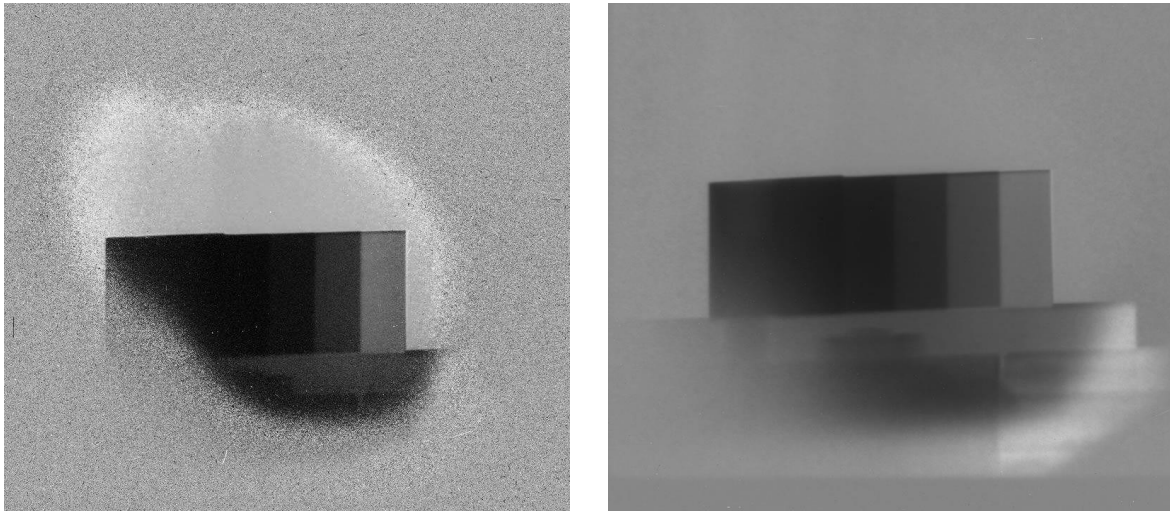


Abbildung 8.3.: Links: Protonenradiographie eines Tantal–Stufentargets an PRIOR. Die Aufnahme wurde mit der DIMAX–Kamera erstellt. Rechts: Die gleiche Aufnahme, erstellt mit der bildverstärkenden DICAM–Pro.

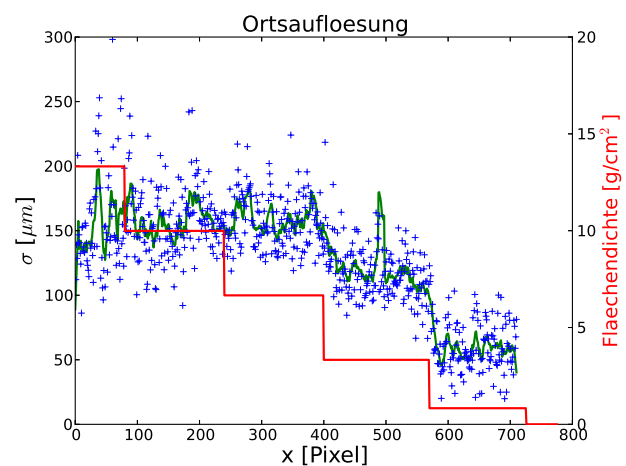
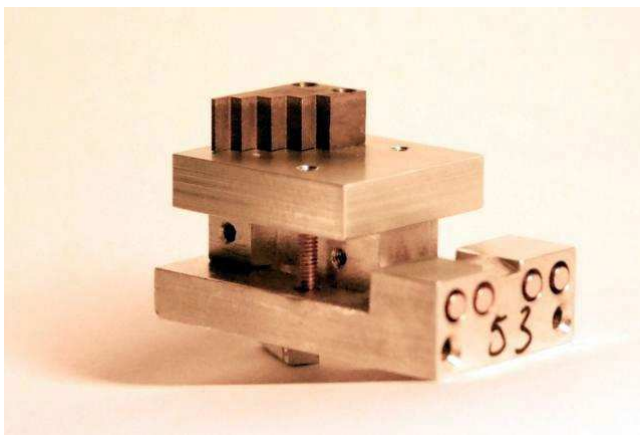


Abbildung 8.4.: Links: Das Tantal–Stufentarget, montiert auf einer Halterung aus Aluminium. Die schmalste Stufe ist 0.5 mm dick, die nächsthöheren dann 2, 4, 6 und 8 mm. Rechts: Analyse der Ortsauflösung entlang der oberen Kante des Stufentargets. Die grüne Linie stellt ein Mittel über jeweils 10 Pixel dar. Es fällt auf, dass die Ortsauflösung mit zunehmender Flächendichte (rote Linie) deutlich abnimmt. Entlang der dünnsten Stufe erreicht sie jedoch rund $59 \mu\text{m}$ auf dem Szintillator, was $14 \mu\text{m}$ auf dem Target entspricht.

8.3 Charakterisierung des Strahls

Eines der Hauptaugenmerke bei der Inbetriebnahme lag in der Justage und Kontrolle des Strahls. Da am HHT bisher in der Regel keine Protonen, sondern nur schwerere Ionen für Experimente benutzt wurden, gab es hier keine Erfahrungswerte. Zusätzlich erschwerten es leichte Verschiebungen der Beschleunigerkomponenten im SIS-18 – vermutlich bedingt durch die Konstruktionsarbeiten an der benachbarten FAIR-Baustelle – den Strahl mittig durch den Beschleuniger und insbesondere die Transferstrecke zum HHT zu bringen. Da die Ionengitter in der HHT-Strahlführung nicht sensitiv auf Protonen reagierten, stand bis zum Szintillator an der Targetposition kein geeignetes Diagnostikinstrument zur Verfügung, um die Strahlposition zu bestimmen. Veränderte man beim Fädeln die an die elektromagnetischen Quadrupole angelegte Spannung, konnte man jedoch sehen, dass sich die Strahlposition auf dem Target teils deutlich änderte – ein Hinweis darauf, dass die Quadrupole nicht mittig vom Strahl passiert wurden, so dass das Quadrupolfeld nicht nur für eine Fokussierung des Strahls sorgte, sondern ihn auch ablenkte. Das transversale Strahlprofil ließ sich somit nur schwer kontrollieren und hatte eine Form, die deutlich von einem gaußförmigen Profil abwich. Eine Aufnahme eines Strahlbildes während der Strahlzeit ist in Abb. 8.5 zu sehen.

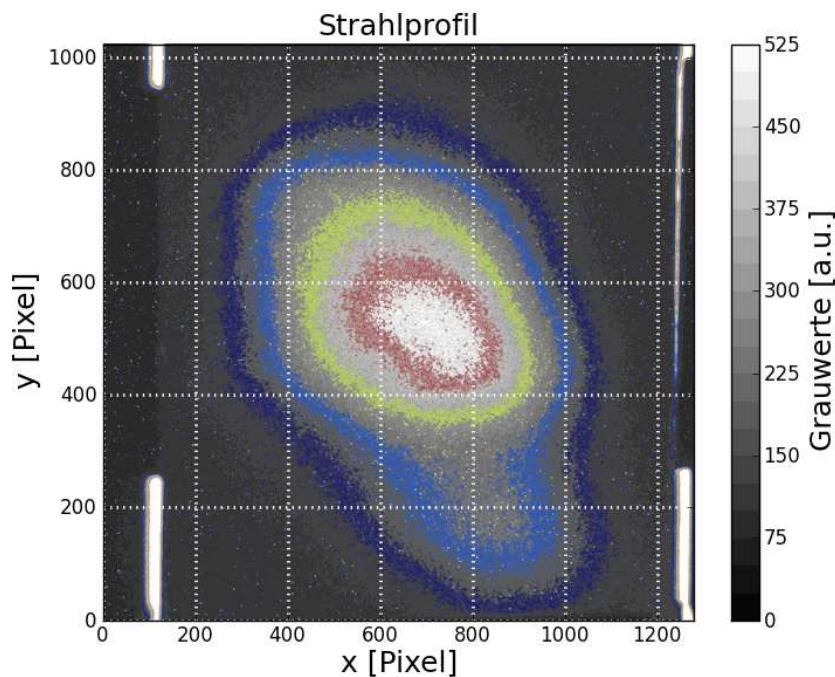


Abbildung 8.5.: Transversales Strahlprofil, so wie es auf dem Szintillator abgebildet wird. Die farbigen Umrisse dienen zur Verdeutlichung des unregelmäßigen Profils.

Nutzt man nun einen schnellen Szintillator, z.B. einen zur Verfügung stehenden Plastiksziintillator vom Typ BC-408 mit einer Abklingzeit von $\tau=2.1$ ns in Kombination mit einer Kamera mit schnellen Gating-Zeiten wie der DICAM-Pro, so ist es auch möglich, das zeitliche Profil des Strahls zu untersuchen. Dazu wurde das Gating so gewählt, dass jeweils nur ein Teil eines Einzelbunchs aus den insgesamt vier zur Verfügung stehenden Bunches pro Extraktion aus dem SIS-18 ausgewählt wurde, im Gegensatz zu den vorangegangenen Experimenten, bei denen je-

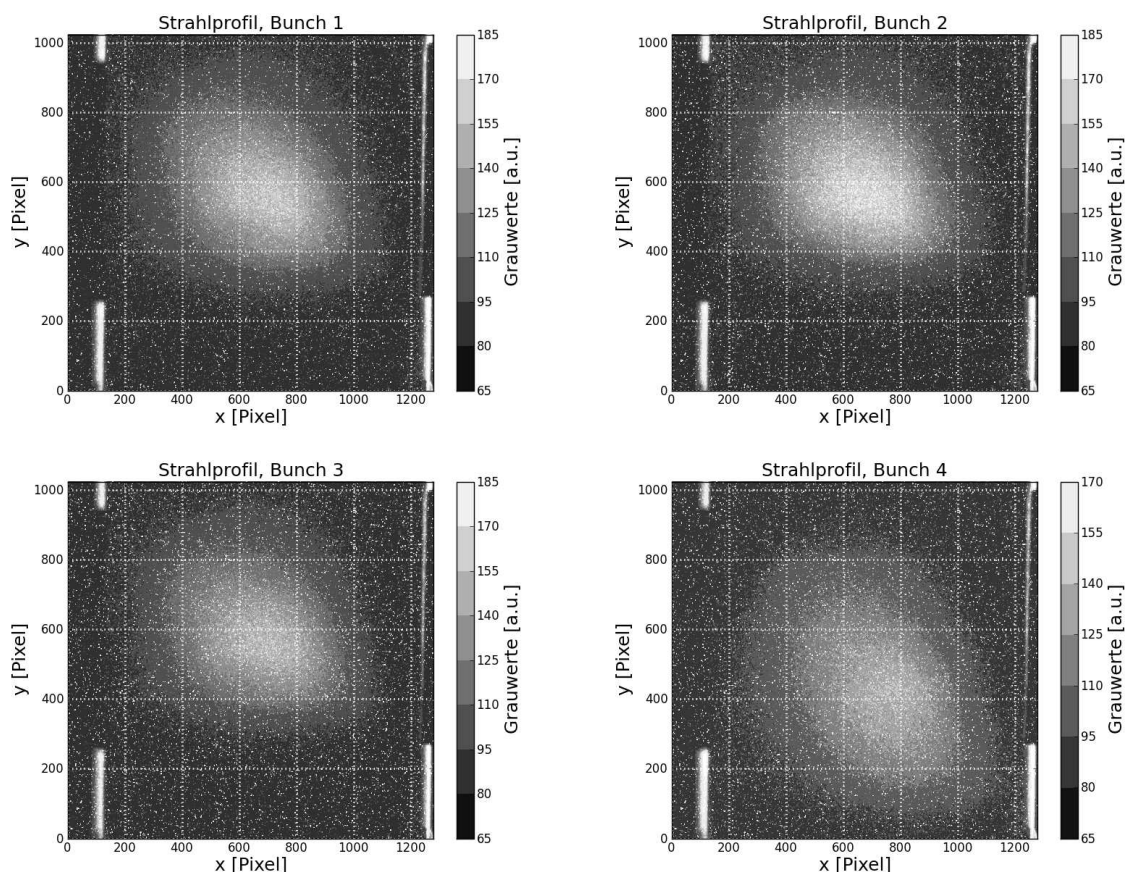


Abbildung 8.6.: Profile der einzelnen Strahlpulse. Es ist zu erkennen, dass der letzte Puls (unten rechts) deutlich von den übrigen dreien abweicht, was die unregelmäßige Form des Gesamtpulses erklärt.

weils über alle vier Bunche integriert wurde. Die Gating-Zeiten lagen zwischen 10 und 20 ns. Das Ergebnis ist in Abb. 8.6 zu sehen. Während die ersten drei Pulse ein annähernd gaußförmiges Profil aufweisen und nahezu am selben Ort den Szintillator treffen, weist der letzte Puls eine deutliche Abweichung auf und verursacht somit die unregelmäßige Form, die das Strahlprofil bei Integration über alle Pulse aufweist. Es ist anzunehmen, dass dies an einer fehlerhaften Konfiguration des Kickers liegt, also des Elektromagneten, der die Strahlpakete aus dem SIS-18 extrahiert.

8.4 Test eines LAPLAS-artigen Targets

Um herauszufinden, ob man mit PRIOR die innere Dynamik des LAPLAS-Targets sichtbar machen kann, um damit insbesondere die Entwicklung der Dichte über die Zeit als wichtigen Parameter der EOS messen zu können, wurde ein Target entwickelt, das ähnliche Eigenschaften aufweist. Das LAPLAS-Testtarget besteht aus einem Bleiröhrchen, in das Zylinder aus verschiedenen Kunststoffen mit unterschiedlichen Dichten eingefügt wurden (Plexiglas/PMMA mit einer Dichte von 1.19 g/cm^3 und PTFE/Teflon mit einer Dichte von 2.16 g/cm^3).

Auf den ersten Blick sind in der Radiographie des Testtargets keine internen Strukturen im Bleizylinder sichtbar. Dafür sind drei Effekte wesentlich verantwortlich: Zum einen die gerin-

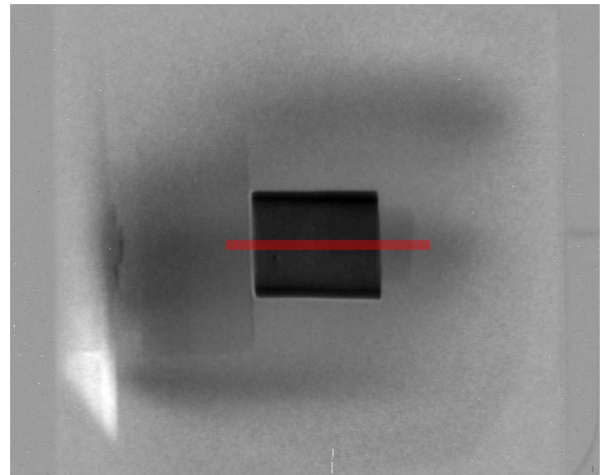
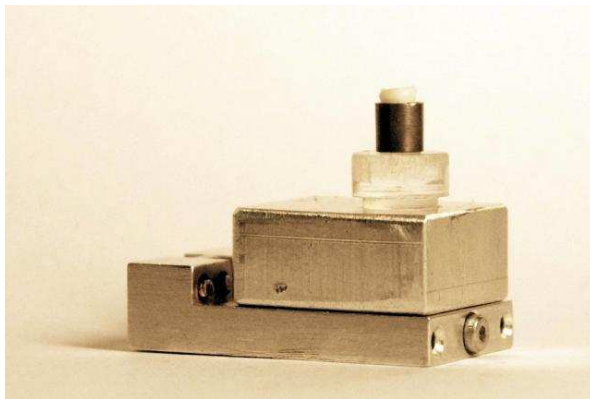


Abbildung 8.7.: Links: Das LAPLAS-Testtarget auf einer Halterung für den Targetmanipulator. Rechts: Protonenradiographie des LAPLAS-Testtargets, aufgenommen mit der DICAM-Pro. Dichteunterschiede im Inneren des Targets sind kaum zu erkennen. Der rot markierte Bereich kennzeichnet das Gebiet, das in Abb. 8.8 als Helligkeitsprofil dargestellt ist.

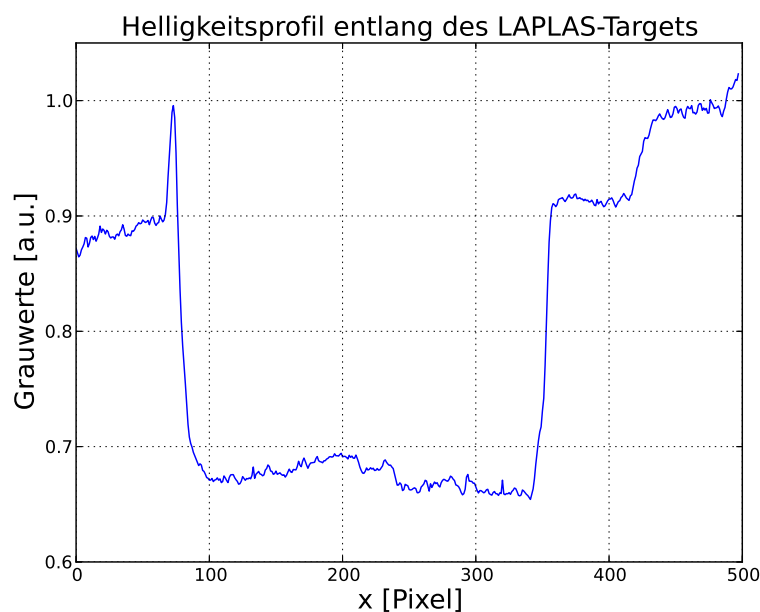


Abbildung 8.8.: Helligkeitsprofil entlang des LAPLAS-Testtargets. Während der überstehende Kunststoff in den Außenbereichen klar als Stufe zu erkennen ist, lässt sich im Inneren eine Dichteänderung bestenfalls erahnen.

ge Statistik mit nur 10^8 Protonen pro Gesamtpuls, zum anderen die zylinderförmige Struktur des Aufbaus, die scharfe Kanten weniger leicht erkennen lässt, als rechteckige Strukturen. Hinzu kommt, dass ein dichtes Element wie Blei insbesondere hinter der eigentlich interessanten Struktur – also den verschiedenen Kunststoffteilen im Inneren – einen negativen Effekt auf die Auflösung hat, so dass ein eventuell sichtbarer Helligkeitsunterschied stark verschmiert wird.

Wirft man jedoch einen genauen Blick auf das Transmissionsprofil in Abb. 8.8 lässt sich im Inneren auf Höhe von etwa 230 Pixeln eine Änderung der Helligkeit erahnen. Ob es sich dabei um einen aus der unregelmäßigen Strahlform resultierenden Effekt handelt oder einen echten Dichteunterschied, müssen zukünftige Messungen mit höherer Statistik und besserem Matching zeigen.

Will man Protonenradiographie einsetzen um dynamisch ablaufende Experimente an einem LAPLAS-Target untersuchen, sollte es aber auf jeden Fall möglich sein, Materieströme zu erkennen, die den Hohlraum des LAPLAS-Targets verlassen, da hier keine stark streuende Bleischicht im Weg ist. Im Inneren würde die nach Innen expandierende Bleischicht erkennbar sein, so dass sich zumindest die mittlere Dichte im Inneren bestimmen lässt, auch für den Fall, dass man Dichteänderungen im komprimierten Wasserstoff nicht direkt beobachten kann.

8.5 Zusammenfassung

Das Protonenmikroskop PRIOR wurde an der GSI aufgebaut und erfolgreich in Betrieb genommen. Damit steht ein einzigartiges, neues Diagnostikinstrument zur Untersuchung von Materie bei hoher Energiedichte und warmer dichter Materie zur Verfügung, wobei die Anwendungen nicht auf dieses Fachgebiet begrenzt sind, sondern auch bis in die Materialwissenschaft und Biophysik hineinreichen. Gleichzeitig konnte so der Beschleuniger erstmals seit langem in einem Modus getestet werden, in der er auch als Injektor für die zukünftigen FAIR-Beschleunigeranlagen dienen soll.

Zwar wurden während der Inbetriebnahme keine zeitaufgelösten Experimente durchgeführt, es konnte jedoch gezeigt werden, dass die Voraussetzungen hinsichtlich des Timings für zukünftige Experimente vorhanden sind, wie sie schließlich im Juli 2014 mit UEWE-Experimenten durchgeführt wurden. Die eingesetzten Plastik-Szintillatoren hielten wie im ersten Test am LANL stand.

Es konnte darüber hinaus demonstriert werden, dass das System prinzipiell über die Möglichkeit verfügt, eine Auflösung von etwa $10\text{ }\mu\text{m}$ zu erreichen. Der niedrigste in einer PRIOR-Radiographie gemessene Wert war $14\text{ }\mu\text{m}$, allerdings zu einem Zeitpunkt, an dem die Magnete durch Strahlungsschäden bereits soweit beeinflusst waren, dass mit einer niedrigeren Energie von 3.6 GeV gearbeitet wurde. Die abnehmende Feldqualität in Kombination mit dem aufgrund fehlender Diagnostik nicht optimal gefädelten Strahl setzten somit die Grenze für die in den Experimenten erreichte Auflösung. Die Ergebnisse geben jedoch einen guten Eindruck von den Möglichkeiten der Protonenmikroskopie, auch für zukünftige Experimente an FAIR.

Den ersten Ergebnissen der Inbetriebnahme folgend, wurde der Strahlzweig des HHT danach mit zusätzlichen Leuchttargets ausgestattet, die aus der Entwicklung einer entsprechenden Strahldiagnostik für FAIR hervorgegangen sind, und so im Folgenden erstmals im Experimentbetrieb eingesetzt werden konnten.

Gleichzeitig wurden die Strahlungsschäden an den Magneten genauer untersucht, so dass die veränderten Felder bei späteren Strahlzeiten berücksichtigt werden konnten, was erste Ergebnisse bei der zeitlich aufgelösten Untersuchung der Dichteentwicklung in UEWE-Experimenten erhoffen lässt.

9 Ausblick

Für die zukünftige Arbeit mit einem Protonenmikroskop an den Beschleunigeranlagen von GSI und FAIR gibt es großes Potential, sowohl bei der Untersuchung von HEDM und WDM, als auch in der Materialwissenschaft oder bei medizinischen Anwendungen wie im PaNTERA-Projekt. So wurden bereits eine Reihe interessanter Experimente mit einem Pulsed Power-getriebenen UEWE-Setup durchgeführt.

Da diese Experimentkampagnen zu einer nicht vernachlässigbaren Demagnetisierung des PMQs führten, sollten Möglichkeiten der Remagnetisierung betrachtet werden. Eine weiterführende Untersuchung der Strahlungsschäden in den Magnetmaterialien ist jedoch für sich genommen schon eine interessante Aufgabe, die auch für andere Gruppen, die an Teilchenbeschleunigern, in denen Permanentmagnete eingesetzt werden, von Interesse sein könnte.

Um die Möglichkeiten der Protonenmikroskopie weiter zu erschließen, bestehen an verschiedenen Stellen noch Verbesserungsmöglichkeiten, die für die Planung eines Protonenmikroskops der nächsten Generation betrachtet werden können. So sollte man darüber nachdenken, entweder auf das strahlungsresistentere Samarium-Cobalt als Magnetmaterial oder auf Elektromagnete auszuweichen. Auch beim Detektor gibt es noch Möglichkeiten zur Optimierung, die sowohl Orts- als auch Zeitauflösung weiter verbessern können. Die Entwicklung neuer Szintillatormaterialien mit hoher Lichtausbeute sollte weiter verfolgt werden, ebenso die Verfügbarkeit hochauflösender schneller Kameras. Auch Konzepte für alternative Detektionsmöglichkeiten sollten ausgelotet werden.

Doch auch mit dem PRIOR-Mikroskop kann – nach einer Remagnetisierung – noch weiter gearbeitet werden. Es wurde bereits erfolgreich eine Auflösung von $30\ \mu\text{m}$ gemessen, in einigen Fällen sogar bis hinunter zu $14\ \mu\text{m}$. Die Auflösung kann durch höhere Energien und Intensitäten an FAIR prinzipiell noch weiter auf Werte unter $10\ \mu\text{m}$ optimiert werden. Dies stellt jedoch hohe Anforderungen an Strahlqualität und Justage.

Ein anderer Ansatz zur zusätzlichen Verbesserung der Resultate von PRIOR ist eine Weiterentwicklung der Bildverarbeitung. Die nicht gaußförmigen Strahlprofile, die bisher bei Experimenten am HHT zustande kamen, können eventuell durch eine verbesserte White Field-Entfernung zu einem Bild beitragen, das sich besser zur Dichterekonstruktion eignet. Ein weiterer Ansatz betrifft die Bewegungsunschärfe, die Prozesse verursachen, die schneller ablaufen, als die Abklingzeit des Szintillators. Neue Verfahren in der Bildbearbeitung erlauben es, diese Effekte bis zu einem gewissen Grad zu reduzieren (siehe z.B. [64]), was sich möglicherweise auf die Protonenradiographie übertragen lässt.

An FAIR werden schließlich auch neue Treiber zur Verfügung stehen, die die Erzeugung anderer als der bisher untersuchbaren Materiezustände ermöglichen. Hier sind unter anderem ein neues Lasersystem und eine Leichtgaskanone zu nennen, mit denen sich das Potential der Protonenradiographie noch weiter ausreizen lässt.



A Feldmessungen der PMQs

A.1 Übersicht über die Multipolkomponenten

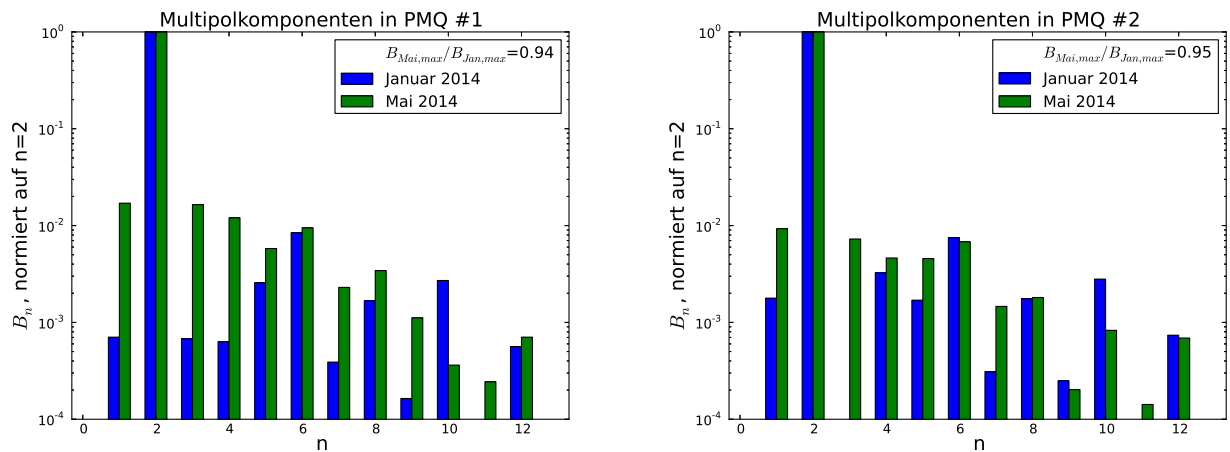


Abbildung A.1.: Vergleich der Multipolkomponenten in den Feldmessungen vor und nach der Strahlzeit in PMQ #1 und #2 (Messradius des Hallsensors $r=10.2$ mm).

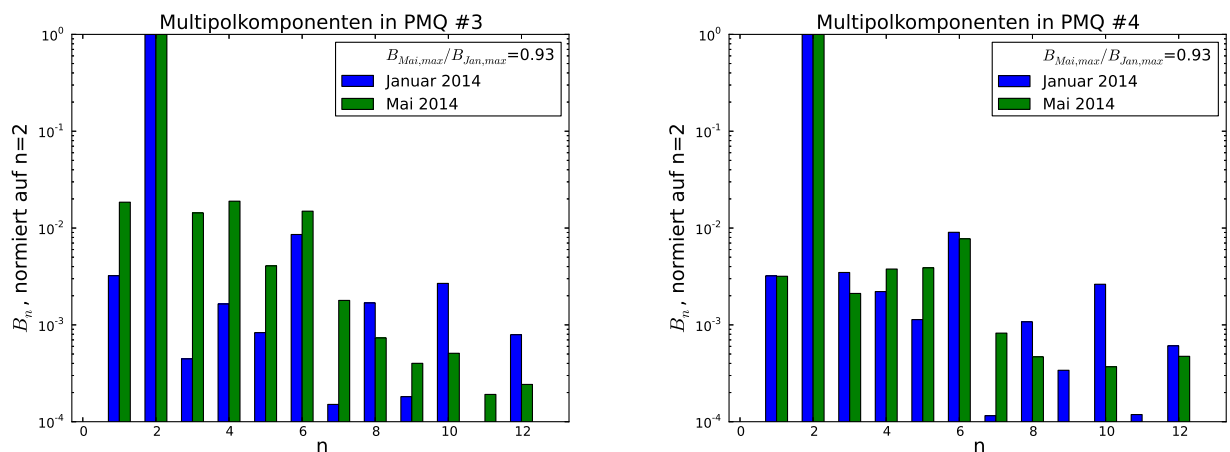


Abbildung A.2.: Vergleich der Multipolkomponenten in den Feldmessungen vor und nach der Strahlzeit in PMQ #3 und #4 (Messradius des Hallsensors $r=10.2$ mm).

A.2 Messung der Modulpositionen

Die folgenden Grafiken enthalten die Positionen der einzelnen PMQ-Module nach der Justage im August 2013.

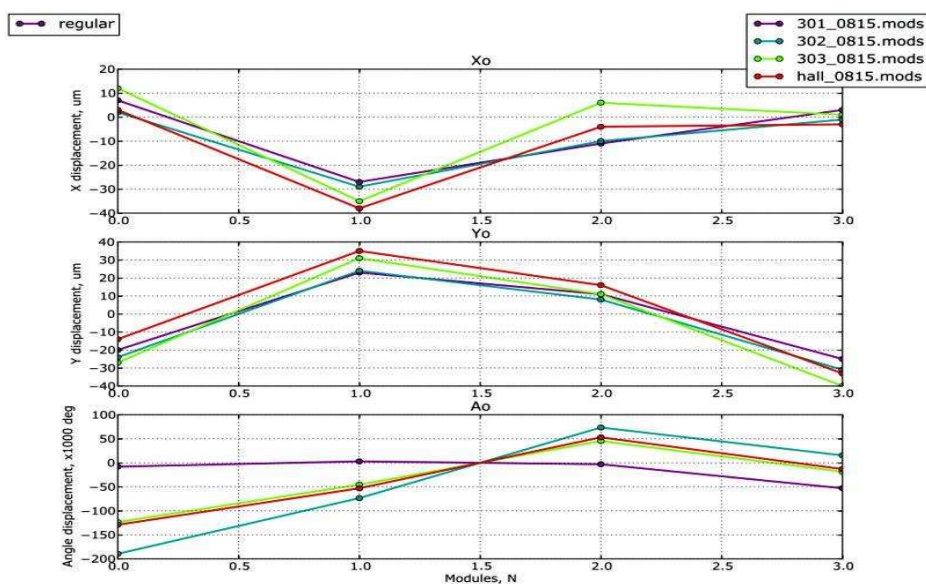


Abbildung A.3.: Modulpositionen im PMQ #1.

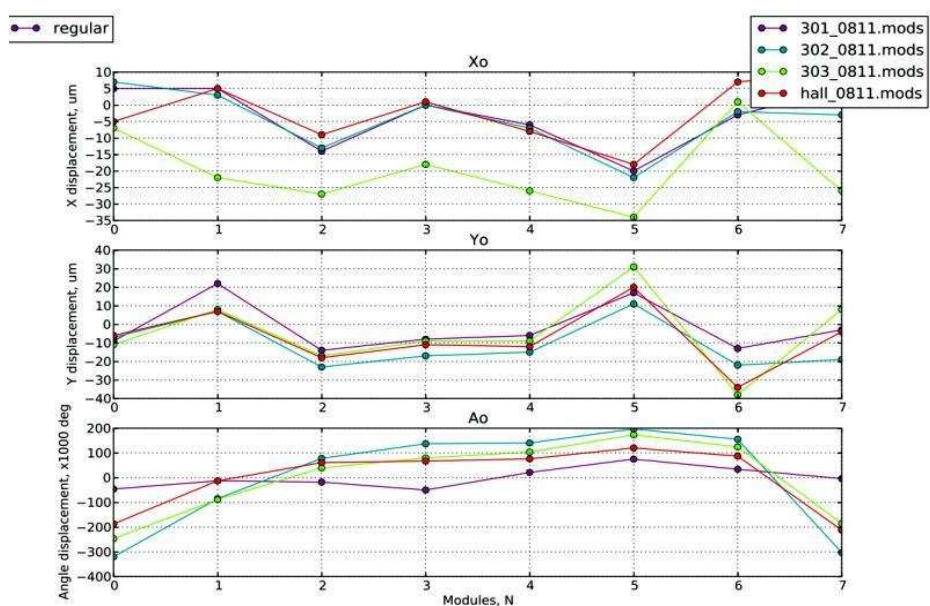


Abbildung A.4.: Modulpositionen im PMQ #2.

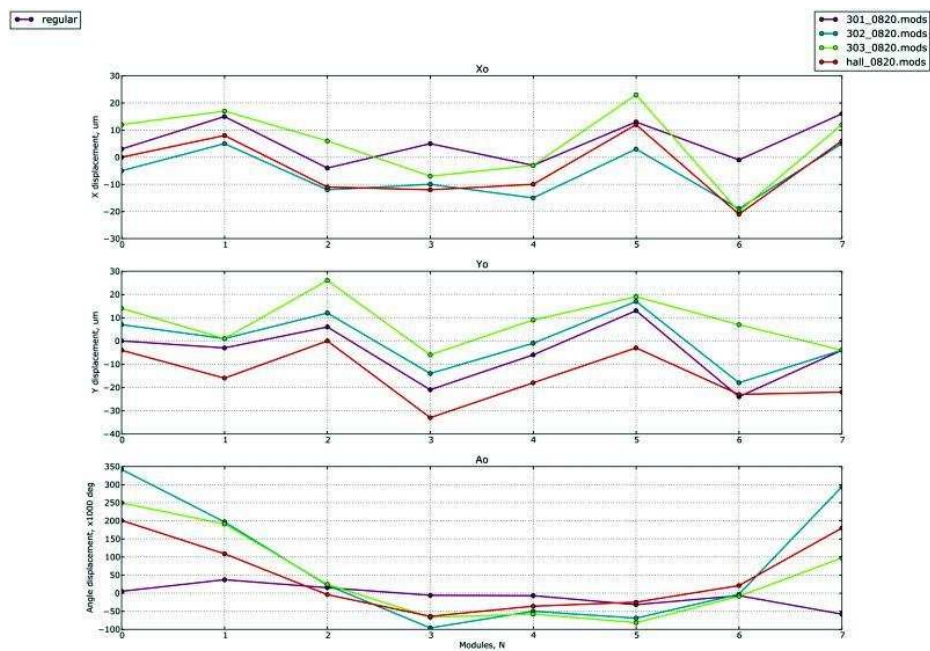


Abbildung A.5.: Modulpositionen im PMQ #3.

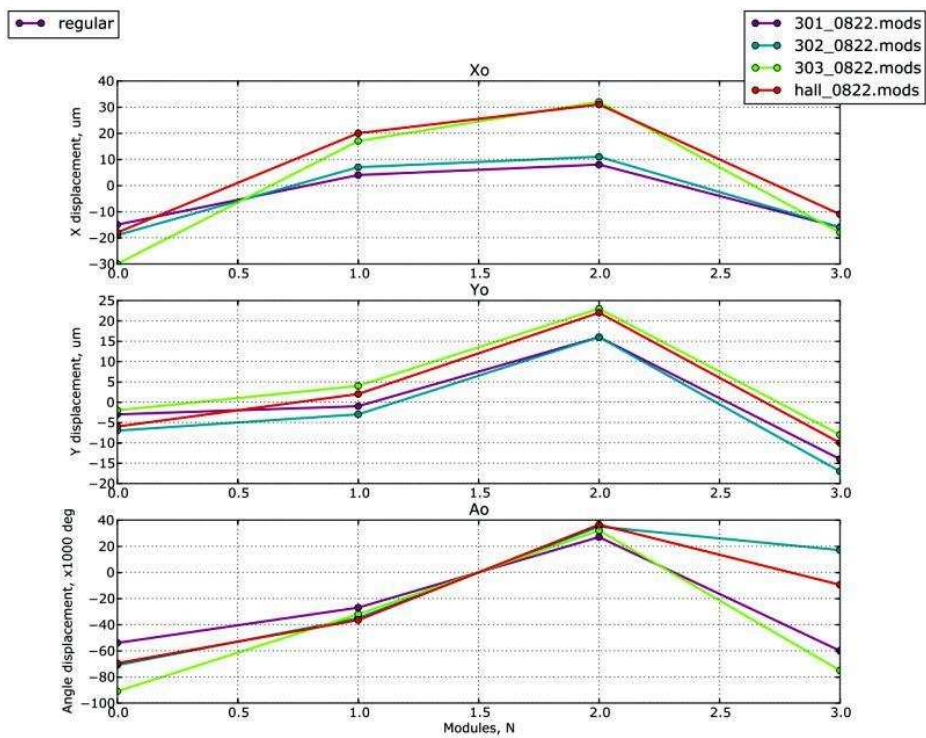


Abbildung A.6.: Modulpositionen im PMQ #4.

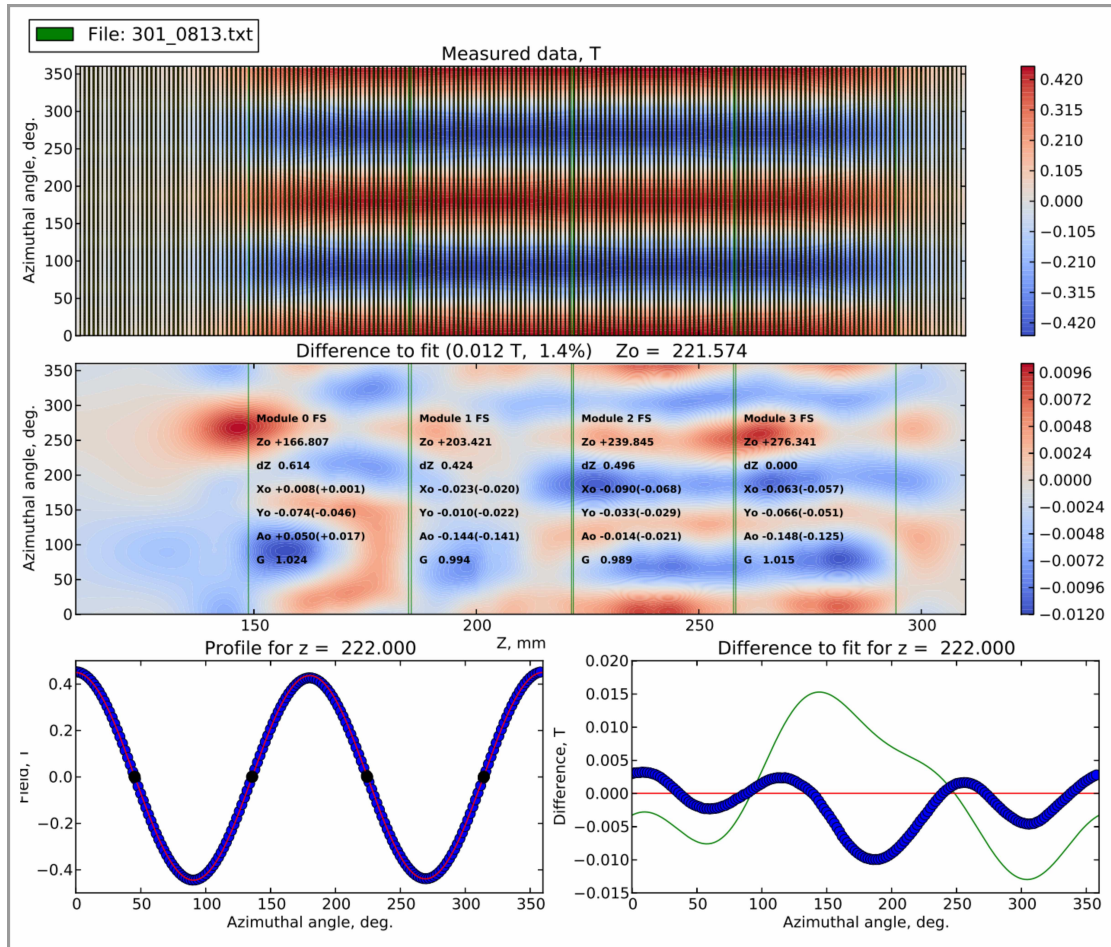


Abbildung A.7.: Ausgabebildschirm nach einem abgeschlossenen Scan. Es werden automatisch die Positionen der Module bestimmt und jeweils die Abweichung bezogen auf die Scannerachse angegeben.

B Commissioning-Targets

Im Folgenden ist eine Übersicht über die während der Kommissionierungs-Strahlzeit im April 2014 bestrahlten Targets zu sehen, jeweils mit der zugehörigen Protonenradiographie. In der Regel stammen die Aufnahmen von der DICAM-Pro Kamera. Bei einigen Targets wurde auf die Abbildung verzichtet, wenn die Radiographie nicht oder nur schlecht zu erkennen waren.

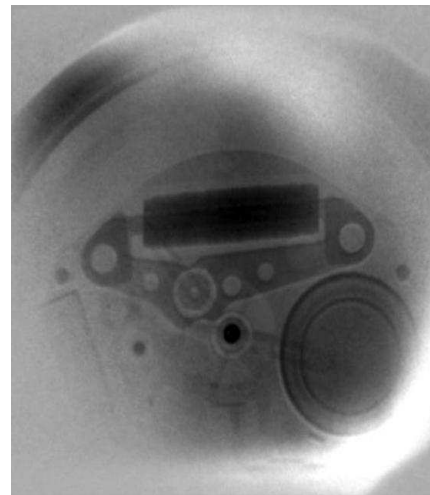
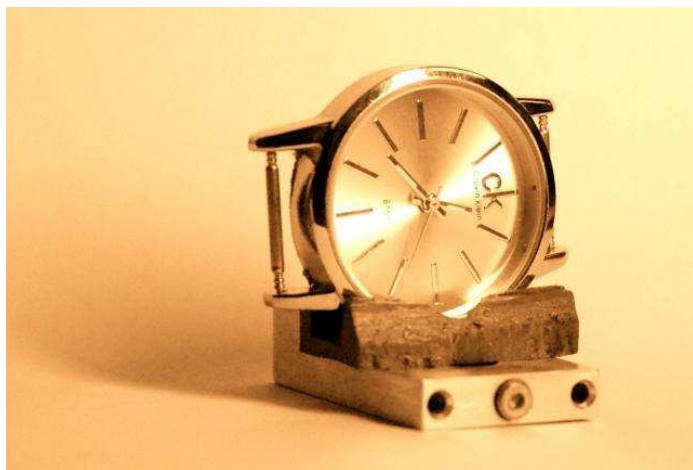


Abbildung B.1.: Armbanduhr mit Quarz-Uhrwerk. Zu erkennen sind u.a. auch Zeiger und Batterie.

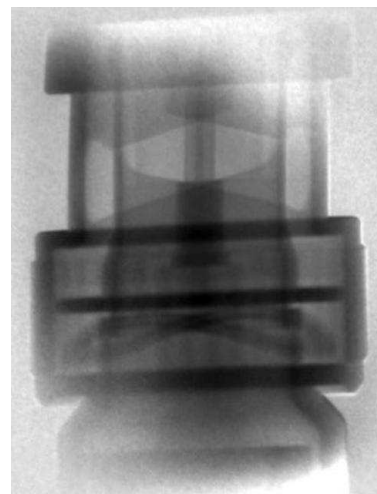


Abbildung B.2.: Ein typischer BNC-Adapter.

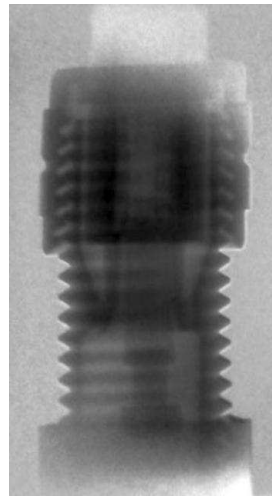


Abbildung B.3.: Ein Fahrradventil.

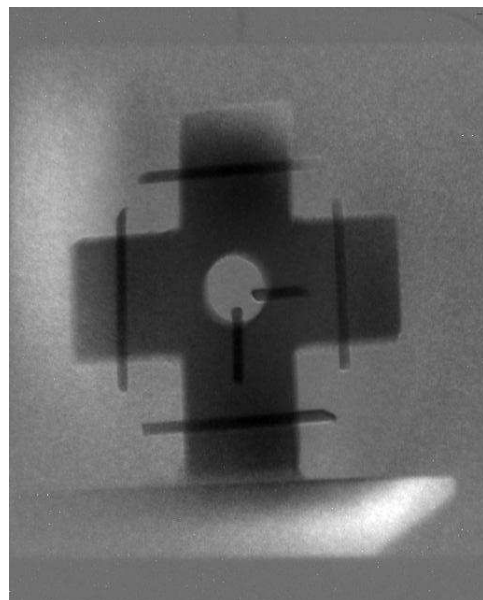
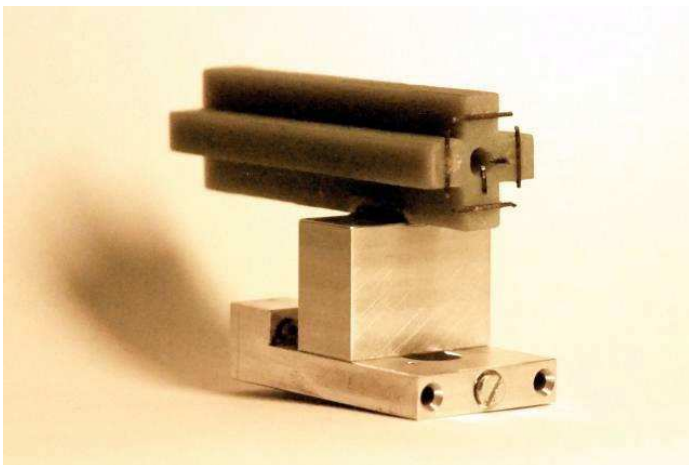


Abbildung B.4.: Malteserkreutarget.

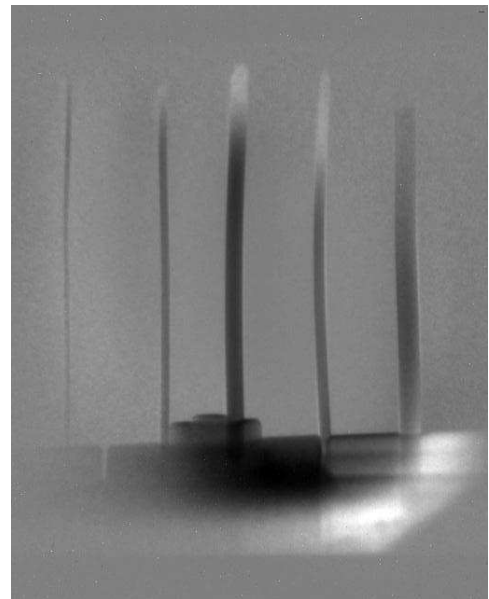
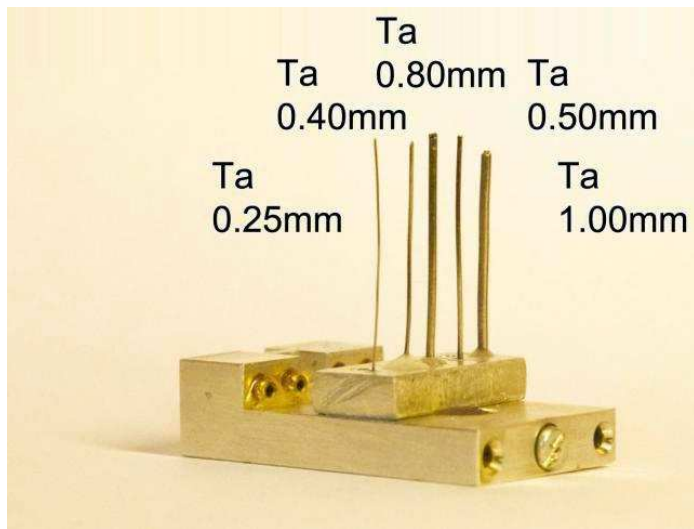


Abbildung B.5.: Tantaldrähte in verschiedenen Dicken.

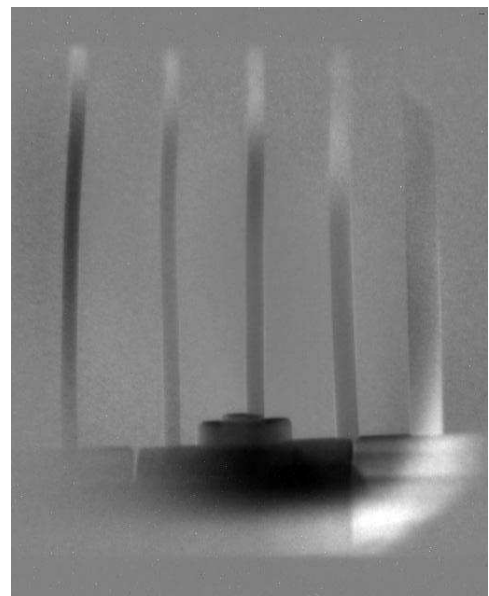
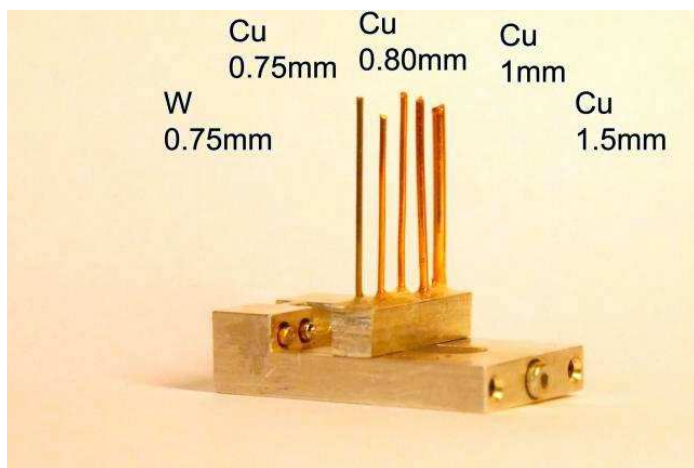


Abbildung B.6.: Wolfram- und Kupferdrähte.

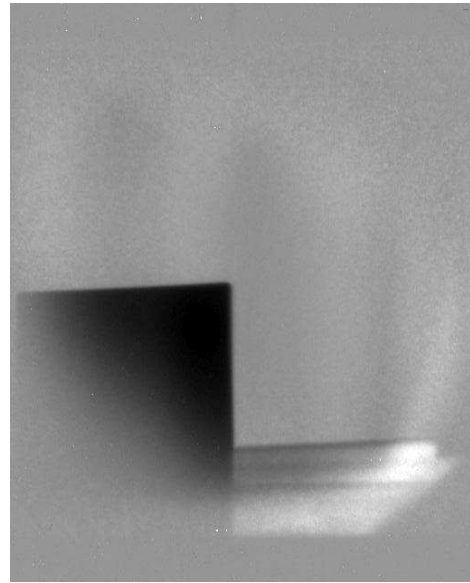
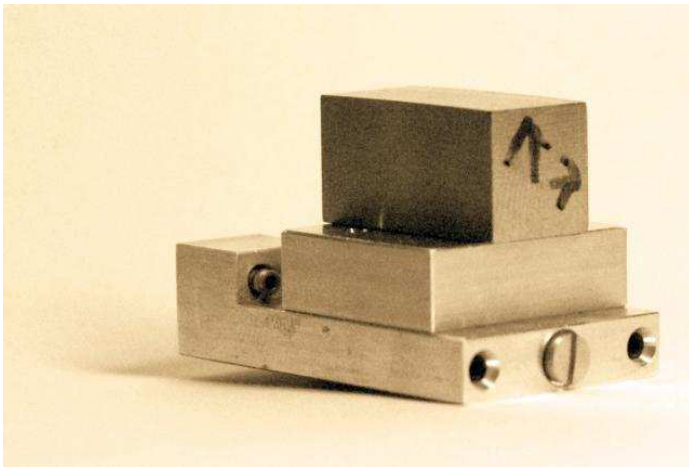


Abbildung B.7.: Das Rolled Edge-Target. Die eingezeichneten Pfeile markieren die abgerundeten Kanten.

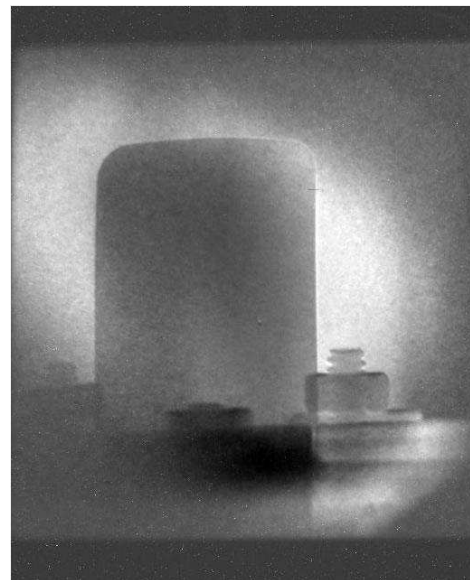
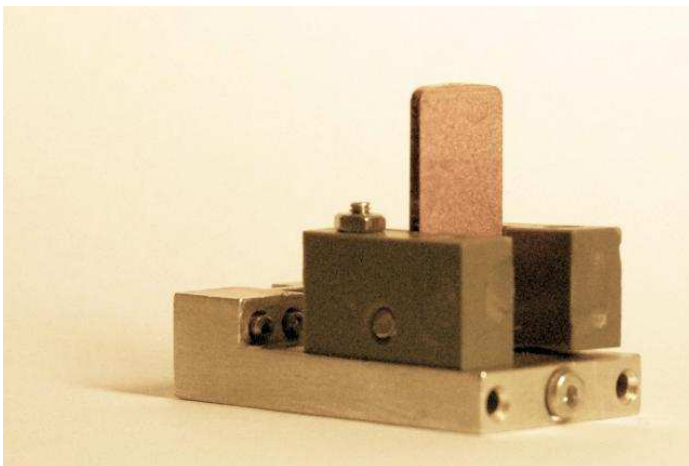


Abbildung B.8.: Stück einer Kupfer-Chrom-Legierung als Beispiel für eine Probe aus dem Bereich der Materialwissenschaften.

Literaturverzeichnis

- [1] *Scientific Challenges That Can Be Addressed by High Energy Proton Microscopy*. GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH, 5 2010 . – White Paper, unpublished
- [2] ALLISON, J. ; AMAKO, K. ; APOSTOLAKIS, J. ; ARAUJO, H. ; ARCE DUBOIS, P ; ASAI, M. ; BARRAND, G. ; CAPRA, R. ; CHAUVIE, S. ; CHYTRACEK, R. ; CIRRONE, G. A. P ; COOPERMAN, G. ; COSMO, G. ; CUTTONE, G. ; DAQUINO, G. G. ; DONSZELMANN, M. ; DRESSEL, M. ; FOLGER, G. ; FOPPIANO, F. ; GENEROWICZ, J. ; GRICHINE, V. ; GUATELLI, S. ; GUMPLINGER, P. ; HEIKKINEN, A. ; HRIVNACOVA, I. ; HOWARD, A. ; INCERTI, S. ; IVANCHENKO, V. ; JOHNSON, T. ; JONES, F. ; KOI, T. ; KOKOULIN, R. ; KOSSOV, M. ; KURASHIGE, H. ; LARA, V. ; LARSSON, S. ; LEI, F. ; LINK, O. ; LONGO, F. ; MAIRE, M. ; MANTERO, A. ; MASCIALINO, B. ; McLAREN, I. ; MENDEZ LORENZO, P. ; MINAMIMOTO, K. ; MURAKAMI, K. ; NIEMINEN, P. ; PANDOLA, L. ; PARLATI, S. ; PERALTA, L. ; PERL, J. ; PFEIFFER, A. ; PIA, M. G. ; RIBON, A. ; RODRIGUES, P. ; RUSSO, G. ; SADILOV, S. ; SANTIN, G. ; SASAKI, T. ; SMITH, D. ; STARKOV, N. ; TANAKA, S. ; TCHERNIAEV, E. ; TOME, B. ; TRINDADE, A. ; TRUSCOTT, P. ; URBAN, L. ; VERDERI, M. ; WALKDEN, A. ; WELLISCH, J. P. ; WILLIAMS, D. C. ; WRIGHT, D. ; YOSHIDA, H.: Geant4 developments and applications. In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 53 (2006), Februar, S. 270–278. <http://dx.doi.org/10.1109/TNS.2006.869826>. – DOI 10.1109/TNS.2006.869826
- [3] ALU-VERKAUF.DE GMBH: *Werkstoffliste*. <http://www.alu-verkauf.de/Werkstoffe>. – abgerufen 13.6.2014
- [4] ANTIPOV, Yu.M. ; AFONIN, A.G. ; VASILEVSKII, A.V. ; GUSEV, I.A. ; DEMYANCHUK, VI. ; ZYAT'KOV, O.V. ; IGNASHIN, N.A. ; KARSHEV, Yu.G. ; LARIONOV, A.V. ; MAKSIMOV, A.V. ; MATYUSHIN, A.A. ; MINCHENKO, A.V. ; MIKHEEV, M.S. ; MIRGORODSKII, V.A. ; PELESHKO, VN. ; RUD'KO, VD. ; TEREKHOV, VI. ; TYURIN, N.E. ; FEDOTOV, Yu.S. ; TRUTNEV, Yu.A. ; BURTSEV, VV. ; VOLKOV, A.A. ; IVANIN, I.A. ; KARTANOV, S.A. ; KUROPATKIN, Yu.P. ; MIKHAILOV, A.L. ; MIKHAILYUKOV, K.L. ; ORESHKOV, O.V. ; RUDNEV, A.V. ; SPIROV, G.M. ; SYRUNIN, M.A. ; TATSENKO, M.V. ; TKACHENKO, I.A. ; KHRAMOV, I.V.: A radiographic facility for the 70-GeV proton accelerator of the institute for high energy physics. In: *Instruments and Experimental Techniques* 53 (2010), Nr. 3, 319-326. <http://dx.doi.org/10.1134/S0020441210030012>. – DOI 10.1134/S0020441210030012. – ISSN 0020–4412
- [5] APOSTOLAKIS, J. ; GIANI, S. ; MAIRE, M. ; NIEMINEN, P. ; PIA, M.G. ; URBAN, L.: *Geant4 Low Energy Electromagnetic Models for Electrons and Photons*. 1999
- [6] BERINGER, J. u. a.: The Review of Particle Physics. In: *Phys. Rev. D* 86 (2012), 010001. <http://pdg.lbl.gov>
- [7] BERZ, M. ; MAKINO, K.: *COSY INFINITY 9.1 Beam Physics Manual*. MSU Report MSUHEP 060804, Dec. 2011
- [8] BIRKS, J B.: Scintillations from Organic Crystals: Specific Fluorescence and Relative Response to Different Radiations. In: *Proceedings of the Physical Society. Section A* 64 (1951), Nr. 10, 874. <http://stacks.iop.org/0370-1298/64/i=10/a=303>

-
- [9] BIZEN, Teruhiko ; ASANO, Yoshihiro ; MARÄ©CHAL, Xavier-Marie ; SEIKE, Takamitsu ; AOKI, Tsuyoshi ; FUKAMI, Kenji ; HOSODA, Naoyasu ; YONEHARA, Hiroto ; TAKAGI, Tet-suya ; HARA, Toru ; TANAKA, Takashi ; KITAMURA, Hideo: High-energy electron irradiation of NdFeB permanent magnets: Dependence of radiation damage on the electron energy. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 574 (2007), Nr. 3, 401 - 406. <http://dx.doi.org/http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2007.01.185>. – DOI <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2007.01.185>. – ISSN 0168–9002
- [10] CLARKE, Amy ; IMHOFF, Seth ; GIBBS, Paul ; COOLEY, Jason ; MORRIS, Christopher ; MERRILL, Frank ; HOLLANDER, Brian ; MARIAM, Fesseha ; OTT, Thomas ; BARKER, Martha ; TUCKER, Tim ; LEE, Wah-Keat ; FEZZAA, Kamel ; DERIY, Alex ; PATTERSON, Brian ; CLARKE, Kester ; MONTALVO, Joel ; FIELD, Robert ; THOMA, Dan ; SMITH, James ; TETER, David: Proton radiography peers into metal solidification. In: *Sci Rep* 3 (2013), S. 2020. – ISSN 2045–2322
- [11] COMBS, Stephanie E. ; JÄKEL, Oliver ; HABERER, Thomas ; DEBUS, Jürgen: Particle therapy at the Heidelberg Ion Therapy Center (HIT) - Integrated research-driven university-hospital-based radiation oncology service in Heidelberg, Germany. In: *Radiotherapy and Oncology* 95 (2010), Nr. 1, 41 - 44. <http://dx.doi.org/http://dx.doi.org/10.1016/j.radonc.2010.02.016>. – DOI <http://dx.doi.org/10.1016/j.radonc.2010.02.016>. – ISSN 0167–8140
- [12] COOKSON, J.A.: Radiography with protons. In: *Naturwissenschaften* 61 (1974), Nr. 5, 184-191. <http://dx.doi.org/10.1007/BF00599915>. – DOI 10.1007/BF00599915. – ISSN 0028–1042
- [13] DANLY, C.: *Radiation Damage in Permanent Magnet Quads*. GSI, Darmstadt. – Talk, 4th International Workshop on High Energy Proton Microscopy 2013
- [14] DURANTE, M ; VARENTSOV, D: Proton therapy and radiography project (PaNTERA). In: *GSI Scientific Report* (2011)
- [15] GROUP3 (Hrsg.): *MPT-141 Miniature Standard Sensitivity Hall Probe*. Schaefer Technologie GmbH, 63225 Langen: Group3, 2012
- [16] HAINES, M. G. ; LEPELL, P. D. ; COVERDALE, C. A. ; JONES, B. ; DEENEY, C. ; APRUZESE, J. P: Ion Viscous Heating in a Magnetohydrodynamically Unstable Z Pinch at Over 2×10^9 Kelvin. In: *Phys. Rev. Lett.* 96 (2006), Feb, 075003. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.96.075003>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.96.075003
- [17] HALBACH, K.: Design of permanent multipole magnets with oriented rare earth cobalt material. In: *Nuclear Instruments and Methods* 169 (1980), Februar, S. 1–10. [http://dx.doi.org/10.1016/0029-554X\(80\)90094-4](http://dx.doi.org/10.1016/0029-554X(80)90094-4). – DOI 10.1016/0029–554X(80)90094–4
- [18] HAUF, Steffen: *Studies on the Background of the Wide Field Imager aboard the IXO and ATHENA X-Ray Telescopes*. Darmstadt, TU Darmstadt - Institut für Kernphysik, Diss., September 2012. <http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/2980/>
- [19] HUG, Alexander: *Thermodynamische Eigenschaften von schwerionengeheizten hochschmelzenden Metallen*. Darmstadt, TU Darmstadt, Diss., Mai 2011. <http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/2980/>

tu-darmstadt.de/2356/. – In Zusammenarbeit mit dem GSI Helmholtzzentrum für Sche-
nionenforschung GmbH Darmstadt

- [20] ITO, Yoshifumi ; YASUDA, Keisuke ; ISHIGAMI, Ryoya ; HATORI, Satoshi ; OKADA, Osa-
mi ; OHASHI, Ken ; TANAKA, Shintarou: Magnetic flux loss in rare-earth magnets irra-
diated with 200 MeV protons. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Rese-
arch Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* 183 (2001), Nr. 3-4, 323
- 328. [http://dx.doi.org/http://dx.doi.org/10.1016/S0168-583X\(01\)00725-X](http://dx.doi.org/http://dx.doi.org/10.1016/S0168-583X(01)00725-X). –
DOI [http://dx.doi.org/10.1016/S0168-583X\(01\)00725-X](http://dx.doi.org/10.1016/S0168-583X(01)00725-X). – ISSN 0168-583X
- [21] JONES, Eric ; OLIPHANT, Travis ; PETERSON, Pearu u. a.: *SciPy: Open source scientific tools for
Python*. <http://www.scipy.org/>. Version: 2001–
- [22] KAHKONEN, O P ; MAKINEN, S ; TALVITIE, M ; MANNINEN, M: Radiation damage in Nd-Fe-B
magnets: temperature and shape effects. In: *Journal of Physics: Condensed Matter* 4 (1992),
Nr. 4, 1007. <http://stacks.iop.org/0953-8984/4/i=4/a=011>
- [23] KNOLL, G. F.: *Radiation detection and measurement*. 3rd. 605 Third Avenue, New York, NY
10158-0012 : New York, John Wiley & Sons, Inc., 2000
- [24] KOEHLER, A. M.: Proton Radiography. In: *Science* 160 (1968), Nr. 3825, 303-304. <http://dx.doi.org/10.1126/science.160.3825.303>. – DOI 10.1126/science.160.3825.303
- [25] KRASIK, Y.E. ; GRINENKO, A. ; SAYAPIN, A. ; EFIMOV, S. ; FEDOTOV, A. ; GUROVICH, V.Z. ; ORES-
HKIN, V.I.: Underwater Electrical Wire Explosion and Its Applications. In: *Plasma Science,
IEEE Transactions on* 36 (2008), April, Nr. 2, S. 423–434. <http://dx.doi.org/10.1109/TPS.2008.918766>. – DOI 10.1109/TPS.2008.918766. – ISSN 0093-3813
- [26] KWIATOWSKI, Kris: *private communication*. 2013
- [27] LINDHARD, Jens: The Barkas effect - or Z13, Z14-corrections to stopping of swift
charged particles. In: *Nuclear Instruments and Methods* 132 (1976), Nr. 0, 1 -
5. [http://dx.doi.org/http://dx.doi.org/10.1016/0029-554X\(76\)90702-3](http://dx.doi.org/http://dx.doi.org/10.1016/0029-554X(76)90702-3). – DOI
[http://dx.doi.org/10.1016/0029-554X\(76\)90702-3](http://dx.doi.org/10.1016/0029-554X(76)90702-3). – ISSN 0029-554X
- [28] MAKINO, Kyoko ; BERZ, Martin: COSY INFINITY Version 9. In: *Nuclear Instruments and
Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associa-
ted Equipment* 558 (2006), Nr. 1, 346 - 350. <http://dx.doi.org/http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2005.11.109>. – DOI <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2005.11.109>. –
ISSN 0168-9002. – Proceedings of the 8th International Computational Accelerator Phy-
sics Conference {ICAP} 2004 8th International Computational Accelerator Physics Confe-
rence
- [29] MARIAM, F.G.: *Converter Characterization for use at LANL pRad*. GSI, Darmstadt. – Talk, 4th
International Workshop on High Energy Proton Microscopy 2013
- [30] MEEKER, D. C.: *Finite Element Method Magnetics*. <http://www.femm.info>. – Version 4.0.1
(03Dec2006 Build)
- [31] MERRILL, F.: *Summary of Preliminary Results of PRIOR Commissioning*. May 2014. – Execu-
tive Summary

-
- [32] MERRILL, F. E. ; CAMPOS, E. ; ESPINOZA, C. ; HOGAN, G. ; HOLLANDER, B. ; LOPEZ, J. ; MARIAM, F. G. ; MORLEY, D. ; MORRIS, C. L. ; MURRAY, M. ; SAUNDERS, A. ; SCHWARTZ, C. ; THOMPSON, T. N.: Magnifying lens for 800 MeV proton radiography. In: *Review of Scientific Instruments* 82 (2011), Nr. 10, -. <http://dx.doi.org/http://dx.doi.org/10.1063/1.3652974>. – DOI <http://dx.doi.org/10.1063/1.3652974>
- [33] MERRILL, F.E.: *Charged Particle Radiography*. GSI, Darmstadt. – Talk, 4th International Workshop on High Energy Proton Microscopy 2013
- [34] MERRILL, Frank: *private communication*. 2014
- [35] MERRILL, Frank ; HARMON, Frank ; HUNT, Alan ; MARIAM, Fesseha ; MORLEY, Kevin ; MORRIS, Christopher ; SAUNDERS, Alexander ; SCHWARTZ, Cynthia: Electron radiography. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* 261 (2007), Nr. 1-2, 382 - 386. <http://dx.doi.org/http://dx.doi.org/10.1016/j.nimb.2007.04.127>. – DOI <http://dx.doi.org/10.1016/j.nimb.2007.04.127>. – ISSN 0168–583X. – The Application of Accelerators in Research and Industry Proceedings of the Nineteenth International Conference on The Application of Accelerators in Research and Industry Nineteenth International Conference on The Application of Accelerators in Research and Industry
- [36] MOELLER, E.: *Handbuch Konstruktionswerkstoffe: Auswahl, Eigenschaften, Anwendung*. Carl Hanser Verlag GmbH & Company KG, 2013 (Hanser eLibrary). <http://books.google.de/books?id=4D5QAQAAQBAJ>. – ISBN 9783446435902
- [37] MORRIS, C. L. ; BOROZDIN, K. ; BACON, J. ; CHEN, E. ; LUKIĆ, Z. ; MILNER, E. ; MIYADERA, H. ; PERRY, J. ; SCHWELLENBACH, D. ; ABERLE, D. ; DRESEN, W. ; GREEN, J. A. ; McDUFF, G. G. ; NAGAMINE, K. ; SOSSONG, M. ; SPORE, C. ; TOLEMAN, N.: Obtaining material identification with cosmic ray radiography. In: *AIP Advances* 2 (2012), Nr. 4, S. 042128. <http://dx.doi.org/10.1063/1.4766179>. – DOI 10.1063/1.4766179
- [38] MORRIS, C L. ; KING, N S P ; KWIATKOWSKI, K ; MARIAM, F G. ; MERRILL, F E. ; SAUNDERS, A: Charged particle radiography. In: *Reports on Progress in Physics* 76 (2013), Nr. 4, 046301. <http://stacks.iop.org/0034-4885/76/i=4/a=046301>
- [39] OSRAM OPTO SEMICONDUCTORS GMBH: Blaue Laserdiode 1.6 W in TO56 Bauform. 2013. – Technical Note. – Preliminary
- [40] PCO AG: *dicam pro intensified digital 12 bit CCD camera system*. http://www.pco.de/fileadmin/user_upload/db/products/datasheet/dicam_pro_20110531.pdf. – Produktdatenblatt
- [41] PCO AG: *pco.dimax HS*. http://www.pco.de/fileadmin/user_upload/BR_pco_dimax_HS_106_online.pdf. – Produktdatenblatt
- [42] PI miCos GmbH: *PI miCos Motion Control Vol.10*. http://www.pimicos.com/web2/data/download/catalog/MotionControl_vol10.zip. – Produktkatalog, abgerufen am 3.8.2014
- [43] POLYANSKIY, M. N.: *Refractive index database*. <http://refractiveindex.info>. – abgerufen 14.8.2013

-
- [44] PROTEUS INC.: *YAP:Ce crystals*. <http://www.apace-science.com/proteus/yap.htm>. – abgerufen am 7.7.2014
- [45] SAINT GOBAIN CRYSTALS: *BrillanCe Scintillators Performance Summary*. 2009. – Technical Note
- [46] SAINT GOBAIN CRYSTALS: *BrillanCe 380 Scintillation Material*. <http://www.crystals.saint-gobain.com/uploadedFiles/SG-Crystals/Documents/BrillanCe380DataSheet.pdf>. Version: 2014
- [47] SCHANZ, Martin: *Einfluss protoneninduzierter Strahlung auf NdFeB-Permanentmagnete*, TU Darmstadt, Bachelor Thesis, Dezember 2013
- [48] SCHWARTZ, C. L.: *Proton Radiography: Studying Dynamic Properties of Shock-Loaded Materials*. Royal Society, London, February 2010. – Vortrag, ISP Annual Meeting
- [49] SETTLES, Gary S.: *Schlieren and Shadowgraph Techniques: Visualizing Phenomena in Transparent Media*. Springer Verlag, 2001 <http://books.google.de/books?id=HWtB2R0gWFgC>. – ISBN 9783540661559
- [50] SHESTOV, L.: *Monte Carlo simulations for PRIOR and PaNTERA*. GSI, Darmstadt. – Talk, 4th International Workshop on High Energy Proton Microscopy 2013
- [51] SKACHKOV, V: Basics and principal design of PRIOR permanent magnet quadrupole lens / POSITOM-PRO, Ltd. 2010. – Forschungsbericht. – Technical Report #1
- [52] SPILLER, P ; BARTH, W ; BOZYK, L ; CHORNYI, O ; EL-HAYEK, Y ; KOENIG, H.G. ; KLINGBEIL, H. ; KOLLMUS, H. ; KIRK, M. ; LAIER, U. ; ONDREKA, D. ; PUPPEL, P ; RAMAKERS, H. ; REICHSPRENGER, H. ; STADLMANN, J. ; ZIPFEL, B.: *SIS18 Status Report*. Version: 2011. <http://repository.gsi.de/record/53521>. In: GROSSE, K (Hrsg.): *GSI Scientific Report 20010 [GSI Report 2011-1]* Bd. 2011-1. Darmstadt : GSI, 2011. – ISSN 0171–4546
- [53] TAHIR, NA ; ADONIN, A ; DEUTSCH, C ; FORTOV, VE ; GRANDJOUAN, N ; GEIL, B ; GRAYAZNOV, V ; HOFFMANN, DHH ; KULISH, M ; LOMONOSOV, IV u. a.: Studies of heavy ion-induced high-energy density states in matter at the GSI Darmstadt SIS-18 and future FAIR facility. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 544 (2005), Nr. 1, S. 16–26
- [54] TAHIR, NA ; HOFFMANN, DHH ; PIRIZ, AR ; WOUCHUK, G ; SHUTOV, A ; LOMONOSOV, IV ; FORTOV, VE ; DEUTSCH, C: Hydrodynamic Stability of LAPLAS Target Using an Annular Focal Spot at the Future FAIR Facility. Version: 2006. <http://repository.gsi.de/record/53526>. In: GROSSE, K (Hrsg.): *GSI Scientific Report 2005 [GSI Report 2006-1]* Bd. 2006-1. Darmstadt : GSI, 2006. – ISSN 0171–4546
- [55] TAKEDA, Hiroyuki ; KUBO, Toshiyuki ; KUSAKA, Kensuke ; SUZUKI, Hiroshi ; INABE, Naohito ; NOLEN, Jerry A.: Extraction of 3D field maps of magnetic multipoles from 2D surface measurements with applications to the optics calculations of the large-acceptance superconducting fragment separator BigRIPS. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* 317, Part B (2013), Nr. 0, 798 - 809. <http://dx.doi.org/http://dx.doi.org/10.1016/j.nimb.2013.08.052>. –

DOI <http://dx.doi.org/10.1016/j.nimb.2013.08.052>. – ISSN 0168–583X. – XVIth International Conference on ElectroMagnetic Isotope Separators and Techniques Related to their Applications, December 2-7, 2012, at Matsue, Japan

- [56] TORRISI, L.: Radiation damage in PVT (Polyvinyltoluene) induced by energetic ions. In: *Radiation Effects and Defects in Solids* 145 (1998), Nr. 4, 271-284. <http://dx.doi.org/10.1080/10420159808223995>. – DOI 10.1080/10420159808223995
- [57] TRETYAK, V. I.: Semi-empirical calculation of quenching factors for ions in scintillators. In: *Astroparticle Physics* 33 (2010), Februar, S. 40–53. <http://dx.doi.org/10.1016/j.astropartphys.2009.11.002>. – DOI 10.1016/j.astropartphys.2009.11.002
- [58] UDREA, Serban ; TERNOVOI, Vladimir ; SHILKIN, Nikolay ; FERTMAN, Alexander ; FORTOV, Vladimir E. ; HOFFMANN, Dieter H. ; HUG, Alexander ; KULISH, Michail I. ; MINTSEV, Victor ; NI, Pavel ; NIKOLAEV, Dmitry ; TAHIR, Naeem A. ; TURTIKOV, Vladimir ; VARENTSOV, Dmitry ; YURIEV, Denis: Measurements of electrical resistivity of heavy ion beam produced high energy density matter: Latest results for lead and tungsten. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 577 (2007), Nr. 1-2, 257 - 261. <http://dx.doi.org/http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2007.02.059>. – DOI <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2007.02.059>. – ISSN 0168–9002. – Proceedings of the 16th International Symposium on Heavy Ion Inertial Fusion {HIF} 06
- [59] VARENTSOV, D.: *PRIOR at GSI and at FAIR*. GSI, Darmstadt. – Talk, 4th International Workshop on High Energy Proton Microscopy 2013
- [60] VARENTSOV, D. ; BOGDANOV, A. ; DEMIDOV, V. S. ; GOLUBEV, A. A. ; KANTSYREV, A. ; LANG, P. M. ; NIKOLAEV, D. N. ; MARKOV, N. ; NATALE, F. ; SHESTOV, L. ; SIMONIELLO, P. ; SMIRNOV, G. N. ; DURANTE, M.: First biological images with high-energy proton microscopy. In: *Physica Medica* 29 (2013), Nr. 2, S. 208–213. – ISSN 1120–1797
- [61] VARENTSOV, D ; FEHRENBACHER, G ; FERTMAN, A ; GOLUBEV, A ; HOFFMANN, DHH ; HUG, A ; KOLESNIKOV, S ; MARIAM, F ; MERRILL, F ; MIKULLA, M ; MINTSEV, V ; MORLEY, D ; MÜLLER, B ; RADON, T ; SCHÖNFELDER, B ; SKACHKOV, V ; UDREA, S ; WAHL, H ; WEYRICH, K: Technical Design Report - PRIOR. 2009. – Forschungsbericht
- [62] VELONAS, V: *Justierung von vier Permanent-Magneten für das PRIOR-Experiment im HHT*. May 2013. – GSI Messbericht
- [63] VELONAS, V: *Transfer von vier Permanent-Magneten für das PRIOR-Experiment im HHT*. March 2013. – GSI Messbericht
- [64] WANG, Chao ; SUN, LiFeng ; CHEN, ZhuoYuan ; ZHANG, JianWei ; YANG, ShiQiang: Multi-scale blind motion deblurring using local minimum. In: *Inverse Problems* 26 (2010), Nr. 1, 015003. <http://stacks.iop.org/0266-5611/26/i=1/a=015003>
- [65] WEICK, H.: *ATIMA*. <http://web-docs.gsi.de/~weick/atima/>. – 7.7.2014
- [66] WINKLER, B.: *Proton radiography for materials science and geoscience*. GSI, Darmstadt. – Talk, 4th International Workshop on High Energy Proton Microscopy 2013

-
- [67] YU, Zhan ; VANSTALLE, Marie ; LA TESSA, Chiara ; JIANG, Guo-Liang ; DURANTE, Marco: Biophysical characterization of a relativistic proton beam for image-guided radiosurgery. In: *J Radiat Res* 53 (2012), Nr. 4, S. 620–7. – ISSN 1349–9157
- [68] ZIOCK, HJ ; ADAMS, KJ ; ALRICK, KR ; AMANN, JF ; BOISSEVAIN, JG ; CROW, ML ; CUSHING, SB ; EDDLEMAN, JC ; ESPINOZA, CJ ; FIFE, TT u. a.: The proton radiography concept. (1998)
- [69] ZÖLLER, Tobias: *Untersuchung von Magnetfeldern in Strahltransportsystemen*, TU Darmstadt, Bachelor Thesis, Dezember 2013



Danksagung

Seit 2008 bin ich Mitglied der AG Hoffmann gewesen. Mein besonderer Dank geht daher an Prof. Dieter Hoffmann, der mir nicht nur die Möglichkeit gab, meine Doktorarbeit in dieser Gruppe zu schreiben, sondern mir bereits vorher die Arbeit an spannenden Projekten ermöglichte.

Desweiteren gilt mein Dank Dr. Serban Udrea, der mir immer mit Rat und Tat zur Seite stand, wenn es sein musste selbst bis tief in die Nacht. Auch Dr. Dmitry Varentsov möchte ich danken für die Möglichkeit, diese Arbeit im Rahmen des PRIOR-Projekts an der GSI zu verwirklichen, dessen treibende Kraft er war. Ohne sein Know-How wäre dieses Projekt nie so weit gekommen.

Natürlich gilt mein Dank auch meinen Kollegen an der GSI, die am HHT tatkräftig mitgearbeitet haben – Dr. Karin Weyrich, Lev Shestov und Maria Rodionova – und meinen Kollegen an der TU Darmstadt, Madalin Rosu und Michael Endres, mit denen ich viele interessante Diskussionen hatte.

Eine große Bereicherung war zudem die Zusammenarbeit mit unseren Kollaborationspartnern vom LANL, insbesondere Frank Merrill, Fesseha Mariam, Carl Wilde und Chris Danly. Bei den Gesprächen während der Arbeit, beim Kaffee oder Feierabendbier habe ich viel gelernt.

Nicht unerwähnt bleiben sollen auch die vielen Helfer aus der Justageabteilung und den Laboren und Werkstätten, die wir mit Anfragen für Spezialanfertigungen und Sonderwünschen quälten – am besten immer möglichst schnell. Stellvertretend seien an dieser Stelle Dirk Oppermann, Stephan Teich und Vasileios Velonas genannt, die uns hier in vielen Fällen weiterhelfen konnten.

Jenseits der Arbeit danke ich meiner Familie für die immerwährende Unterstützung, meinen Freunden und meiner Karategruppe für die schöne und unvergessliche Zeit in Darmstadt und einigen ganz besonderen Menschen, durch die Teile dieser Arbeit auch irgendwo zwischen Hamburg und Rosenheim entstanden.



Lebenslauf

Persönliche Daten

Name	Philipp-Michael Lang
Geburtstag und –Ort	1.10.1984 in Königstein im Taunus
Staatsangehörigkeit	deutsch

Schulbildung

1991–1995	Grundschule Falkenstein
1995–2004	Taunusschule Königstein
	Abitur (Note 2,1)

Studium & Beruf

2004–2008	Bachelor–Studium der Physik an der Technischen Universität Darmstadt (TUD) Bachelor–Thesis: <i>Energiekalibration des pn–CCD Detektors des CERN Axion Solar Telescope CAST</i>
2008–2010	Master–Studium der Physik an der TUD Master–Thesis: <i>A FS pn–CCD detector for low background applications such as CAST</i>
2011–2014	Doktorand und Wissenschaftlicher Mitarbeiter an der TUD, Institut für Kernphysik, AG Strahlen– und Kernphysik
seit Sept. 2014	Detector Scientist bei European XFEL GmbH, Hamburg

Auslandsaufenthalte

2010	Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire (CERN), Schweiz
2012 & 2013	Los Alamos National Laboratory, NM, USA



Erklärung zur Dissertation

Hiermit versichere ich, die vorliegende Dissertation ohne Hilfe Dritter nur mit den angegebenen Quellen und Hilfsmitteln angefertigt zu haben. Alle Stellen, die aus Quellen entnommen wurden, sind als solche kenntlich gemacht. Diese Arbeit hat in gleicher oder ähnlicher Form noch keiner Prüfungsbehörde vorgelegen.

Darmstadt, den 28. August 2014

(Philipp-M. Lang)

