
**Charakterisierung eines
schnellen Diamantdetektors als
Proton-Bunch-Monitor für die
Reichweiteverifikation in der
Protonentherapie**

MASTERARBEIT

zur Erlangung des wissenschaftlichen Grades

Master of Science

(M. Sc.)

vorgelegt dem Institut für Physik
an der Martin-Luther-Universität Halle

von

B. Sc. Rahel-Debora Werner

geboren am 03.09.1997 in Leipzig

Die Arbeit wurde in der Zeit vom 12.10.2020 bis 13.10.2021
am OncoRay - Nationales Zentrum für Strahlenforschung in der Onkologie -
und am Helmholtz-Zentrum Dresden - Rossendorf angefertigt.

1. Gutachter: Prof. Dr. Detlef Reichert
2. Gutachter: Prof. Dr. Wolfgang Enhardt

1. Betreuer: Dr. Toni Kögler
2. Betreuerin: Dr. Sonja Schellhammer

Datum der Einreichung: 27.10.2021
Datum des Vortrags: 13.10.2021

Kurzdarstellung

Für die Reichweiteverifikation in der Protonentherapie mittels Prompt Gamma-Ray Timing (PGT) wird ein Proton-Bunch-Monitor (PBM) benötigt, um Phaseninstabilitäten zwischen den Protonen-Mikropulsen und der Radiofrequenz (RF) des Zyklotrons zu eliminieren. In dieser Arbeit wurde demonstriert, dass ein Diamantdetektor diese anspruchsvolle Aufgabe erfüllen kann. Dazu wurde ein polykristalliner Diamantdetektor in diversen Experimenten umfassend charakterisiert. An ELBE wurde eine Zeitauflösung von (82 ± 6) ps für minimal-ionisierende Elektronen bestimmt. Die Auflösung bei der Detektion von Protonen klinischer Energien wurde am OncoRay ermittelt und betrug im Mittel (314 ± 17) ps. Des Weiteren wurden Experimente durchgeführt, die auf die optimale Position des Detektors in der späteren klinischen Anwendung nahe des Degraders schließen lassen. Bei der Anwendung als PBM konnte der Diamantdetektor Phasenverschiebungen zur RF mit einer zeitlichen Auflösung von weniger als 3 ps bei einem Messintervall von 30 ms detektieren. Diese Phasenverschiebungen konnten auch in weiten Teilen durch das Phasenkontrollsignal U_φ , welches im Rahmen dieser Arbeit erstmalig ausgewertet wurde, bestätigt werden. Mit dem Diamantdetektor und U_φ stehen nun zwei PBM zur Verfügung, mit denen ein zentrales Problem bei der klinischen Anwendung von PGT als Reichweite-Verifikationsmethode gelöst werden kann.

Abstract

For range verification in proton therapy using prompt γ -ray timing (PGT), a proton bunch monitor (PBM) is required to eliminate phase instabilities between the proton bunches and the radio frequency (RF) of the cyclotron. In this work, it was demonstrated that a diamond detector can fulfill this demanding task. For this purpose, a polycrystalline diamond detector was comprehensively characterized in various experiments. At ELBE a time resolution of (82 ± 6) ps was determined for minimum ionizing electrons. The time resolution for the detection of protons of clinical energies was determined at OncoRay and averaged (314 ± 17) ps. In addition, experiments were carried out which allow conclusions to be drawn about the optimal position of the detector in the later clinical application near the degrader. In the subsequent application as a PBM, the diamond detector was able to detect phase shifts to the RF with a temporal resolution of less than 3 ps with a measurement interval of 30 ms. These phase shifts could also be confirmed to a large extent by the phase control signal U_φ , which was evaluated for the first time in the context of this work. With the diamond detector and U_φ , two PBM are now available with which a central problem in the clinical application of PGT as a range verification method can be solved.

Inhaltsverzeichnis

1	Motivation	1
2	Grundlagen der Reichweiteverifikation in der Protonentherapie	3
2.1	Wechselwirkung von geladenen Teilchen mit Materie	3
2.2	Tiefendosiskurven	4
2.3	Praktische Aspekte der Protonentherapie	6
2.4	Reichweiteunsicherheiten	8
2.5	Prompt Gamma-Ray Timing (PGT)	9
2.5.1	Grundprinzip	10
2.5.2	PGT Detektionseinheit	11
2.5.3	Phasendrift zwischen Protonen und Radiofrequenz	12
2.6	Proton-Bunch-Monitore (PBM)	14
2.6.1	Anforderungen an einen PBM	14
2.6.2	Phoswichdetektor	16
2.6.3	Szintillierende Faser	17
2.6.4	Diamantdetektor	18
3	Entwicklung eines Vorverstärkers für den Diamantdetektor	23
3.1	Untersuchungen mit Generatorsignalen	23
3.2	Untersuchungen mit radioaktiven Prüfstrahlern	24
3.3	Ergebnisse	25
4	Bestimmung der Zeitauflösung am Elektronenstrahl	27
4.1	Bestimmung der Zeitauflösung eines Detektors mit einer Flugzeitmessung .	27
4.2	Experimenteller Aufbau	27
4.3	Datenerfassung	28
4.3.1	Oszilloskop	28
4.3.2	Digitales Spektrometer	29
4.3.3	Multi-Branch-System	30

4.4	Ergebnisse	30
4.5	Zusammenfassung	32
5	Bestimmung der Zeitauflösung am klinischen Protonenstrahl	33
5.1	Experimentalraum am OncoRay	33
5.2	Experimenteller Aufbau	34
5.3	Bestimmung der Zeitauflösung eines Detektors mit einer Koinzidenzmessung	36
5.4	Ablauf der Messung	38
5.5	Datenerfassung	40
5.5.1	Oszilloskop	40
5.5.2	Digitales Spektrometer	41
5.6	Ergebnisse	41
5.6.1	Oszilloskop	41
5.6.2	Digitales Spektrometer	44
5.6.3	Vergleich beider Datenerfassungs-Systeme	46
5.7	Diskussion	47
5.8	Zusammenfassung	48
6	Optimierung der Position des Diamantdetektors am Degradier	49
6.1	Vorbetrachtungen	49
6.2	Experimenteller Aufbau	50
6.2.1	Positionierungsstudie	50
6.2.2	Prüfung der Ratenfestigkeit des Detektors	54
6.3	Ergebnisse	54
6.3.1	Positionierungsstudie	54
6.3.2	Prüfung der Ratenfestigkeit des Detektors	59
6.4	Diskussion	61
6.5	Zusammenfassung	63
7	Einsatz des Diamantdetektors als PBM	65
7.1	Experimenteller Aufbau	65
7.2	Datenerfassung	65
7.2.1	U_φ -Signal	66
7.2.2	Diamantdetektor	67
7.3	Ablauf der Messung	67
7.3.1	Messreihen mit automatischer Phasen Anpassung	67
7.3.2	Messreihen mit manueller Phasen Anpassung	67

7.4	Ergebnisse	68
7.4.1	Messreihen mit automatischer Phasenanpassung	68
7.4.2	Messreihen mit manueller Phasenanpassung	71
7.5	Diskussion und Ausblick	73
7.6	Zusammenfassung	75
8	Zusammenfassende Diskussion	77
A	Anhang	81
A.1	Produktzertifikat des Diamantdetektors	81
A.2	Zertifikate der radioaktiven Prüfstrahler	82
A.3	Feinzeit-Korrektur beim U100-Spektrometer	83
A.4	Zeitdifferenz-Histogramme für Variante A1 und A2 des Koinzidenzexperimentes	85
A.5	Der Diamantdetektor als PBM bei automatischer Phasenanpassung	87
A.6	Der Diamantdetektor als PBM bei manueller Phasenanpassung	89
	Literaturverzeichnis	93
	Abbildungsverzeichnis	101
	Tabellenverzeichnis	103
	Liste der verwendeten Akronyme	105
	Danksagung und Eigenständigkeitserklärung	107

1 Motivation

Die Behandlung von Tumorerkrankungen mittels Protonentherapie (PT) birgt für einige Patientinnen und Patienten viele Vorteile gegenüber der konventionellen Strahlentherapie mit Photonen oder Elektronen, weshalb zum heutigen Tage bereits über 100 Einrichtungen weltweit diese Therapiemethode anbieten [PTCOG, 2021]. Unabhängig vom Zielvolumen ist der gesamte Dosisertrag in den Körper bei Verwendung von Protonen immer kleiner als bei Verwendung von Photonen, was mit einer Schonung des Normalgewebes und damit einer Senkung des Risikos von Nebenwirkungen einhergehen kann [Paganetti, 2012]. Der starke distale Dosisgradient wird bei Protonen durch den Braggpeak (BP) hervorgerufen, eine Eigenschaft von schweren, geladenen Teilchen bei der Wechselwirkung mit Materie [Bragg und Kleeman, 1905].

Die Position des BP im Körper hängt unter anderem von der Geschwindigkeit der Protonen sowie der Dichte und effektiven Ordnungszahl des durchstrahlten Gewebes ab [Bethe, 1930]. Sie wird im Rahmen der Bestrahlungsplanung auf Grundlage eines Computertomogramms (CT) berechnet [Wohlfahrt und Richter, 2020]. Bei der Bestrahlung treten jedoch verschiedene inter- und intrafraktionelle Unsicherheiten wie zum Beispiel Organbewegungen oder Veränderungen der Position und Anatomie auf, welche die Reichweite der Protonen maßgeblich beeinflussen [Paganetti et al., 2021]. Eine Verifikation der Reichweite ist darum essentiell für die Qualitätssicherung in der PT [Knopf und Lomax, 2013].

Wenn sich Protonen durch Materie bewegen, können sie neben der Wechselwirkung mit der Elektronenhülle auch die Atomkerne anregen, welche unter anderem durch unmittelbare Aussendung von Photonen zurück in den Grundzustand gelangen [Mayer-Kuckuk, 2002, S. 90ff]. Die Detektion, Analyse und Interpretation prompter Gammastrahlung zur Reichweiteverifikation wurde erstmals von Stichelbaut und Jongen auf einer Konferenz der **P**article-**T**herapy **C**o-**O**perative **G**roup (PTCOG) im Jahr 2003 vorgeschlagen [Stichelbaut und Jongen, 2003]. Seitdem haben verschiedene Arbeitsgruppen die Analyse von prompten Gammaquanten hinsichtlich ihrer räumlichen Verteilung (engl. **p**rompt γ -ray **i**maging (PGI), [Smeets et al., 2012]), ihrer Energieverteilung (engl. **p**rompt γ -ray **s**pectroscopy (PGS), [Verburg und Seco, 2014]) und ihrer zeitlichen Verteilung (engl. **p**rompt γ -ray **t**iming (PGT), [Golnik et al., 2014]) entwickelt.

Letzteres Prinzip ist Forschungsgegenstand der vorliegenden Arbeit. Es nutzt die Korrelation zwischen der Reichweite der Protonen und der Zeit, zu der die prompte Gammastrahlung detektiert wird. Die prompten Gammastrahlen werden hinsichtlich einer zeitlichen Referenz detektiert, die mit der Ankunftszeit der Protonen, welche vom Zyklotron in kurzen Mikropulsen emittiert werden, korreliert. Die so erhaltene Verteilung wird PGT-Spektrum genannt und dessen Mittelwert und Standardabweichung korrelieren mit der Protonenreichweite [Golnik et al., 2014].

Als zeitliche Referenz kann die Beschleunigerfrequenz des Zyklotrons jedoch nur dann herangezogen werden, wenn diese in einer konstanten Phasenbeziehung zur tatsächlichen Extraktionszeit der Protonen-Mikropulse steht, was bei klinischen Beschleunigern nicht immer gegeben ist [Hueso-González et al., 2015]. In diesem Falle kann die Ankunftszeit der Mikropulse unabhängig durch einen sogenannten Proton-Bunch-Monitor (PBM) bestimmt werden [Hueso-González et al., 2015]. Da es sich hierbei um ein zeitkritisches Phänomen handelt, sind ein geringer Wert der Zeitauflösung sowie eine hohe Ratenfestigkeit notwendige Anforderungen an einen solchen Detektor. Verschiedene Detektoren, darunter ein Phoswich-Detektor [Kohlhase, 2017, Petzoldt et al., 2016] und eine szintillierende Faser [Permatasari, 2022], wurden bisher untersucht, aber konnten noch nicht alle Erfordernisse erfüllen. Ein polykristalliner Diamantdetektor könnte die notwendigen Eigenschaften besitzen [Marcatili et al., 2020] und soll daher in dieser Arbeit untersucht werden. Das Ziel ist, die Eignung des Diamantdetektors als PBM festzustellen und das PGT-Verfahren somit genauer und robuster zu machen.

Zuerst werden die Grundlagen zur Protonentherapie und zur Reichweiteverifikation in Kapitel 2 erläutert. Anschließend widmet sich das Kap. 3 der Entwicklung eines geeigneten Vorverstärkers für den Diamantdetektor. Danach wird die Zeitauflösung des Detektors mithilfe einer Flugzeitmessung am Elektronenstrahl (Kap. 4) und eines Koinzidenzexperimentes am Protonenstrahl (Kap. 5) ermittelt. In Kap. 6 wird die Position des Detektors relativ zu einem Degradier-Modell aus Graphit optimiert. Anschließend wird der Detektor in Kap. 7 erstmals als PBM eingesetzt und mit einem Kontrollsignal des Zyklotrons verglichen. Eine abschließende Einordnung und Diskussion der Ergebnisse erfolgt in Kap. 8.

2 Grundlagen der Reichweiteverifikation in der Protonentherapie

In diesem Kapitel werden zunächst die physikalischen Grundlagen erklärt, die zum Verständnis der Protonentherapie und der durchgeführten Experimente notwendig sind. Anschließend wird erläutert, warum die Reichweiteverifikation in der Protonentherapie so wichtig ist, und wie sie mithilfe von PGT praktisch umgesetzt werden kann. Die aktuellen Herausforderungen von PGT werden beschrieben und wie man jene mittels eines PBM bewältigen kann. Die Anforderungen an einen PBM werden genannt, und es wird erklärt, warum bisher untersuchte PBM diesen Anforderungen nicht genügen konnten. Zuletzt wird erläutert, warum ein Diamantdetektor die erforderlichen Eigenschaften besitzen könnte und was bei der der Auswertung von Signalen aus dem Diamantdetektor zu beachten ist.

2.1 Wechselwirkung von geladenen Teilchen mit Materie

Der Energieverlust von geladenen Teilchen durch Wechselwirkung mit Hüllenelektronen entlang ihres Weges durch Materie wird durch ihr totales Bremsvermögen S_{tot} quantifiziert, welches sich aus Stoßbremsvermögen S_{col} und Strahlungsbremsvermögen S_{rad} zusammensetzt (Gleichung (2.1.1)) [Krieger, 2017]:

$$S_{\text{tot}}(E) = -\frac{dE}{dx} = S_{\text{col}} + S_{\text{rad}}. \quad (2.1.1)$$

Letzteres ist für Protonen im Bereich klinischer Energien unterhalb von 250 MeV vernachlässigbar, weil es indirekt proportional zum Quadrat der Teilchenmasse ist [Krieger, 2013].

Für ersteres gilt Gln. (2.1.2) nach Bethe [1930]:

$$S_{\text{col}} = \rho \cdot 4\pi r_e^2 \cdot m_e c^2 \cdot \frac{Z}{u \cdot A} \cdot z^2 \cdot \frac{1}{\beta^2} \left(\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{\text{max}}}{I^2} - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z} \right) \quad (2.1.2)$$

Dabei ist ρ die Absorberdichte, r_e der klassische Elektronenradius, u die atomare Masseneinheit, m_e die Ruhemasse eines Elektrons, c die Lichtgeschwindigkeit, Z und A die Ordnungs- und Massenzahl des Absorbers, z die Ladung des Projektils, $\beta = \frac{v}{c}$ die relative Geschwindigkeit des Projektils, $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ der Lorentzfaktor, I die mittlere Anregungsenergie des Absorbermaterials, δ die Dichtekorrektur und C die Schalenkorrektur.

T_{max} ist der maximale Energieübertrag bei einem Einzelstoß und wird mithilfe von Gln. (2.1.3) berechnet, wobei m_0 die Ruhemasse des Projektils ist:

$$T_{\text{max}} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + \frac{2\gamma m_e}{m_0} + \left(\frac{m_e}{m_0}\right)^2}. \quad (2.1.3)$$

Das auf die Absorberdichte normierte Stoßbremsvermögen wird Massenstoßbremsvermögen genannt, und dessen Verlauf ist für verschiedene Absorbermaterialien in Abhängigkeit der Energie in Abbildung 2.1.1 dargestellt. Zusätzlich zum beschriebenen Energieverlust durch Wechselwirkung mit Elektronen können die Protonen auch elastisch durch die Rutherford-Streuung oder inelastisch an Atomkernen gestreut werden [Mayer-Kuckuk, 2002, S. 90ff]. Der Energieverlust ist dabei gering im Vergleich zur elektronischen Wechselwirkung, doch die inelastische Wechselwirkung mit Atomkernen hat hohe Relevanz für prompt- γ -basierte Reichweiteverifikationsmethoden.

Dabei versetzt die vom Proton übertragene Energie den Atomkern in einen angeregten Zustand, aus dem er unter Aussendung eines oder mehrerer Sekundärteilchen zurück in den Grundzustand gelangen kann [Mayer-Kuckuk, 2002, S. 90ff]. Handelt es sich dabei um ein Photon, erfolgt die Emission in der Regel sofort und man spricht von prompter Gammastrahlung. Diese nimmt diskrete Energiewerte an. Für die Protonentherapie sind besonders die Übergänge von Kohlenstoff (4,4 MeV) und Sauerstoff (6,1 MeV) relevant [Kozlovsky et al., 2002]. Ein Proton mit einer Energie von 50 MeV verursacht im Mittel die Emission von 0,01 Gammaquanten, bei 250 MeV sind es 0,25 [Golnik et al., 2014].

2.2 Tiefendosiskurven

Aus Gln. (2.1.2) folgt, dass der Energieübertrag indirekt proportional zum Quadrat der Protonengeschwindigkeit ist, was zu einem erhöhten Dosisertrag am Ende der Flugbahn

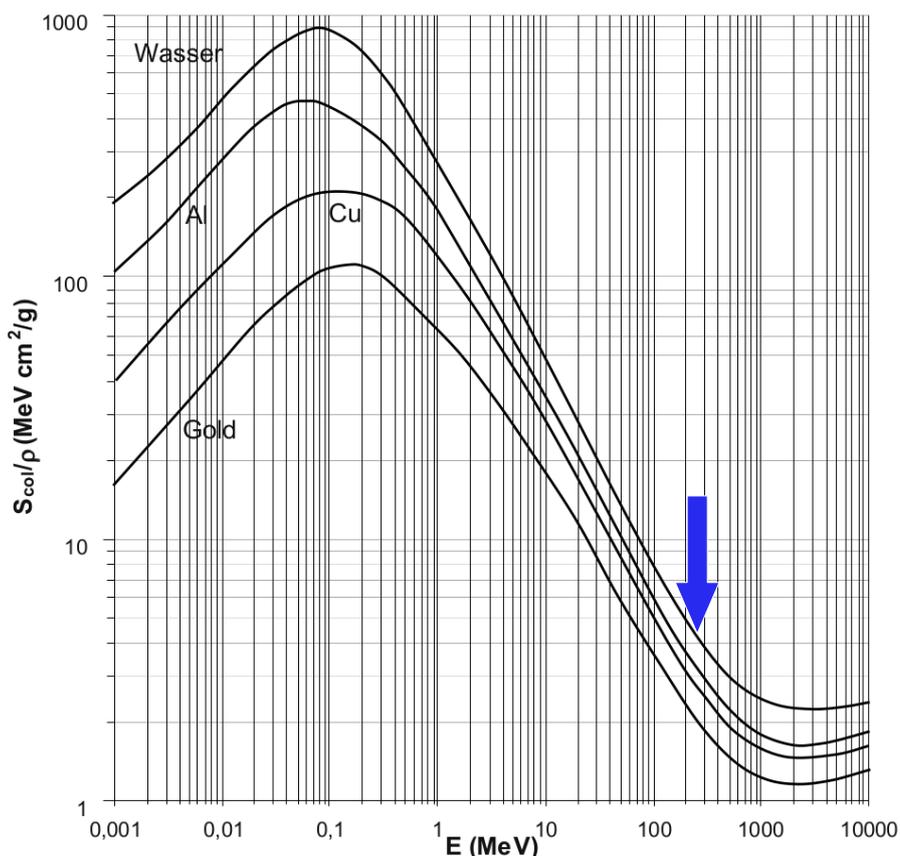


Abbildung 2.1.1: Energetischer Verlauf des Massenschwächungsvermögens für Protonen in verschiedenen Materialien (nach Daten von Berger et al. [2020]). Der Pfeil kennzeichnet die maximale therapeutisch genutzte Energie von 250 MeV. Abb. aus Krieger [2013, S. 506].

führt, dem sogenannten Bragg-Peak (BP) [Bragg und Kleeman, 1905]. Die mittlere Reichweite R eines Protons der Energie E_0 erhält man gemäß Gln. (2.2.1) aus der Integration über das Schwächungsvermögen [Krieger, 2013]:

$$R(E_0) = \int_0^{E_0} \frac{1}{S_{\text{tot}}(E')} dE' \propto E_0^{1,5 \dots 2}. \quad (2.2.1)$$

Dass dieses Verhalten einen therapeutischen Nutzen hat, erkannte erstmals Robert Wilson [1946]. Durch Modulation der Protonenenergie, beispielsweise mithilfe eines Absorbers variabler Dicke, kann die Region des BP verbreitert werden und an die Tiefe der Tumoregion angepasst werden (engl. **s**pread-**o**ut-**B**ragg-**p**eak, SOBP). Es ergibt sich eine Tiefendosisverteilung, die sich deutlich von der Verteilung der Photonen unterscheidet, welche maßgeblich durch das exponentielle Schwächungsgesetz [Beer, 1852, Lambert, 1760] sowie das invers quadratische Abstandsgesetz bestimmt wird (siehe Abb. 2.2.1).

Bei optimaler Anpassung der Protonenreichweite an die Tumortiefe kann ein hoher Dosis-

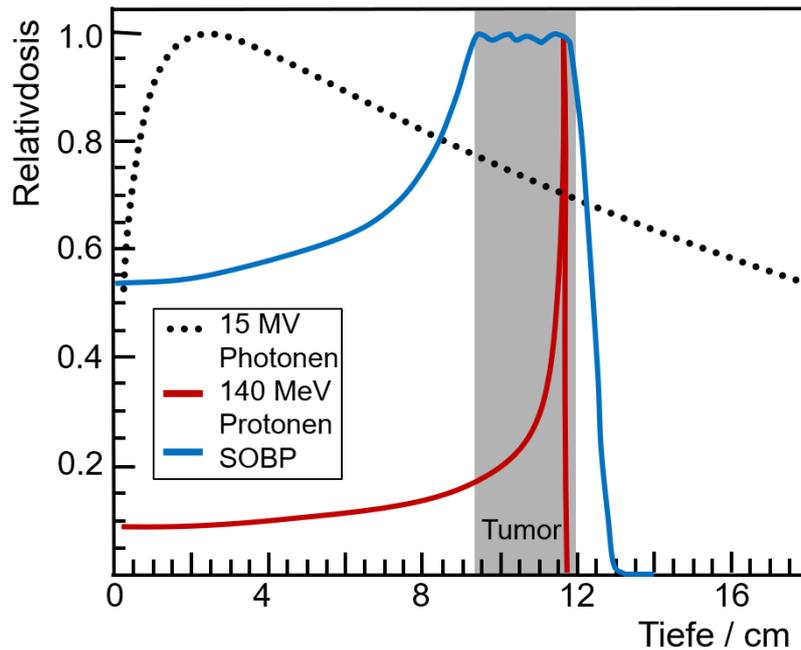


Abbildung 2.2.1: Schematischer Vergleich von Tiefendosisverläufen ultraharter Röntgenstrahlung, monoenergetischer Protonen und energiemodulierter Protonen (SOBP) in Gewebe.

gradient zwischen Ziel- und Normalgewebe erreicht werden, wie Abb. 2.2.2 illustriert.

2.3 Praktische Aspekte der Protonentherapie

In vielen Therapieanlagen steht ein Isochronzyklotron für die Beschleunigung der Protonen zur Verfügung. Die Protonen werden nach Verlassen der Ionenquelle durch ein starkes Magnetfeld auf eine Kreisbahn gezwungen und durch eine angelegte Wechselspannung auf relativistische Energien beschleunigt. Die Protonen verlassen das Zyklotron in Mikropulsen mit einer Frequenz f , die gleich der Radiofrequenz (RF) der beschleunigenden Wechselspannung ist und die sich aus der Teilchenmasse m , der Teilchenladung q und der Magnetfeldstärke B gemäß Gln. (2.3.1) berechnen lässt:

$$f = \frac{qB(r)}{2\pi m(r)}. \quad (2.3.1)$$

Aufgrund des relativistischen Massenzuwachses mit steigender Energie und steigendem Bahnradius r ist auch die Magnetfeldstärke B in einem Isochronzyklotron nicht konstant, sondern nimmt mit wachsendem Radius zu.

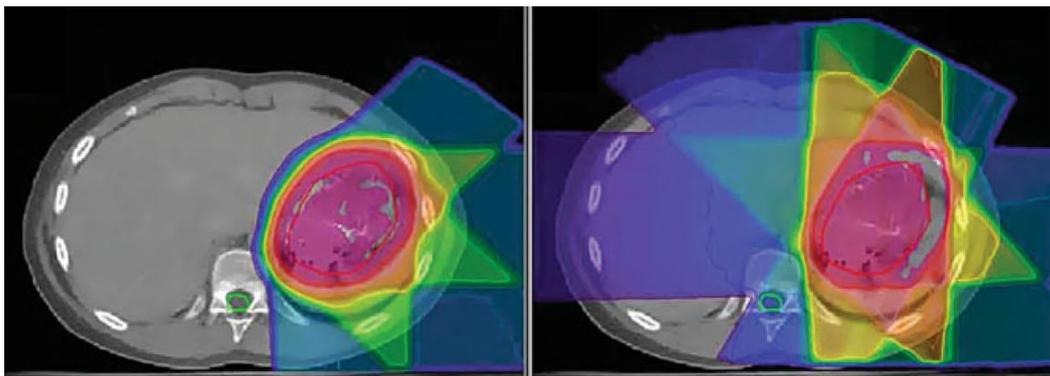


Abbildung 2.2.2: Vergleich eines Protonen-Bestrahlungsplans (links) und eines Photonen-Bestrahlungsplans (rechts) für ein Leberkarzinom. Die Farbskala gibt eine von blau zu rot steigende Dosis an. Bei gleicher Dosisapplikation im Zielvolumen ist die Dosis im Normalgewebe mit Protonen geringer als mit Photonen. Abb. aus Linz [2011, S. 51].

Nach Verlassen des Zyklotrons wird das Bestrahlungsfeld entweder passiv (durch Einbringen von Streukörpern und Absorbern in den Strahlengang) oder aktiv (durch laterale magnetische Ablenkung des Strahls und Änderung seiner Energie) formiert. Letzteres Prinzip wird auf Englisch **pencil beam scanning** (PBS) genannt. Dabei wird die Reichweite der Protonen mithilfe eines stationären Degraders variabler Dicke moduliert, der in den Strahlengang gebracht wird. Eine feste Kombination der drei Raumkoordinaten im Bestrahlungsplan wird Spot genannt und umfasst etwa eine Million Mikropulse.

Die Abstrahlung eines Bestrahlungsplans erfolgt in separaten Energieschichten und ist in Abb. 2.3.1 anschaulich dargestellt. Energieschichten, die die höchste Reichweite der Protonen erfordern, werden zuerst abgestrahlt, wodurch auch proximalere Schichten bereits einen geringen Dosisbeitrag erhalten, was durch eine kürzere Bestrahlungsdauer dieser Schichten berücksichtigt werden muss. In jeder Schicht werden mehrere PBS-Spots unter lateraler Variation abgestrahlt, wobei je Spot eine Dauer von 3 ms bis 10 ms notwendig ist [Smeets, 2021]. Die Stromstärke beträgt zwischen 0,5 und 4 nA.

Zwischen den Spots vergeht etwa 1 ms zur Anpassung der Dipolmagnete. Zwischen zwei Energieschichten vergehen ca. 2s zur Verschiebung des Degraders [Pausch et al., 2020]. Damit währenddessen keine Protonen das Zyklotron verlassen, wird die Beschleunigungsspannung am Zyklotron kurzzeitig verringert, wodurch die Protonen nicht mehr die erforderliche Endenergie erreichen, um das Zyklotron zu verlassen. Das Ein- und Ausschalten der Protonenquelle im Inneren des Zyklotrons wäre dafür zu träge.

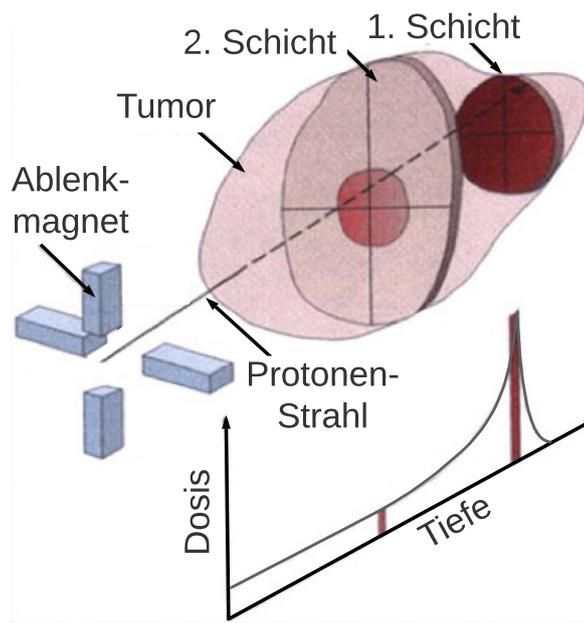


Abbildung 2.3.1: Schema der Bestrahlung mittels PBS. Durch magnetische Ablenkung des Protonenstrahls können die gewünschten Schichten abgerastert werden. Das Dosisprofil deutet die Lage des BP an. Abb. nach Linz [2011, S. 51].

2.4 Reichweiteunsicherheiten

Strahlentherapie im Allgemeinen unterliegt im Wesentlichen folgenden Unsicherheiten [Paganetti et al., 2021]: Der Diagnose selbst, Stadium und Verteilung des Tumors, Konturierung des Zielgebietes, inter- und intrafraktionelle anatomische und lagerungsbedingte Änderungen, Unterschiede in der individuellen Strahlensensitivität, Limitationen des linear-quadratischen Modells und begrenztes Wissen über die Reaktion von Tumorgewebe auf inhomogene Dosisverteilungen.

Im Rahmen der Partikeltherapie ist des Weiteren die unterschiedliche Strahlenwirkung von Photonen und Partikeln bei gleicher Dosis, quantifiziert durch die relative biologische Wirksamkeit, Gegenstand der Forschung [Carabe et al., 2012].

Alle richtungsunabhängigen Unsicherheiten, wie zum Beispiel Ungenauigkeiten bei der Positionierung, werden bei der PT durch einen konstanten Sicherheitssaum von 1 mm bis 2 mm berücksichtigt, welcher rund um das klinische Zielvolumen hinzugefügt wird [Paganetti, 2012]. Alle Unsicherheiten, welche die Dosisberechnung, also auch die Reichweitevorschau, betreffen, werden durch einen relativen Term verkörpert, der proportional zur Reichweite ist und als Sicherheitssaum bei der Bestrahlungsplanung dem klinischen Zielvolumen nur in Strahlrichtung hinzugefügt wird.

Hierbei hat die Berechnung der Reichweite auf Basis eines CT den größten Einfluss [Knopf

und Lomax, 2013]. Dafür wurde bislang eine heuristische Herangehensweise auf Basis einer schrittweise linearen Korrelationsfunktion verfolgt, mit welcher man die Hounsfield-Einheiten aus dem CT in Verhältnisse von Bremsvermögen (engl. **stopping power ratio**, SPR) umrechnet [Wohlfahrt und Richter, 2020]. Die Unsicherheit dabei wird allgemein auf ca. 3,5 % der Reichweite geschätzt [Goitein, 1985]. Die Durchführung von Zwei-Spektren-CTs (engl. **dual energy CT**, DECT) erlaubt eine direkte Ermittlung des SPR [Wohlfahrt et al., 2020]. Dadurch konnten die Sicherheitssäume am OncoRay kürzlich auf 1,7 % plus 2 mm für Gehirntumore und 2,0 % plus 2 mm für Prostatakarzinome reduziert werden [Peters et al., 2021].

Für die PT sind außerdem alle unvorhersehbaren Unsicherheiten, die die Reichweite beeinflussen und nicht durch den Sicherheitssaum berücksichtigt werden können, von großer Bedeutung, weil es bis vor kurzem keine klinisch anwendbare Möglichkeit gab, die tatsächlich erreichte Reichweite während der Therapie zu validieren [Berthold et al., 2021]. Inter- und intrafraktionellen Änderungen der Patientenanatomie wie zum Beispiel Gewichtszu- oder -abnahme stellen hier das größte Risiko dar [Albertini et al., 2008]. Darum ist eine *in-vivo* Reichweiteverifikation dringend notwendig.

Pausch et al. [2018] formulierten folgende Anforderungen an ein Reichweite-Überwachungssystem: Die Bauteile dürfen nicht mit den Therapiestrahlen oder dem Patienten kollidieren und sollten auf die Gantry montierbar sein, was Größe und Gewicht beschränkt. Die Messdauer zur Reichweiteüberwachung darf die Therapiezeit selbst, welche tendenziell immer kürzer wird, nicht überschreiten. Außerdem muss jedes System an die Strahlstruktur und Intensität der jeweiligen Einrichtung angepasst sein.

Die Analyse von prompten Gammaquanten hinsichtlich ihrer räumlichen Verteilung (engl. **prompt γ -ray imaging** (PGI), [Smeets et al., 2012]), ihrer Energieverteilung (engl. **prompt γ -ray spectroscopy** (PGS), [Verbarg und Seco, 2014]) und ihrer zeitlichen Verteilung (**prompt γ -ray timing** (PGT), [Golnik et al., 2014]) sind vielversprechende Möglichkeiten zur Reichweiteüberwachung, insbesondere, wenn man sie in Form eines sogenannten **Multi-Feature Range Verification System** (MFRV) kombiniert [Pausch et al., 2020]. Diese Arbeit beschränkt sich im Folgenden nur auf das PGT-Verfahren, dessen Hauptvorteil in der geringen Beeinflussung des Therapieablaufs liegt.

2.5 Prompt Gamma-Ray Timing (PGT)

Die PGT Methode wurde erstmals in Golnik et al. [2014] erörtert und sieht die zeitaufgelöste Detektion prompter Gammastrahlung während der Bestrahlung vor.

2.5.1 Grundprinzip

Das Grundprinzip ist schematisch in Abb. 2.5.1 dargestellt. Nachdem die Teilchen den Beschleuniger verlassen, dringen sie in das Target ein und erzeugen nahezu isotrop Gammastrahlung. Diese verlässt den Körper, symbolisiert durch die grünen Pfeile, und wird dann detektiert. Die Detektionszeit wird in Relation zu einer Referenzzeit gesetzt. Dazu kann eine bestimmte Phase der Zyklotron-RF dienen, welcher man einen festen Zeitpunkt innerhalb einer Periode des quasi-kontinuierlichen, mikropulsten Protonenstrahls zuordnen kann. Die zeitliche Verteilung von detektierten, prompten Gammaquanten in Relation zur Referenzzeit wird PGT-Spektrum genannt.

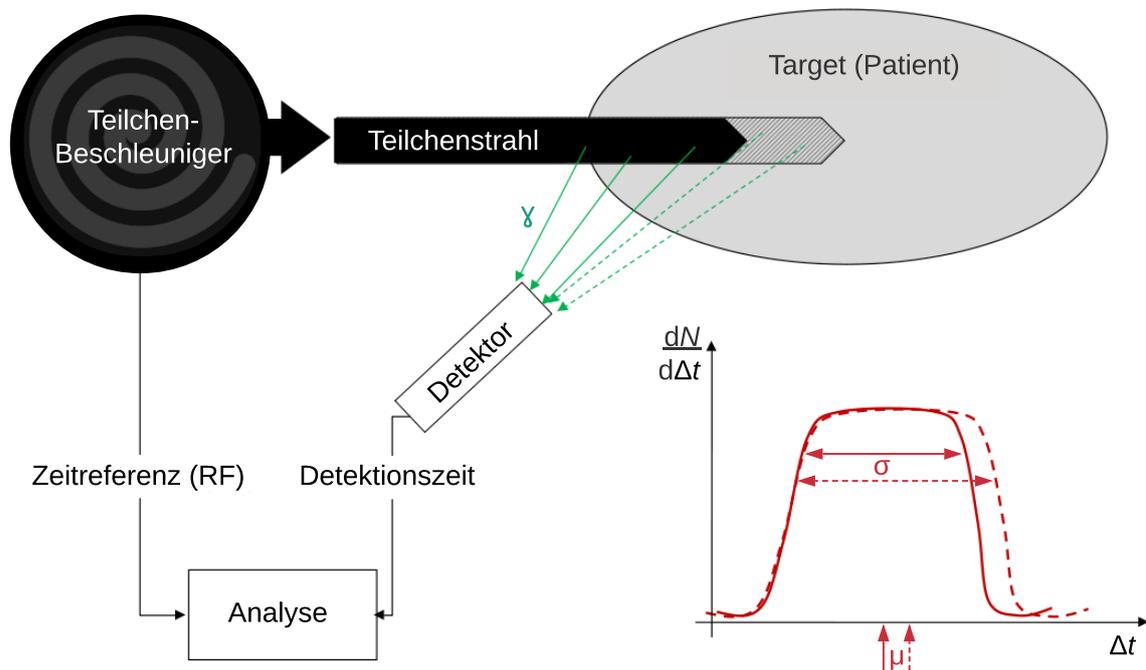


Abbildung 2.5.1: Grundprinzip der Reichweiteverifikation mittels PGT. Die schraffierte Verlängerung des Teilchenstrahls deutet eine Reichweiteverlängerung an, welche die Emission weiterer Gammaquanten (in grün-gestrichelt) zur Folge hat. Das äußert sich im PGT-Spektrum $\frac{dN}{d\Delta t}$ (rechts unten) durch eine Verbreiterung der Verteilung (gestrichelt) und eine Veränderung der statistischen Momente μ_γ und σ_γ . Abb. nach Pausch et al. [2016].

Solch ein Spektrum enthält die Information über die Partikelreichweite in Form der finiten Transitzeit der Protonen durch den Körper und über die Flugzeit der entstehenden prompten Gamma-Strahlung bis zum Detektor. Die Transitzeit beträgt für Protonen der Reichweite 5 bis 20 cm etwa 1 bis 2 ns und ist proportional zum Mittelwert μ_γ und zur Standardabweichung σ_γ des PGT-Spektrums. Der Einfluss weiterer statistischer Histogrammparameter wurde in Wiedkamp [2021] untersucht.

Ein Proton höherer Energie, also auch längerer Reichweite, kann über einen längeren Zeit-

raum hinweg die Emission von prompter Gammastrahlung induzieren, und die maximale Emissionsrate wird zu einem späteren Zeitpunkt geschehen, sodass sowohl μ_γ als auch σ_γ größer als bei einem Proton geringerer Energie beziehungsweise kürzerer Reichweite sind. Dies wird durch die gestrichelten grünen Gammaquanten und das verbreiterte gestrichelte PGT-Spektrum in Abb. 2.5.1 symbolisiert.

Das PGT-Spektrum ist verbreitert durch die Dauer des Protonenpulses (engl. **bunch time spread**, BTS), ΔT_{BTS} , die zeitliche Auflösung des Gammadetektors ΔT_{PGT} und die Flugzeit der Photonen vom Emissionsort zum Detektor. Dabei beträgt ΔT_{BTS} je nach Protonenenergie und Bauart des Zyklotrons zwischen wenigen hundert Pikosekunden bis hin zu zwei bis drei Nanosekunden (genauere Angaben in Kap. 5.1). Die zeitliche Auflösung der aktuell verwendeten PGT-Detektoren beträgt im Bereich von $E_\gamma = 9 \dots 12$ MeV zwischen 170 ps und 220 ps FWHM (engl. **full width at half maximum**) [Pausch et al., 2016]. Wenn die Zeitdifferenz zwischen der Ankunft der Protonen-Mikropulse und einer festen Phase der RF konstant ist, dann hängt die Präzision, mit der μ_γ und σ_γ angegeben werden können, nur von ΔT_{BTS} , ΔT_{PGT} und der Messstatistik ab. Um die Reichweiteverifikation räumlich aufgelöst zu praktizieren, wäre die individuelle Reichweitemittlung bei jedem Spot optimal. Demnach sollte eine ausreichende Messstatistik in 10 ms oder weniger erreicht werden, was sehr hohe Detektorlasten und Datenraten erfordert.

2.5.2 PGT Detektionseinheit

Die für die Detektion der prompten Gammaquanten klinisch anwendbare Detektionseinheit wurde von Target Systemelektronik¹ entwickelt, in Pausch et al. [2016] erstmals veröffentlicht und ist in Abb. 2.5.2 dargestellt. Sie kann auch für die Detektion von geladenen Teilchen verwendet werden und dient in Kap. 5 als Koinzidenzpartner für den zu untersuchenden Diamantdetektor.

Die Einheit besteht aus einem zylindrischen Szintillationskristall aus Cer(III)-bromid (CeBr_3) der Firma Scionix² mit einem Durchmesser von 5,08 cm, gekoppelt an einen Sekundärelektronen-Vervielfacher (SEV) der Firma Hamamatsu³ vom Typ R13089-100. Dieser wird an das digitale Energie- und Zeitspektrometer U100 der Firma Target Systemelektronik angeschlossen. Dessen Funktionsweise ist in Kap. 4.3.2 detailliert beschrieben. Zusätzlich zur Datenverarbeitung kontrolliert das U100-Spektrometer die Stromversorgung und stabilisiert die Spannung an den Dynoden des SEV.

¹Target Systemelektronik GmbH & Co. KG, Wuppertal, Deutschland, <https://target-sg.com/u100.html>

²Scionix Holland B.V., LA Bunnik, Niederlande, <https://scionix.nl/configurations-general>

³Hamamatsu Photonics K.K., Hamamatsu, Japan, <http://www.hamamatsu.com>

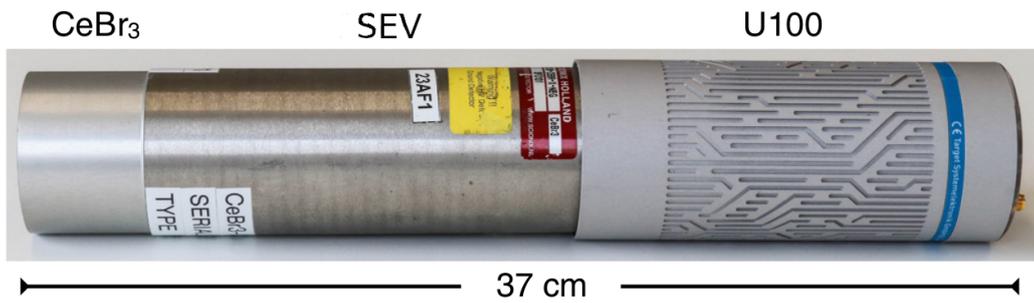


Abbildung 2.5.2: Foto der PG-Detektionseinheit bestehend aus einem CeBr_3 -Kristall gekoppelt an einen SEV sowie das digitale Spektrometer U100. Abb. aus Werner et al. [2019].

2.5.3 Phasendrift zwischen Protonen und Radiofrequenz

Hueso-González et al. [2015] führten Untersuchungen an heterogenen Phantomen und dem klinischen Beschleuniger C230 am Westdeutschen Protonentherapiezentrum Essen durch. Dabei ergab sich eine minimal detektierbare Reichweiteänderung von bis zu 5 mm bei klinischen Strömen (mind. 10^8 Protonen pro Spot) und bis zu 2 mm bei noch größeren Strömen (mind. 10^{10} Protonen pro Spot). Allerdings wurde hier erstmals eine Diskrepanz zwischen der RF und dem Extraktions-Zeitpunkt der Protonen-Mikropulse festgestellt.

Innerhalb von vier Stunden driftete μ_γ um 400 ps, was nach Golnik et al. [2014] mehreren Zentimetern Reichweiteänderung entsprechen würde. Grund dafür sind Temperaturänderungen im Eisenjoch [Linz, 2011, S. 389] [Timmer et al., 2006], welche die Magnetfeldstärke verändern. Aufgrund dessen benötigen die Protonen mehr Umläufe bis zum Erreichen der Endenergie, wodurch sie zeitlich hinsichtlich der RF dephasieren. Dieser Effekt wurde auch in Petzoldt et al. [2016] beobachtet. Auch eine Änderung des Spulenstroms verursachte eine Verschiebung des PGT-Spektrums. Darum wurde dort erstmalig ein Proton-Bunch-Monitor (PBM) vorgeschlagen, der anstatt der RF die tatsächliche Ankunftszeit der Mikropulse überwachen soll.

Werner et al. [2019] führten Experimente im Therapieraum der Universitäts Protonen Therapie Dresden durch. Ein PBS Therapieplan mit zwei Energieschichten (19 und 32 cm Reichweite) zu je 100 Spots wurde auf ein PMMA Phantom abgestrahlt. Im Phantom wurden Luftkavitäten unterschiedlicher Dicken eingesetzt, um Reichweiteänderungen zu induzieren. Die Reichweiteänderung wurde relativ zu einer Vergleichsmessung in reinem, homogenen PMMA angegeben. Ein exemplarisches PGT-Spektrum für einen einzelnen Spot bei 226,7 MeV ist in Abb. 2.5.3 links dargestellt.

Vor der Auswertung der PGT-Spektren waren verschiedene Korrekturen notwendig, unter anderem eine Phasenkorrektur [Werner, 2020]. Diese wurde Flankenmatching genannt und entspricht einer Verschiebung der PGT-Spektren derart, dass deren steigende Flanken

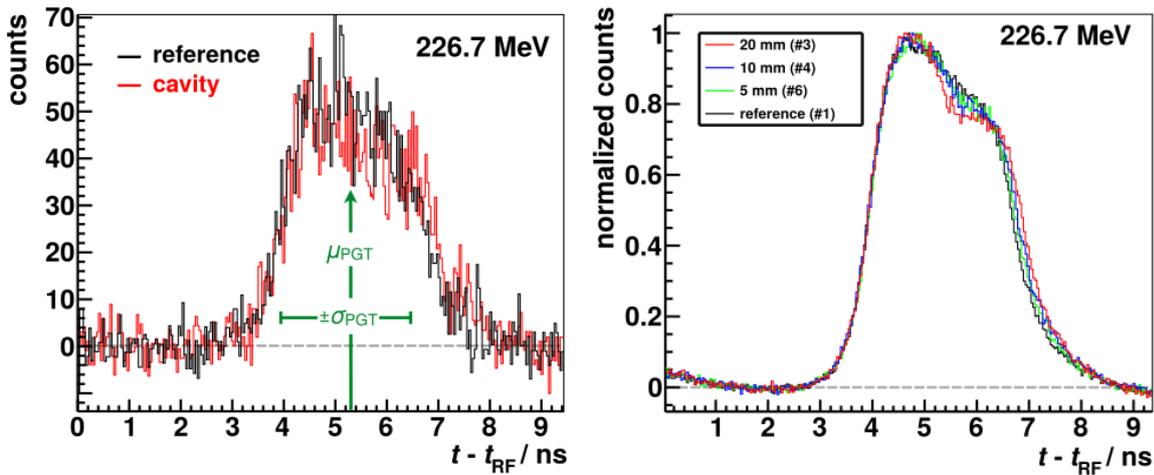


Abbildung 2.5.3: PGT-Spektrum eines einzelnen Spots (links) und der Summe aus 100 Spots (rechts) bei einer Protonenenergie von 226,7 MeV für eine Messung in reinem PMMA (schwarze Linie, Referenz) und bei Einbau einer 5 mm (grün), 10 mm (blau) oder 20 mm (rot) dicken Luftkavität. Abb. aus Werner et al. [2019].

übereinstimmen. Das ist nur bei ausreichender Statistik möglich, nämlich durch Summierung mehrerer Spots, die zur selben Energieschicht gehören. Damit eliminiert man die zuvor von Hueso-González et al. [2015] und Petzoldt et al. [2016] beobachtete Langzeitdrift zwischen Beschleunigerfrequenz und Extraktions-Zeitpunkt der Protonen-Mikropulse, sodass danach theoretisch nur noch die tatsächliche Reichweiteänderung die ersten und zweiten Momente der Verteilungen beeinflusst (siehe Abb. 2.5.3, rechts).

Der Verlauf von μ_γ für 100 nacheinander abgestrahlte Spots innerhalb von 7 s weist jedoch eine gedämpfte Oszillation von bis zu 700 ps Amplitude in den ersten zwei Sekunden jeder neuen Energieschicht auf (siehe Abb. 2.5.4). Grund dafür sind Einschwingvorgänge im Regelkreis, welcher die Beschleunigungsspannung am Zyklotron steuert. Jene wird, wie bereits in Kap. 2.3 erwähnt, zwischen den Schichten von ca. 50 auf ca. 40 kV herunter- und wieder hochgefahren, um die Emission von Protonen zu unterbinden. Eine Schwankung der Beschleunigungsspannung hat eine Phasenverschiebung zwischen dem Extraktions-Zeitpunkt der Mikropulse und der RF zur Folge. Mithilfe des Flankenmatchings kann diese gedämpfte Oszillation nicht eliminiert werden, weil dazu die Statistik auf Spot-Niveau nicht ausreicht. Daher wird ein PBM benötigt.

Die in Werner et al. [2019] gemessene PGT Sensitivität auf Reichweiteänderungen ist in Gln. (2.5.1) angegeben:

$$\frac{\partial \mu_\gamma}{\partial R} = \begin{cases} (27,6 \pm 0,6) \frac{\text{ps}}{\text{cm}}, \\ (26,8 \pm 0,4) \frac{\text{ps}}{\text{cm}}, \end{cases} \quad \frac{\partial \sigma_\gamma}{\partial R} = \begin{cases} (14,4 \pm 0,2) \frac{\text{ps}}{\text{cm}} & \text{bei } E = 162,0 \text{ MeV}, \\ (22,8 \pm 0,2) \frac{\text{ps}}{\text{cm}} & \text{bei } E = 226,7 \text{ MeV}. \end{cases} \quad (2.5.1)$$

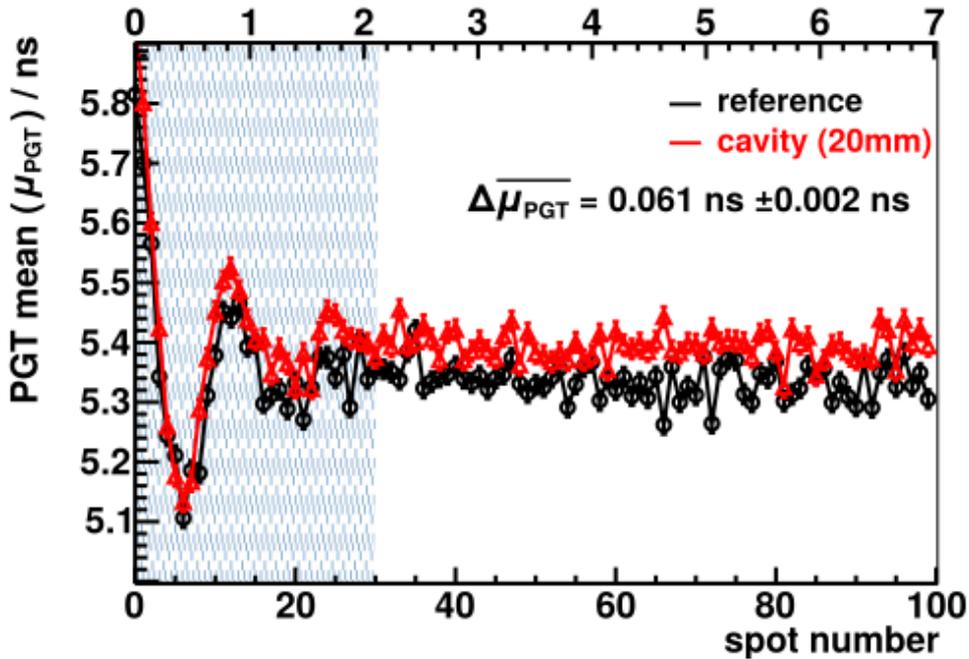


Abbildung 2.5.4: Der Mittelwert μ_γ von 100 aufeinanderfolgenden PGT Messungen in einem PMMA-Phantom (schwarz, Referenz) und bei Einbau einer Luftkavität von 20 mm Dicke (rot) bei einer Protonenenergie von 226,7 MeV. Abb. aus Werner et al. [2019].

2.6 Proton-Bunch-Monitore (PBM)

PGT-Spektren wurden bisher in zeitlicher Relation zur RF aufgenommen. Detektiert man die Ankunftszeit der Protonen mit einem PBM ebenfalls in Relation zur RF, kann die beobachtete Phaseninstabilität zwischen RF und Ankunftszeit während der Analyse eliminiert werden [Petzoldt et al., 2016]. Der Mittelwert des PGT-Spektrums μ_γ kann dann anhand des Mittelwerts des zeitlichen PBM-Spektrums, μ_{PBM} , also der mittleren, relativen Ankunftszeit von Protonen im PBM, korrigiert werden.

2.6.1 Anforderungen an einen PBM

Die Zeitauflösung des PBM ΔT_{PBM} sollte möglichst klein sein, weil dann kurze Messintervalle ausreichend sind. Das lässt sich wie folgt begründen: Unter Annahme einer Normalverteilung entspricht die Unsicherheit $\Delta(\mu_{\text{PBM}})$ der Standardabweichung des PBM-Spektrums, σ_{PBM} , geteilt durch die Wurzel der Anzahl detektierter Ereignisse N :

$$\Delta(\mu_{\text{PBM}}) = \frac{\sigma_{\text{PBM}}}{\sqrt{N}}. \quad (2.6.1)$$

σ_{PBM} setzt sich dabei quadratisch aus dem BTS, ΔT_{BTS} , und der Zeitauflösung des Detektors, ΔT_{PBM} , zusammen (Gln. 2.6.3). Hierbei ist zu beachten, dass diese beiden Größen in dieser Arbeit als FWHM angegeben werden, hier jedoch per Definition σ benötigt wird. Unter der Annahme, dass auch ΔT_{BTS} und ΔT_{PBM} normalverteilte Größen sind, erfolgt die Umrechnung mithilfe von Gln. (2.6.2):

$$\text{FWHM} = 2\sqrt{2 \ln 2} \sigma \approx 2,35\sigma. \quad (2.6.2)$$

Die Fortsetzung von Gln. (2.6.1) lautet nun:

$$\Delta(\mu_{\text{PBM}}) = \frac{\sigma_{\text{PBM}}}{\sqrt{N}} \approx \frac{\sqrt{\left(\frac{\Delta T_{\text{PBM}}}{2,35}\right)^2 + \left(\frac{\Delta T_{\text{BTS}}}{2,35}\right)^2}}{\sqrt{N}}. \quad (2.6.3)$$

Die Anzahl der detektierten Ereignisse ergibt sich aus dem Messintervall Δt , multipliziert mit der Detektionsrate m . Um die Reichweite R auf ± 1 mm genau korrigieren zu können, muss $\Delta(\mu_{\text{PBM}}) = \frac{\partial \mu_\gamma}{\partial R} \cdot 1 \text{ mm}$ betragen, wofür Gln. (2.5.1) herangezogen werden kann. Abhängig von ΔT_{PBM} und für eine feste Detektionsrate m kann dann das dafür erforderliche minimale Messintervall Δt_{min} mit Gln. (2.6.4) berechnet werden:

$$\Delta t_{\text{min}} = \frac{\left(\frac{\Delta T_{\text{PBM}}}{2,35}\right)^2 + \left(\frac{\Delta T_{\text{BTS}}}{2,35}\right)^2}{\left(\frac{\partial \mu_\gamma}{\partial R} \cdot 1 \text{ mm}\right)^2 \cdot m}. \quad (2.6.4)$$

In Abb. 2.6.1 sind nun zwei Kurven für Δt_{min} bei einer beispielhaften Detektionsrate von 500 ms^{-1} und jeweils einer Protonenenergie von 162 bzw. 224 MeV und dem dabei gemessenen BTS von $(1,02 \pm 0,03) \text{ ns}$ bzw. $(0,230 \pm 0,020) \text{ ns}$ [Petzoldt et al., 2016] dargestellt. Daraus wird deutlich, dass für den PBM Zeitauflösungen von unter 1,2 ns erforderlich sind, um die in Abb. 2.5.4 dargestellte Oszillation ausreichend gut auflösen zu können (das dort verwendete Messintervall betrug $\Delta t = 69 \text{ ns}$ und ist durch eine horizontale, grau-gestrichelte Linie gekennzeichnet). Wenn der PBM eine hohe Ratenfestigkeit besitzt, kann m auch größer als 500 ms^{-1} und Δt dann entsprechend kleiner sein.

Soll der PBM die Oszillation in noch kürzeren Messintervallen abtasten, wären Zeitauflösungen von deutlich unter 1 ns erforderlich. Aus Abb. 2.6.1 wird außerdem ersichtlich, dass auch bei idealen Zeitauflösungen von $\Delta T_{\text{PBM}} \rightarrow 0$ das minimale Messintervall einen gewissen Wert nicht unterschreitet. Dies ist durch den BTS begründet, welcher für Energien unterhalb von 162 MeV noch weiter ansteigt [Petzoldt et al., 2016].

Des Weiteren muss es einen geeigneten Ort geben, an dem der PBM positioniert werden kann, ohne die Therapie zu beeinflussen. Falls an diesem Ort eine hohe Dosisleistung

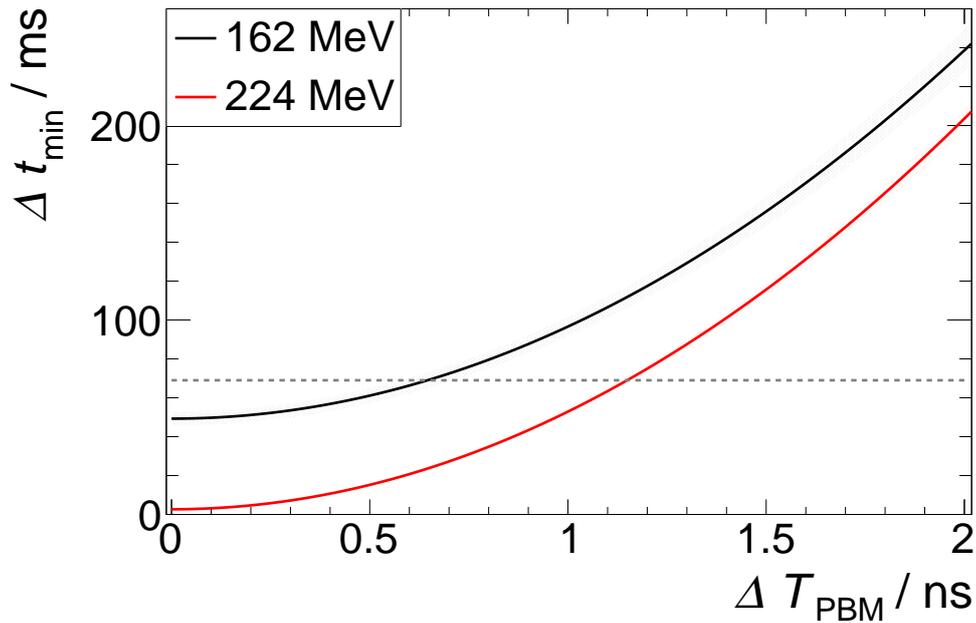


Abbildung 2.6.1: Minimal erforderliche Messdauer in Abhängigkeit der Zeitauflösung des PBM für zwei verschiedene Protonenenergien unter Verwendung der Daten aus Werner et al. [2019] und Petzoldt et al. [2016]. Die grau-gestrichelte Linie kennzeichnet die in Werner et al. [2019] verwendete Messdauer von 69 ms.

vorliegt, ist eine hohe Strahlenhärte erforderlich, damit der PBM keine Materialschäden erleidet. Daneben ist eine geringe Sensitivität gegenüber Photonen vorteilhaft, welche zur Totzeit des Detektors beitragen. Nachfolgend werden die Vor- und Nachteile zweier PBM diskutiert, die bereits untersucht wurden.

2.6.2 Phoswichdetektor

Phoswichdetektoren bestehen aus zwei Szintillatoren und ermöglichen die selektive Messung geladener Teilchen anhand des unterschiedlichen Stoßbremsvermögens und des Verhältnisses der erzeugten Lichtmenge in den jeweiligen Szintillatoren [Wilkinson, 1952]. Die generelle Eignung eines Phoswichdetektors als PBM wurde in Werner [2015] und Werner et al. [2015] untersucht. In Petzoldt et al. [2016] wurden zwei Phoswichdetektoren auf Basis eines schnellen Plastikszintillators und eines BGO-Kristalls als PBM verwendet. Die Zeitauflösung beider Detektoren betrug (266 ± 9) ps und (350 ± 10) ps. Simultan aufgezeichnete PGT-Spektren konnten hinsichtlich der Phasendrift zwischen Beschleunigerfrequenz und Extraktions-Zeitpunkt der Mikropulse erfolgreich korrigiert werden.

Allerdings betrug die Anzahl der Protonen, welche nötig war, um eine ausreichend große Statistik zu erhalten, über $7,5 \cdot 10^{11}$. Um eine Korrektur auf Spotniveau durchzuführen, stehen bei einem gewöhnlichen klinischen Therapieplan jedoch maximal $2 \cdot 10^8$ Protonen zur

Verfügung [Pausch et al., 2020]. Auch nach der Verbesserung der Messelektronik in Kohlhase [2017] konnte die Messzeit nicht maßgeblich verkürzt werden. Grund dafür ist eine inhärente Eigenschaft des experimentellen Aufbaus hinter einer Streufolie. Da der Streuquerschnitt bei der elastischen Rutherfordstreuung proportional zu $\sin^{-4}(\frac{\alpha}{2})$ sinkt [Rutherford, 1911], wobei α der Streuwinkel ist, ist die Detektionsrate außerhalb des Hauptstrahls zu klein, um auf Spotniveau PGT-Spektren zu korrigieren. Daraus ist zu schlussfolgern, dass ein potenzieller PBM an einem Ort platziert werden muss, wo deutlich höhere Streuraten zu erwarten sind.

Dies ist z. B. in der Nähe des Degraders der Fall. Dort herrscht allerdings eine hohe Dosisleistung, der der PBM standhalten muss. Außerdem wird der PBM dort nicht nur Protonen, sondern auch Sekundärteilchen wie Photonen, Elektronen, Neutronen, Deuteronen und Tritonen ausgesetzt. Insbesondere gegenüber Photonen hat ein Phoswichdetektor wie auch jeder andere Szintillationsdetektor aufgrund der vergleichsweise hohen Ordnungszahl und Dichte eine hohe Sensitivität. Die Totzeit nach deren Detektion verringert dessen effektive Messdauer für Protonen, worunter wiederum die Genauigkeit, mit der μ_{PBM} angegeben werden kann, leidet, weshalb dieser Detektor nicht als PBM geeignet ist.

2.6.3 Szintillierende Faser

Ob es möglich ist, eine szintillierende Plastikfaser als PBM zu verwenden, wird derzeit in Permatasari [2022] untersucht. Das Grundprinzip der Detektion erfolgt analog zu dem in Szintillationskristallen. Die Faser kann, ohne die Therapie zu beeinflussen, im Strahl-Halo platziert werden, wo genügend unter kleinem Winkel gestreute Protonen zu erwarten sind, die immer noch in zeitlicher Korrelation zu den Mikropulsen des Hauptstrahls stehen. Die Faser wird an eine Fotokathode und einen SEV oder einen Silizium-Photovervielfacher gekoppelt und mit einem digitalen Spektrometer ausgelesen.

Der klinischen Anwendung stehen jedoch einige Hürden entgegen. Wenn die Faser als PBM beim PBS zur Anwendung kommen soll, muss diese mit dem ausgelenkten Strahl mitgeführt oder vor den strahlauslenkenden Dipolmagneten positioniert werden. Damit der Protonenstrahl auf dem Weg zum Behandlungsraum nicht aufgestreut wird, herrscht im Strahlrohr Vakuum. In den Auslesesensoren und in der Messelektronik wird jedoch Wärme produziert, welche abgeführt werden muss, wofür eine Wasserkühlung im Vakuum ungeeignet ist. Auch der Signaltransfer aus dem Vakuum heraus ist eine technische Herausforderung.

Es gibt zudem bisher keine technisch realisierbare Lösung, die Faser an die Gantry zu montieren. Eine Positionierung nahe des Degraders bleibt zu überprüfen, da nicht gewähr-

leistet ist, dass das Material der Faser und der Detektionselektronik der hohen Dosisleistung standhalten können.

Für die Experimente in Kap. 7 stand die szintillierende Faser vom Typ BCF12 der Firma Saint-Gobain⁴ zur Verfügung, welche im Strahlhalo kurz hinter dem Strahlaustrittsfenster platziert wurde. Sie wurde beidseitig mithilfe von einem 75 μm und einem 25 μm großem Silizium-Photovervielfacher vom Typ Hamamatsu MPPC S13360-6075PE bzw. -6025PE ausgelesen. Ein Foto der Faser befindet sich in Abb. 5.2.1.

2.6.4 Diamantdetektor

Da aus den vorangegangenen Kapiteln klar wird, dass sowohl ein Phoswich-Detektor als auch eine szintillierende Faser erhebliche Limitationen für die Verwendung als PBM aufweisen, werden weitere Alternativen gesucht. Ein Detektor aus Diamant könnte viele der in Kap. 2.6.1 geforderten Eigenschaften erfüllen und wird deshalb im Rahmen dieser Arbeit untersucht. Im Folgenden soll dessen Detektionsprinzip, Herstellung und Anwendung näher erläutert werden.

Detektionsprinzip

Als Diamanten bezeichnet man eine fcc-Gitterstruktur aus Kohlenstoffatomen, welche über eine sp^3 Hybridisierung gebunden sind [Bachmair, 2016]. Diamanten gehören zu den Halbleiter-Materialien. Wenn sich ein geladenes Teilchen durch einen Diamant bewegt, werden Atome aus dem Kristallverband ionisiert und Elektronen gelangen ins Leitungsband und Löcher ins Valenzband. Die dafür nötige Ionisationsenergie ist proportional zur Bandlücke des Halbleiters [Bachmair, 2016]. Diese ist bei Diamant indirekt und mit 5,5 eV groß im Vergleich zu anderen Halbleitern [Kania et al., 1993]. Dies hat den Vorteil, dass Diamantdetektoren sehr strahlenhart sind, also selbst bei starker Bestrahlung von über $1 \cdot 10^{15}$ Protonen pro Quadratzentimeter kaum Strahlenschäden erleiden [Pernegger, 2006].

Die notwendige Energie, um ein Elektron-Loch-Paar zu erzeugen beträgt 13 eV [Canali et al., 1979]. Durch das Anlegen eines elektrischen Feldes mithilfe zweier Elektroden an der Ober- und Unterseite des Diamanten, der sogenannten Sandwich-Konfiguration, bewegen sich die freien Ladungsträger zu den Elektroden und induzieren dort einen messbaren Strom, der extern in einem Vorverstärker (VV) verstärkt wird [Bergonzo et al., 2007]. Dies ist in Abb. 2.6.2 links illustriert. Da das Grundprinzip der Partikeldetektion dasselbe wie

⁴Compagnie de Saint-Gobain, Courbevoie, Frankreich, <https://www.crystals.saint-gobain.com/products/scintillating-fiber>

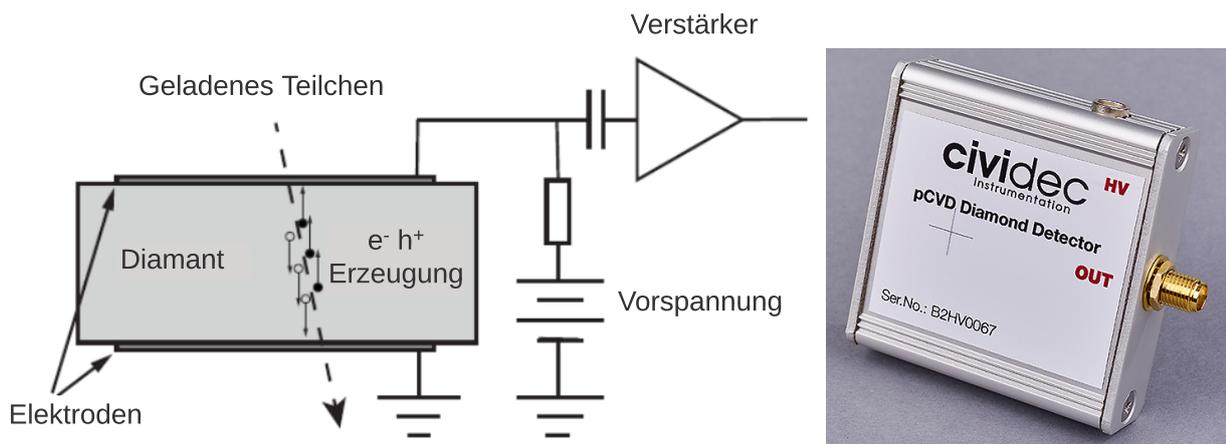


Abbildung 2.6.2: Links: Schema der Signalerzeugung in einem Diamantdetektor nach Pernegger [2006]. Rechts: Foto des B2-HV pCVD Diamantdetektors von CIVIDEC Instrumentation GmbH [2020]

bei einer klassischen, gasgefüllten Ionisationskammer ist, nennt man diesen Detektor auch Festkörper-Ionisationskammer [Bachmair, 2016].

Die Signalhöhe ist proportional zur Anzahl der erzeugten Ladungsträger und aufgrund der großen Bandlücke im Diamanten kleiner als in anderen Halbleitern [Bachmair, 2016]. Dafür ist Diamant ein guter Isolator, sodass Leckströme, welche das Hintergrundrauschen vergrößern, minimiert werden.

Außerdem verfügt Diamant über sehr schnelle Driftgeschwindigkeiten von bis zu $9,6 \cdot 10^6$ cm/s (Elektronen) bzw. $14,1 \cdot 10^6$ cm/s (Löcher) ab einer Feldstärke von $1 \text{ V}/\mu\text{m}$ [Pernegger, 2006]. Daraus ergibt sich eine exzellente Zeitauflösung [Pietraszko et al., 2014]. Abgesehen von dem hier beschriebenen Detektionsprinzip werden Diamanten auch als Leitfähigkeits- und Thermolumineszenz-Detektoren eingesetzt.

Herstellung

Die synthetische Herstellung von Diamanten mithilfe chemischer Gasphasenabscheidung (engl. **chemical vapor deposition**, CVD) hat sich gegenüber der Herstellung unter hohem Druck und hohen Temperaturen aufgrund von besserer Kontrolle über Unreinheiten durchgesetzt [Bachmair, 2016]. Dabei lagert sich gasförmiger Kohlenstoff auf einer Festkörpersoberfläche ab. Er wird durch ein Gemisch aus Wasserstoff und einem Kohlenwasserstoff, wie z. B. Methan, geliefert. Die zur Erzeugung der Gasphase notwendige Energie kann über ein Plasma zugeführt werden. Polykristalline (pCVD) Diamanten entstehen, wenn Diamantpulver als Festkörpersubstrat verwendet wird.

Anwendung von Diamantdetektoren als Partikelmonitor

Aufgrund ihrer Robustheit werden Diamanten bevorzugt in strahlenharten Umgebungen eingesetzt [Weiss et al., 2019]. Die Verwendung eines diamantbasierten Detektors als Protonenstrahl-Monitor an einem Forschungsbeschleuniger wurde bereits in Marcatili et al. [2020] demonstriert. Dabei wurde eine Koinzidenz-Zeitauflösung (Definition siehe Kap. 5.3) von $(221,5 \pm 1,0)$ ps FWHM erreicht.

Auch am Large Hadron Collider werden pCVD Diamantdetektoren als Partikelmonitor in einer strahlenharten Umgebung eingesetzt [Kagan et al., 2019]. Im Rahmen der CLaRyS Kollaboration ist ebenfalls die Verwendung von Diamantdetektoren geplant [Curtoni et al., 2021].

Aus diesen Veröffentlichungen ist zu schlussfolgern, dass ein Diamantdetektor eine gute Eignung als PBM haben könnte. Durch die Experimente in den Kapiteln 4 bis 7 soll untersucht werden, ob der Detektor auch unter klinischen Bedingungen eine gute Performanz zeigt und zur Korrektur von PGT-Spektren geeignet ist. Die technischen Details des hier im Fokus stehenden Detektors sind nachfolgend zusammengefasst.

Technische Daten des verwendeten Diamantdetektors

Der in dieser Arbeit verwendete Diamantdetektor ist ein pCVD Strahlverlust-Detektor vom Typ B2-HV der Firma cividec und zeichnet sich durch folgende Eigenschaften aus: Er besitzt eine Breite und Länge von je 10 mm sowie eine Dicke von $500 \mu\text{m}$ und ist in ein Aluminiumgehäuse eingebettet. Er wird bei einer Feldstärke von $\pm 1 \text{ V}/\mu\text{m}$ betrieben. Die Kennlinie befindet sich im Anhang (Abb. A.1.1). Ein Foto des Detektors ist in Abb. 2.6.2 rechts gezeigt. Die Verwendung als Protonenstrahl-Monitor ist ausdrücklich empfohlen und eine Zeitauflösung im Subnanosekundenbereich wird beworben [CIVIDEC Instrumentation GmbH, 2020]. Die Entwicklung des Detektors wurde in Fraiss-Kölbl et al. [2004] dokumentiert.

Die zu erwartende Energiedeposition E_{dep} für alle in den nachfolgenden Kapiteln getesteten Strahlungsarten wurde mithilfe einer Monte-Carlo-Simulation mit Geant4 (**Geometry and Tracking** [Allison et al., 2003]) mit je einer Million Teilchen bzw. Zerfällen bestimmt und ist in Abb. 2.6.3 dargestellt. Dazu gehörte α -Strahlung aus der Tripelquelle EC 220, β - und γ -Strahlung aus den Nukliden ^{22}Na und ^{60}Co (die Zertifikate der Prüfstrahler sind im Anhang, Kap. A.2) sowie annähernd monoenergetische Protonen und Elektronen. Die Nachweiseffizienz ist mit über 99% für Protonen und Elektronen deutlich höher als für Photonen, für die sie bei unter 30% liegt.

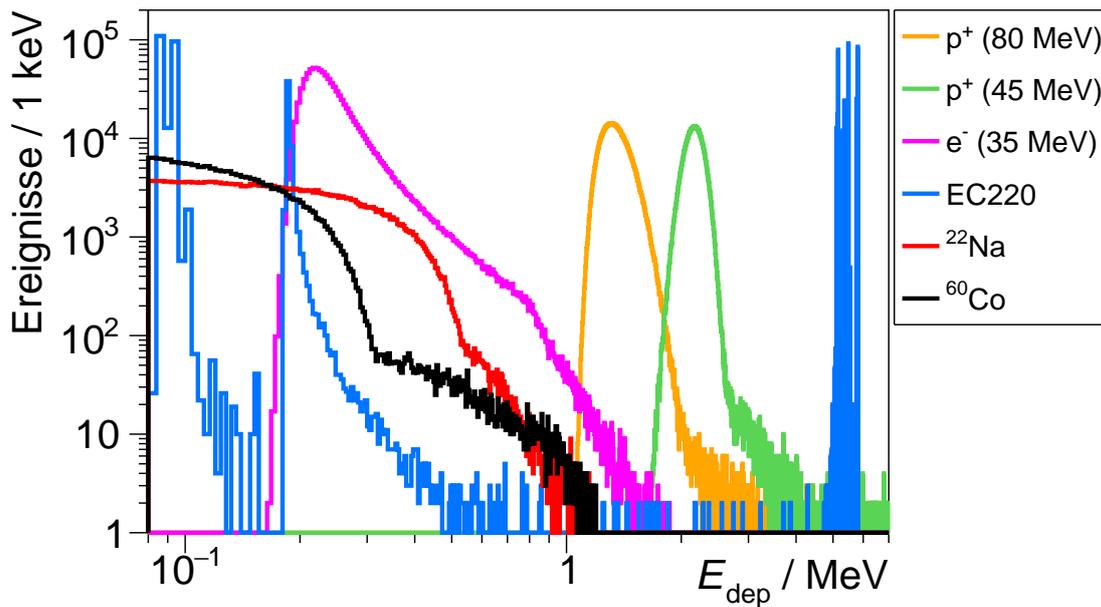


Abbildung 2.6.3: Energiedeposition verschiedener Strahlungsarten im B2-HV Diamantdetektor, ermittelt mithilfe einer Geant4-Simulation mit je $1 \cdot 10^6$ Teilchen bzw. Zerfällen.

Anforderungen an den zu verwendenden Vorverstärker

Die Signale des Diamantdetektors sind bei der Detektion von Protonen mit einer Signalamplitude von $< 0,5$ mV sehr klein und mit einer Signalbreite von wenigen Nanosekunden sehr kurz und müssen deshalb durch einen geeigneten VV verstärkt werden [Hoarau et al., 2021]. Bei der Auswahl des VV spielen folgende Kriterien eine Rolle:

Die Zeitaufösung des Diamantdetektors ΔT_D sollte durch den VV möglichst wenig vergrößert werden. Hierbei spielt der Zeitjitter eine Rolle, also die Unsicherheit beim Bestimmen des Signalzeitpunkt aufgrund von Rauschen des Signals (siehe Abb. 2.6.4). ΔT_D hängt gemäß Gln. (2.6.5) vom Rauschen σ_R sowie der Änderung der Spannung U über der Zeit t ab [Leo, 1994, S. 326]. Geht man in erster Näherung davon aus, dass das Signal dreieckig ist, kann der Nenner durch $U / t_{0,100}$ ersetzt werden, wobei $t_{0,100}$ der Anstiegszeit von 0 bis auf 100% der Amplitude U entspricht. Danach ersetzt man noch den Quotient aus dem Rauschen σ_R und der Amplitude U durch das SNR und erhält:

$$\Delta T_D \propto \frac{\sigma_R}{\left| \frac{dU}{dt} \right|} \propto \frac{\sigma_R}{U} t_{0,100} \propto \frac{t_{0,100}}{\text{SNR}}. \quad (2.6.5)$$

Daraus lässt sich ableiten, dass der VV eine kurze Anstiegszeit besitzen sowie möglichst wenig Rauschen zum Signal hinzufügen sollte, welches ohnehin ein geringes SNR besitzt [Bossini und Minafra, 2020].

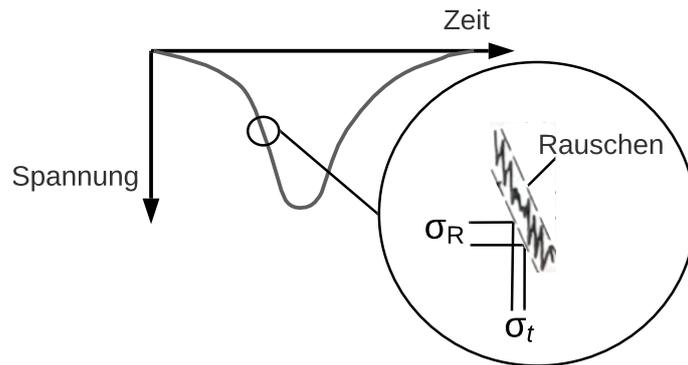


Abbildung 2.6.4: Einfluss des Jitters auf die Zeitauflösung. Abb. nach Leo [1994, S. 326].

Außerdem beeinflusst die Wahl des Datenerfassungs-Systems (engl. **data acquisition system**, DAQ) die Anforderungen an den VV. Mit einem digitalen Speicheroszilloskop können grundsätzlich alle Signalformen detektiert und ausgewertet werden solange es eine Abtastrate von mindestens 1 ns^{-1} und eine entsprechende Bandbreite besitzt. Diese Bedingungen resultieren aus der kurzen Anstiegszeit von wenigen Nanosekunden und dem Nyquist-Shannon-Abtasttheorem [Kotelnikow, 1933]. Speicheroszilloskope besitzen aber eine sehr lange Totzeit und sind somit für die Detektion von Protonen innerhalb der klinischen Anwendung nicht geeignet, weil die erforderliche Statistik nicht innerhalb der zur Verfügung stehenden Messzeit erreicht werden kann. Für die zukünftige Anwendung ist also die Verwendung eines schnellen elektronischen Spektrometers oder Digitizers vorzuziehen. Hierzu wird das U100-Spektrometer (siehe Kap. 4.3.2) favorisiert, weil es die Kommunikation zwischen den PGT-Detektoren, welche ebenfalls mit diesem Spektrometer ausgelesen werden, und dem PBM erleichtern würde. Es ist jedoch für die Analyse von CeBr_3 -Signalen optimiert, welche im Allgemeinen länger (50 bis 100 ns) und größer (10 bis 500 mV) als Diamantsignale sind. Damit das U100-Spektrometer die Diamantsignale verarbeiten kann, muss der VV also eine möglichst hohe Signalverstärkung bewirken.

Zuerst wurde der Verstärker C2 desselben Herstellers (im Weiteren cividec VV) mit einer Bandbreite von 2 GHz getestet. Vorbereitende Experimente mit radioaktiven Prüfstrahlern, mit Protonen am OncoRay sowie mit Sekundärstrahlung aus dem Elektronen Linearbeschleuniger für Strahlen hoher Brillanz und niedriger Emittanz (ELBE) haben aber frühzeitig gezeigt, dass das Diamantsignal nach Verlassen des cividec VV noch nicht mit dem U100-Spektrometer ausgewertet werden kann. Dadurch wurde die Entwicklung eines zweiten VV am Helmholtz-Zentrum Dresden - Rossendorf (HZDR) motiviert (im Weiteren HZDR VV), welcher eine höhere Verstärkung als der cividec VV haben sollte bei ansonsten vergleichbaren Eigenschaften.

Der Vergleich beider VV ist Gegenstand des folgenden Kapitels.

3 Entwicklung eines Vorverstärkers für den Diamantdetektor

Die im vorangegangenen Kapitel vorgestellten VV sollen nun charakterisiert und verglichen werden. Dafür wurden Labormessungen mit einem Signalgenerator und radioaktiven Prüfstrahlern durchgeführt.

3.1 Untersuchungen mit Generatorsignalen

Zunächst wurden die VV mit Signalen aus einem Signalgenerator getestet. Dieser wurde so konfiguriert, dass er Signalimpulse mit einer Frequenz von 1 kHz, einer Dauer von 2,5 ns und einer Anstiegs- und Fallzeit von je 2 ns generierte. Diese Signalform entspricht in etwa den zu erwartenden Signalen aus dem Diamantdetektor bei Detektion von Protonen aus dem Zyklotron (siehe Abb. 5.6.1 links unten). Die Amplitude wurde zwischen 2000, 1000, 200, 100, 50 und 20 mV variiert. Das Signal wurde durch einen Splitter geteilt, der die Amplitude halbiert und zu zwei Ausgängen leitet. Ein Ausgang wurde direkt ausgewertet und der andere wurde mit einem 40 dB Dämpfungsglied verbunden, bevor er ausgewertet wurde. Ein schematischer Schaltplan ist in Abb. 3.1.1 dargestellt. Zur Auswertung der Signale wurde ein schnelles, digitales Speicher-Oszilloskop der Firma Teledyne Lecroy¹, Typ HDO4104, mit vier analogen Eingangskanälen verwendet. Es besaß eine vertikale Auflösung von 14 Bit und eine Abtastrate von $2,5 \cdot 10^9$ Abtastpunkten pro Sekunde. Am Oszilloskop wurden das SNR und die Anstiegszeit zwischen 20 und 80 % der Signalamplitude, $t_{20,80}$, sowie die Verstärkung $G = U_{\text{aus}}/U_{\text{ein}}$ ermittelt, wobei U_{ein} der Signalamplitude aus dem oberen Signalpfad geteilt durch 100 und U_{aus} der Signalamplitude aus dem unteren Signalpfad entsprach. Durch Kurzschließen des Eingangs wurde außerdem das äquivalente Eingangsstromrauschen I_{rms} bestimmt. Die Ergebnisse sind Tabelle 3.1.1 zusammengefasst. Die relativen Standardabweichungen aller Messgrößen wuchsen mit sinkender Eingangsspannung auf bis zu 30 % an.

¹Teledyne LeCroy GmbH, Heidelberg, Deutschland, <http://teledynelecroy.com/>

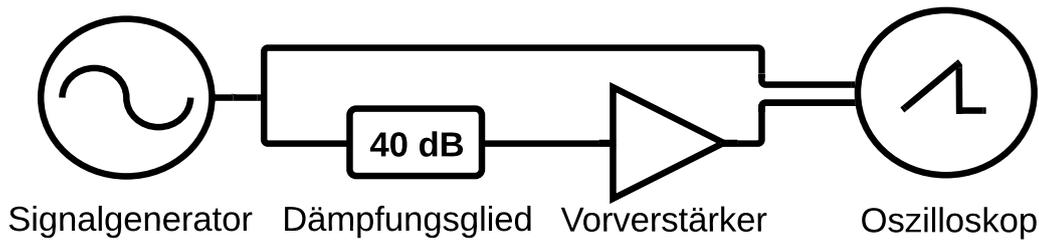


Abbildung 3.1.1: Schematischer Schaltplan zur Charakterisierung der VV mithilfe eines Signalgenerators.

Tabelle 3.1.1: SNR, Anstiegszeiten $t_{20,80}$ und Verstärkungsfaktoren G der zwei VV bei unterschiedlich hohen Eingangsamplituden aus dem Signalgenerator.

U_{ein}/mV		cividec VV	HZDR VV
8,58	SNR	400	220
	$t_{20,80}/\text{ns}$	1,8	3,6
	G	120	160
4,22	SNR	190	170
	$t_{20,80}/\text{ns}$	1,9	2,8
	G	140	250
0,87	SNR	23	35
	$t_{20,80}/\text{ns}$	1,8	2,1
	G	150	390
0,45	SNR	9,7	17
	$t_{20,80}/\text{ns}$	1,8	2,1
	G	150	380
0,24	SNR	5,2	8,4
	$t_{20,80}/\text{ns}$	1,8	1,8
	G	150	320
0,13	SNR	2,7	4,0
	$t_{20,80}/\text{ns}$	1,8	1,8
	G	170	290

3.2 Untersuchungen mit radioaktiven Prüfstrahlern

Anschließend wurden die VV nacheinander mit dem Diamantdetektor aus Kap. 2.6.4 verbunden. Dann wurden die Gammastrahler ^{60}Co und ^{22}Na sowie die Tripel-Alpha-Quelle EC220 bestehend aus ^{241}Am , ^{239}Pu und ^{244}Cm auf den Diamantdetektor gelegt und die Signale aus dem VV am Oszilloskop ausgewertet. Das gemessene SNR und die Anstiegszeit sind für beide VV und alle Radionuklide in Tab. 3.2.1 dargestellt. Die relativen Standardabweichungen aller Messgrößen wurden auf 30 % nach oben abgeschätzt.

Tabelle 3.2.1: SNR und Anstiegszeiten der zwei VV bei Verwendung verschiedener radioaktiver Quellen. *Hier handelt sich wahrscheinlich um einen Ausreißer.

Radionuklid		cividec VV	HZDR VV
^{60}Co	SNR	4,9	7,0
	$t_{20,80}/\text{ns}$	1,3	1,9
^{22}Na	SNR	3,7	5,5
	$t_{20,80}/\text{ns}$	0,8	2,0
$^{241}\text{Am}, ^{239}\text{Pu}, ^{244}\text{Cm}$	SNR	6,7	30*
	$t_{20,80}/\text{ns}$	2,0	2,6

3.3 Ergebnisse

Aus beiden Tabellen geht hervor, dass der HZDR VV mit 44 bis 52 dB eine höhere Verstärkung und auch meist ein größeres SNR als der cividec VV besitzt. Eine Ausnahme stellen die zwei höchsten Signalamplituden am Generator dar, wo beide VV, insbesondere der HZDR VV, schon in Sättigung gingen, was sich an der sinkenden Verstärkung G zeigt. Dieser Spannungsbereich ist jedoch für die Anwendung mit Protonen ohnehin nicht relevant, da bei deren Detektion nur Signalamplituden unterhalb von 0,5 mV beobachtet wurden (unter Berücksichtigung von G , siehe Abb. 5.6.1 links).

Die Anstiegszeiten sind im HZDR VV mit bis zu 3,6 ns durchweg länger als im cividec VV. Dieser weist Verstärkungen zwischen 42 und 44 dB auf, was in Übereinstimmung mit den Angaben des Herstellers ist (siehe Kap. A.1), sowie sehr kurze Anstiegszeiten $t_{20,80} < 2$ ns. I_{rms} beträgt ohne Berücksichtigung der Verstärkung 0,90 μA beim HZDR VV und 0,34 μA beim cividec VV, was ebenso den Herstellerangaben entspricht.

Im Hinblick auf die im vorangegangenen Kapitel erörterten Anforderungen an den VV kann demnach noch keine eindeutige Entscheidung für einen der zwei VV getroffen werden. Durch die kurzen Anstiegszeiten ist zu erwarten, dass der cividec VV eine geringere Zeitauflösung liefert. Dass die Ausgangssignale mit dem U100-Spektrometer ausgelesen werden können, ist aber mit dem HZDR VV aufgrund dessen höherer Verstärkung wahrscheinlicher. Darum werden beide VV im nächsten Kapitel im Rahmen der Flugzeitmessung getestet.

4 Bestimmung der Zeitauflösung am Elektronenstrahl

Unter der Zeitauflösung eines Strahlungsdetektors ΔT_D versteht man im Allgemeinen die Varianz des Signalanstiegs bei wiederkehrenden, identischen Ereignissen. Dass mit Diamantdetektoren sehr geringe Zeitauflösungen zu erwarten sind, wurde vielfach dokumentiert (siehe Kap. 2.6.4). Es wurde nun getestet, welche Zeitauflösungen mit dem vorliegenden Detektor experimentell erreicht werden können. Außerdem wurde untersucht, ob die Zeitauflösung vom verwendeten VV oder vom verwendeten DAQ abhängt. Es wurden zwei in Knoll [2011, S.666 ff] vorgeschlagene Herangehensweisen verfolgt: Zuerst eine Flugzeitmessung und im nachfolgenden Kapitel eine Koinzidenzmessung.

4.1 Bestimmung der Zeitauflösung eines Detektors mit einer Flugzeitmessung

Wenn eine präzise Zeitreferenz zur Verfügung steht, zu der die detektierten Ereignisse in einer festen Phasenbeziehung stehen, also ein fixer Startzeitpunkt t_{Start} , können die Signalzeitpunkte des Detektors t in Relation zu dieser Zeitreferenz gesetzt werden. Wenn die Zeitreferenz ein Maß für die Extraktionszeit der Teilchen ist, nennt man die Zeitdifferenz bis zum Detektionszeitpunkt Flugzeit. Ein Flugzeitspektrum ist die Verteilung aller gemessenen Zeitdifferenzen und ist schematisch in Abb. 4.1.1 links dargestellt. Wenn alle Teilchen eine identische Flugzeit besitzen, ist die FWHM dieses Spektrums ein Maß für die zeitliche Auflösung des Detektors ΔT_D .

4.2 Experimenteller Aufbau

Das Flugzeitexperiment fand in der Strahlenphysik-Halle des ELBE statt. Der ELBE ist ein supraleitender Linearbeschleuniger am HZDR. Elektronen erreichen darin Energien von

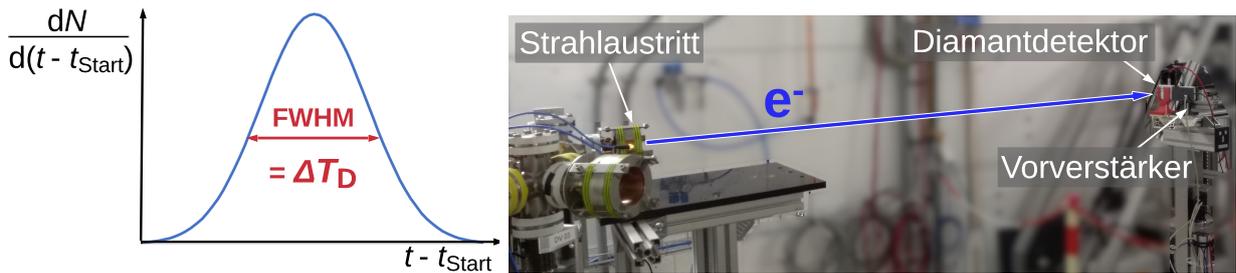


Abbildung 4.1.1: Links: Schematisches Flugzeithistogramm nach Knoll [2011, S.666 ff]. Rechts: Foto des experimentellen Aufbaus des Flugzeitexperiments in der Strahlenphysik-Halle an ELBE.

bis zu 40 MeV, können mit einer Frequenz von $26 \text{ MHz}/2^n$, $n = 0, 1, 2, \dots$, gepulst werden [Beyer et al., 2013] und werden für die Erzeugung verschiedener Sekundärstrahlungen verwendet [Altstadt et al., 2007]. Der BTS beträgt wenige Pikosekunden und die Pulse werden in stabiler Korrelation zur Beschleunigungsfrequenz emittiert, weshalb diese Strahlungsquelle gut für Flugzeitexperimente geeignet ist. Der Startzeitpunkt t_{Start} entspricht dann einem festen Zeitpunkt t_{RF} innerhalb einer Beschleunigerperiode. Die Elektronenenergie betrug im vorliegenden Experiment 35 MeV und die Elektronen erreichten den Detektor als Mikropulse mit einer Frequenz von 2 kHz. Die Pulsladung wurde durch das Einstellen der Absaugspannung an der Glühkathode auf 8,5 V gedrosselt. Der Diamantdetektor wurde direkt in den Strahlengang positioniert (siehe Abb. 4.1.1 rechts). Mit beiden VV aus Kap. 3 wurden nacheinander Flugzeitspektren aufgenommen und bezüglich der Zeitauflösung analysiert.

4.3 Datenerfassung

Zur Datenerfassung wurden drei Systeme verwendet, die im Folgenden beschrieben sind.

4.3.1 Oszilloskop

Zunächst wurden zwei der vier analogen Eingänge des Oszilloskops HDO4104 (siehe Kap. 3.1) verwendet. Der Kanal, auf den getriggert wurde, wurde mit dem Ausgangssignal des Diamantdetektors verbunden, und an den anderen Kanal wurde die Beschleunigerfrequenz als logisches Signal angelegt. Für jeden Trigger wurden die Signalformen aus beiden Kanälen einzeln im Binärformat abgespeichert, im Anschluss in ROOT TTrees [Brun und Rademakers, 1997] transformiert und danach mit einem ROOT Skript analysiert. Zur Plausibilitätskontrolle wurden alle aufgenommenen Signale eines Detektors in Abhängigkeit

der Echtzeit t_{real} aufgetragen (Persistence-Darstellung, siehe Abb. 4.4.1). Die Basislinie vor jedem Ereignis wurde durch Mittlung über die ersten 40 Messpunkte berechnet. Dieser Zeitraum entspricht 16 ns. Das Integral jeder Kurve wurde berechnet und um die Basislinie korrigiert. Es ist proportional zur Ladung im Detektor, welche das Teilchen durch Ionisation erzeugt hat, und wird darum Q genannt und unkalibriert in arbiträren Einheiten (A.U.) angegeben.

Der Signalzeitpunkt t wurde ermittelt, indem jener Zeitpunkt linear zwischen zwei gemessenen Spannungswerten interpoliert wurde, zu dem die Spannung des Detektorkanals 50 % des Extremwerts annahm. Er wurde in Relation zur Beschleunigerperiode gesetzt, indem auch im RF-Signal der Zeitpunkt t_{RF} interpoliert wurde, zu dem die Spannung 50 % des Extremwerts betrug. Die Differenz ($t - t_{\text{RF}}$) wurde in ein Spektrum eingetragen und ergab eine Verteilung, welche mindestens im oberen Bereich bis zur Hälfte des Maximums gaussförmig und symmetrisch war (siehe Abb. 4.4.3). Darum wurde die FWHM der Verteilung mittels einer symmetrischen, gaussförmigen Anpassungsfunktion aus der Standardabweichung σ gemäß Gln. (2.6.2) bestimmt.

Die Unsicherheit dieser Methode setzt sich aus der statistischen Unsicherheit des Fitparameters σ sowie der systematischen Unsicherheit durch die Auswahl der Fitgrenzen zusammen. Letztere wurde an einem repräsentativen Beispiel durch systematisches Verschieben der Fitgrenzen ermittelt. Sie betrug 6 ps und wurde bei allen Messungen dieses und des folgenden Kapitels angewandt.

4.3.2 Digitales Spektrometer

Das digitale Energie- und Zeitspektrometer U100 wurde bereits in Kap. 2.5.2 eingeführt. Es kann Eingangssignale nicht nur über einen SEV, sondern auch über ein Koaxialkabel erhalten, weshalb es auch als DAQ für den zukünftigen PBM infrage kommt, wie bereits am Ende von Kap. 2.6.4 diskutiert wurde.

Ein Analog-Digital-Umsetzer tastet das Signal mit einer Auflösung von 14 Bit ab. Darauf folgend werden die digitalen Pulse von einem Field Programmable Gate Array und anschließend bei Überschreitung eines Schwellenwertes von einer Advanced RISC Machine verarbeitet. Die Abtastrate beträgt dabei 212,6 MHz, was dem Zweifachen der Beschleunigerfrequenz des Zyklotrons C230 am OncoRay entspricht (siehe Kap. 5.1), wobei die Synchronisation mithilfe einer Phasen-Regelschleife über ein Koaxialkabel mit dem Taktgenerator U102 erfolgt. Das Zeitintervall zwischen zwei Abtastpunkten wird in 1024 Abschnitte geteilt. Jedes Event erhält einen ganzzahligen Zeitstempel als 54-Bit Integer, welcher der Anzahl von vergangenen U102-Perioden multipliziert mit 1024 entspricht. Außerdem wird

ein 10-Bit Feinzeit-Stempel addiert, welcher durch Interpolation zwischen zwei Grundzyklen gewonnen wird. Jedem Ereignis wird zusätzlich ein relativer Ladungswert als 16-Bit Gleitkommazahl zwischen 0 und 1 A.U. zugeordnet, welcher das Integral des Signals quantifiziert. Die Gesamtgröße eines Ereignisses addiert sich zu 160 Bit. Die Totzeit τ des U100-Spektrometers beträgt $1\ \mu\text{s}$ pro Ereignis. Die Ladungs- und Zeitinformatoren werden ereignisweise per Ethernet-Datenstrom als Listmode-Daten in Binärform gespeichert und können gleichzeitig am PC überwacht werden [Kohlhase, 2017]. Die Offline-Analyse erfolgt ebenso mit mehreren ROOT-Programmen und liefert Zeit- und Energiespektren. Analog zum Oszilloskop kann die Zeitauflösung ΔT_D und deren Unsicherheit aus der Feinzeitverteilung mithilfe einer gaussförmigen Anpassungsfunktion und Gln. (2.6.2) bestimmt werden.

4.3.3 Multi-Branch-System

Zu Vergleichszwecken wurde das Signal auch noch vollständig analog mithilfe von Versa Module Eurocard Modulen analysiert und mit dem **Multi-Branch-System** (MBS) der Gesellschaft für Schwerionenforschung Darmstadt aufgezeichnet. Dazu wurde das Primärsignal des Diamantdetektors mit einem am Forschungszentrum Rossendorf entwickelten 5-fold **Constant Fraction Discriminator** (CFD) diskriminiert. Anschließend wurde es mit einem Time-to-Digital-Converter und einem Charge-to-Digital-Converter verarbeitet. Das MBS speicherte die Listmode-Daten im Goosy-Format ab. Eine Go4-basierte Analyse-Software diente anschließend zur Auswertung der digitalisierten Messwerte [Adamczewski et al., 2003].

Da das Experiment einen begrenzten Zeitraum hatte und fraglich war, ob das U100-Spektrometer die Primärsignale aus den VV fehlerfrei analysiert hätte, wurde das Ausgangssignal nach der Messung am Oszilloskop sofort in den CFD geleitet und von dort in das U100-Spektrometer. Da der CFD mehrere Ausgänge besitzt, war es möglich, gleichzeitig zur Messung am U100-Spektrometer auch mit dem MBS aufzuzeichnen.

4.4 Ergebnisse

Abb. 4.4.1 zeigt die Persistence-Darstellungen der zwei VV. Die entgegengesetzte Polarität resultiert aus einer Spannungsinvertierung im HZDR VV bei gleicher angelegter Hochspannung von $-500\ \text{V}$. Die Signale zeichnen sich durch eine kurze Anstiegszeit aus. Außerdem wird die Erkenntnis aus Kap. 3.3 bestätigt, dass der hauseigene VV eine deutlich höhere Verstärkung bewirkt.

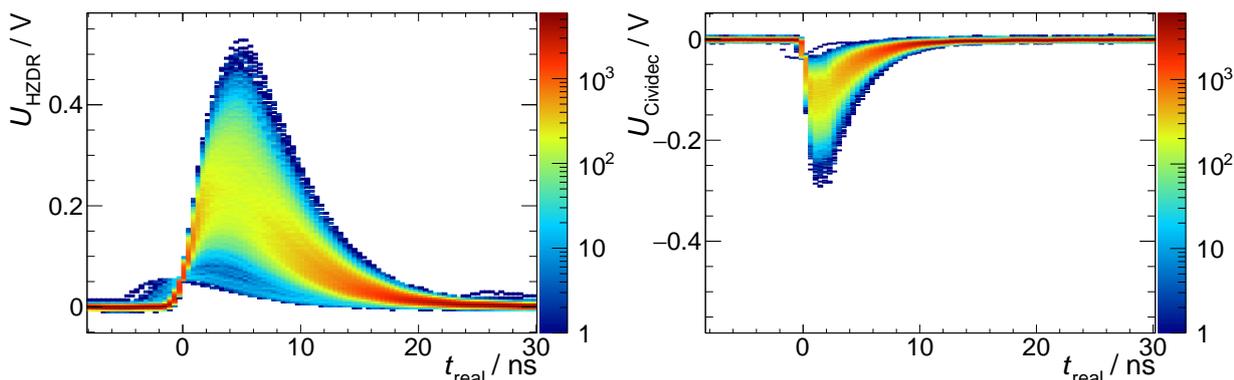


Abbildung 4.4.1: Persistence-Darstellung im Oszilloskop: Elektronenpulse im Diamantdetektor mit HZDR VV (links) und cividec VV (rechts).

Bei der Darstellung der integrierten Signalladung Q über der Relativzeit (siehe Abb. 4.4.2 links) zeigt sich beim HZDR VV, dass die Bestimmung des Signalzeitpunktes eine Ladungsabhängigkeit aufweisen kann. Dieses Phänomen, welches die Projektion auf die Abszisse verbreitert, wird Walk genannt und wurde wie folgt korrigiert: Die Verteilung wurde mit einer quadratischen Anpassungsfunktion der Form $f_{\text{Walk}}(x) = Q(x) = jx^2 + kx + l$ mit $x = (t - t_{\text{RF}})$ angenähert. Die Relativzeit $(t - t_{\text{RF}})$ wurde anschließend erneut bestimmt, wobei ein ladungsabhängiger Offset addiert wurde, welcher der Differenz zwischen der angepassten und der über alle Ereignisse gemittelten Relativzeit entsprach. Die korrigierte Verteilung ist in Abb. 4.4.2 rechts abgebildet.

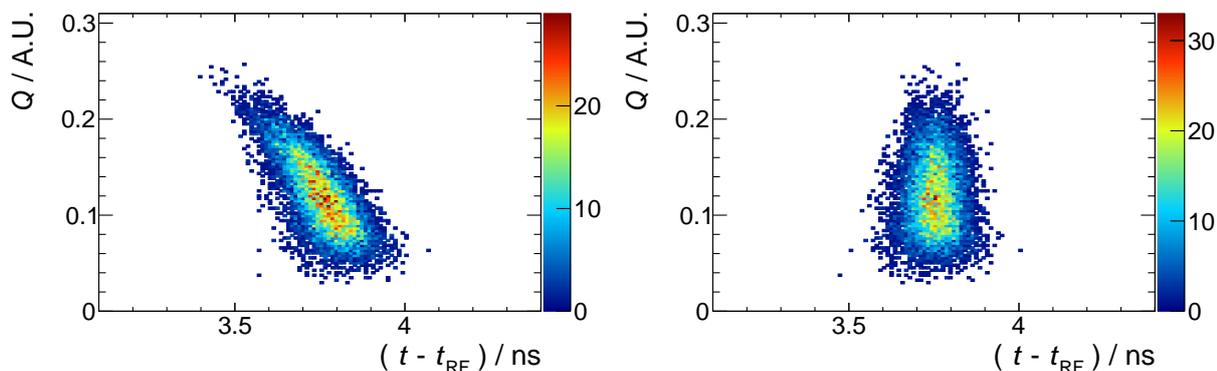


Abbildung 4.4.2: Energie-Relativzeit-Histogramm bei der ELBE Messung für den HZDR-VV vor (links) und nach (rechts) der Walk-Korrektur.

Die eindimensionale Häufigkeitsverteilung von Relativzeiten nach der Walk-Korrektur ist für beide VV in Abb. 4.4.3 links dargestellt. Die absolute laterale Position der Zeitverteilung ist aufgrund von unterschiedlicher Kabellängen arbiträr. Mit beiden VV konnte eine exzellente Zeitauflösung von (82 ± 6) ps (cividec VV) bzw. (123 ± 6) ps (HZDR VV) erreicht werden. Die mit dem U100-Spektrometer gemessene Relativzeit-Verteilung ist für

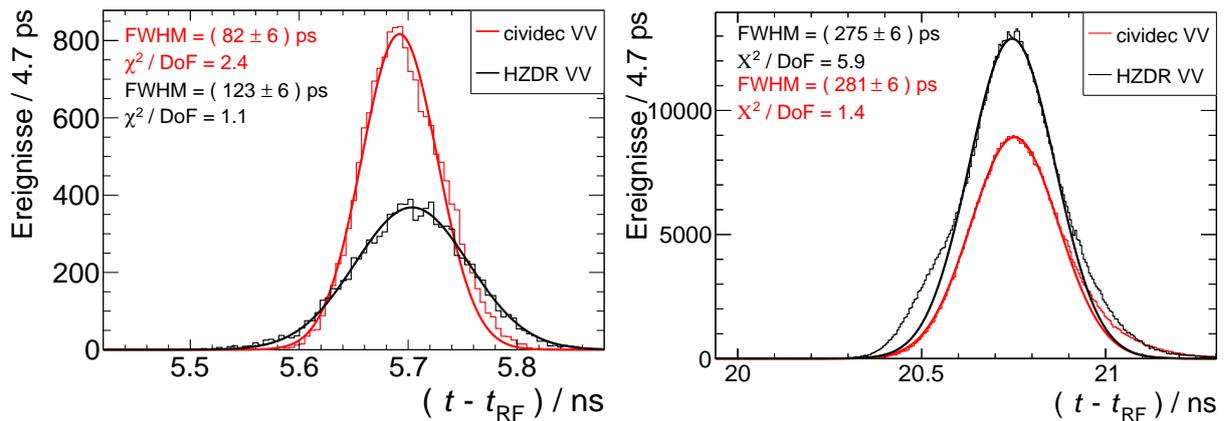


Abbildung 4.4.3: Flugzeit-Histogramme der zwei VV, aufgenommen mit dem Oszilloskop (links) und dem U100-Spektrometer in Verbindung mit einem CFD (rechts). Die Spektren wurden zugunsten der Vergleichbarkeit übereinandergeschoben. Die dünne Linie beschreibt die Daten, die dickere Linie die gaussförmige Anpassungsfunktion, welche über den Fitbereich hinaus gezeichnet wurde.

beide VV in Abb. 4.4.3 rechts dargestellt und konnte mit dem MBS bestätigt werden. Die Zeitauflösung ist nun für beide VV gleich groß und mit rund 280 ps etwas größer als am Oszilloskop. Das kann am CFD liegen, dessen Verzögerung für die aufgezeichneten Signalformen möglicherweise nicht optimal gewählt wurde, oder am U100-Spektrometer, dessen digitale Filter für CeBr_3 -Signale optimiert wurden. Da das MBS hier mit den Daten des U100-Spektrometers übereinstimmende Ergebnisse aufzeigte, liegt die Vermutung nahe, dass ersterer Effekt den größeren Einfluss hatte. Dennoch sprechen Zeitauflösungen unterhalb von 300 ps für die Eignung des Diamantdetektors als PBM. Im nächsten Kapitel soll untersucht werden, ob diese Zeitauflösung auch unter Protonenbestrahlung erreicht werden kann und welcher VV unter diesen Bedingungen vorzuziehen ist.

4.5 Zusammenfassung

Das Flugzeitexperiment mit 35 MeV-Elektronen-Mikropulsen aus ELBE ergab:

1. Die beste Zeitauflösung wurde mit dem cividec VV am Oszilloskop gemessen. Sie betrug (82 ± 6) ps.
2. Die Zeitauflösungen beider VV mit CFD und digitalem Spektrometer stimmten mit (281 ± 6) ps (cividec VV) bzw. (275 ± 6) ps (HZDR VV) im Rahmen der Unsicherheit überein.

5 Bestimmung der Zeitauflösung am klinischen Protonenstrahl

Das vorangegangende Kapitel hat eine exzellente Zeitauflösung des Diamantdetektors unter Elektronenbestrahlung demonstriert. Um nun auch die Zeitauflösung unter Protonenbestrahlung zu testen, wurde ein Koinzidenzexperiment durchgeführt, was der zweiten in Knoll [2011, S. 666ff] vorgeschlagenen Herangehensweise entspricht. Dies wurde in der Experimentalraum am OncoRay durchgeführt. Auch hier stand die Frage im Vordergrund, mit welchem VV eine geringere Zeitauflösung erreicht werden kann und ob das Diamantsignal mit dem U100-Spektrometer auswertbar ist.

5.1 Experimentalraum am OncoRay

Am OncoRay werden Protonen im Isochronzyklotron IBA¹ Proteus[®] PLUS Cyclone 230 (C230), welches das in der PT weltweit am häufigsten verwendete Zyklotron ist, auf eine Energie von 230 MeV beschleunigt [PTCOG, 2021]. Ein schematischer Plan der Anlage ist in Abb. 5.1.1 dargestellt. Der Betrieb erfolgt nicht im Dauerstrichmodus, sondern quasi-kontinuierlich in Form von Mikropulsen zu je etwa 100 Protonen. Bei einer Beschleunigerfrequenz von 106,3 MHz sind diese Pulse 9,4 ns voneinander getrennt.

Nach Verlassen des Zyklotrons treffen die Protonen auf den Degradier. Er besteht aus Aluminium-, Graphit- und Berylliumplatten und reduziert die Protonenenergie auf minimal 68,55 MeV. Die maximale wasseräquivalente Reichweite beträgt 32,5 g/cm² [Schumann, 2021]. Durch ein Energieauswahlssystem (engl. energy selection system, ESS), bestehend aus strahlfokussierenden Dipolen, Quadrupolen und einem Schlitzkollimator, wird die Impulsbreite auf $\partial p/p \leq 0.5\%$ begrenzt [Hueso-González et al., 2015].

Hinter dem ESS kann der Strahl entweder über die Gantry in den Behandlungsraum geführt werden oder in den Experimentalraum. Dort befindet sich eine ortsfeste Strahlführung mit statischem Nadelstrahl. Der Protonenstrahl hat im Isozentrum ca. 2 m hinter dem

¹Ion Beam Applications, Louvain-la-Neuve, Belgien, <https://www.iba-worldwide.com>

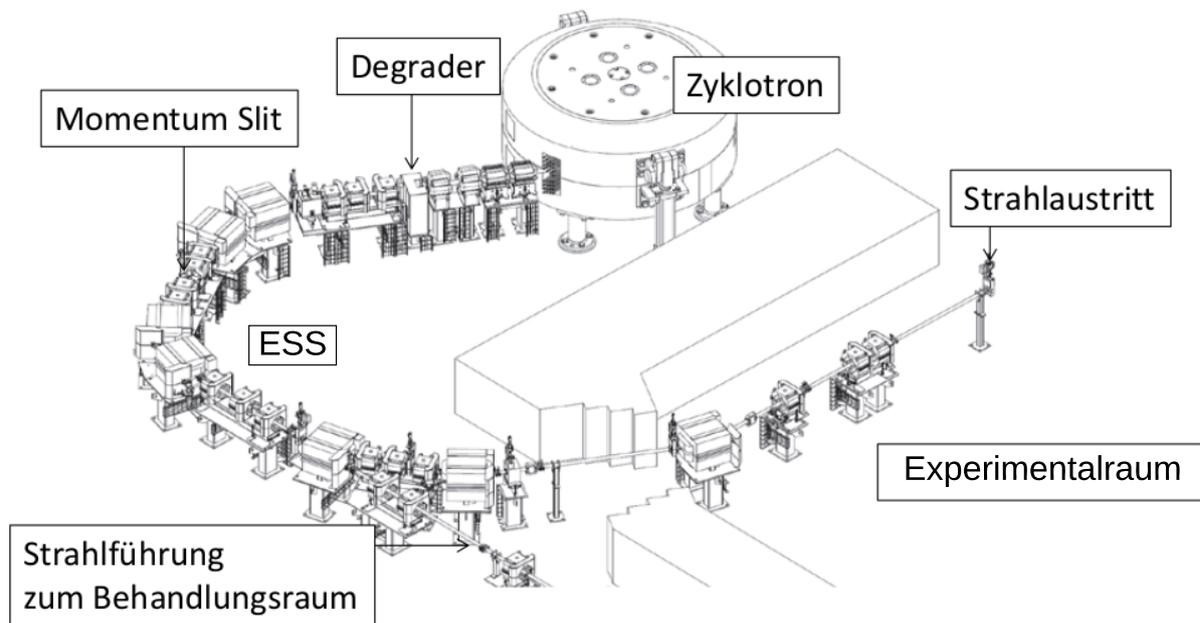


Abbildung 5.1.1: Schema der Protonenanlage am OncoRay nach Petzoldt et al. [2016] und Müller [2017].

Austrittsfenster einen mit sinkender Energie steigenden Durchmesser von ca. 1,5 bis 2 cm FWHM bei 225 MeV und ca. 3 bis 3,5 cm FWHM bei 70 MeV [Schmidt, 2019]. Der BTS beträgt 1,8 ns FWHM bei einer Energie von 69 MeV und sinkt auf 230 ps FWHM bei einer Energie von 225 MeV [Petzoldt et al., 2016]. Letzterer wird intrinsischer BTS genannt und wird durch den Beschleunigungsprozess selbst sowie durch eine Aufstreuung an den Austrittsfolien des Vakuumsystems und an der dünnsten Degradierstufe aus Aluminium verursacht [Petzoldt et al., 2016]. Mindestens diese Degradierplatte befindet sich immer im Strahl und reduziert die Protonenenergie von 232 auf bis zu 225 MeV.

Aufgrund der langen Pulsbreite und der in Kap. 2.5 beobachteten Oszillation können am OncoRay Flugzeitexperimente, so wie sie in Kap. 4.1 beschrieben wurden, nur mit einer geringen Auflösung durchgeführt werden. Die Bestimmung von Detektorzeitauflösungen ist dennoch mithilfe eines Koinzidenzexperimentes möglich.

5.2 Experimenteller Aufbau

Durch einen geeigneten Experimentaufbau kann die Detektion eines einzigen Ereignisses, welches die Emission mindestens zweier koinzidenter Teilchen induziert, in mindestens zwei Detektoren ermöglicht werden. Der Aufbau ist in Abb. 5.2.1 schematisch (oben) und fotografisch (unten) dargestellt. Die ebenfalls sichtbare szintillierende Faser wurde

in Permatasari [2022] untersucht und dient Kontrollzwecken.

Nachdem die Protonen das Austrittsfenster passieren, treffen sie nach $(68,4 \pm 0,3)$ cm auf eine 1 mm dicke Folie aus Polyethylen (PE), in der die Protonen an den vorhandenen Wasserstoff- und Kohlenstoffkernen streuen können. Es werden im Folgenden nur einfache Streuprozesse mit Wasserstoffkernen betrachtet.

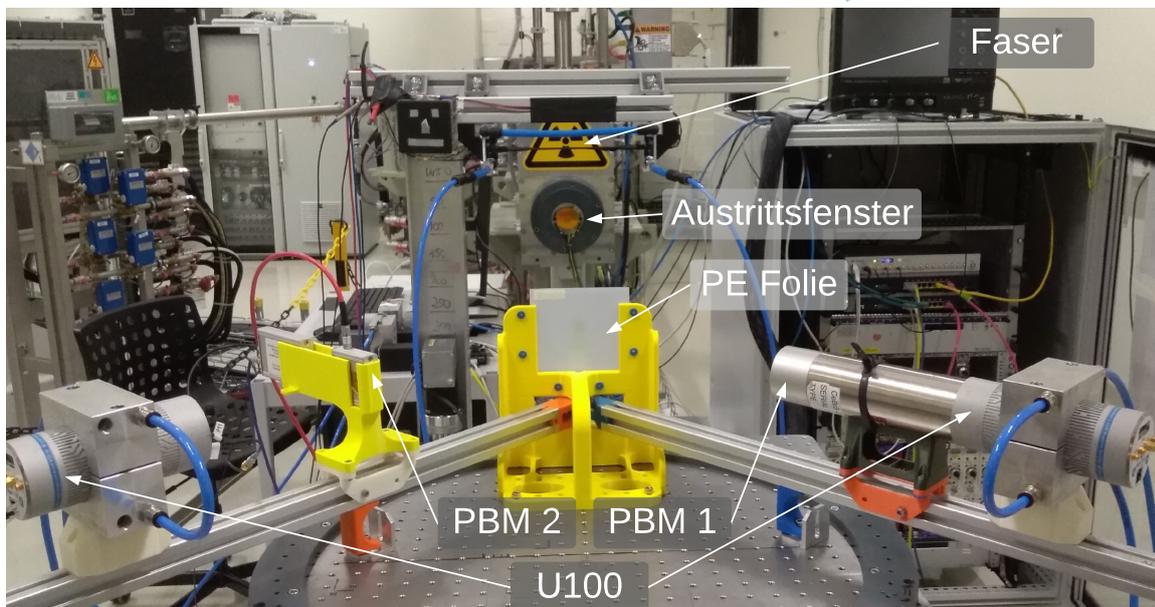
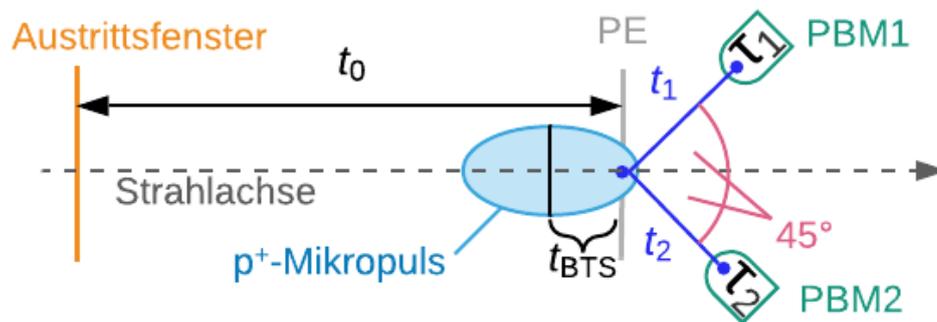


Abbildung 5.2.1: Oben: Skizze des Koinzidenzexperimentes. Protonen streuen an einer PE-Folie und werden in zwei Detektoren koinzident detektiert. Unten: Foto des experimentellen Aufbaus im Experimentalraum des OncoRay.

Man kann den Prozess dann als nichtzentralen elastischen Stoß behandeln. Das Projektil aus dem Beschleuniger habe die initiale Geschwindigkeit $v_{1,i}$ und die initiale Energie $E_{1,i}$ und verlasse die Folie nach dem Stoß mit der Geschwindigkeit $v_{1,f}$ unter einem Winkel α_1 zur Strahlrichtung. Durch den hohen Energieübertrag wird das als ruhend betrachtete Proton aus der Polymerkette gelöst und verlässt die Folie entlang eines Winkels α_2 mit der Geschwindigkeit $v_{2,f}$. Es gelten Impuls- und Energieerhaltungssatz. Weil beide Teilchen dieselbe Masse besitzen, ergibt sich für die Geschwindigkeiten nach dem Stoß Gln. (5.2.1):

$$\begin{aligned} v_{1,f} &= v_{1,i} \cdot \sin \alpha_2 \\ v_{2,f} &= v_{1,i} \cdot \cos \alpha_2. \end{aligned} \tag{5.2.1}$$

Im Falle von $\alpha_1 = \alpha_2 = 45^\circ$ sind die Geschwindigkeiten nach dem Stoß gleich groß und beide Protonen besitzen die Hälfte der Projektilenergie $E_{1,i}$. Bei relativistischer Rechnung ergibt sich $\alpha_1 = \alpha_2 = 43,4^\circ$ bei einer Protonenenergie von 225 MeV [Petzoldt, 2016, S. 71]. Das vor dem Stoß ruhende und das gestreute Proton treffen schließlich auf die im Winkel von 45° zur Strahlachse aufgestellten Detektoren PBM1 (strahl- abwärts gesehen links) und PBM2 (strahlabwärts gesehen rechts). Alle Energien beziehen sich im Folgenden auf $E_{1,i}$, auch wenn die Protonen die Detektoren nur mit der Hälfte von $E_{1,i}$ erreichen.

5.3 Bestimmung der Zeitauflösung eines Detektors mit einer Koinzidenzmessung

Im Folgenden wird beschrieben, wie man die Koinzidenz-Zeitauflösung (engl. **c**oincidence **r**esolving **t**ime, CRT), ΔT_{CRT} , und den BTS, ΔT_{BTS} , aus den kinematischen Zusammenhängen herleiten kann. Zunächst ist zu beachten, dass die Protonen die Streufolie nicht isoliert voneinander, sondern im Verband eines Mikropulses von etwa 100 Protonen erreichen.

Der Mittelpunkt eines Protonenpulses brauche eine konstante Zeit t_0 , um von einer Referenzebene, zum Beispiel dem Austrittsfenster, bis zur Streufolie zu gelangen. Jenes Proton, welches nun tatsächlich ein Streueignis in der Folie erzeugt, befinde sich eine Zeitspanne t_{BTS} vor oder hinter dem Mittelpunkt des Pulses. Weil Streuung ein stochastisches Ereignis ist, ist t_{BTS} eine Zufallsvariable aus einer Verteilung, deren Mittelwert 0 und deren Varianz $\text{Var}(t_{\text{BTS}})$ sei. Die zwei aus der Streuung resultierenden Protonen benötigen dann eine mittlere Zeit t_1 bzw. t_2 , um von den Detektoren PBM1 und PBM2 registriert zu werden.

Die Differenzen zwischen mittlerem und tatsächlichem Detektionszeitpunkt werden τ_1 bzw. τ_2 genannt und sind ebenfalls Zufallsvariablen aus zwei Verteilungen, deren Mittelwerte 0 und deren Varianzen $\text{Var}(\tau_1)$ und $\text{Var}(\tau_2)$ lauten. In Anlehnung an Petzoldt [2016] werden nun die Varianzen mit physikalischen Größen assoziiert: $\text{Var}(t_{\text{BTS}})$ entspricht dem Quadrat des BTS, ΔT_{BTS} , und die Varianzen von τ_1 und τ_2 sind gleich dem Quadrat der Detektoraufösungen ΔT_{PBM1} und ΔT_{PBM2} . Die Gesamtzeiten, welche die Protonen bis zur

Registrierung im Detektor benötigen, addieren sich zu

$$\begin{aligned} t_{1,\text{gesamt}} &= t_0 + t_{\text{BTS}} + t_1 + \tau_1, \\ t_{2,\text{gesamt}} &= t_0 + t_{\text{BTS}} + t_2 + \tau_2. \end{aligned} \quad (5.3.1)$$

$t_{1,\text{gesamt}}$ und $t_{2,\text{gesamt}}$ entstammen je zwei Verteilungen N_1 und N_2 , für deren Momente gilt:

$$\begin{aligned} \mu_1 &= t_0 + t_1 \text{ und } \sigma_1^2 = \Delta T_{\text{BTS}}^2 + \Delta T_{\text{PBM1}}^2, \\ \mu_2 &= t_0 + t_2 \text{ und } \sigma_2^2 = \Delta T_{\text{BTS}}^2 + \Delta T_{\text{PBM2}}^2. \end{aligned} \quad (5.3.2)$$

Es seien nun z die Differenz und w die Summe der Zeiten:

$$\begin{aligned} z &= t_{1,\text{gesamt}} - t_{2,\text{gesamt}} = t_1 - t_2 + \tau_1 - \tau_2, \\ w &= t_{1,\text{gesamt}} + t_{2,\text{gesamt}} = t_1 + t_2 + \tau_1 + \tau_2 + 2t_0 + 2t_{\text{BTS}}. \end{aligned} \quad (5.3.3)$$

Für deren Verteilungen $N(z)$ und $N(w)$ folgt mit Blobel und Lohrmann [1998, S. 152], dass $N(z)$ den Mittelwert $\mu_1 - \mu_2$ und $N(w)$ den Mittelwert $\mu_1 + \mu_2$ besitzt. Durch Einsetzen von Gln. (5.3.2) folgt:

$$\begin{aligned} \mu_z &= t_1 - t_2, \\ \mu_w &= t_1 + t_2 + 2t_0. \end{aligned} \quad (5.3.4)$$

Außerdem gilt für die Varianz beider Verteilungen:

$$\begin{aligned} \text{Var}(z) &= \text{Var}(\tau_1) + \text{Var}(\tau_2) &= \Delta T_{\text{PBM1}}^2 + \Delta T_{\text{PBM2}}^2 \\ \text{Var}(w) &= \text{Var}(\tau_1) + \text{Var}(\tau_2) + 2\text{Var}(t_{\text{BTS}}) &= \Delta T_{\text{PBM1}}^2 + \Delta T_{\text{PBM2}}^2 + 2\Delta T_{\text{BTS}}^2. \end{aligned} \quad (5.3.5)$$

Als Maß für die zeitliche Reproduzierbarkeit koinzidenter Ereignisse wird ΔT_{CRT} wie folgt definiert:

$$\Delta T_{\text{CRT}}^2 = \Delta T_{\text{PBM1}}^2 + \Delta T_{\text{PBM2}}^2. \quad (5.3.6)$$

Sie entspricht, wie soeben hergeleitet, der Halbwertsbreite eines Spektrums, welches die Zeitdifferenzen z zwischen den beiden Detektoren enthält (siehe Abb. 5.3.1). Die Zeitauflösung eines einzelnen Detektors i kann mithilfe der CRT und der bekannten Zeitauflösung des anderen beteiligten Detektors j durch Gln. (5.3.7) berechnet werden:

$$\Delta T_{\text{PBM},i} = \sqrt{\Delta T_{\text{CRT}}^2 - \Delta T_{\text{PBM},j}^2} \text{ mit } i \neq j. \quad (5.3.7)$$

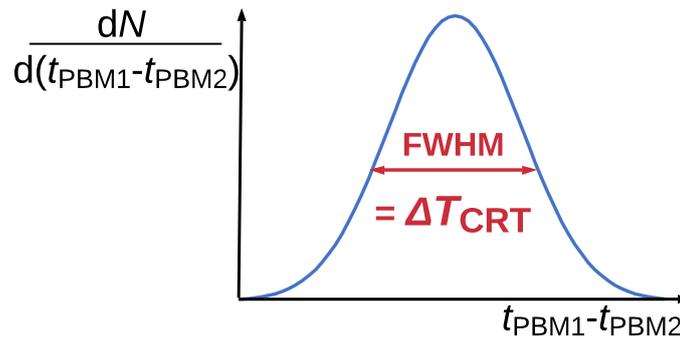


Abbildung 5.3.1: Schematisches Zeitdifferenz-Histogramm nach Knoll [2011, S.666 ff].

Der BTS kann unter Kenntnis der CRT aus der Halbwertsbreite eines Spektrums, welches die Zeitsummen w enthält, abgeleitet werden, wenn man Gln. (5.3.5) wie folgt umstellt:

$$\Delta T_{\text{BTS}} = \sqrt{\frac{\text{Var}(w) - \Delta T_{\text{CRT}}^2}{2}}. \quad (5.3.8)$$

5.4 Ablauf der Messung

Als PBM kamen der in Kap. 2.6.4 beschriebene Diamantdetektor sowie drei PGT Detektionseinheiten aus Kap. 2.5.2 mit den Seriennummern SFU179, SFU180 und BN848 zum Einsatz. Die PBM-Einstellungen sind in Tab. 5.4.1 aufgelistet.

Tabelle 5.4.1: Im Koinzidenzexperiment verwendete Detektoren, deren Abstände zur Streufolie und deren angelegte Spannungen.

PBM	Material	Hochspannung/V	Abstand zur Streufolie/cm
SFU179	CeBr ₃	+500	30,00 ± 0,10
SFU180	CeBr ₃	+630	30,00 ± 0,10
BN848	CeBr ₃	+520	30,00 ± 0,10
B2-HV + cividec VV	Diamant	-500	20,00 ± 0,10
B2-HV + HZDR VV	Diamant	+500	20,00 ± 0,10

Für das Koinzidenzexperiment wurden je zwei von ihnen entsprechend Tab. 5.4.2 ausgewählt und bei verschiedenen Protonenenergien E und Strahl-Stromstärken I bestrahlt. Die Varianten, in denen der Diamantdetektor beteiligt war, wurden A genannt, die anderen B. Bei Variante A1 wurde das Diamantsignal mit dem cividec VV verstärkt, bei Variante A2 mit dem HZDR VV. Die Varianten B1 bis B3 benennen je eine Kombination von zwei der drei CeBr₃-Detektoren. Ziel war es, mit den Varianten B die energieabhängige Zeitauflösung des Detektors SFU179 zu bestimmen, welche für die Berechnung der Zeitauflösung

des Diamantdetektors bei den Varianten A benötigt wird. Gln. (5.3.7) wird nun mit konkreten Indizes geschrieben, wobei für die Detektoren i und j der Diamantdetektor und der Detektor SFU179 eingesetzt werden. Außerdem wird eine Unterscheidung der Varianten durch den Index kenntlich:

$$\Delta T_{\text{Diamant, A1/A2}}(E) = \sqrt{\Delta T_{\text{CRT, A1/A2}}^2(E) - \Delta T_{\text{SFU179}}^2(E)}. \quad (5.4.1)$$

Tabelle 5.4.2: In fünf Varianten des Experiments wurden verschiedene Detektoren (PBM1 und PBM2) und DAQ verwendet, um Koinzidenzereignisse zu detektieren. Die Protonenenergie E und die Strahlstromstärke I wurden variiert. In den Varianten A ist der Diamantdetektor beteiligt, in den Varianten B nicht.

Variante	PBM1	PBM2	E/MeV	I/nA	DAQ
A1	SFU179	B2-HV + cividec VV	70	0,40	Oszilloskop, U100
			90	1,39	
			130	1,46	
			160	1,76	
			190	1,97	
A2	SFU179	B2-HV + HZDR VV	224	1,97	Oszilloskop
			70	0,50	
			90	0,40	
			130	1,39	
			160	1,45	
B1	SFU179	SFU180	190	1,76	U100
			224	1,98	
			70	0,39	
			90	1,35	
			130	1,43	
B2	SFU179	BN848	160	1,63	U100
			190	1,76	
			224	1,95	
			70	0,39	
			90	1,35	
B3	BN848	SFU180	130	1,43	U100
			160	1,62	
			190	1,76	
			224	1,97	
			70	0,39	
			90	1,36	
			130	1,42	
			160	1,62	
			190	1,76	
			224	1,97	

Für die Berechnung von ΔT_{SFU179} wird das Gleichungssystem (5.4.2) aufgestellt (auch hier benennt der zweite Index die Variante gemäß Tab. 5.4.2):

$$\begin{aligned}\Delta T_{\text{CRT},\text{B1}}^2 &= \Delta T_{\text{SFU179}}^2 + \Delta T_{\text{SFU180}}^2, \\ \Delta T_{\text{CRT},\text{B2}}^2 &= \Delta T_{\text{SFU179}}^2 + \Delta T_{\text{BN848}}^2, \\ \Delta T_{\text{CRT},\text{B3}}^2 &= \Delta T_{\text{BN848}}^2 + \Delta T_{\text{SFU180}}^2.\end{aligned}\tag{5.4.2}$$

Durch Lösen erhält man

$$\begin{aligned}\Delta T_{\text{SFU179}} &= \sqrt{\Delta T_{\text{CRT},\text{B1}}^2 + \Delta T_{\text{CRT},\text{B2}}^2 - \Delta T_{\text{CRT},\text{B3}}^2}, \\ \Delta T_{\text{SFU180}} &= \sqrt{\Delta T_{\text{CRT},\text{B1}}^2 + \Delta T_{\text{CRT},\text{B3}}^2 - \Delta T_{\text{CRT},\text{B2}}^2}, \\ \Delta T_{\text{BN848}} &= \sqrt{\Delta T_{\text{CRT},\text{B2}}^2 + \Delta T_{\text{CRT},\text{B3}}^2 - \Delta T_{\text{CRT},\text{B1}}^2}.\end{aligned}\tag{5.4.3}$$

5.5 Datenerfassung

5.5.1 Oszilloskop

Auch in diesem Experiment wurde das in Kap. 3 und 4 verwendete Speicheroszilloskop zur Datenerfassung verwendet, wobei eine andere Triggerbedingung gewählt wurde. Ein Signal wurde nur dann getriggert und in allen Kanälen aufgezeichnet, wenn die Kanäle beider Detektoren ihre Triggerschwelle in einem gewissen zeitlichen Fenster, dem sogenannten Koinzidenz-Zeitfenster, erreichen. Es betrug konstant 60 ns.

Die Speicherung und Verarbeitung der Signalformen erfolgte analog zu Kap. 4.3.1. Da nun im zweiten Kanal nicht das Beschleunigersignal, sondern ein weiteres Detektorsignal anlag, entsprach die Differenz der Signalzeitpunkte nicht $(t - t_{\text{RF}})$, sondern $(t_{\text{PBM1}} - t_{\text{PBM2}})$.

Deren Verteilung wurde durch zusätzliche Bedingungen an die detektierte Ladung selektiert. Dazu wurden alle Ereignisse ausgeschlossen, die im Spektrum außerhalb des Protonenpeaks liegen, welcher gut in den Ladungsspektren in Abb. 5.6.1 rechts zu erkennen ist. Auf diese Weise konnten zeitlich unkorrelierte, durch Sekundärteilchen mit anderer Energiedeposition ausgelöste Signale unterdrückt werden.

Die CRT und deren Unsicherheit wurden einmal vor und einmal nach der Ladungsselektion aus den Zeitdifferenz-Histogrammen analog zu Kap. 4.3.1 mithilfe eines Gaussfits und Gln. (2.6.2) ermittelt. Um mehrere Messungen besser vergleichen zu können, wurde außerdem eine mittlere, repräsentative Signalform aus dem Median des Signals sowie der ersten und dritten Quartile als Maß für die Streuung berechnet.

5.5.2 Digitales Spektrometer

Anders als bei der Datenaufnahme im Koinzidenzmodus mit dem Oszilloskop wurden zunächst sämtliche detektierten Ereignisse in jedem Detektor einzeln und unabhängig voneinander im Binärformat abgespeichert und wie in Kap. 4.3.2 analysiert. Bei der Auswertung der Feinzeit jedes einzelnen Detektors wurde außerdem noch eine Feinzeit-Korrektur angewandt, die im Anhang (Kap. A.3) erklärt ist. Anschließend wurde nach Koinzidenzen zwischen zwei Detektoren gesucht. Dabei wurde das Koinzidenz-Zeitfenster auf 20 ns eingestellt. Für alle koinzidenten Ereignisse wurden gefilterte Energie- und Zeitspektren für jeden Detektor einzeln erstellt sowie korrelierte Histogramme, welche die Zeit- oder Energiedifferenzen zweier Detektoren für alle Ereignisse enthalten. Eine Ladungsselektion wurde analog zum Oszilloskop durchgeführt und wurde im Rahmen dieser Arbeit in das bestehende ROOT Programm zur Offline-Analyse implementiert. Auch die Berechnung der CRT erfolgte analog zur Auswertung mit dem Oszilloskop.

5.6 Ergebnisse

5.6.1 Oszilloskop

Die mittleren Signalformen sind stellvertretend für einen der drei CeBr_3 -Detektoren sowie für den Diamantdetektor in Kombination mit beiden VV in Abb. 5.6.1 links dargestellt. Zu beobachten ist, dass die Signalamplitude mit steigender Protonenenergie im CeBr_3 -Detektor ansteigt während sie im Diamantdetektor sinkt. Dies ist mit dem Detektormaterial und dessen Abmessungen zu begründen: Die effektive Ordnungszahl von CeBr_3 beträgt $Z_{\text{eff}} = 45,9$ und die Dichte beträgt $5,1 \text{ g/cm}^3$. Die Reichweite der Protonen liegt also zwischen 0,6 cm bei 45 MeV und 3,2 cm bei 112 MeV in CSDA² [Berger et al., 2020]. In einem zylindrischen Kristall von rund 5 cm Durchmesser und Dicke wird also ein großer Anteil der Protonen unter Abgabe ihrer Gesamtenergie vollständig abgebremst.

Dabei ist die Lichtmenge im Szintillationskristall und somit auch die kumulierte Ladung an der letzten Dynode des SEV proportional zur deponierten Energie. Außerdem steigt mit steigender Protonenenergie der Anteil von Teilenergie-Ereignissen im CeBr_3 -Detektor, also solchen, bei denen das Proton nicht vollständig abgestoppt wird, sondern den Kristall schräg durchfliegt und wieder verlässt, wodurch weniger Energie deponiert wird. Das äußert sich im unterschiedlichen Verlauf des unteren und oberen Quartils bei 224 MeV.

²engl. continuous slowing down approximation

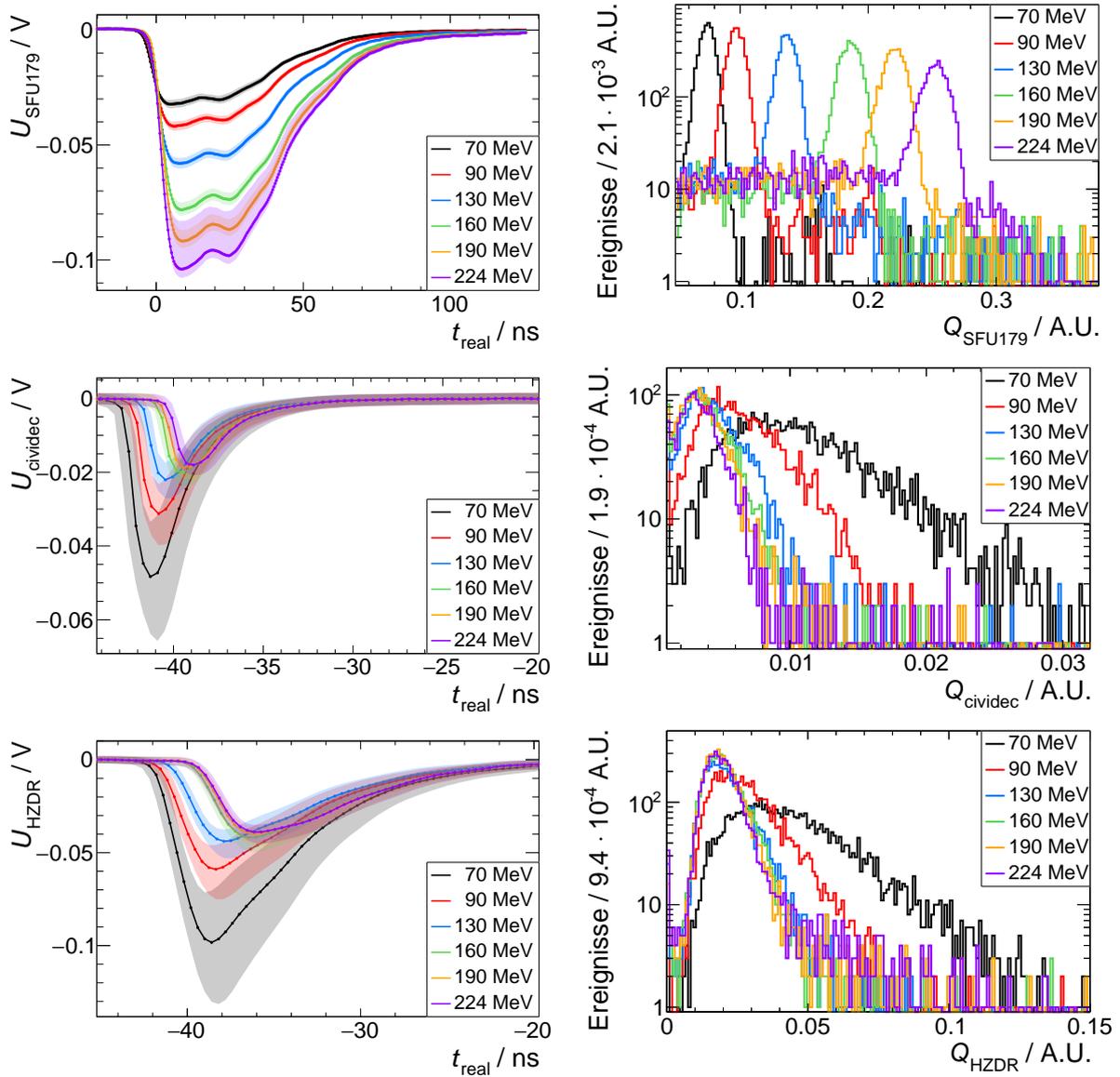


Abbildung 5.6.1: Mittlere Signalformen (links) und Energiespektren (rechts) für den CeBr_3 -Detektor SFU179 (oben), für den Diamantdetektor mit cividec-VV (Mitte) und für den Diamantdetektor mit HZDR-VV (unten) bei verschiedenen Protonenenergien, gemessen mit dem Oszilloskop. Der schattierte Bereich an den Signalformen markiert das untere und obere Quartil.

Bei einer Ordnungszahl von $Z = 6$, einer Dichte von $3,51 \text{ g/cm}^3$ und einer Dicke von $0,5 \text{ mm}$ beträgt der Energieverlust für Protonen im Diamant dagegen nur $2,1 \text{ MeV}$ bei 45 MeV und sinkt auf $1,1 \text{ MeV}$ bei 112 MeV Protonenenergie [Berger et al., 2020]. Kein Proton wird also vollständig abgestoppt und die Signalhöhe sinkt mit der Protonenenergie.

Dieses Verhalten zeigt sich auch in den Ladungsspektren in Abb. 5.6.1 rechts, auf deren Basis anschließend die in Kap. 4.3.1 Energieselektion durchgeführt wurde. Die breite Verteilung von Signalamplituden im Diamantdetektor liegt an den Korngrenzen im pCVD Diamanten, die zu einer ungleichmäßigen Signalantwort führen [Bachmair, 2016].

Die gaussförmigen Zeitdifferenz-Spektren sind für alle Protonenenergien im Anhang in Abb. A.4.1 (cividec VV) und Abb. A.4.2 (HZDR VV) dargestellt. Dass die Energieselektion mit steigender Energie an Einfluss gewinnt, liegt maßgeblich an den CeBr_3 -Spektren, deren Untergrund mit steigender Energie wächst. Die Breite der Zeitdifferenz-Spektren, welche der CRT entspricht, ist in Abb. 5.6.2 über der Energie aufgetragen. Sie sinkt mit steigender Energie, was bedeutet, dass mindestens einer der zwei beteiligten PBM eine mit steigender Energie sinkende Zeitauflösung besitzt.

Des Weiteren kann Abb. 5.6.2 entnommen werden, dass der HZDR VV auch im Protonenbetrieb eine größere Zeitauflösung aufweist als der cividec VV, wobei der Unterschied hier noch größer als in Kap. 4.4 ist. Dies ist ein Argument dafür, bei den weiteren Experimenten nur noch den cividec VV zu verwenden. Ein zweites Kriterium ist, ob das Primärsignal aus dem VV unmittelbar mit dem U100-Spektrometer ausgewertet werden kann oder ob weitere analoge Bauteile zur Diskriminierung und Verstärkung nötig sind, welche die Zeitauflösung wieder vergrößern können.

Dies wurde getestet, jedoch konnte keiner der zwei VV dieses Kriterium erfüllen, sodass die Entscheidung zugunsten des Geräts von cividec fiel. Danach wurde nach einer Kombination von verschiedenen schnellen Verstärkern und Diskriminatoren gesucht, mit der das Primärsignal so geformt werden kann, dass das Signal zuverlässig und ohne Vergrößerung der Zeitauflösung durch das U100-Spektrometer ausgewertet werden kann. Die Wahl fiel auf den Quad Fast Risetime Amplifier, NIM³ Model 774 von Phillips Scientific⁴ mit einer zehnfachen Verstärkung und den Quad 300 MHz Diskriminator, NIM Model 704, ebenso von Phillips Scientific. Mit diesen Modulen wurde die Variante A1 am U100-Spektrometer später wiederholt.

Um nun $\Delta T_{\text{Diamant}}(E)$ zu ermitteln, musste zunächst $\Delta T_{\text{SFU179}}(E)$ bestimmt werden, wofür die Auswertung der Varianten B1 bis B3 notwendig war.

³Nuclear Instrument Modules

⁴Phillips Scientific, Mahwah, New Jersey, USA

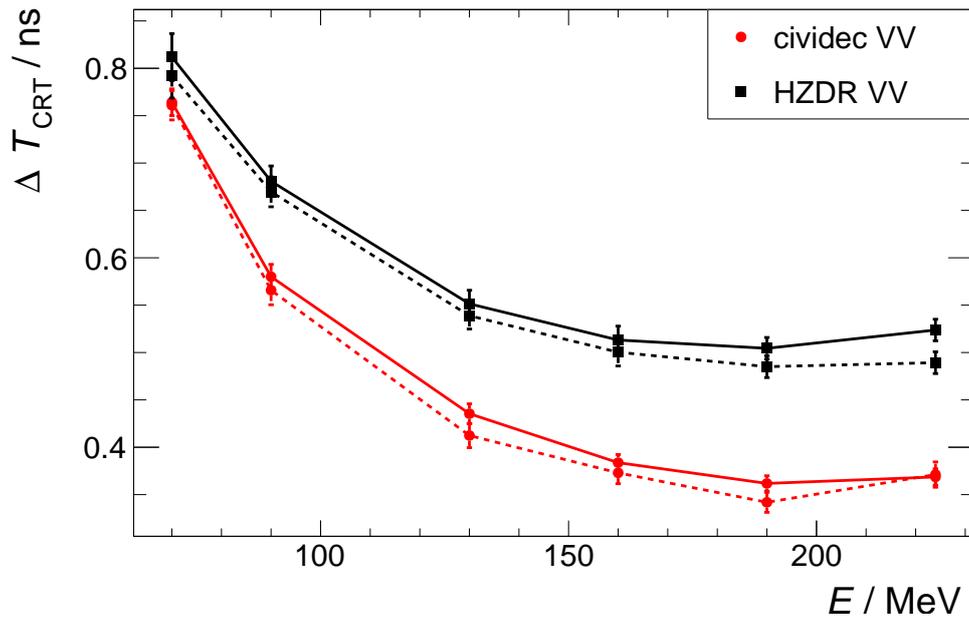


Abbildung 5.6.2: Energieabhängige CRT zwischen dem CeBr_3 -Detektor SFU179 und dem Diamantdetektor für die Varianten A1 (cividec VV) und A2 (HZDR VV), ermittelt mit dem Oszilloskop. Die durchgezogenen Linien gelten vor, die gestrichelten nach der Ladungsselektion.

5.6.2 Digitales Spektrometer

Das Ladungsspektrum des CeBr_3 -Detektors SFU179 ist stellvertretend in Abb. 5.6.3 dargestellt und unterscheidet sich von dem Oszilloskop-Spektrum nur durch eine höhere Statistik und einen zusätzlichen Peak bei höheren Ladungen. Dieser stammt aus zufälligen Koinzidenzen, wenn ein Proton an einem Kohlenstoff- statt einem Wasserstoffatom gestreut wurde und aufgrund dessen höherer Masse dann eine höhere Energie besitzt. Er ist in den Spektren aus Abb. 5.6.1 aufgrund der geringen Statistik nur schwach ausgeprägt.

Außerdem fällt auf, dass das Spektrum bei 70 MeV weniger Einträge enthält. Dies ist mit der sehr geringen, bei dieser Energie maximal einstellbaren Stromstärke von ca. 0,4 nA zu begründen, welche eine geringere Zählrate von $< 70 \text{ ms}^{-1}$ in allen CeBr_3 -Detektoren nach sich zieht. Bei allen anderen Energien betrug die Zählrate konstant zwischen 170 und 210 ms^{-1} .

In Tab. 5.6.1 sind die unteren und oberen Ladungsgrenzen angegeben, welche für die Energiselektion verwendet wurden und zugleich Aufschluss über die energieabhängige Position und Breite des Protonenpeaks in den anderen zwei CeBr_3 -Detektoren geben. Von der direkten Proportionalität zwischen Protonenenergie und Ladungsschwerpunkt gibt es nur eine Ausnahme bei 70 MeV im Detektor SFU180⁵.

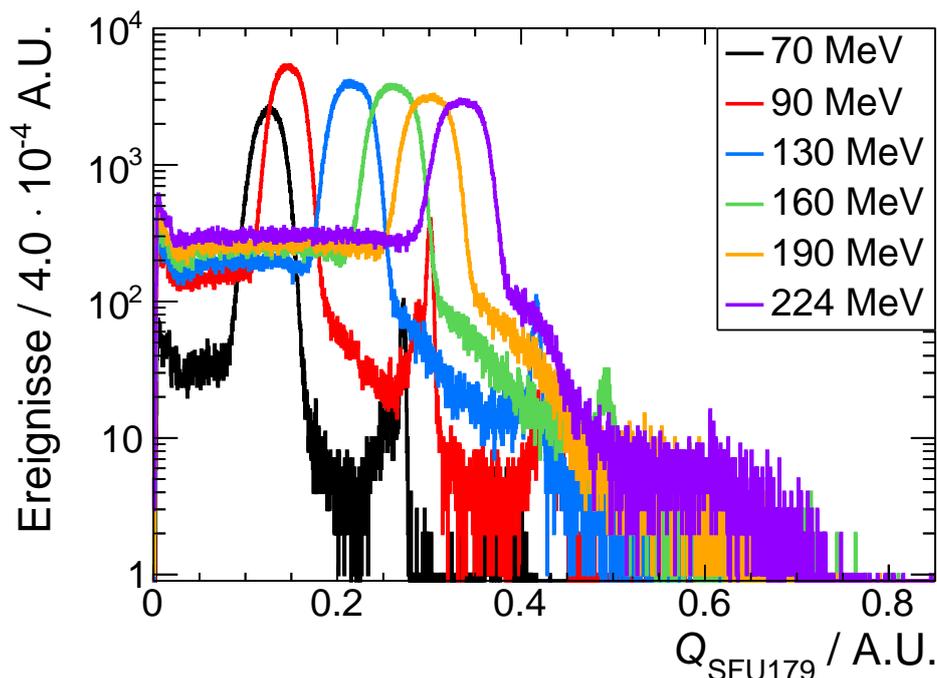


Abbildung 5.6.3: Ladungsspektrum von Detektor SFU179 für verschiedene Protonenenergien, aufgenommen mit dem U100-Spektrometer.

Aus den Zeitdifferenzhistogrammen aller Permutationen wurden die energieabhängigen CRT bestimmt und daraus mithilfe von Gl. (5.4.3) die einzelnen Zeitaufösungen ΔT_{CeBr_3} ermittelt, welche in Abb. 5.6.4 über der Energie aufgetragen sind.

Tabelle 5.6.1: Untere und obere Ladungsgrenzen in A.U., welche für die Energieselektion während der Analyse der Spektrometerdaten der CeBr_3 -Detektoren angewandt wurden.

E	SFU179		SFU180		BN848	
	Q_{\min}	Q_{\max}	Q_{\min}	Q_{\max}	Q_{\min}	Q_{\max}
70 MeV	0,10	0,16	0,17 ⁵	0,28 ⁵	0,08	0,14
90 MeV	0,12	0,18	0,11	0,19	0,10	0,17
130 MeV	0,18	0,25	0,18	0,26	0,17	0,25
160 MeV	0,22	0,30	0,21	0,30	0,22	0,30
190 MeV	0,26	0,34	0,25	0,33	0,26	0,34
224 MeV	0,29	0,38	0,26	0,34	0,30	0,40

⁵Dies ist mit der geringen Zählrate bei 70 MeV zu erklären. Laut Pausch et al. [2018], Müller [2017] und Küchler [2018] beeinflusst die Zählrate die Verstärkung des SEV. Für kleine Zählraten bis 50 ms^{-1} beträgt die Verstärkung in allen dort untersuchten PGT-Detektoren konstant etwa 10 % mehr als für höhere Zählraten ab 150 ms^{-1} . Dazwischen weist sie einen hystereseeartigen Verlauf auf, der keine eindeutige Zuordnung von Zählrate und Verstärkung erlaubt. Somit ist es möglich, dass die Detektoren SFU179 und BN848 trotz der geringen Zählrate noch im selben Verstärkungs-Regime waren wie bei den höheren Energien, während im Detektor SFU180 die Verstärkung im SEV bereits nach oben angepasst wurde.

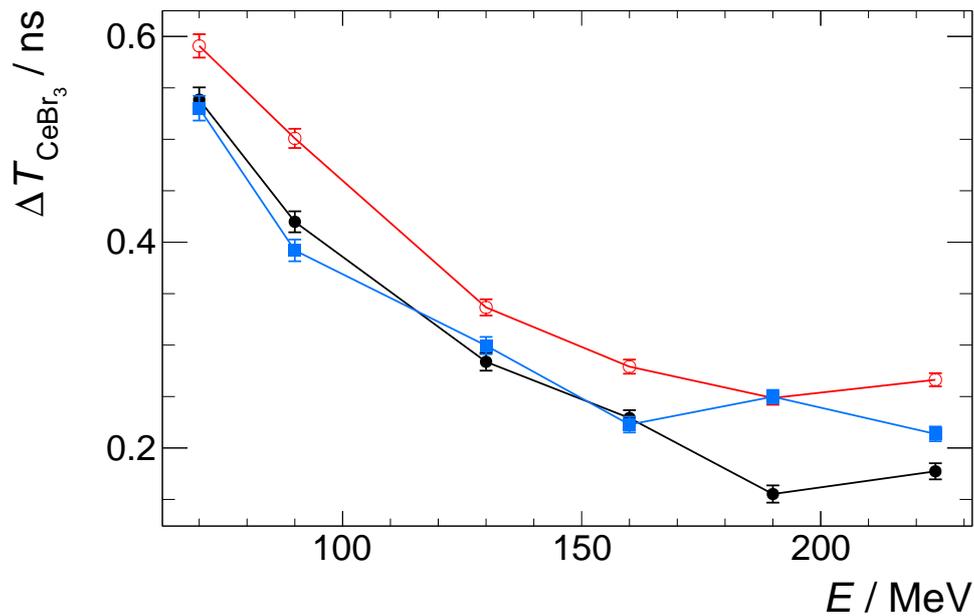


Abbildung 5.6.4: Energieabhängige Zeitaufösungen der drei CeBr_3 -Detektoren, ermittelt mit dem U100-Spektrometer.

Die Detektor-Zeitauflösung aller CeBr_3 -Detektoren sinkt mit steigender Energie. Dies steht in unmittelbarem Zusammenhang mit der zuvor erklärten Energieabhängigkeit der Spektren. Zum Einen steigt mit wachsender Protonenenergie die Statistik im Szintillationskristall durch die vermehrte Entstehung von Szintillationsphotonen. Zum Anderen sinkt ΔT_{CeBr_3} mit steigender Energie aufgrund der steigenden Signalamplitude gemäß Gln. (2.6.5). Dass dabei Zeitaufösungen von < 300 ps erreicht werden, legt nahe, dass CeBr_3 -Detektoren ebenfalls als PBM geeignet seien. Dies ist aufgrund ihrer hohen Sensitivität gegenüber Photonen jedoch nicht der Fall (siehe Kap. 2.6.2).

5.6.3 Vergleich beider Datenerfassungs-Systeme

Die energieabhängige Zeitauflösung des Detektors SFU179 $\Delta T_{\text{SFU179}}(E)$ kann nun verwendet werden, um die energieabhängige Zeitauflösung des Diamantdetektors $\Delta T_{\text{Diamant}}(E)$ gemäß Gln. (5.4.1) aus der vorangegangenen Messung am Oszilloskop zu ermitteln. Außerdem wurde die Wiederholung der Variante A1 mit dem U100-Spektrometer ausgewertet. Die isolierte Zeitauflösung $\Delta T_{\text{Diamant}}$ ist für beide DAQ in Abb. 5.6.5 dargestellt.

Das Verhalten der Zeitauflösung in Abhängigkeit der Energie weist Unterschiede je nach verwendetem DAQ auf. Am U100-Spektrometer schwankt sie mit einer Standardabweichung von 42 ps ohne erkennbare Energieabhängigkeit um ihren Mittelwert von 314 ps. Dies ist nachvollziehbar, da das Signal durch die Diskriminierung mit dem CFD eine kon-

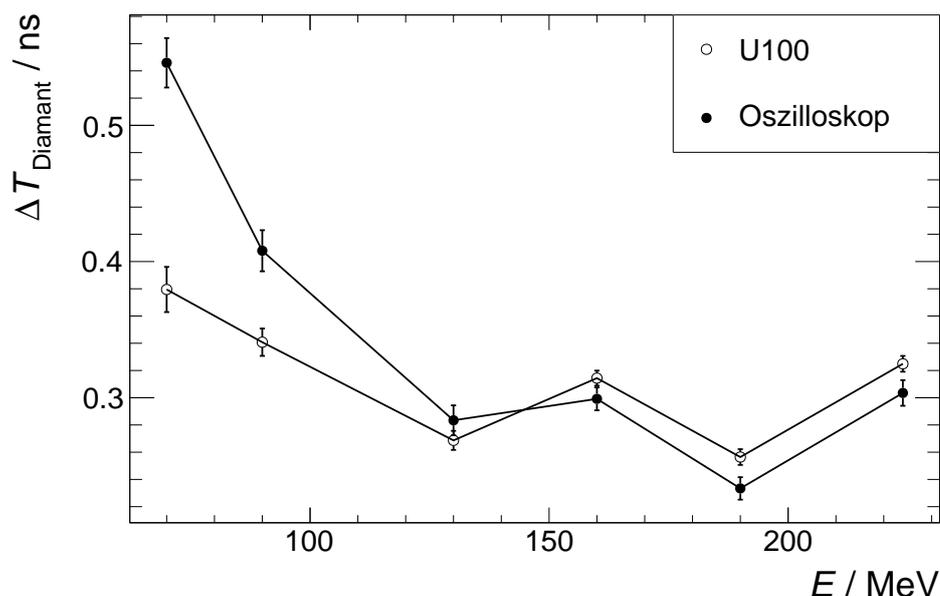


Abbildung 5.6.5: Energieabhängige Zeitauflösung des Diamantdetektors aus Variante A1, gemessen mit zwei unterschiedlichen DAQ.

stante Amplitude besitzt. Am Oszilloskop wird $\Delta T_{\text{Diamant}}$ jedoch signifikant größer bei kleinen Energien. Dafür konnte bisher keine Erklärung gefunden werden.

5.7 Diskussion

Mit Zeitaufösungen von mindestens 230 ps war die Zeitauflösung in diesem Kapitel deutlich größer als beim Flugzeitexperiment an ELBE, wo sie bis zu (82 ± 6) ps (siehe Kap. 4) betrug. Dies ist mit den unterschiedlich großen Signalamplituden zu erklären. Die Elektronen aus ELBE trafen nicht einzeln auf den Detektor, sondern in Makropulsen, wobei die genaue Anzahl von Elektronen pro Puls messtechnisch nicht ermittelt wurde. Beim Koinzidenzexperiment mit Einzelprotonen zeigte sich, dass die Amplituden hier deutlich kleiner waren. Die Geant4-Simulation aus Kap. 2.6.4 ergab, dass der mittlere Energieverlust eines 35 MeV-Elektrons im Diamantdetektor 0,27 MeV beträgt (siehe Abb. 2.6.3). Ein 45 MeV-Proton deponiert etwa das 8-fache. Setzt man die Signalhöhen retrospektiv in Relation, müssen im Mittel etwa 30 Elektronen pro Makropuls mit dem Detektor wechselgewirkt haben.

Dies erklärt, warum die Zeitauflösung dort so exzellent war, und warum sie in diesem Kapitel mit Einzelprotonen nicht reproduziert werden konnte. Diese Erläuterungen beziehen sich aber nur auf die Datenerfassung mit dem Oszilloskop. Mit durchschnittlich (314 ± 17) ps war die Zeitauflösung am U100-Spektrometer nicht bedeutend größer als bei

der Flugzeitmessung am ELBE, wo sie (281 ± 6) ps betrug. Dies muss an der Verwendung von Diskriminatoren bei beiden Experimenten liegen, welche unabhängig von der Signalamplitude des Diamantsignals immer gleich große Signale an das Spektrometer liefern.

Dank Erreichen einer sehr geringen Zeitauflösung mit dieser Konfiguration aus schnellem Verstärker und Diskriminator kann nun der nächste Schritt vollzogen werden: Die Positionierung des Diamantdetektors weg von der Streufolie hin zu in einer Degradier-ähnlichen Umgebung.

Die Voraussetzung für eine erfolgreiche Verwendung dieser analogen Module ist die sorgfältige Einstellung von Schwellen knapp über dem Rauschpegel und Verzögerungszeiten, die an die kurze Anstiegszeit des Detektors angepasst sind. Bei der Integration des Diamantdetektors als PBM für das PGT-Verfahren könnten diese Bauteile eine Hürde für zukünftige Anwenderinnen und Anwender darstellen. Es ist somit zu empfehlen, ein Bauteil zu entwickeln, welches den VV, den schnellen Verstärker sowie den Diskriminator zusammenfasst und keiner weiteren Anpassung durch die Nutzerin oder den Nutzer bedarf. Es sollte außerdem kompatibel mit dem U100-Spektrometer und dem dazugehörigen Taktgenerator U102 sein, damit die Information über die Ankunftszeit der Protonenpulse ohne Umwege an die PGT-Einheiten weitergeleitet werden kann.

5.8 Zusammenfassung

Das Koinzidenzexperiment mit Protonen an der statischen Strahlführung im OncoRay ergab:

1. Die Zeitauflösung des CeBr_3 -Detektors SFU179 wächst mit sinkender Energiedeposition ΔE von (214 ± 7) ps bei $\Delta E = 112$ MeV auf (531 ± 12) ps bei $\Delta E = 35$ MeV.
2. Der HZDR VV wurde aufgrund dessen größerer Zeitauflösung ausgeschlossen.
3. Für den Diamantdetektor mit cividec VV wurde eine Kombination aus Verstärker und Diskriminator gefunden, die die Signalanalyse mit dem U100-Spektrometer ermöglicht. Diese bestand aus dem schnellen Verstärker 774 und dem Diskriminator 704 der Firma Phillips Scientific.
4. Mit dieser Kombination beträgt die mittlere, energienunabhängige Zeitauflösung des Diamantdetektors (314 ± 17) ps.

6 Optimierung der Position des Diamantdetektors am Degrader

Wie in Kap. 2.6 erklärt, wäre eine Positionierung des zukünftigen PBM in der Nähe des Degraders vorteilhaft, weil dort genügend gestreute Protonen zu erwarten sind, um innerhalb weniger Millisekunden eine Information zur aktuellen Phase der Protonen-Mikropulse zu erhalten. In diesem Kapitel soll untersucht werden, ob die Performanz des Diamantdetektors von der relativen Position des Detektors hinsichtlich des Degraders abhängt und, falls ja, wo der Detektor im Optimalfall aufzustellen ist. Dabei sollen insbesondere die Detektorlast und die zeitliche Breite des Protonenpeaks untersucht werden. An dieser Stelle sei darauf hingewiesen, dass es sich im Folgenden um keine Optimierung im mathematischen Sinne handelt, sondern um die Bestimmung der besten Position des Detektors unter Berücksichtigung aller bekannten Randbedingungen.

6.1 Vorbetrachtungen

Unter der Annahme, dass das U100-Spektrometer eine nicht-paralysierende Totzeit τ von $1 \mu\text{s}$ besitzt, berechnet sich die beobachtete Rate m gemäß Gln. (6.1.1) aus der tatsächlichen Last L [Leo, 1994, S.122]:

$$m = \frac{L}{1 + L\tau} \quad \leftrightarrow \quad L = \frac{m}{1 - m\tau} \quad (6.1.1)$$

Zunächst muss überprüft werden, ob aufgrund der begrenzten Datenrate des Forschungsnetzwerks am OncoRay eine obere Lastgrenze für den PBM resultiert. Die maximale Datenrate beträgt 1 GBit/s und muss auf die PGT-Detektoren und den PBM aufgeteilt werden. Derzeit sind acht PGT-Detektoren geplant, welche jeweils bei einer optimalen Rate von ca. 400 ms^{-1} arbeiten sollen. Bei einer Eventgröße von 160 Bit entspricht das 64 MBit/s pro PGT-Detektor. Für den PBM bleiben somit theoretisch 488 MBit/s , was einer maximalen Ereignisrate von über $3 \mu\text{s}^{-1}$ entspricht. Dies ist aber bereits deutlich mehr, als die Totzeit des U100-Spektrometers erlaubt. Da sich die Rate mit steigender Last asymptotisch an

ihr Maximum von $1 \mu\text{s}^{-1}$ annähert, gibt es somit aus dieser Hinsicht für die Detektorlast keine obere Grenze. Es kann aber durchaus zu Pile-Up oder anderen, die Messung negativ beeinflussenden Effekten kommen, weshalb im zweiten Teil des Kapitels die Ratenfestigkeit des Detektors untersucht wird.

Um zu ermitteln, wo die untere Lastgrenze liegt, muss die Diskussion zu Beginn von Kap. 2.6 über den Zusammenhang zwischen Rate, Zeitauflösung, minimalem Messintervall und angestrebter Präzision fortgesetzt werden. Die Zeitauflösung des Systems aus Diamantdetektor, VV, weiterem Verstärker, Diskriminator und U100-Spektrometer wurde im vorherigen Kapitel auf (314 ± 17) ps bestimmt. Gln. (2.6.4) wird aber auch maßgeblich durch den BTS beeinflusst. Die Daten aus Petzoldt et al. [2016] wurden zum Zeichnen von Abb. 2.6.1 verwendet, um eine Abschätzung zu erhalten. Die tatsächliche Breite des Protonenpeaks im Feinzeit-Spektrum, die der Diamantdetektor in der Nähe des Degraders misst, kann sich allerdings aufgrund der komplexen Streuvorgänge im Graphitmaterial vom BTS im Hauptstrahl unterscheiden. Darum soll nun zunächst die Position gefunden werden, an der die Relativzeit-Verteilung am schmalsten ist. Darauf aufbauend können dann Aussagen zur minimalen Rate getroffen werden.

Hinsichtlich der Last ist zu beachten, dass die Stromstärken I_D , mit denen die Protonen das Zyklotron verlassen und auf den Degradere treffen, um ein Vielfaches höher sind als jene Stromstärken I_N , die im Therapieraum an der Nozzle ankommen. Dies ist damit zu erklären, dass mit steigender Degraderdicke die Transmission sinkt und die laterale Aufstreuung des Protonenstrahls zunimmt, wodurch viele Protonen den Kollimator und das nachfolgende ESS nicht mehr passieren. Welche Ströme I_D bei welchen Endenergien nötig sind, um einen klinisch realistischen Strom von $I_N = 1 \text{ nA}$ zu erhalten, ist in Abb. 6.1.1 dargestellt.

6.2 Experimenteller Aufbau

6.2.1 Positionierungsstudie

Das Betreten des Degradere-Raumes ist aufgrund von hohen Dosisleistungen [Hernalsteens et al., 2020] nur in Ausnahmefällen möglich. Um dennoch die Performanz des Diamantdetektors in dessen Nähe zu untersuchen, wurde er mithilfe von Graphitplatten im Experimentalraum imitiert. Dazu wurde ein Aufbau gewählt, der dem realistischen Aufbau eines Degradere (siehe Abb. 6.2.1) möglichst nahe kommt. Der Degradere des Proteus[®] PLUS Cyclone 230 besteht aus neun kreisförmig angeordneten Platten steigender Dicke aus den Materialien Aluminium, Graphit und Beryllium [Tesse et al., 2018]. Es handelt sich bei

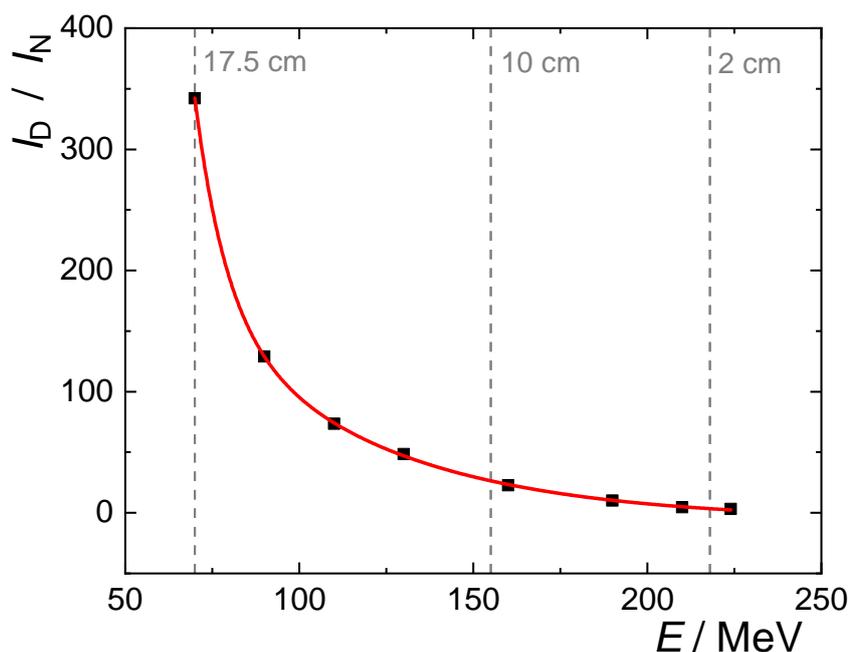


Abbildung 6.1.1: Verhältnis der Stromstärke I_D am Degrader zur Stromstärke I_N an der Nozzle in Abhängigkeit der Energie, punktwise entnommen aus der Bediensoftware der Strahlsteuerung. Die vertikalen gestrichelten Linien geben die zur Protonenenergie korrespondierenden, im vorliegenden Experiment getesteten Graphitdicken an. Die rote Kurve beschreibt eine exponentielle Anpassung an die Datenpunkte.

den Platten um Prismen mit annähernd trapezförmiger Grundfläche mit drei ungleichen Seitenlängen $a < b < c$. Die Plattendicke b wächst dabei um bis zu drei Zentimeter pro Platte von 0 bis 20 cm, was einen Energiebereich von 232,00 MeV bis 68,55 MeV abdeckt. Der Strahlengang der Protonen durch die Platten wird in Abb. 6.2.1 oben deutlich.

In der Theorie kann der Diamant unter jedem beliebigen Winkel α und Abstand d (siehe Skizze) positioniert werden, solange er nicht mit dem Degrader selbst kollidiert. Aufgrund von Halterungen, Kollimatoren, Magneten und anderen Bauteilen sind die realisierbaren Winkel und Abstände für den Detektor jedoch begrenzt. Im folgenden Experiment soll zunächst unter uneingeschränkten Bedingungen getestet werden, ob die Performanz des Detektors eine Winkel- oder Abstandsabhängigkeit aufweist.

Aus Gründen des Strahlenschutzes konnte das Graphittarget während der Positionierungsstudie nicht mit realistischen Stromstärken bestrahlt werden, sondern nur mit Stromstärken zwischen 1 nA und 5 nA. Zu Beginn wurde punktuell getestet, dass die Detektorlast in diesem Bereich linear mit der Stromstärke anwächst, um später eine Extrapolation auf realistische Stromstärken gemäß Abb. 6.1.1 zu rechtfertigen.

Danach wurde die Stromstärke konstant auf 1 nA gehalten und der Winkel α , der Abstand d und die Plattendicke b gemäß Tabelle 6.2.1 variiert. Zum Nachbau des Degraders standen

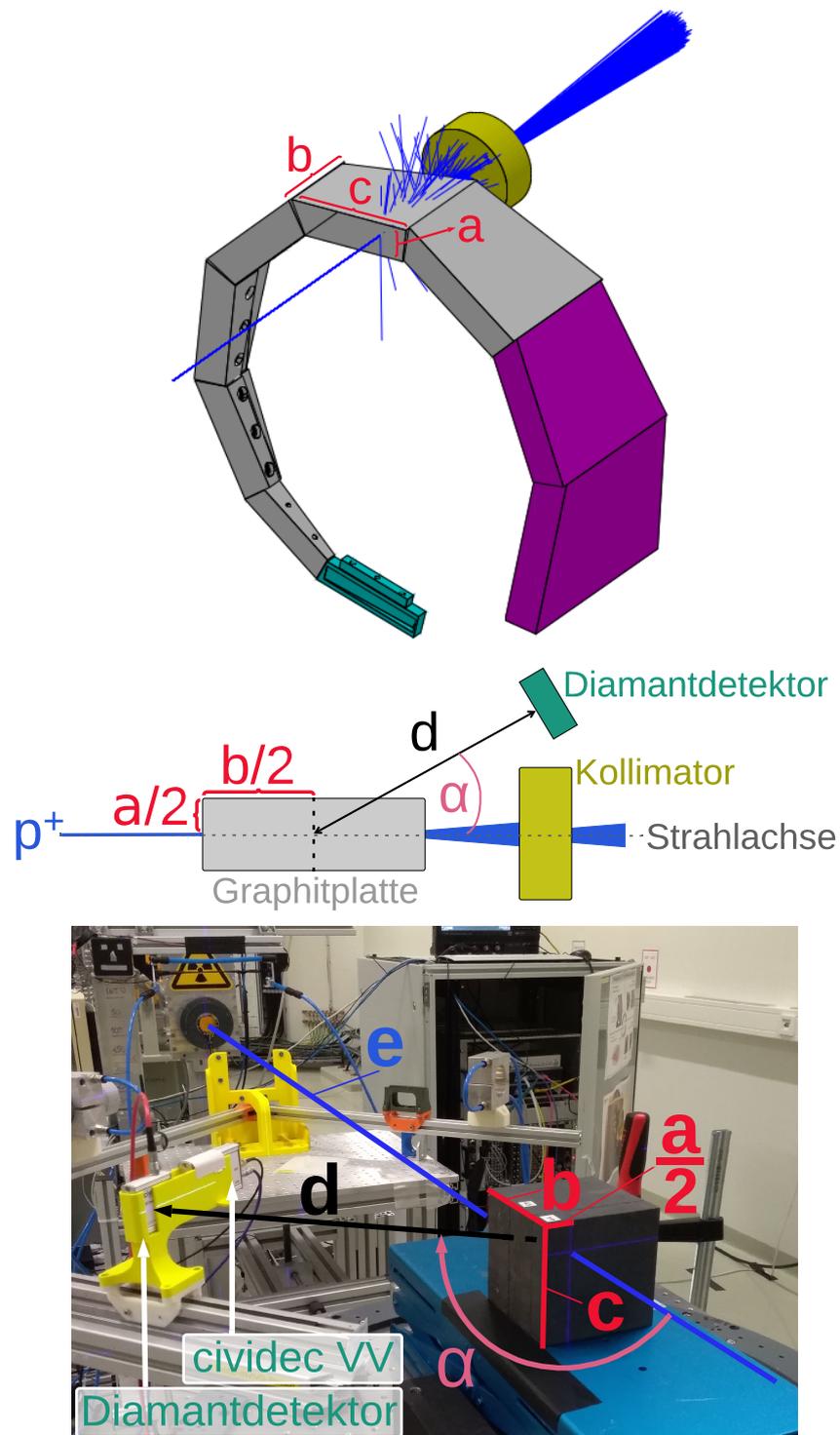


Abbildung 6.2.1: Oben: Modell eines IBA Degraders aus Tesse et al. [2018], bestehend aus Aluminium (grün), Graphit (grau) und Beryllium (violett) sowie eines strahlabwärts gelegenen Kollimators (gelb). Mittels einer Monte Carlo Simulation ergeben sich verschiedene Protonenflugbahnen (blau). Die Maße a , b und c wurden nachträglich eingezeichnet. Mitte: Seitenansicht einer einzelnen Degrader-Platte aus Graphit und zugleich Froschperspektive des experimentellen Aufbaus. Der Kollimator befindet sich nur am Degrader und wurde im Experiment nicht nachgestellt. Unten: Foto des experimentellen Aufbaus.

Graphitplatten mit einer quadratischen Grundfläche von 100 cm^2 und variablen Dicken b zwischen $1,9\text{ cm}$ und $3,4\text{ cm}$ zur Verfügung. Für einen realistischen Nachbau sind insbesondere die Maße a und b wichtig, weil sie die effektive Wegstrecke der Protonen hin zum Detektor beeinflussen. a wird entsprechend des Fotos in Abb. 6.2.1 oben auf 4 cm bis 5 cm abgeschätzt. b beträgt für klinische Energien zwischen 90 und 225 MeV ca. 1 cm bis 17 cm , wobei oberhalb von 13 cm eigentlich schon Beryllium verwendet wird, was aber aufgrund seiner Toxizität hier nicht zum Einsatz kam. Um im genannten Bereich wenigstens drei verschiedene Werte für b testen zu können, mussten die Platten so positioniert werden, dass die dünnste Seite parallel zum Strahl steht. Dadurch ist die horizontale Plattenbreite mit 10 cm größer als a . Deshalb wurden die Platten nicht mittig in den Strahl gestellt, sondern so, dass der Abstand zwischen Strahlebene und Außenfläche der Kante, die dem Diamantdetektor zugewandt ist, immer $2,25\text{ cm}$ betrug, was der Hälfte der abgeschätzten Plattenbreite a entspricht.

Ob das zusätzliche Material auf der detektorabgewandten Seite die Messung beeinflusst, wurde einmalig bei $b = 10\text{ cm}$ untersucht: Zusätzlich zur beschriebenen Konfiguration, gekennzeichnet mit einem hochgestellten „s“, wurde eine zweite Konfiguration mithilfe von zwei Platten gebaut, gekennzeichnet mit einem hochgestellten „t“, bei der die Materialschicht auf der detektorabgewandten Seite nur $3,15\text{ cm}$ statt wie sonst $7,75\text{ cm}$ breit war. Der Abstand e zwischen Strahlaustritt und Mitte des Graphittargets betrug konstant $(2,02 \pm 0,03)\text{ m}$. Die Protonenenergie wurde konstant auf 224 MeV eingestellt. Tatsächlich treffen die Protonen sogar mit 232 MeV auf den Degrader, jedoch erlaubte die Strahlsteuerungs-Software für die statische Strahlführung an diesem Tag keine Energien oberhalb von 224 MeV .

Die Datenerfassung erfolgte nur noch mit dem zuvor optimierten System aus U100-Spektrometer, cividec VV, Verstärker und Diskriminator. Alle ermittelten Raten wurden mithilfe von Gln. (6.1.1) in Lasten umgerechnet. Eine Feinzeitkorrektur wie im vorherigen Kapitel konnte nicht angewandt werden, weil das Integral des Diamantsignals im

Tabelle 6.2.1: Variation des Winkels α , des Abstands d und der Plattendicke b während der Optimierung der Position des Diamantdetektors. Alle Permutationen wurden systematisch getestet. Im Text wurden die Zahlen zur Verbesserung der Lesbarkeit gerundet.

$\alpha/^\circ$	d/cm	b/cm
$30,0 \pm 1,0$	$21,49 \pm 0,10$	$1,97 \pm 0,10$
$45,0 \pm 1,0$	$40,25 \pm 0,10$	$10,02 \pm 0,10$
$60,0 \pm 1,0$		$17,40 \pm 0,10$
$90,0 \pm 1,0$		
$135,0 \pm 1,0$		

U100-Spektrometer aufgrund der Verwendung eines anderen Diskriminatorausgangs nicht identisch war.

Zur Beurteilung der Relativzeitspektren wurde die Halbwertsbreite auf zwei verschiedenen Wegen ermittelt. Bei $d = 21$ cm waren die Spektren annähernd gaussförmig und die FWHM wurde wie zuvor aus dem Fitparameter σ bestimmt. Für dessen systematische Unsicherheit durch die benutzerabhängige Wahl der Fitgrenzen wurde anhand eines Beispiels ein Wert von 16 ps ermittelt. Bei $d = 40$ cm wurde die FWHM numerisch durch Suchen der ersten Histogrammklasse rechts und links vom Maximum nach Unterschreiten der 50 % ermittelt. Um hier den Einfluss statistischer Fluktuationen zu minimieren, wurde vorher die Klassenbreite so lange um den Faktor zwei erhöht, bis die aufsteigende Flanke monoton wachsend und die absteigende Flanke monoton fallend war. Die Differenz der Klassenmittelpunkte entsprach dann der FWHM und deren Unsicherheit betrug eine halbe Klassenbreite. Für die anschließende Darstellung wurden die Spektren so normiert, dass das Maximum der Gauss-Kurve bzw. jene Histogrammklasse mit den meisten Einträgen bei eins liegt.

6.2.2 Prüfung der Ratenfestigkeit des Detektors

Am Ende der systematischen Variation von d und α , als gewährleistet war, dass der Raum für mindestens 24 Stunden nicht betreten würde, wurde die Stromstärke schrittweise auf etwa 5, 8, 13, 21 und 22 nA erhöht (genauere Werte wurden mit der Monitorisationskammer gemessen und sind in Tab. 6.3.3 aufgelistet). Dadurch wurde untersucht, ob bei hohen Detektorlasten die Messung negativ beeinflussende Effekte auftreten. Der Abstand betrug dabei 21 cm, der Winkel 30° und die Graphitdicke 10 cm^t . Die Messzeit betrug bei allen Messungen 20 s außer bei der höchsten Stromstärke, wo sie nur 10 s betrug. Alle Spektren wurden zur besseren Vergleichbarkeit auf eine Messzeit von 10 s normiert.

6.3 Ergebnisse

6.3.1 Positionierungsstudie

Die Detektorlast L sinkt mit steigendem Winkel α entsprechend Abb. 6.3.1. Dies ist mit der Abhängigkeit des Rutherford-Streuquerschnitts zu begründen, welcher proportional zu $\sin^{-4}(\frac{\alpha}{2})$ sinkt [Rutherford, 1911]. Eine beispielhafte Anpassung der Messdaten von $d = 40$ cm und $b = 2$ cm mit einer Funktion der Form $f_{\text{Ruth}}(\alpha) = k \sin^{-4}(\frac{\alpha}{2})$ zeigt aber, dass das Rutherford-Modell zur Beschreibung dieses Experiments nicht ausreicht, weil dieses auf der Annahme beruht, dass die Teilchen im Absorber nur einen Streuprozess erleben.

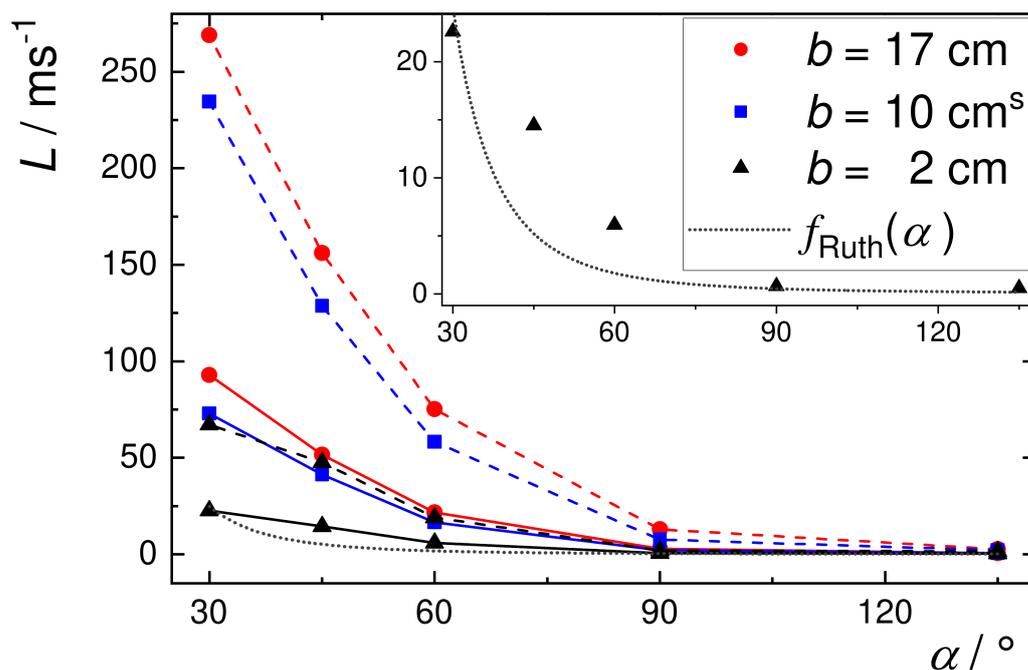


Abbildung 6.3.1: Abhängigkeit der Detektorlast vom Winkel α und für verschiedene Graphitdicken b . Durchgezogene Linien gehören zum Abstand $d = 40$ cm, gestrichelte Linien zu $d = 21$ cm. Die Daten bei $d = 40$ cm und $b = 2$ cm wurden mit $f_{\text{Ruth}}(\alpha)$ angepasst und sind rechts oben vergrößert gezeigt.

Tatsächlich sind es aber viele Streuprozesse, was ausführlich in Molière [1947], Molière [1948] und Highland [1975] behandelt wurde. Ebenfalls ist in Abb. 6.3.1 zu beobachten, dass die Raten mit steigender Graphitdicke zunehmen. Dies ist damit zu erklären, dass das mittlere Streuwinkelquadrat mit steigender Targetdicke wächst [Highland, 1975].

Beim kürzeren der zwei Abstände d ist außerdem die Rate deutlich höher als bei dem größeren, was phänomenologisch mit dem Abstandsquadratgesetz zu erklären ist, auch wenn es sich bei den quadratischen Graphitplatten um keine ideale Punktquelle handelt.

Abb. 6.3.2 zeigt exemplarisch die Relativzeitspektren bei einem Winkel von 30° und einem Abstand von 21 cm (links) bzw. 40 cm (rechts). Die Spektren beim größeren Abstand sind gegenüber denen beim kleineren Abstand stark verbreitert. Die Ursache dafür ist, dass die Verbreiterung durch unterschiedlich schnelle Protonen zustande kommt, und dass die Zeitdifferenz zwischen den schnellsten und langsamsten Protonen mit steigendem Abstand wächst. Zwischen den Targetdicken zeigen sich nur geringfügige Unterschiede.

Wie sich nun die FWHM bei verschiedenen Winkeln α verhält, demonstriert Abb. 6.3.3. Auch hier zeigt sich, dass die FWHM bei großem Abstand (rechts) grundsätzlich größer als bei kleinem Abstand (links) ist. Außerdem zeigt sich eine positive Korrelation zwischen Winkel und FWHM. Zwischen den verschiedenen Targetdicken, insbesondere zwischen den

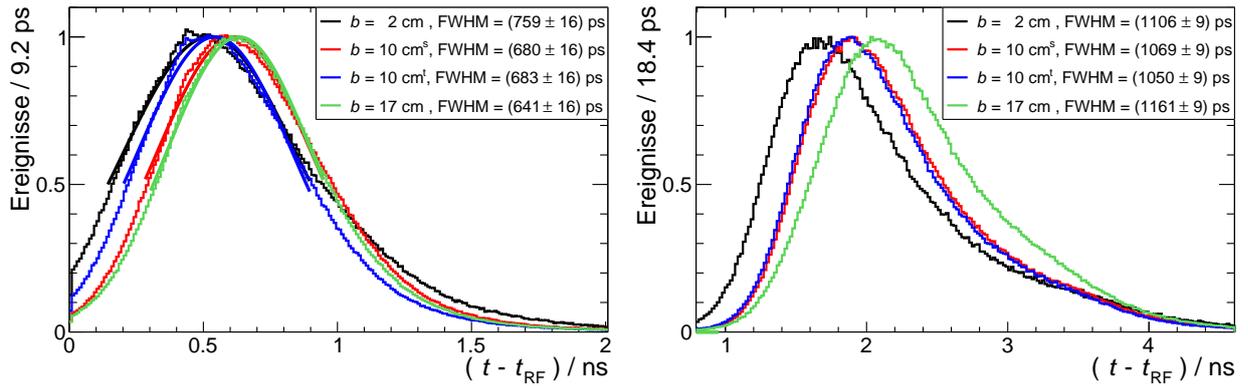


Abbildung 6.3.2: Relativzeitspektren des Diamantdetektors bei unterschiedlichen Targetdicken b und einem Winkel von 30° und einem Abstand von 21 cm (links) bzw. 40 cm (rechts) zum Graphittarget. Die Bedeutung von s und t ist Kap. 6.2 zu entnehmen. Die FWHM wurde links mit einer gaussförmigen Anpassungsfunktion und rechts numerisch ermittelt.

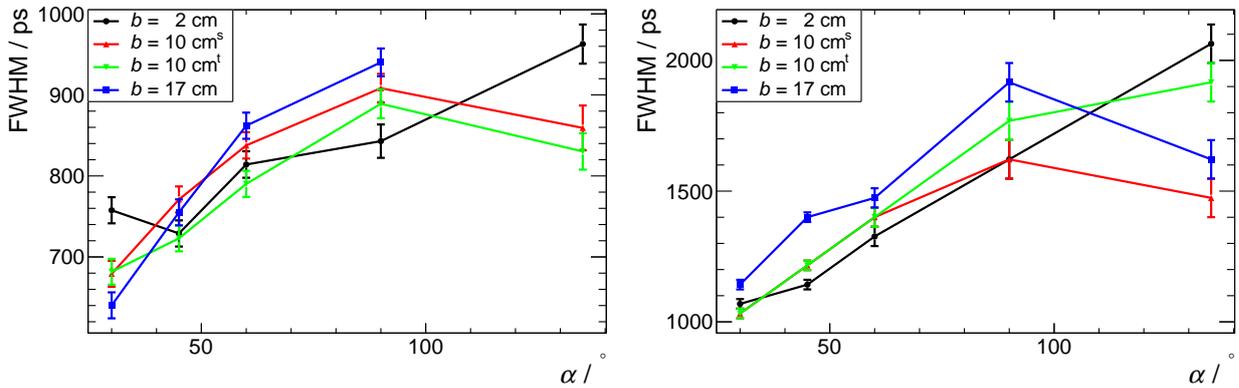


Abbildung 6.3.3: FWHM der Relativzeitspektren des Diamantdetektors bei unterschiedlichen Targetdicken b und einem Abstand von 21 cm (links) bzw. 40 cm (rechts) zum Graphittarget in Abhängigkeit des Winkels α . Die Bedeutung von s und t ist Kap. 6.2 zu entnehmen. Der letzte Messpunkt bei $b = 17$ cm und $d = 21$ cm war nicht auswertbar.

Konfigurationen s und t bei $b = 10$ cm, sind bei spitzen Winkeln keine systematisch-signifikanten Unterschiede zu erkennen.

Um die mittlere relative Ankunftszeit der Protonen μ_{PBM} also mit möglichst hoher Zeitauflösung angeben zu können, ist eine Positionierung bei kleinstmöglichen Winkeln und Abständen sinnvoll, solange der Detektor nicht mit dem Protonenstrahl oder der Strahlführung interferiert. Für die nachfolgenden Experimente wurde die Detektorposition deshalb auf einen Winkel von 30° und einen Abstand von 21 cm festgelegt. Hier beträgt die FWHM, gemittelt über alle drei Targetdicken und unter Ausschluss der Konfiguration t, welche nur Kontrollzwecken diente, (690 ± 30) ps. Als Abschätzung wird im Folgenden mit einem Wert von 800 ps gerechnet.

Ob diese favorisierte Position auch unter den realen Lastbedingungen am Degradier sinnvoll ist, kann durch folgende Überlegungen geprüft werden. Zunächst ist die Graphitdicke in ihre äquivalente Protonen-Endenergie E umzurechnen. Mitilfe des Bremsvermögens laut Berger et al. [2020] ergibt sich für die Graphitdicken von ca. 2 und 10 bzw. 17 cm sowohl bei einer Ausgangsenergie E_i von 224 MeV als auch bei einer Ausgangsenergie von 232 MeV ein Energieverlust ΔE von 14 und 77 bzw. 162 MeV (siehe Tab. 6.3.1).

Tabelle 6.3.1: Protonen-Endenergien E und dazugehörige Reichweiten (RW) in Graphit der Dichte $\rho = 1,88 \text{ g/cm}^3$ nach Berger et al. [2020]. Die letzten zwei Spalten zeigen die Graphitdicke $b = \Delta \text{RW}$ und die Energiedifferenz ΔE bezüglich der Ausgangsenergie E_i .

E_i/MeV	RW/cm	E/MeV	RW/cm	$\Delta \text{RW}/\text{cm}$	$\Delta E/\text{MeV}$
232	19,89	218	17,87	2,02	14
		155	9,93	9,96	77
		70	2,43	17,46	162
224	18,72	210	16,79	1,93	14
		147	9,05	9,67	77
		62	1,95	16,77	162

Die Detektorlasten können somit in Abhängigkeit der Protonen-Endenergie am Degradier aufgetragen werden (siehe Abb. 6.3.4). Um auch Aussagen für alle Energien dazwischen zu treffen, wurden die Lasten mithilfe einer Anpassungsfunktion der Form $f_{\text{exp}}(E) = L(E) = -r \exp(sE) + t$ mit r, s und $t > 0$, interpoliert.

Die so gewonnenen Kurven wurden dann mit dem Faktor $I_D/I_N(E)$ aus Abb. 6.1.1 multipliziert. Dann erhält man mit Abb. 6.3.5 eine Extrapolation für die theoretisch in der Nähe des Degradiers zu erwartenden Detektorlasten für die klinisch relevanten Energien von 90 bis 210 MeV.

Die Überlegungen zur minimal erforderlichen Detektionsrate bzw. -last können nun fortgesetzt werden. Zuerst stellt man Gln. (2.6.4) nach der minimalen Rate m_{min} wie folgt um:

$$m_{\text{min}} = \frac{\left(\frac{\Delta T_{\text{PBM}}}{2,35}\right)^2 + \left(\frac{\Delta T_{\text{BTS}}}{2,35}\right)^2}{\left(\frac{\partial \mu_\gamma}{\partial R} \cdot 1 \text{ mm}\right)^2 \cdot \Delta t}. \quad (6.3.1)$$

Für $\Delta T_{\text{PBM}}^2 + \Delta T_{\text{BTS}}^2$ kann die bei $\alpha = 30^\circ$ und $d = 21 \text{ cm}$ nach oben abgeschätzte FWHM von 800 ps eingesetzt werden. Am echten Degradier wäre diese tendenziell noch kleiner, weil der intrinsische BTS von 230 ps [Petzoldt et al., 2016] dort noch nicht existiert. Dass es für die Zeitverteilung der gestreuten Protonen keine klare Abhängigkeit von der Targetdicke gibt, ist ein deutlicher Unterschied zum Verhalten der transmittierten Protonen, wo der BTS mit sinkender Protonenenergie über eine Größenordnung anwächst [Petzoldt et al., 2016]. Für $\frac{\partial \mu_\gamma}{\partial R}$ wird näherungsweise für alle Energien der in Werner et al. [2019]

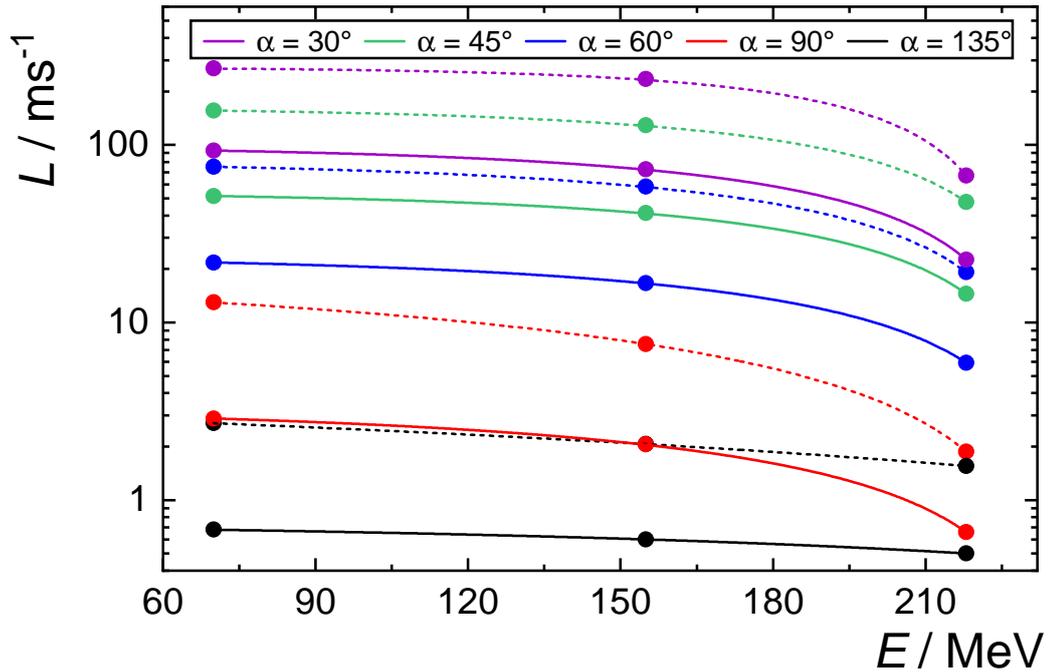


Abbildung 6.3.4: Abhängigkeit der Detektorlast von der Protonen-Endenergie, die sich aus den drei Graphitdicken ergibt. Die Linien ergeben sich durch einen Fit der Form $f_{\text{exp}}(E)$. Durchgezogene Linien gelten für $d = 40$ cm, gestrichelte Linien für $d = 21$ cm.

veröffentlichte Wert für 224 MeV von 2,68 ps/mm eingesetzt. Da er sich nur geringfügig von dem Wert bei 162 MeV unterscheidet, kann die Energieabhängigkeit von $\frac{\partial \mu_\gamma}{\partial R}$ bei dieser Abschätzung vernachlässigt werden.

Die minimale Rate wird außerdem mit Gln. (6.1.1) in die minimale Last L_{min} umgerechnet. Dann ergibt sich für verschiedene Messintervalle Δt die Wertetabelle 6.3.2. Die Werte für L_{min} sind durch graue gestrichelte Linien in Abb. 6.3.5 markiert. Daraus wird deutlich, dass mit sinkender Energie grundsätzlich eine höhere Detektorlast zu erwarten ist und somit auch kurze Messintervalle von weniger als 20 ms möglich sind.

Tabelle 6.3.2: Messintervalle Δt und sich daraus ergebende minimal erforderliche Detektionsraten und -lasten für das vorliegende System aus Detektor und Degradier-Modell zum Erreichen einer Präzision von $\Delta \mu_{\text{PBM}} \leq 2,68$ ps.

$\Delta t/\text{ms}$	$m_{\text{min}}/\text{ms}^{-1}$	$L_{\text{min}}/\text{ms}^{-1}$
30	536	1154
25	643	1799
20	803	4088

Wählt man die hinsichtlich der Zeitauflösung am Graphittarget beste Konfiguration von $\alpha = 30^\circ$ und $d = 21$ cm, so sind auch die höchsten Raten zu erwarten und folgende

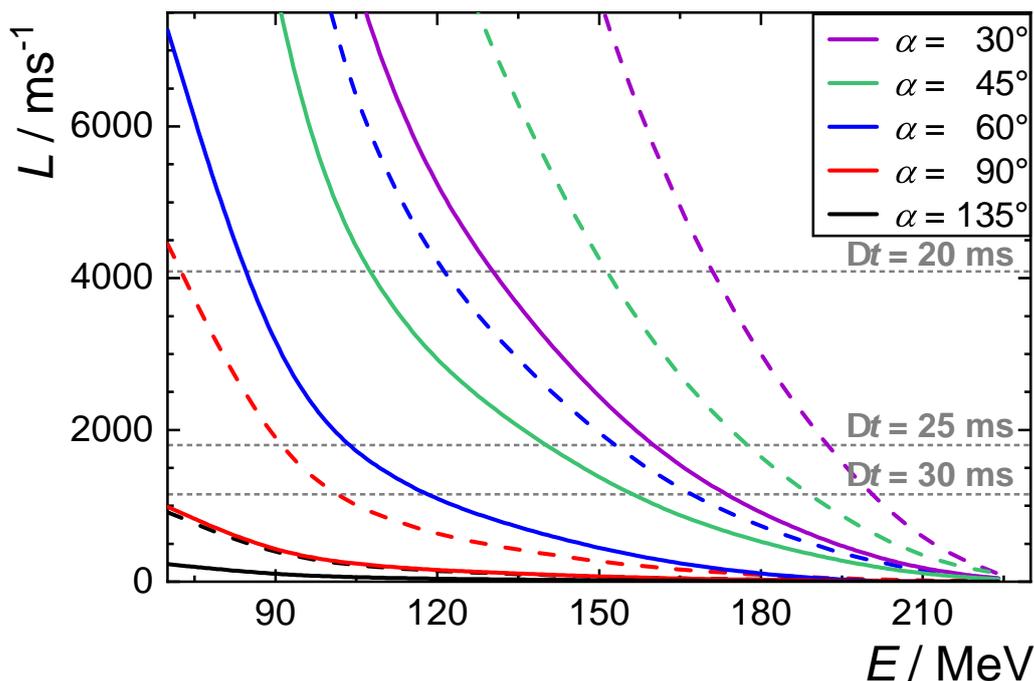


Abbildung 6.3.5: Theoretisch zu erwartende Detektorlasten am Degradier bei Positionierung des Diamantdetektors unter verschiedenen Winkeln. Durchgezogene Linien gelten für $d = 40$ cm, gestrichelte Linien für $d = 21$ cm. Die grau-gestrichelten, horizontalen Linien zeigen die minimal erforderliche Last je nach angestrebtem Messintervall Δt an.

Messintervalle wären ausreichend, um μ_{PBM} mit einer Unsicherheit von 2,68 ps angeben zu können, was einer Reichweiteunsicherheit von 1 mm entspräche: Für $E < 170$ MeV reichen 20 ms, für $170 \text{ MeV} < E < 190 \text{ MeV}$ sind zwischen 20 und 25 ms notwendig, zwischen $190 \text{ MeV} < E < 200 \text{ MeV}$ werden zwischen 25 und 30 ms gebraucht und ab $E > 200$ MeV sind über 30 ms Messintervall nötig.

Alle genannten Zeitintervalle würden ausreichen, um die in Abb. 2.5.4 gezeigte Oszillation aus [Werner et al., 2019] aufzulösen. Es ist jedoch nicht auszuschließen, dass sich das Einschwingverhalten im Regelkreis des Zyklotrons seit jener Veröffentlichung aufgrund von regelmäßigen technischen Wartungen verändert hat. Im letzten Kapitel dieser Arbeit werden diese Oszillationen erstmals mit dem Diamantdetektor als PBM charakterisiert.

6.3.2 Prüfung der Ratenfestigkeit des Detektors

Mit wachsender Stromstärke und wachsender Detektionsrate zeigen sich Veränderungen sowohl im Ladungsspektrum (Abb. 6.3.6 links) als auch im unkorrigierten und unselektierten Relativzeit-Spektrum (Abb. 6.3.6 rechts). Im Ladungsspektrum bildet sich zusätzlich zum Hauptpeak bei $0,45 < Q < 0,47$ ein zweiter Peak etwa bei dem Zweifachen dieser

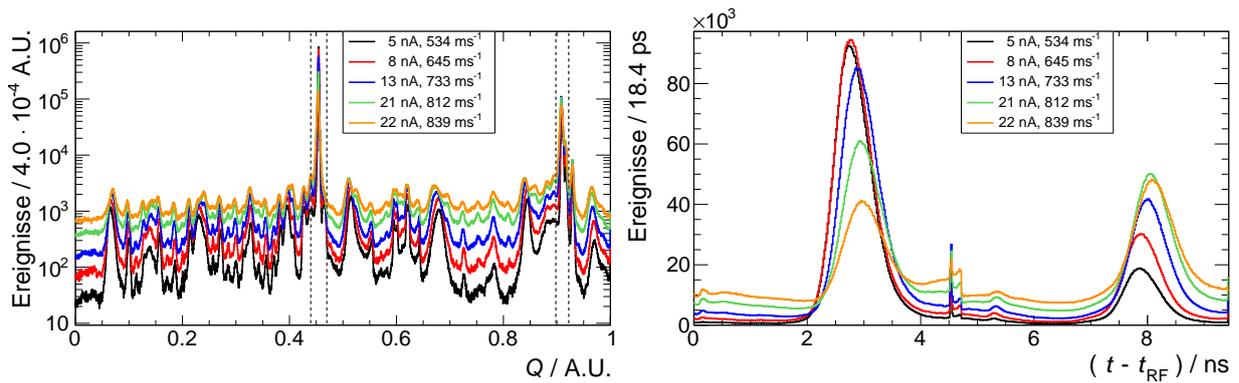


Abbildung 6.3.6: Ladungs- (links) und Feinzeit-Spektren (rechts) des Diamantdetektors bei hohen Stromstärken und Raten.

Ladung. Beide Peakregionen sind durch gestrichelte Linien gekennzeichnet.

Außerdem steigt der Anteil an Ereignissen, die außerhalb dieser Regionen liegen. Dies ist wie folgt zu erklären: Mit wachsender Stromstärke steigt die Wahrscheinlichkeit, dass während der Aufzeichnungsphase des U100-Spektrometers, welche etwa 170 ns beträgt, nicht nur ein, sondern mehrere Protonen im Diamant detektiert werden. Das führt zu weiteren Maxima bei einem ganzzahligen Vielfachen der Einfachladung, weil es sich dabei um separate Ereignisse handelt, die durch mindestens eine volle Signalbreite des Diskriminators von etwa 20 ns getrennt sind. Die Ereignisse außerhalb der zwei gekennzeichneten Bereiche treten unter folgenden Umständen auf: Nach der Aufzeichnungsphase von 170 ns befindet sich das U100-Spektrometer für 1 μ s in Totzeit. Wenn nun kurz vor Beginn oder kurz nach Ende der Totzeit ein Signal eintrifft, wird es nicht vollständig aufgezeichnet. Das Signalintegral ist dann nur ein Bruchteil des vollen Integrals.

Auch im Relativzeit-Spektrum gibt es ein zweites Maximum bei ca. 8 ns, welches bei der höchsten gemessenen Stromstärke sogar größer als der Hauptpeak bei 3 ns wird, sowie Artefakte bei ca. 4,7 ns. Des Weiteren fällt auf, dass das Maximum bei 3 ns mit steigender Stromstärke zunächst bis 8 nA anwächst und dann kleiner wird. Jedoch wurde in Abb. 6.3.6 rechts noch keine Ladungsselektion und keine Feinzeitkorrektur angewandt. Wählt man für die Ladungsselektion das Fenster so, dass nur Ereignisse aus dem Einzelprotonen-Peak gewertet werden und wendet zusätzlich die Feinzeitkorrektur an, erhält man die Feinzeit-Spektren in Abb. 6.3.7 links. Wählt man aber den rechten der zwei gekennzeichneten Bereiche aus, erhält man das Feinzeit-Spektrum aus Abb. 6.3.7 rechts.

Daraus kann geschlussfolgert werden, dass das linke Maximum im Feinzeit-Spektrum hauptsächlich durch Einzeltreffer, das rechte Maximum hauptsächlich durch Doppeltreffer und der Untergrund hauptsächlich durch teilaufgezeichnete Ereignisse verursacht wird. Die Berechnung der Last wurde deshalb wie folgt angepasst. Die Ereignisse mit mehr als einem

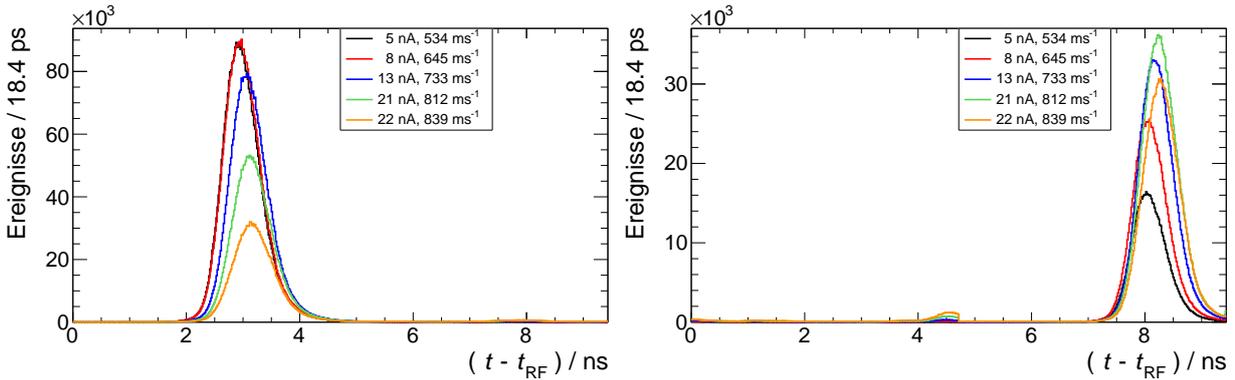


Abbildung 6.3.7: Nach Einzeltreffern (links) und Doppeltreffern (rechts) selektierte Relativzeit-Spektren des Diamantdetektors bei hohen Stromstärken und Raten.

Treffer erhöhen die Detektorlast, aber nicht die -rate und sind auch nicht von der Totzeit betroffen. Aufgrunddessen wurde der Bereich des Ladungsintegrals rechts vom Einzel-Peak einfach und der Bereich rechts vom Doppel-Peak zweifach auf die mithilfe von Gln. (6.1.1) aus der Rate berechneten Last addiert.

Die bei den verschiedenen in der Ionisationskammer gemessenen Stromstärken I beobachteten Raten m , die daraus direkt resultierenden Lasten L und die um die Zahl der Doppel- und Dreifachtreffer korrigierten Lasten L_{korr} sind in Tab. 6.3.3 aufgelistet. Die korrigierte Last steigt linear mit steigender Stromstärke mit Ausnahme von der letzten Messung, was möglicherweise damit erklärt werden kann, dass das Target zu diesem Zeitpunkt bereits stark aktiviert war.

Tabelle 6.3.3: Bei verschiedenen Stromstärken I gemessene Raten m , daraus direkt resultierende Lasten L und um die Zahl der Einfach- und Doppeltreffer korrigierte Lasten L_{korr} .

I/nA	m/ms^{-1}	L/ms^{-1}	$L_{\text{korr}}/\text{ms}^{-1}$
5,1	534	1145	1275
8,3	645	1819	2049
12,7	733	2750	3111
21,0	812	4310	4878
21,9	839	5211	5930

6.4 Diskussion

Auf Grundlage des in Kap. 6.3.2 beschriebenen Hochlast-Verhaltens kann die in Kap. 6.3.1 getätigte Abschätzung des optimalen Lastbereichs weiter konkretisiert werden. Es stellt sich die Frage, warum jenen Ereignissen mit Ladungen außerhalb des Einzeltreffer-Bereichs

eine Relativzeit zugeordnet wird, die nicht der Relativzeit-Verteilung der Einzeltreffer folgt. Es sind nicht genug Informationen über die Signalanalyse im U100-Spektrometer bekannt, um diese Frage vollständig zu beantworten. Daher muss man zum jetzigen Zeitpunkt vermuten, dass die Bestimmung des Signalzeitpunktes nur für Einzeltreffer physikalisch sinnvoll ist. Darum mussten alle anderen Ereignisse von der weiteren Analyse ausgeschlossen werden. Das reduziert die effektiv nutzbare Ereignisrate stark und es empfiehlt sich, Raten von 500 bis 650 ms^{-1} anzustreben, weil dabei die meisten Einzeltreffer beobachtet wurden. Das würde bedeuten, dass man den Winkel oder den Abstand zum Degradier erhöhen muss, was mit einer Verbreiterung der Feinzeit-Verteilung einhergeht. Es ist somit sehr wichtig, zukünftig eine Lösung zu finden, auch die Feinzeit-Information von Doppeltreffern nutzbar zu machen. Da sich diese alle um ein Maximum gruppieren, liegt die Vermutung nahe, dass man sie um einen konstanten Offset so verschieben könnte, dass sie sich mit den Einzeltreffern überlagern. Auch eine Anpassung der Aufzeichnungsdauer im U100-Spektrometer ist zu erwägen, die für die wesentlich längeren CeBr_3 -Signale optimiert wurde.

Nach Abschluss dieser Arbeit sind weitere Experimente geplant, bei denen der Diamantdetektor erstmals nahe des echten Degradiers aufgestellt wird. Hierbei wird zunächst eine Positionierung bei einem möglichst kurzen Abstand und kleinen Winkel angestrebt. Es kann jedoch sein, dass die optimale Position am Degradier von der in diesem Experiment ermittelten Position abweicht. Dies liegt an den eben genannten Überlegungen sowie daran, dass die Protonen nicht nur am Degradier, sondern auch am Kollimator streuen und damit das Relativzeit-Spektrum zeitlich verbreitern können. Sollte dies die Messung negativ beeinflussen, könnte der Detektor ggf. abgeschirmt werden.

Ein weiterer Unterschied zwischen dem vorliegenden Experiment und der zukünftigen Anwendung ist, dass für Energien oberhalb von 225 MeV und unterhalb von 129 MeV nicht Graphit, sondern Aluminium bzw. Beryllium die Protonen bremst. Um genau zu berechnen, wie sich dies auf die Last unter bestimmten Winkeln auswirkt, müsste man auch hier die Theorien von Gert Molière [1947] anwenden. Für eine Abschätzung reicht der Rutherford'sche Streuquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ und dessen Abhängigkeit von der Ordnungszahl Z des durchstrahlten Materials gemäß Gln. (6.4.1). Für das Verhältnis der Streuquerschnitte von Kohlenstoff $\sigma_{\Omega}^{\text{C}}$ zu Aluminium $\sigma_{\Omega}^{\text{Al}}$ bzw. Beryllium $\sigma_{\Omega}^{\text{Be}}$ gilt demnach:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \propto Z^2 \quad \rightarrow \quad \frac{\sigma_{\Omega}^{\text{Al}}}{\sigma_{\Omega}^{\text{C}}} = \frac{13^2}{6^2} \approx 4,7 \quad \text{und} \quad \frac{\sigma_{\Omega}^{\text{Be}}}{\sigma_{\Omega}^{\text{C}}} = \frac{4^2}{6^2} \approx 0,44 \quad (6.4.1)$$

Die Last wäre also ab 224 MeV, wo Aluminium verwendet wird, fast fünfmal so groß wie bei Graphit und unterhalb von 129 MeV, wo Beryllium die Protonen abbremst und streut, weniger als halb so groß. Dies könnte die starke Energieabhängigkeit aus Abb. 6.3.5 in eine

für den Diamantdetektor günstige Richtung kompensieren. Bei hohen Energien würde sich durch die höhere Last das erforderliche Messintervall verkürzen. Bei den niedrigen Energien würde die geringere Last den beobachteten Effekt, dass der Anteil von Einzeltreffern negativ mit der Last korreliert, abschwächen.

Außerdem umgibt den Degradier eine Abdeckung aus Polymethylmethacrylat, um den Kontakt zum toxischen Beryllium zu vermeiden. Diese etwa 0,5 bis 1 cm dicke Scheibe wird die Protonenverteilung zeitlich leicht verbreitern. Andererseits ist zu erwarten, dass die Zeitverteilung insgesamt schmaler wird, da der intrinsische BTS wegfällt.

6.5 Zusammenfassung

Die Positionierungsstudie in einer Degradier-ähnlichen Umgebung ergab:

1. Die Detektionsrate steigt mit steigender Stromstärke, sinkendem Abstand, kleiner werdendem Winkel und wachsender Targetdicke.
2. Die Relativzeit-Verteilung wird mit sinkendem Abstand und Winkel schmaler und ist unabhängig von der Targetdicke.
3. Sie besitzt im Optimum eine FWHM von (690 ± 30) ps, gemittelt über die drei gemessenen Targetdicken und bei Lasten unterhalb von 300 ms^{-1} .
4. Durch Extrapolation der Lasten auf realistische Stromstärken am Degradier wurde ermittelt, dass theoretisch minimale Messintervalle von 15 bis 30 ms ausreichen, um die Ankunftszeit der Protonen-Mikropulse auf 2,68 ps genau messen zu können.
5. Es ist zu erwarten, dass die Verwendung von Beryllium bzw. Aluminium statt Graphit bei besonders dicken bzw. dünnen Degradierplatten die Messbedingungen für den Diamantdetektor begünstigen wird.
6. Bei hohen Raten oberhalb von 700 ms^{-1} sinkt die nutzbare Ereignisrate aufgrund von Mehrfachtreffern, deren zeitliche Information fehlerhaft ausgewertet wird. Dieses Problem zu beheben, wird Gegenstand zukünftiger Untersuchungen sein.

7 Einsatz des Diamantdetektors als PBM

Nachdem in den Kapiteln 4 bis 6 die Zeitauflösung bestimmt und die Position des Diamantdetektors optimiert wurden, kann er nun erstmals die Rolle eines PBM übernehmen. Ziel dieses Kapitels ist es, herauszufinden, ob und mit welcher Genauigkeit der Diamantdetektor Phaseninstabilitäten zwischen RF und tatsächlicher Protonen-Ankunftszeit überwachen kann. Dazu wurde die mittlere Protonen-Ankunftszeit μ_{PBM} aus den im Graphittarget herausgestreuten Protonen im Detektor in Abhängigkeit der Messzeit beobachtet. Zum Vergleich wurden erstmals zwei Kontrollsignale des Zyklotrons, das sogenannte U_φ -Signal, welches ebenfalls die Aufgabe eines PBM übernehmen könnte, und die Spannung zwischen den Duanten U_{Dee} , ausgewertet. Um die Korrelation zwischen U_φ und μ_{PBM} zu quantifizieren, wurde zum Einen die in Kap. 2.5 dokumentierte initiale Oszillation nach Einschalten des Strahls untersucht (Messreihen mit automatischer Phasenanpassung). Zum Anderen wurden äußerst starke Dephasierungen manipulativ durch das Verschieben eines Steuerelements induziert (Messreihen mit manueller Phasenanpassung).

7.1 Experimenteller Aufbau

Der Diamantdetektor wurde wie in Kap. 6 nahe dem Graphittarget positioniert. Es wurde die zuvor ermittelte Position bei $d = 21$ cm und $\alpha = 30^\circ$ gewählt. Die Targetdicke b betrug immer 10 cm^t und die Protonenenergie betrug immer 224 MeV . U_φ und U_{Dee} wurden im Kontrollraum des Zyklotrons am LLRF (engl. low level radio frequency) Schaltschrank abgegriffen und aufgezeichnet.

7.2 Datenerfassung

Die Datenerfassung von U_φ erfolgte mithilfe des Oszilloskops, während die Signale des Diamantdetektors mit dem U100-Spektrometer erfasst wurden. Der Taktgenerator U102

sendete zu Beginn jeder Messung einen Synchronisationspuls an beide Geräte. Dabei trat ein nicht konstanter, mittlerer Offset von ca. 0,2s auf. Dieser wurde nachträglich manuell durch Feststellung des Strahlbeginns entfernt. Dieser zeichnet sich durch einen sprunghaften Anstieg von mehreren Volt in U_{Dee} sowie durch einen sprunghaften Anstieg der Zählrate im PBM von unter zehn auf über eintausend Ereignisse pro Sekunde aus.

7.2.1 U_φ -Signal

Für die Stabilisierung und Feinabstimmung der RF am Zyklotron ist der LLRF Schaltschrank zuständig. Er ermöglicht den Zugriff auf mehrere Testpunkte, u. a. die Duanten-Spannung U_{Dee} und das U_φ -Signal, welches laut Bedienungsanleitung die Phasendifferenz φ zwischen den zwei hochfrequenten Beschleunigungsspannungen an den Duanten (Dee 1 und Dee 2) als Spannung U ausgibt. Ein vereinfachtes Blockschaltbild befindet sich in Abb. 7.2.1. Im Rahmen dieser Arbeit wurde U_φ erstmals für den Einsatz als PBM charakterisiert. U_φ ist kein PBM im eigentlichen Sinne, da es sich dabei nicht wie bei den anderen PBM aus Kap. 2.6 um einen Detektor handelt, welcher die Ankunftszeit der aus dem Zyklotron emittierten Protonenpulse direkt misst. Es ist vielmehr ein direkter Zugriff auf die Phasenlage im Inneren des Zyklotrons mithilfe zweier Phasen-Pickups. Dies sind Hohlraumresonatoren, die die tatsächliche RF-Phase an jedem Duant messen und an einen Diskriminator weiterleiten. Dieser bestimmt die Phasendifferenz beider Signale und gibt sie als U_φ -Signal aus, wobei eine Spannung von $\pm 1\text{ V}$ einer Phasendifferenz von $\pm 90^\circ$ entspricht.

Beim automatischen Betrieb steuert U_φ einen Regelkreis, der wiederum an einen Motor angeschlossen ist, der ein Steuerelement verfahren kann. Falls $U_\varphi \neq 0$ ist, verursacht eine Verschiebung dieses Elements eine Anpassung der Phase im Zyklotron. Diese Anpassung kann aber auch manuell vorgenommen werden.

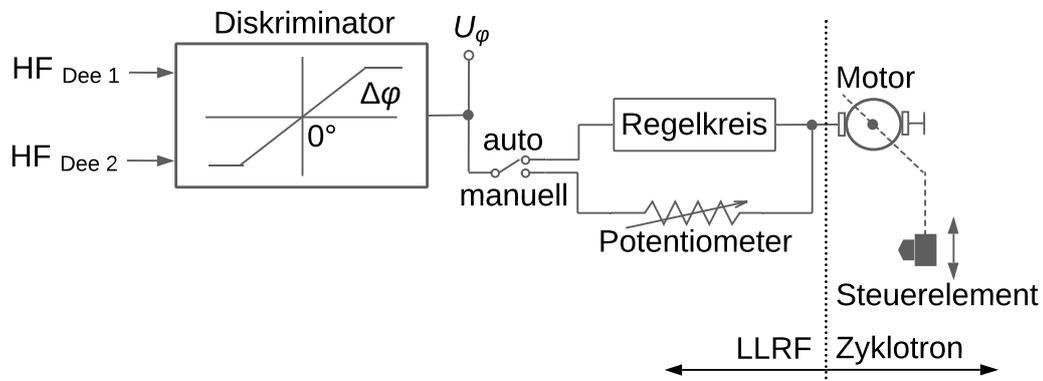


Abbildung 7.2.1: Vereinfachtes Blockschaltbild des LLRF-Regelkreises.

U_φ und U_{Dec} wurden mithilfe des Oszilloskops HDO4104 (siehe Kap. 3.1) in Schritten von $4\ \mu\text{s}$ über eine Messzeit t von 10 bis 60 s abgetastet und anschließend im Binärformat gespeichert und in ROOT-Dateien konvertiert. Der Beginn der Aufzeichnung wurde durch den Synchronisationspuls des Taktgenerators U102 getriggert. Anschließend wurde U_φ für die Vergleichbarkeit mit dem Diamantsignal invertiert und über je 7500 aufeinanderfolgende Messpunkte gemittelt, sodass alle 30 ms ein Messpunkt vorlag, was der gewählten Histogrammklassen-Breite des Diamantdetektors entsprach.

7.2.2 Diamantdetektor

Die Datenerfassung des Diamantdetektors erfolgte analog zu den vorherigen Kapiteln. Die Relativzeitspektren wurden nun aber in Abhängigkeit der Messzeit t_{real} in ein zweidimensionales Histogramm eingetragen. Die Klassenbreite der t_{real} -Achse betrug 30 ms. Die Relativzeit-Achse wurde auf einen 3 ns breiten Bereich beschränkt. Anschließend wurde der Mittelwert von $(t - t_{\text{RF}})$ und dessen Unsicherheit als Funktion der Messzeit für alle Klassen berechnet, die mehr als 1000 Ereignisse enthielten. War dies nicht der Fall, wurde 0 als Messpunkt eingetragen.

7.3 Ablauf der Messung

7.3.1 Messreihen mit automatischer Phasenanpassung

Zur Beobachtung der in Kap. 2.5 beschriebenen Oszillationen bei automatischer Phasenanpassung im regulären Strahlbetrieb und zum Nachweis, dass diese mit dem Testpunkt U_φ korrelieren, wurde der Protonenstrahl mehrere Male für je 10 bis 20 s ein- und wieder ausgeschaltet. Die Stromstärke wurde dabei schrittweise erhöht. Es handelt sich hierbei um dieselbe Messung, die auch im Kapitel 6.3.2 ausgewertet wurde, dort aber unabhängig von der Messzeit. Eine Übersicht über die Messungen befindet sich in Tab. 7.3.1.

7.3.2 Messreihen mit manueller Phasenanpassung

Zur Untersuchung des Einflusses der manuellen Phasenanpassung wurde folgendes Manöver durchgeführt: Zuerst wurde der Strahl eingeschaltet und die Phasenanpassung am LLRF Schaltschrank von automatisch auf manuell gestellt ①, dann wurde das Steuerelement wahlweise um einen oder zwei Schritte nach oben oder unten verfahren ②, danach wurde

Tabelle 7.3.1: Messreihen zur Überwachung der automatischen Phasenanpassung mithilfe des PBM und U_φ , dessen Erfassung nicht bei allen Messungen aktiv war.

Messung	Messzeit/s	Stromstärke/nA	Zählrate PBM/ms ⁻¹	DAQ U_φ
$\Phi 1$	15	2	400	aus
$\Phi 2$	20	5	534	aus
$\Phi 3$	20	8	645	ein
$\Phi 4$ und $\Phi 5$	20	12	733	ein
$\Phi 6$ und $\Phi 7$	20	20	812	ein
$\Phi 8$	10	30	839	ein
$\Phi 9$	10	30	838	aus

das Element wieder in die Ausgangsposition gebracht ③, die automatische Phasenanpassung wieder eingeschaltet ④ und zuletzt der Strahl ausgeschaltet. Für den Strahlstrom wurde eine klinische Stromstärke von 2 nA gewählt. Eine Übersicht über die einzelnen Messungen befindet sich in Tab. 7.3.2.

Tabelle 7.3.2: Messreihen zur Überwachung der manuellen Phasenanpassung mithilfe der Verschiebung eines Steuerelements.

Messung	Verschiebung des Steuerelements
$\Psi 1$ bis $\Psi 5$	1 x hoch
$\Psi 6$ bis $\Psi 9$	1 x runter
$\Psi 10$	1 x runter, 2 x hoch, 1 x runter
$\Psi 11$	1 x hoch, 2 x runter, 1 x hoch

7.4 Ergebnisse

7.4.1 Messreihen mit automatischer Phasenanpassung

In Abb. 7.4.1 ist ein zweidimensionales Histogramm dargestellt, welches die im Diamantdetektor gemessenen Relativzeiten in Abhängigkeit der Messzeit für Messung $\Phi 3$ enthält. Die schwarze Linie zeigt den Verlauf des Mittelwerts und dessen Unsicherheit. Zu Beginn der Messzeit ist eine deutliche Auslenkung der mittleren Relativzeit von ca. 100 ps sichtbar. In einem PGT-Spektrum entspräche dies nach Werner et al. [2019] bereits einer Reichweiteverschiebung von über 3 cm. Im Vergleich zur Messung in Werner et al. [2019] (siehe Abb. 2.5.4) hat die Oszillation jedoch bereits deutlich an Amplitude verloren und an Dämpfung gewonnen. Dies liegt wahrscheinlich an einer Wartung, die seitdem stattgefunden hat.

Um die Oszillation genauer zu untersuchen, ist der Verlauf des Mittelwerts der Relativzeit

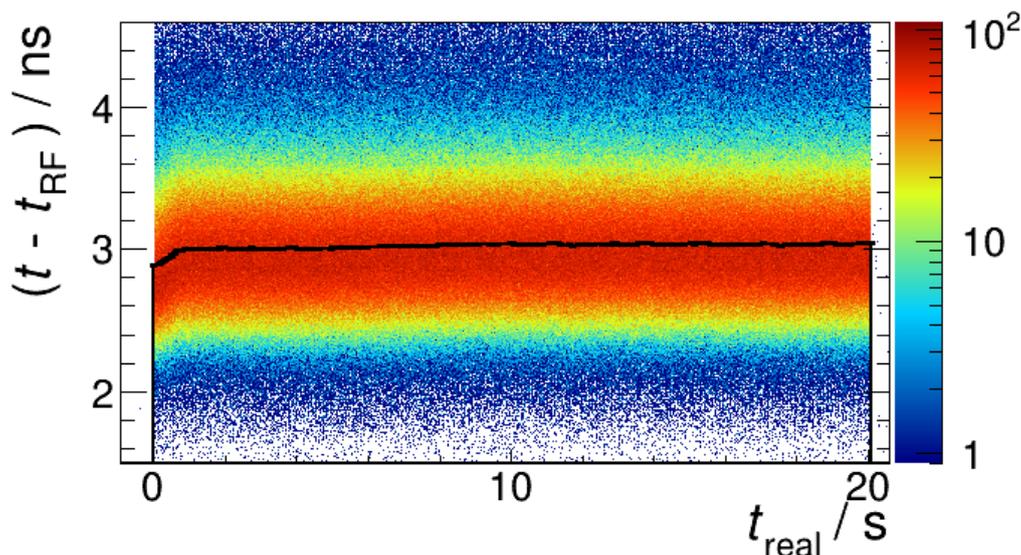


Abbildung 7.4.1: Im Diamantdetektor gemessene Relativzeit in Abhängigkeit der Messzeit während Messung $\Phi 3$. Die schwarze Linie entspricht μ_{PBM} .

Tabelle 7.4.1: Mittlere Fitparameter für $f_{\text{damp}}(t)$ aus den Messungen $\Phi 1$ bis $\Phi 9$.

Fitparameter	Mittelwert	Standardabweichung	relativer Standardfehler
A	0,14	0,03	8 %
B	1,0	0,3	10 %
C	0,0024	0,011	150 %
D	5,8	0,8	4 %

μ_{PBM} für die ersten zwei Sekunden nach Strahlbeginn für alle Messreihen in Abb. 7.4.2 aufgetragen, wobei konstante Offsets manuell addiert wurden, um die Kurven optisch zu separieren. Die Daten wurde mit einer kritisch gedämpften Oszillationsfunktion $f_{\text{damp}}(t)$ mit einem additiven linearen Term gemäß Gln. (7.4.1) angepasst:

$$f_{\text{damp}}(t) = \mu_{\text{PBM}}(t) = -Ae^{-Dt} - Bte^{-Dt} + Ct + E. \quad (7.4.1)$$

Als Startwerte für A , B , C , D bzw. E wurden 0,18, 1,08, 5,4, 0,01 bzw. 3 gewählt. Der Mittelwert und die Standardabweichung der relevanten Fitparameter A , B und C und D ist in Tab. 7.4.1 aufgelistet. Dass die relativen Standardfehler für A , B und D nur zwischen 4% und 10% betragen, zeigt, dass das Einschwingverhalten im Rahmen des Experiments reproduzierbar war. Der lineare Term, verkörpert durch den Parameter C , ist für die unterschiedlichen Stromstärken mit einem Standardfehler von 150% dagegen nicht reproduzierbar. Der Parameter E ist aufgrund der manuellen Verschiebung arbiträr.

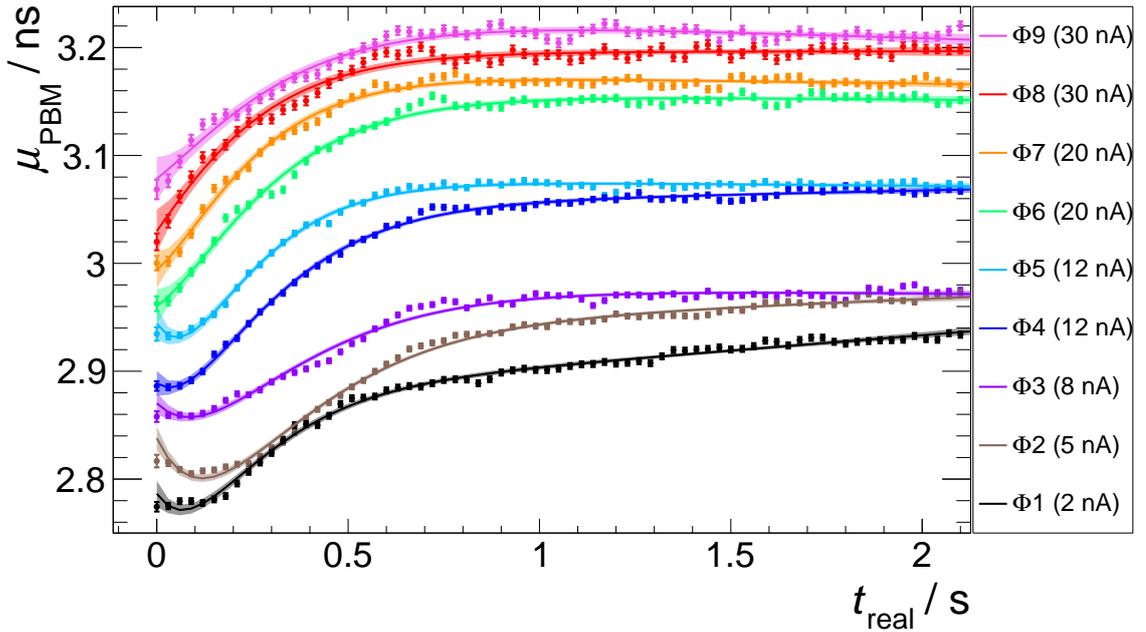


Abbildung 7.4.2: Mittlere Relativzeit μ_{PBM} in Abhängigkeit der Messzeit bei automatischer Phasen Anpassung. Die Punkte beschreiben die Messdaten, verschoben um einen konstanten Wert, die durchgezogenen Linien eine nichtlineare Anpassungsfunktion der Form $f_{\text{damp}}(t)$, der schattierte Bereich das dazugehörige 95 %-Konfidenzband. Die Fluktuation der Daten um die Anpassungsfunktion wird in Kap. 7.5 diskutiert.

Auch nach Ende der Oszillation ist die Relativzeit nicht konstant. Der vollständige Verlauf des Mittelwerts wurde gemeinsam mit U_φ und U_{Dee} beispielhaft für Messung Φ_3 in Abb. 7.4.3 links gezeichnet. Die Unsicherheiten aller drei Kurven sind als gleichfarbiges, leicht transparentes Band gezeichnet und bei U_φ und U_{Dee} meist schmäler als die Linienbreite. Die linke Ordinate wurde manuell so skaliert, dass sich μ_{PBM} und U_φ grob überlagern. Man erkennt, dass μ_{PBM} nach der Oszillation **(I)** nur für wenige Sekunden stabil ist und danach wieder weiter parabelförmig ansteigt **(II)**. Später weist μ_{PBM} einen sägezahnartigen Verlauf **(III)** mit Auslenkungen von über 10 ps auf, was im PGT-Spektrum nach Werner et al. [2019] über 3 mm Reichweiteschwankung entsprechen würde und demnach ebenso wie die initiale Oszillation korrigiert werden muss.

Ab der zweiten Messsekunde korreliert μ_{PBM} mit U_φ . Zuvor gibt es jedoch deutliche Differenzen: Der PBM misst eine monoton wachsende Phase während U_φ eine halbe Schwingungsperiode durchläuft. In Abb. 7.4.3 rechts ist die Korrelation zwischen μ_{PBM} und U_φ dargestellt. Alle weiteren Grafiken für die Messungen Φ_1 , Φ_2 und Φ_4 bis Φ_9 sind im Anhang (Kap. A.5) dargestellt. Wenn man Abb. 7.4.3 links vergrößert, zeigt sich, dass μ_{PBM} Fluktuationen aufweist, die in U_φ nicht zu beobachten sind (siehe Abb. 7.4.4). Die sägezahnartige Struktur ist aber in beiden Signalen erkennbar.

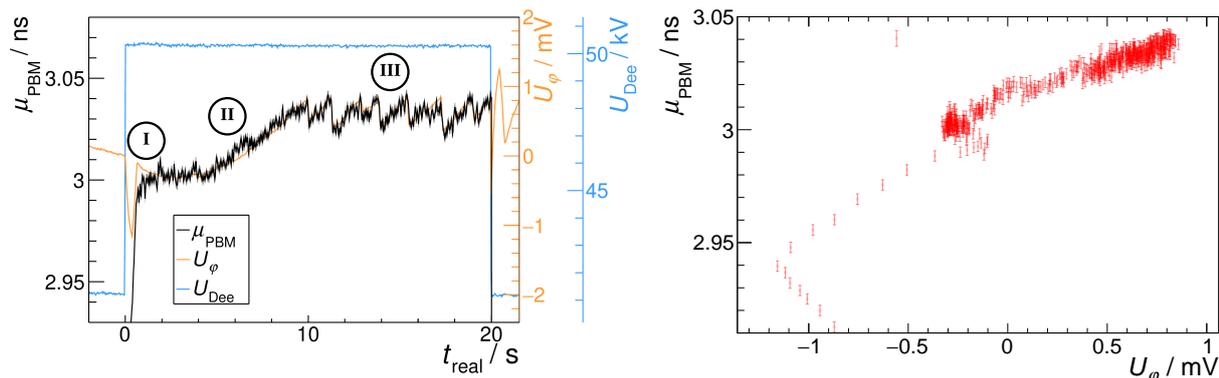


Abbildung 7.4.3: Verlauf von μ_{PBM} , U_{ϕ} und U_{Dee} in Abhängigkeit der Messzeit (links) und Korrelation zwischen μ_{PBM} und U_{ϕ} (rechts) für Messung $\Phi 3$.

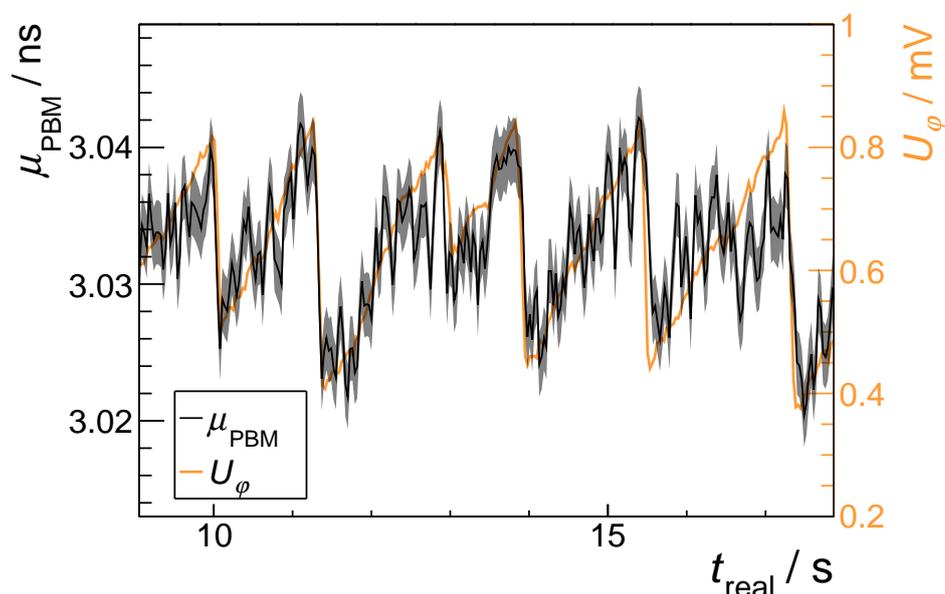


Abbildung 7.4.4: Vergrößerter Ausschnitt von Phase III der Messung $\Phi 3$.

7.4.2 Messreihen mit manueller Phasenanpassung

Abb. 7.4.5 zeigt die im Diamantdetektor gemessenen Feinzeiten im Verlauf der Messzeit bei Messung $\Psi 11$. Zusätzlich zu den stufenförmigen Sprüngen in der Relativzeit, ausgelöst durch die Verschiebung des Steuerelements, ist beim Einschalten der automatischen Phasenanpassung jeweils bei ① und ④ erneut die kurze, stark gedämpfte Einschwingung der Protonenphase zu beobachten.

Auch hier wurde der Mittelwert der Relativzeit μ_{PBM} gemeinsam mit U_{ϕ} und U_{Dee} gezeichnet und die Skalierung der Ordinaten angepasst (siehe Abb. 7.4.6 links). Dass das PBM-Signal und U_{ϕ} korrelieren, ist auch hier offensichtlich, wobei es beim Einschalten

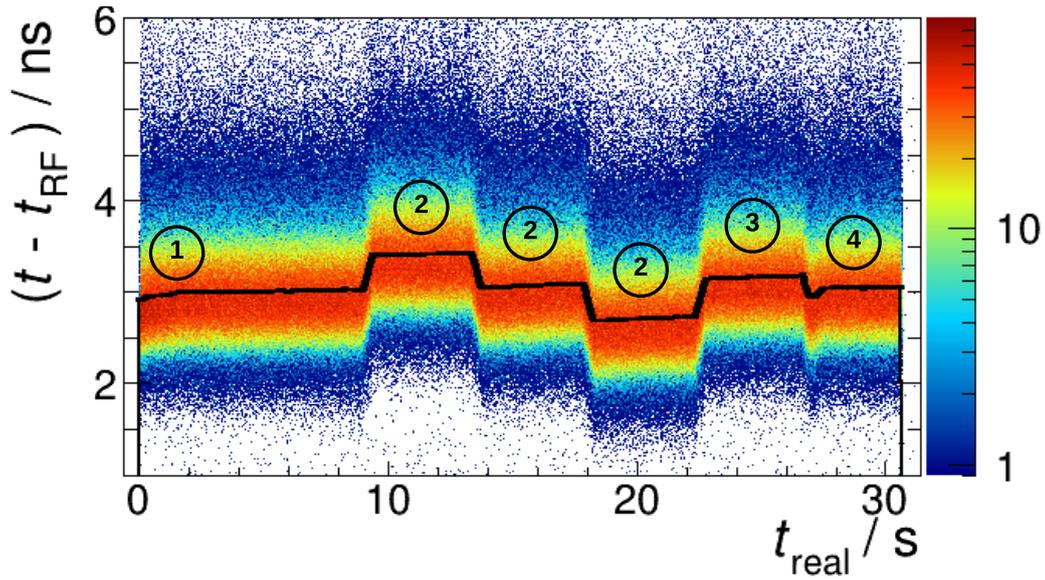


Abbildung 7.4.5: Im Diamantdetektor gemessene Relativzeit in Abhängigkeit der Messzeit während Messung Ψ_{11} . Die schwarze Linie entspricht μ_{PBM} . Die eingekreisten Nummern sind in Kap. 7.3.2 erklärt.

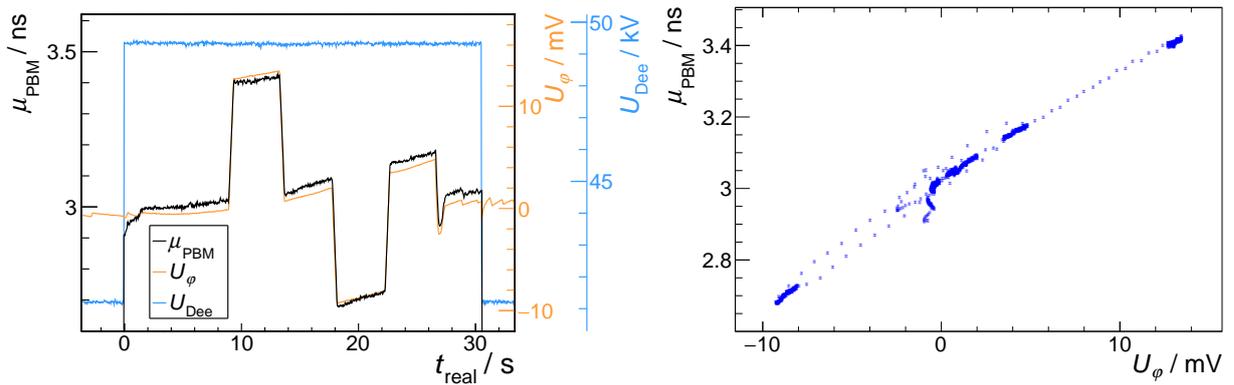


Abbildung 7.4.6: Verlauf der mittleren Relativzeit μ_{PBM} sowie von U_{φ} und U_{Dee} in Abhängigkeit der Messzeit (links) und Korrelation zwischen dem PBM-Signal und U_{φ} (rechts) für Messung Ψ_{11} .

des Strahls wieder zu starken Abweichungen kommt. Außerdem wird deutlich, dass eine lineare Funktion nicht ausreichen würde, um die Korrelation zu beschreiben, da die Skalierung der Ordinate nur für eine grobe Übereinstimmung des oberen und unteren, nicht aber des mittleren Plateaus gelingt. In Abb. 7.4.6 rechts ist erneut die Korrelation als Streudiagramm zwischen dem PBM und U_{φ} aufgetragen. Die Messungen Ψ_1 bis Ψ_{10} sind im Anhang dargestellt.

Aus allen Messungen Φ und Ψ kann nun eine mittlere Kalibrierkurve für U_{φ} ermittelt werden. Dazu wurde zunächst der horizontale Offset zwischen den Kurven entfernt. An-

schließlich wurden alle Streudiagramme zusammengefasst und mit einer Funktion gemäß Gln. (7.4.2) angepasst (siehe Abb. 7.4.7):

$$f_{\text{kal}}(U_\varphi) = \mu_{\text{PBM}}(U_\varphi) = p_0 + p_1 \cdot U_\varphi + p_2 \cdot U_\varphi^2 \quad (7.4.2)$$

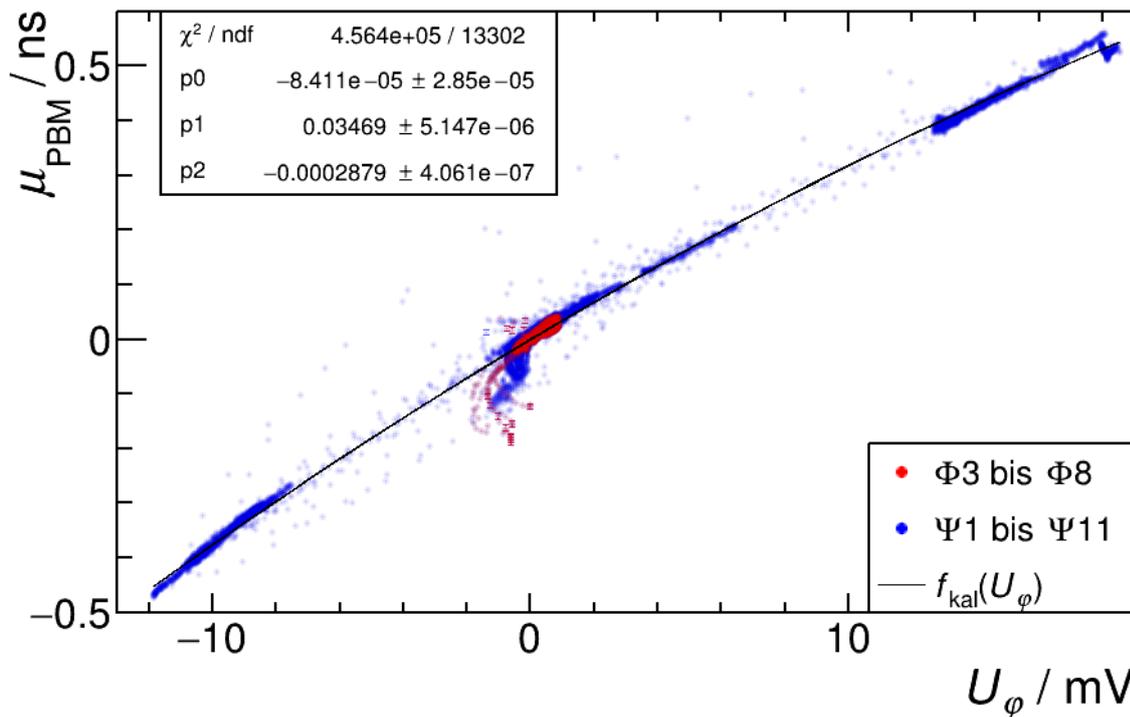


Abbildung 7.4.7: Korrelation zwischen μ_{PBM} und U_φ für alle Messungen. Durch die leicht transparenten Marker wird deutlich, wo sich viele Datenpunkte überlappen. Die Unsicherheit jedes einzelnen Datenpunktes ist kleiner als die Punktgröße. Die schwarze Linie beschreibt die Anpassungsfunktion $f_{\text{kal}}(U_\varphi)$ über alle Datenpunkte. Das 95 %-Konfidenzintervall ist schmäler als die Linienbreite.

7.5 Diskussion und Ausblick

Es konnte gezeigt werden, dass der Diamantdetektor als PBM geeignet ist. Im automatischen Regelbetrieb wurden Phasenverschiebungen zur RF von bis zu 150 ps beobachtet, welche die Reichweite-Messung ohne PBM stark verfälscht hätten. Wenn man parallel tatsächlich PGT-Spektren aufgenommen hätte, hätte man diese mithilfe der mittleren Relativzeit im Diamantdetektor korrigieren können. Dies ist Ziel des nächsten, im Anschluss an diese Arbeit geplanten Experiments, bei dem der Diamantdetektor in der Nähe des

echten Degradern positioniert werden soll.

Die Frage ist jedoch, auf welcher Zeitskala und mit welcher Genauigkeit Phaseninstabilitäten mithilfe des Diamantdetektors korrigiert werden können. Eine Korrektur der PGT-Spektren anhand des PBM-Signals sollte die gesamte Unsicherheit der PGT-Methode zur Reichweiteverifikation um nicht mehr als 1 mm vergrößern. Dazu ist eine Unsicherheit des Mittelwerts von weniger als rund 3 ps notwendig [Werner et al., 2019]. Dies konnte bei einem Messintervall von 30 ms durch Begrenzung des Relativzeitspektrums auf einen 3 ns breiten Bereich erreicht werden. Die mittlere, mit dem Diamantdetektor gemessene Relativzeit wies jedoch zusätzliche Fluktuationen von bis zu 10 ps Amplitude auf, deren Ursache noch unbekannt ist.

Im Bereich der ersten zwei Sekunden nach Strahlbeginn kann der Einfluss dieser statistischen Fluktuationen durch die Anpassung der ersten Messsekunden mithilfe eines kritisch gedämpften Schwingungsmodells verringert werden. Das Konfidenzband ist an vielen Stellen schmaler als die Fehlerbalken der Messdaten selbst, und darüber hinaus kann mithilfe von $f_{\text{damp}}(t)$ die mittlere Relativzeit zu jedem beliebigen Zeitpunkt interpoliert werden. Das würde die Korrektur der PGT-Spektren auf einer Zeitskala erlauben, die die im letzten Kapitel abgeschätzten Messintervalle Δt deutlich unterschreiten.

Allerdings ist deutlich geworden, dass es auch nach dem Einschwingvorgang noch zu weiteren Verschiebungen der Protonenphase kommt, die der PBM ebenfalls korrigieren müsste und für die noch kein Modell bekannt ist. Die PGT-Spektren müssten hier also direkt anhand der mittleren Relativzeit im PBM korrigiert werden. Sollten die Fluktuationen der tatsächlichen Protonenphase entsprechen, ist deren Korrektur notwendig. Sollte es sich jedoch um rein statistische Fluktuationen handeln, müsste der Verlauf der mittleren Relativzeit zunächst geglättet werden, bevor die PGT-Spektren verschoben werden können.

In dieser Arbeit wurde aber auch erstmals U_φ als potentieller Ersatz für einen PBM untersucht. Es weist bei gleicher Abtastrate deutlich geringere Schwankungen als der PBM auf und korreliert mit dessen Mittelwert μ_{PBM} . Außerdem ist für die Auswertung von U_φ kein minimales Messintervall bzw. keine minimale Ereignisrate notwendig. Ein weiterer Vorteil ist, dass dieses Kontrollsignal bereits an allen Anlagen des Typs Proteus[®] PLUS Cyclone 230 vorhanden ist, während der Diamantdetektor für die meisten Institutionen eine Neuanschaffung wäre.

Für eine Vielzahl der Messpunkte kann mithilfe der quadratischen Kalibrierung von U_φ auf μ_{PBM} geschlossen werden, was die Verwendung von U_φ als PBM ermöglicht. Für die klinische Anwendung soll U_φ aber nicht mit dem Oszilloskop, sondern, genauso wie das Signal des Diamantdetektors, mit dem gleichen DAQ erfasst werden wie die PGT-Spektren,

also mit einem U100-Spektrometer. Die Entwicklung eines Moduls, mit dem man U_φ in ein hochfrequentes Signal umwandeln kann, welches von einem U100-Spektrometer erfasst wird, ist deshalb ein weiteres Folgeprojekt im Anschluss an diese Arbeit. Es soll sich dabei um einen Amplituden-zu-Frequenz-Wandler handeln, der ein periodisches Testsignal ausgibt, dessen Frequenz proportional zu U_φ ist.

Es muss jedoch auch eine Lösung für die Messpunkte gefunden werden, die von der quadratischen Kalibrierkurve abweichen. Hierzu könnte die Auswertung der Daten der szintillierenden Faser Aufschluss geben, was im Rahmen dieser Arbeit nicht mehr möglich war. Darüber hinaus sind weitere Experimente geplant, bei denen U_φ und das Diamantsignal gleichzeitig erfasst werden sollen. Mithilfe derer soll der Anfangsbereich noch detaillierter untersucht werden sowie die Reproduzierbarkeit und Eindeutigkeit der quadratischen Kalibrierkurve geprüft werden.

7.6 Zusammenfassung

Die erstmalige Anwendung des Diamantdetektors als PBM ergab:

1. Die vom Diamantdetektor gemessenen mittleren Protonen-Ankunftszeit μ_{PBM} wies im durchgeführten Experiment Dephasierungen zur RF mit Amplituden von bis zu 1 ns auf.
2. Neben der bereits bekannten initialen Phasenoszillation wurden ein darauffolgender Anstieg und danach sägezahnartiger Verlauf von μ_{PBM} beobachtet.
3. Bei einer Messzeit von 30 ms betrug die mittlere Unsicherheit von μ_{PBM} weniger als 3 ps und wies dennoch Fluktuationen von bis zu 10 ps auf.
4. U_φ korrelierte positiv mit μ_{PBM} und wies keine zusätzlichen Fluktuationen auf.
5. Eine quadratische Kalibrierkurve gemäß Gln. (7.4.2) erlaubt für die meisten Daten eine Zuordnung von U_φ zu μ_{PBM} .
6. Von der Kalibrierkurve abweichendes Verhalten muss in zukünftigen Experimenten untersucht werden. Danach kann entschieden werden, ob zukünftig nur U_φ oder auch der Diamantdetektor als PBM verwendet werden.

8 Zusammenfassende Diskussion

Motivation

Für die Implementierung der Reichweiteüberwachung in der Protonentherapie mittels PGT wurde in dieser Arbeit ein Diamantdetektor als potenzieller PBM charakterisiert. Er hat die Aufgabe, die mittlere Ankunftszeit der Protonen-Mikropulse μ_{PBM} mit hoher Genauigkeit zu messen, um Phaseninstabilitäten zwischen der RF des Zyklotrons und μ_{PBM} zu korrigieren. Diese können Verschiebungen der PGT-Spektren um mehrere 100 Pikosekunden verursachen, was die Unsicherheit der Reichweitemessung um einige Zentimeter vergrößert. Die Verwendung eines PBM ist darum Voraussetzung für eine robuste und genaue Anwendung des PGT-Verfahrens.

Verarbeitung des Diamantsignals

Da der Diamantdetektor sehr kurze und kleine Signale von wenigen Nanosekunden Dauer und wenigen Hundert Mikrovolt Amplitude liefert, wurden zunächst verschiedene VV für den Detektor entwickelt und verglichen. Die Wahl fiel auf den VV der Firma cividec, weil mit ihm kleinere Zeitaufösungen erzielt werden konnten. Um die Signale mit dem schnellen, elektronischen Spektrometer U100 zu verarbeiten, wurden ein weiterer Verstärker sowie ein Diskriminator verwendet. Damit diese Module die Zeitauflösung nicht vergrößern, wurden deren Einstellungen an das Diamantsignal angepasst. Für den klinischen Einsatz der Technologie wäre es vorteilhaft, ein Bauteil zu finden, was diese Module zusammenfasst und den Einfluss durch die Anwenderinnen und Anwender reduziert.

Zeitauflösung des Diamantdetektors

Mittels eines Flugzeitexperiments am ELBE sowie eines Koinzidenzexperimentes am OncoRay wurde die zeitliche Auflösung des Diamantdetektors ermittelt. Die Elektronenbündel am ELBE konnten am Oszilloskop mit einer Zeitauflösung von (82 ± 6) ps FWHM detektiert werden. Bei der Detektion von einzelnen Protonen mit einem U100-Spektrometer betrug die Zeitauflösung im Mittel (314 ± 17) ps FWHM.

Positionierung des Diamantdetektors

Um den PBM zukünftig in der Nähe des Degraders positionieren zu können, wo hohe Streuraten genutzt werden können, wurde dessen relative Position zum Degraderelement optimiert. Aufgrund hoher Dosisleistungen vor Ort war der Zugang zum Degraderelement streng limitiert, weshalb ein experimenteller Aufbau entwickelt wurde, der diese Umgebung mithilfe von Graphitplatten möglichst realistisch imitiert. Durch systematische Variation der Detektorposition wurde ermittelt, dass beim kleinsten gemessenen Abstand von 21 cm sowie beim kleinsten gemessenen Winkel zur Strahlachse von 30° sowohl die höchsten Zählraten als auch die geringste zeitliche Breite der Verteilung von Protonen-Ankunftszeiten zu erreichen sind. Für alle Energien unterhalb von 200 MeV wären dann Messintervalle von unter 30 ms ausreichend, um die mittlere Ankunftszeit der Protonen-Mikropulse mit einer Genauigkeit von 2,68 ps anzugeben, wenn man die theoretische Detektorlast bei einer Stromstärke von 1 nA am Target auf die dafür notwendige Stromstärke am Degraderelement extrapoliert. Das erhöht die Gesamtunsicherheit der PGT-Messung um nicht mehr als 1 mm [Werner et al., 2019]. Durch einmaliges Erhöhen der Stromstärke auf bis zu 30 nA wurde ermittelt, dass bei hohen Raten oberhalb von 700 ms^{-1} die tatsächlich nutzbare Ereignisrate sinkt. Dies wird durch Mehrfachtreffer verursacht, deren zeitliche Information fehlerhaft ausgewertet wird. Dieses Problem zu beheben, wird Gegenstand zukünftiger Untersuchungen sein.

Der Diamantdetektor und U_φ als PBM

Zuletzt wurde der Diamantdetektor an die zuvor ermittelte ideale Position am Graphittarget stationiert und als PBM für die Überwachung von automatischen und manuellen Phasenanpassungen eingesetzt. Dabei wurden in den ersten Sekunden nach Strahlbeginn Phaseninstabilitäten zwischen μ_{PBM} und der RF in Form einer kritisch gedämpften Oszillation von bis zu 100 ps Amplitude beobachtet. Das ist schwächer als die in Werner et al. [2019] beschriebene Oszillation, aber würde dennoch die PGT-Messung verfälschen. Für den Verlauf von μ_{PBM} in den ersten zwei Sekunden nach Strahlbeginn wurde eine Anpassungsfunktion entwickelt, die die Interpolation der Relativzeit zu jedem beliebigen Zeitpunkt erlaubt und den Einfluss statistischer Fluktuationen minimiert. Die Protonenphase war jedoch auch nach den ersten zwei Sekunden instabil und dephasierte um bis zu 50 weitere Pikosekunden. μ_{PBM} wies auch hier Fluktuationen auf, bei denen nicht bekannt ist, ob sie physikalischen Ursprungs sind und sich demnach auch in den PGT-Spektren zeigen würden und korrigiert werden müssten oder ob es sich um zufällige Schwankungen handelt, die man erst glätten müsste, bevor man die PGT-Spektren damit korrigiert. Um diese Frage zu beantworten, ist im Anschluss an diese Arbeit eine PGT-Messung an

Phantomen mit gleichzeitiger Detektion der Protonenphase im Diamantdetektor geplant. Parallel zum Diamantdetektor wurde erstmalig gleichzeitig U_φ ausgewertet, ein Kontrollsignal am LLRF Schaltschrank. Es korrelierte positiv mit μ_{PBM} und wies bei gleicher Abtastrate deutlich geringere Fluktuationen auf. Weitere Vorteile sind, dass es im Gegensatz zum Diamantdetektor bereits an allen baugleichen Anlagen existiert und keiner minimalen Ereignisrate bedarf. Eine quadratische Kalibrierkurve wurde berechnet, anhand derer ein Großteil der Messpunkte von U_φ zukünftig in eine mittlere Phase μ_{PBM} umgerechnet werden kann. Dadurch könnte die Notwendigkeit eines PBM auf die Kalibrierung reduziert werden. Allerdings zeigt U_φ während des Einschwingens einen anderen Verlauf als μ_{PBM} , was zu Messdaten führt, die von der Kalibrierkurve deutlich abweichen. Es wird Gegenstand zukünftiger Untersuchungen sein, herauszufinden, was die Ursache dafür ist. Erst wenn mit mehr Sicherheit gesagt werden kann, welches der zwei Signale das tatsächliche Verhalten der Protonen-Mikropulse beschreibt, kann beurteilt werden, ob der Diamantdetektor wie geplant als PBM verwendet wird oder ob in Zukunft die Auswertung von U_φ zur Phasenkorrektur ausreicht. In letzterem Fall ist die Entwicklung eines Amplituden-zu-Frequenz-Wandlers notwendig, der die Kommunikation mit den PGT-Einheiten ermöglicht. Dann würde der Diamantdetektor nur noch zur Kalibrierung von U_φ , beispielsweise im Rahmen der täglichen Qualitätssicherung, zum Einsatz kommen.

Fazit und Ausblick

Zusammenfassend kann man feststellen, dass der Diamantdetektor der beste PBM ist, der zur Zeit für die Korrektur der Phaseninstabilitäten bei der Reichweiteverifikation mittels PGT zur Verfügung steht. Der nächste Schritt ist dessen permanente Installation in Degradier-Nähe und eine Überprüfung seiner Eignung unter Abstrahlung klinischer PBS-Pläne bei gleichzeitiger PGT-Detektion. Dies soll zunächst an Phantomen erfolgen und später an Patientinnen und Patienten. Bei diesen Experimenten kann auch die Eindeutigkeit und Reproduzierbarkeit der vorgeschlagenen Kalibrierkurve für U_φ überprüft werden. Mit dem Diamantdetektor und dem in dieser Arbeit erstmalig untersuchten Testsignal U_φ stehen nun zwei PBM zur Verfügung, anhand derer Phaseninstabilitäten zwischen der mittleren Protonen-Ankunftszeit und der RF des Zyklotrons korrigiert werden können. Damit kann ein großes Problem gelöst werden, welches die Anwendung von PGT als Reichweite-Verifikationsmethode bislang verhinderte.

A Anhang

A.1 Produktzertifikat des Diamantdetektors

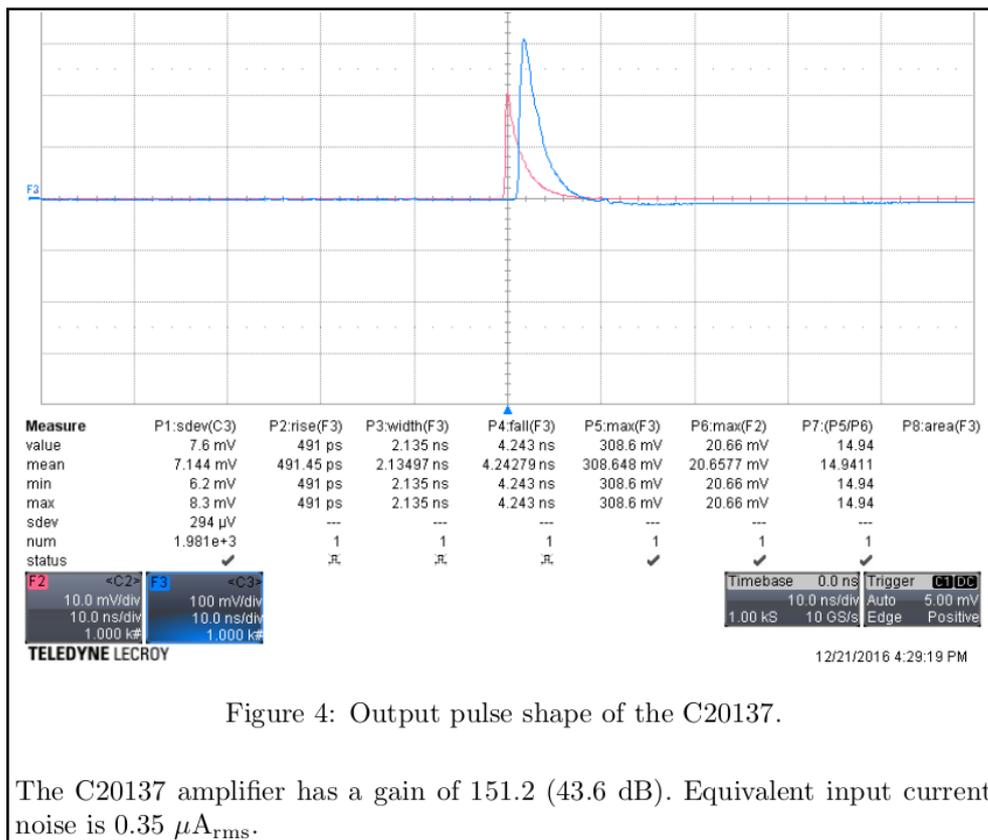
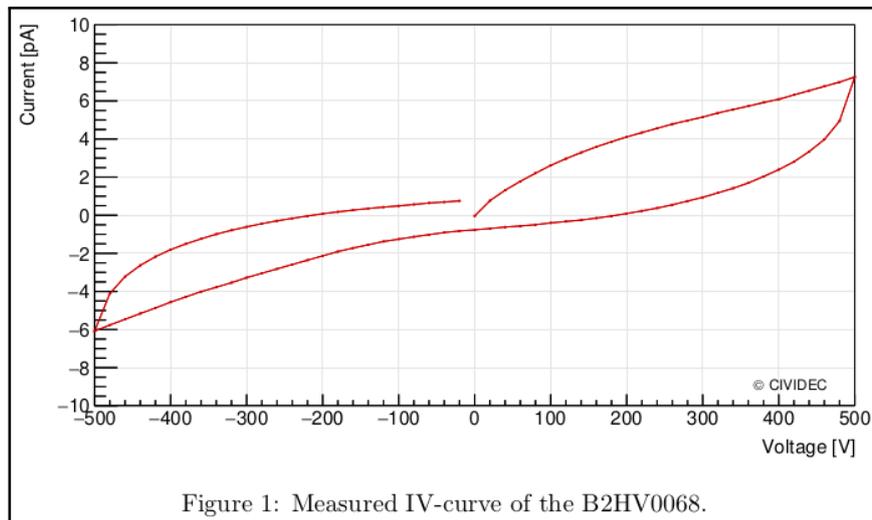


Abbildung A.1.1: Ausschnitte des Produktzertifikats des B2-HV Diamantdetektors (oben) und des C2 Verstärkers (unten) aus CIVIDEC Instrumentation GmbH [2019].

A.2 Zertifikate der radioaktiven Prüfstrahler

Source Type: Checking Source	
Product Code	QCRB2508
Drawing	VZ-1679
Quantity	1 off
Source No(s).	EC 220
Nuclide(s)	Plutonium-239, Americium-241, Curium-244
Measurement Data	
Nominal Activity	1 kBq Pu-239, 1 kBq Am-241, 1 kBq Cm-244
Reference Date	14 October 1994
Traceability*	Not applicable
Contamination Test	
Test Method*	---
Test passed on	---
Additional Information	
Remark	---

Source Type: Reference Source	
Product code	SKR8251
Drawing	VZ-477/2
Source no.	MP 776
Nuclide	Sodium-22
Measurement Data	
Activity	3.36 MBq
Uncertainty*	3%
Reference date	1 July 2004
Traceability*	Defined on page 2
Radioactive impurities	Related to Na-22 (equal 100 %) the following radioactive impurities were detected: none
Leakage and Contamination Test/s	
Test method/s*	II and I
Test/s passed on	12 July 2004
Additional Information	
ISO classification*	C.34313
* see page 2 for explanation	

Gegenstand: <i>Object</i>	Aktivitätsnormal <i>Activity standard</i>
Typ: <i>Type</i>	Punktförmiges Präparat <i>Point source</i>
Kenn-Nummer: <i>Serial number</i>	2010-1859
Radionuklid: <i>Radionuclide</i>	Cobalt-60 <i>Cobalt-60</i>
Abdeckfolie: <i>Backing</i>	Polyethylen, beidseitig (21,3 ± 1,8) mg·cm⁻² <i>Polyethylene, (21.3 ± 1.8) mg·cm⁻² on both sides</i>
Aktivität: <i>Activity</i>	A = (86,8 ± 0,9) kBq
Bezugszeitpunkt: <i>Reference date</i>	1. November 2012, 00:00 Uhr MEZ <i>00:00 CET on 1 November 2012</i>



Abbildung A.2.1: Ausschnitte der Zertifikate der radioaktiven Prüfstrahler: Tripel- α -Quelle EC 220 von Amersham Buchler GmbH & Co KG, Braunschweig (oben), ^{22}Na von AEA Technology QSA GmbH, Braunschweig (Mitte), und ^{60}Co von PTB Braunschweig (unten).

A.3 Feinzeit-Korrektur beim U100-Spektrometer

Wenn man mit einem Detektor zeitunabhängige Ereignisse aufnimmt, die also aus physikalischer Sicht in keiner Korrelation zur taktgebenden Radiofrequenz stehen, müsste das Feinzeit-Spektrum eine Gleichverteilung aufweisen. Beobachtungen haben aber ergeben, dass die Zuweisung eines Feinzeit-Stempels einer gewissen Vorzugsverteilung folgt, weil zur Ermittlung des Feinzeitstempels eine lineare Interpolation zwischen zwei Messpunkten gewählt wird, obwohl die meisten Signale eine Krümmung aufweisen [Römer, 2021].

Um diese integrale Nichtlinearität zu korrigieren, wurden mit jedem verwendeten Detektor auch unkorrelierte Daten am OncoRay aufgenommen, indem die Synchronisation zur Radiofrequenz aufgehoben wurde. Die sich dabei ergebende Verteilung der Feinzeit ist für ausgewählte Ladungsbereiche stellvertretend für den CeBr₃-Detektor SFU179 bei einer Protonenenergie von 224 MeV in Abb. A.3.1 links oben dargestellt. Um die Verteilungen optisch voneinander unterscheiden zu können, wurde jeweils ein konstanter Offset addiert. Die Breite der Ladungsbereiche wurde so gewählt, dass jedes Histogramm mindestens $5 \cdot 10^5$ Ereignisse enthält, um den Einfluss statistischer Schwankungen gering zu halten.

Man sieht eine deutliche Unstetigkeitsstelle bei ca. 4,7 ns, die dem Sprung zwischen zwei Grundzyklen geschuldet ist (siehe Kap. 4.3.2). Außerdem zeigen alle Kurven in jedem der zwei Teilintervalle eine sägezahnartige Form. Dies ist damit zu erklären, dass die CeBr₃-Signale im Bereich ihrer abfallenden Flanke weitgehend linksgekrümmt sind. Bei niedrigen Ladungen sind weitere Substrukturen zu erkennen. Die Feinzeitverteilung im Diamantdetektor ist in Abb. A.3.1 links unten gezeigt. Auch hier zeigt sich eine integrale Nichtlinearität in Form eines Sägezahns.

Für die CeBr₃-Detektoren wurde zunächst für jeden Ladungsbereich die kumulative Wahrscheinlichkeitsdichte-Funktion (engl. **cumulative density function**, CDF) berechnet. Für den Diamantdetektor wurde eine CDF für alle Ladungen berechnet, weil es sich bei dem Diamantsignal um ein quasi monoenergetisches Signal aus einem Diskriminator handelte.

Nach einer Normierung auf ihr Maximum wäre die CDF im Idealfall, also dann, wenn keine Nichtlinearität existieren würde, eine Gerade mit Anstieg Eins und Achsenabschnitt Null. Die Abweichung von der idealen CDF ist für den Detektor SFU179 in Abb. A.3.1 rechts oben und für den Diamantdetektor in Abb. A.3.1 rechts unten dargestellt.

Die Korrektur wird nun wie folgt angewendet [Werner et al., 2019]: Ausgangspunkt ist die These, dass die gemessene $\text{CDF}_{\text{gemessen}}(t - t_{\text{RF}})$ nach der Korrektur gleich der idealen

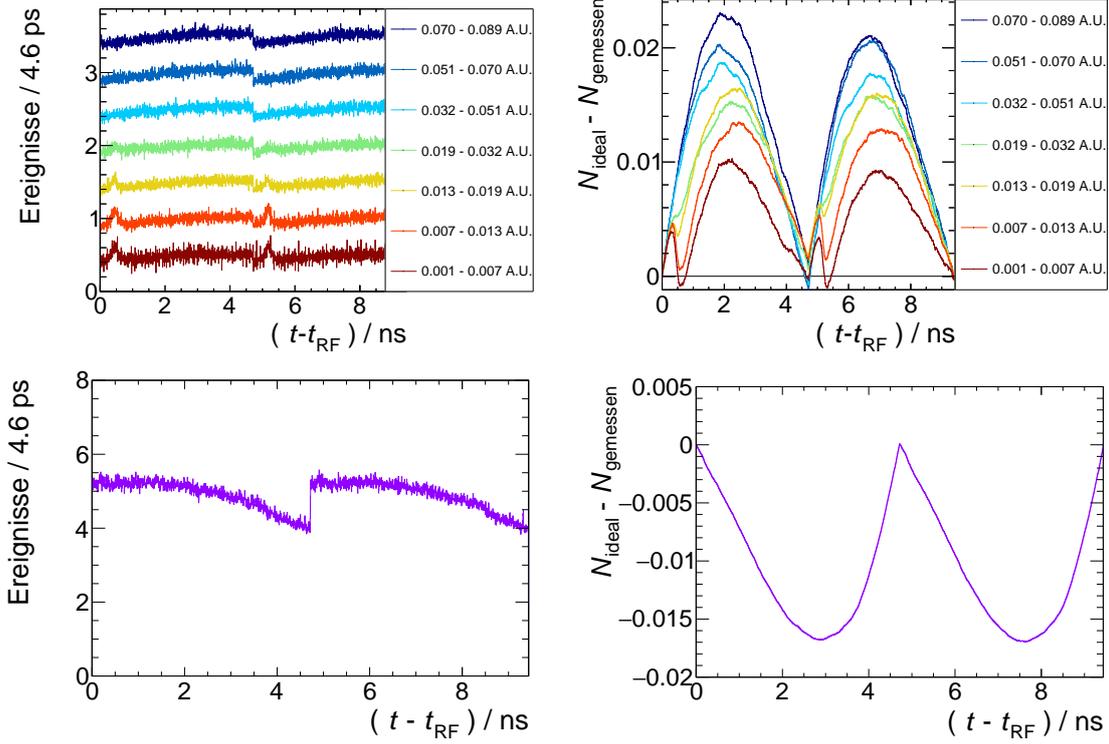


Abbildung A.3.1: Feinzeit-Verteilung von unkorrelierten Daten (links) und Residuen gegenüber einer idealen Verteilung (rechts) für den CeBr₃-Detektor SFU179 (oben) und für den Diamantdetektor (unten).

$\text{CDF}_{\text{ideal}}((t - t_{\text{RF}})_{\text{korr}})$ sein soll:

$$\text{CDF}_{\text{gemessen}}(t - t_{\text{RF}}) \stackrel{!}{=} \text{CDF}_{\text{ideal}}((t - t_{\text{RF}})_{\text{korr}}). \quad (\text{A.3.1})$$

Für die ideale CDF gilt:

$$\text{CDF}_{\text{ideal}}(t - t_{\text{RF}}) = \frac{t - t_{\text{RF}}}{T_{\text{RF}}} \text{ mit } T_{\text{RF}} = \frac{1}{f_{\text{RF}}}. \quad (\text{A.3.2})$$

Daraus folgt für die Korrektur der Feinzeit:

$$(t - t_{\text{RF}})_{\text{korr}} = \frac{1}{f_{\text{RF}}} \text{CDF}_{\text{gemessen}}(t - t_{\text{RF}}). \quad (\text{A.3.3})$$

Mithilfe der eindimensionalen CDF beim Diamantdetektor ist nun eine ladungsunabhängige, mithilfe der zweidimensionalen CDF bei den Szintillatoren eine ladungsabhängige Feinzeit-Korrektur gemäß Gln. (A.3.3) möglich. Diese wurde im Rahmen dieser Arbeit in das ROOT-basierte Programm zur Analyse der Daten des U100-Spektrometers implemen-

tiert. Ob die Korrektur auch in Abhängigkeit der Einschussenergie durchgeführt werden muss, wurde exemplarisch überprüft und konnte ausgeschlossen werden, da die Ergebnisse mit einer Genauigkeit von weniger als 0,4% übereinstimmten.

A.4 Zeitdifferenz-Histogramme für Variante A1 und A2 des Koinzidenzexperimentes

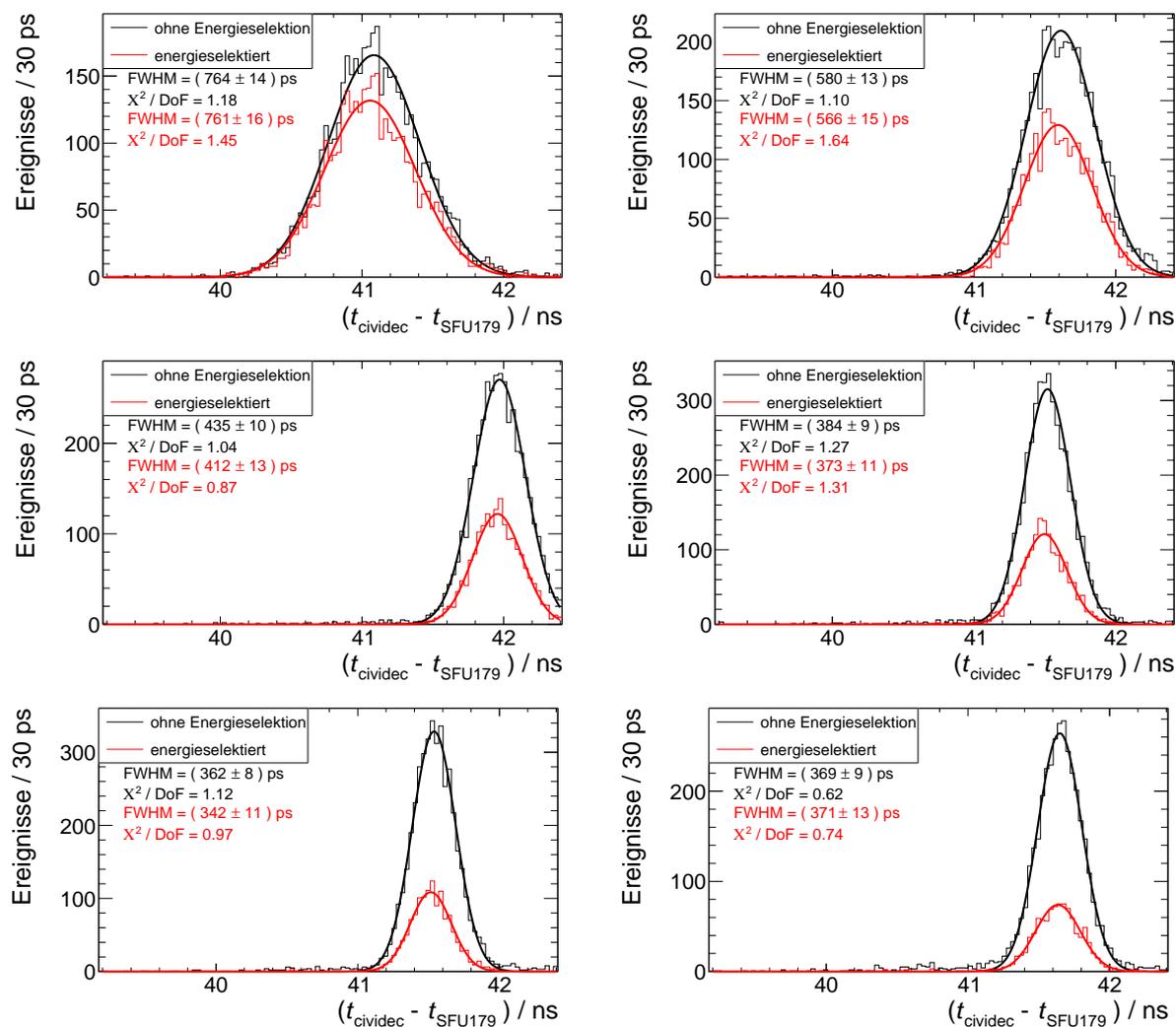


Abbildung A.4.1: Zeitdifferenzhistogramme für Variante A1 bei 70 MeV (oben links), 90 MeV (oben rechts), 130 MeV (Mitte links), 160 MeV (Mitte rechts), 190 MeV (unten links) und 224 MeV (unten rechts).

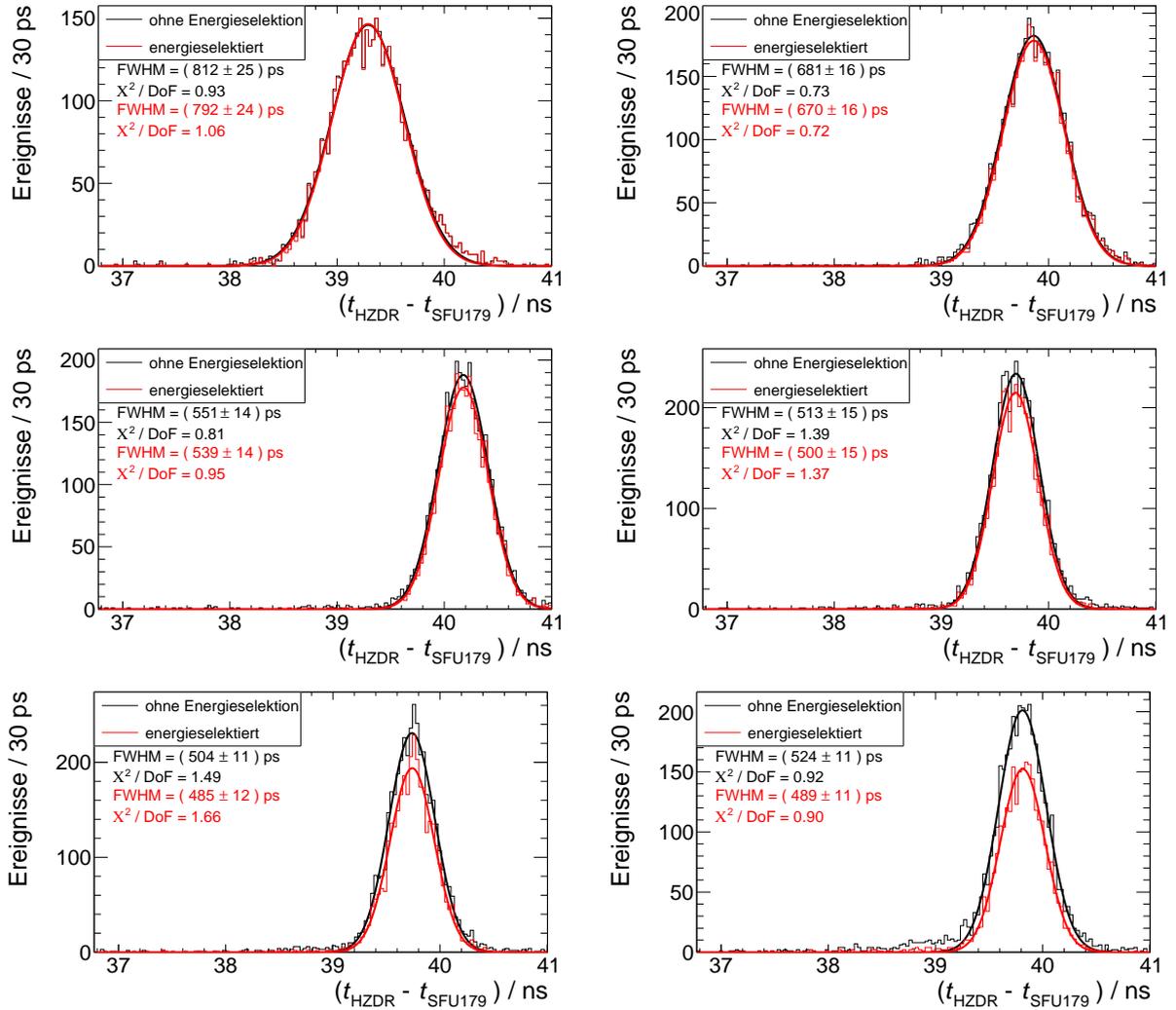


Abbildung A.4.2: Zeitdifferenzhistogramme für Variante A2 bei 70 MeV (oben links), 90 MeV (oben rechts), 130 MeV (Mitte links), 160 MeV (Mitte rechts), 190 MeV (unten links) und 224 MeV (unten rechts).

A.5 Der Diamantdetektor als PBM bei automatischer Phasen Anpassung

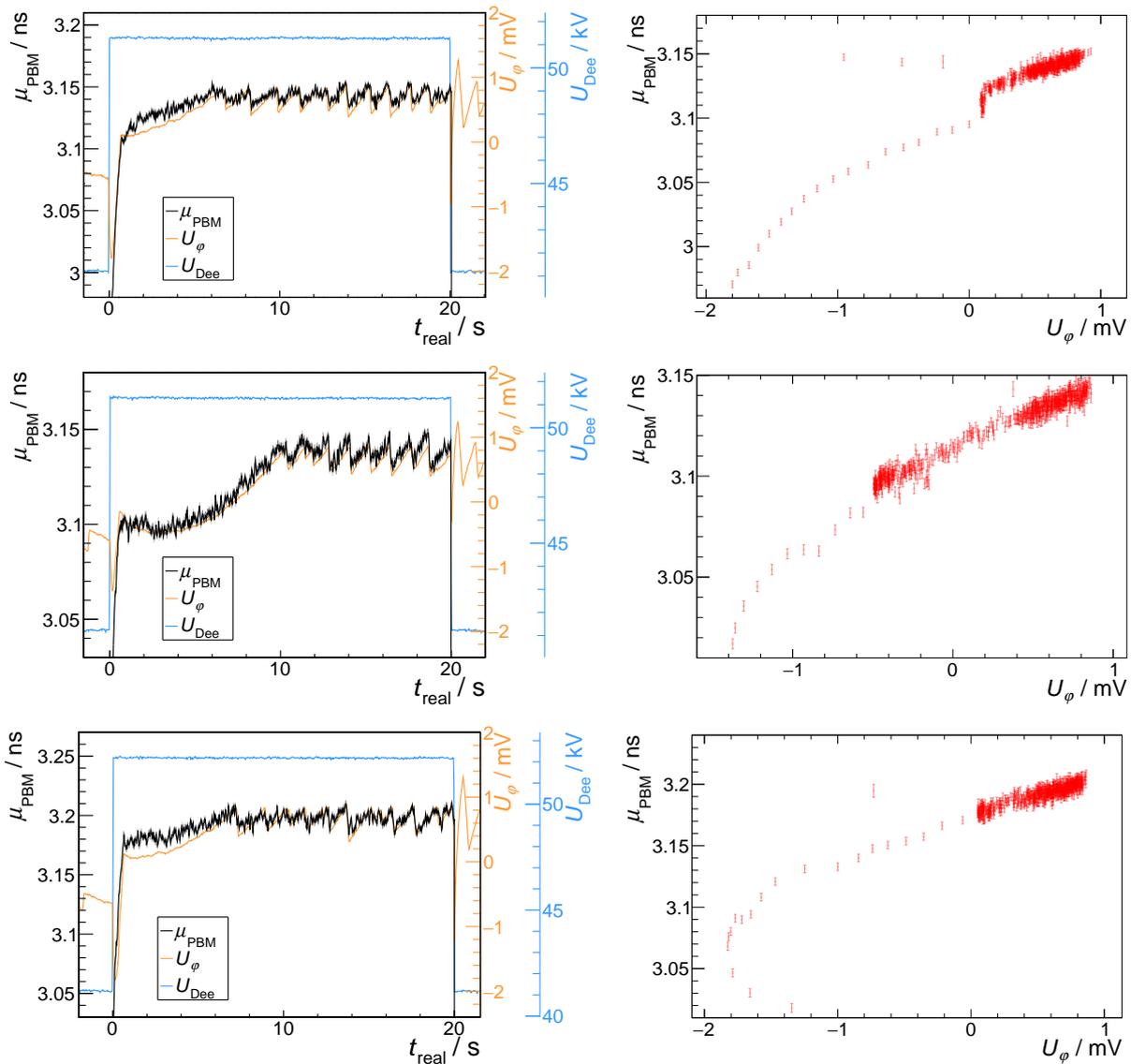


Abbildung A.5.1: Messungen $\Phi 4$, $\Phi 5$ und $\Phi 6$: Echtzeit-Strahlüberwachung der Protonenphase mit dem Diamantdetektor als PBM und zeitgleicher Messung von U_{ϕ} (links) sowie deren Korrelation (rechts).

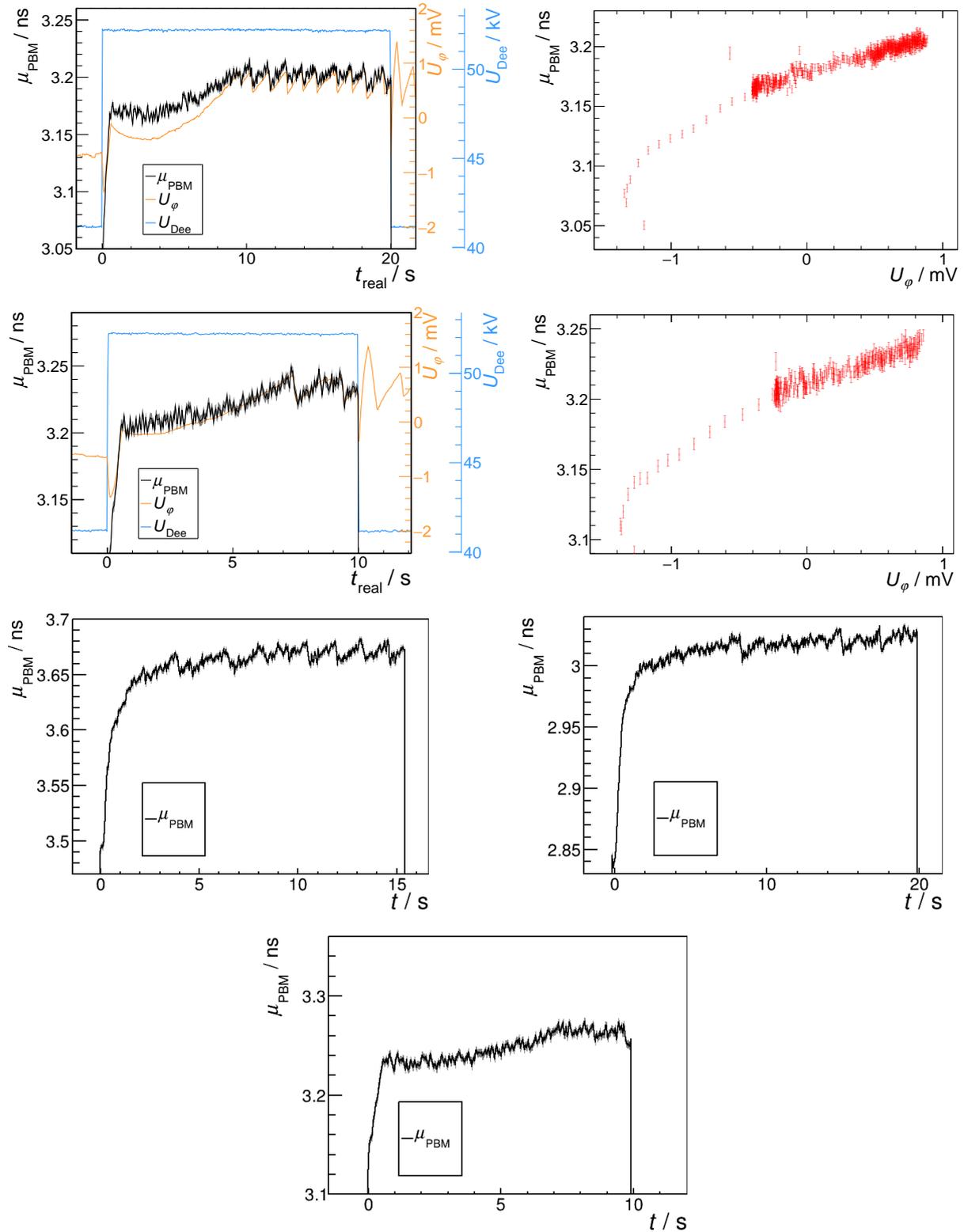


Abbildung A.5.2: Obere vier: Messungen $\Phi 7$ und $\Phi 8$: Echtzeit-Strahlüberwachung der Protonenphase mit dem Diamantdetektor als PBM und zeitgleicher Messung von U_{ϕ} (links) sowie deren Korrelation (rechts). Untere drei: Messungen $\Phi 1$, $\Phi 2$ und $\Phi 9$, bei denen U_{ϕ} nicht akquiriert wurde.

A.6 Der Diamantdetektor als PBM bei manueller Phasenanpassung

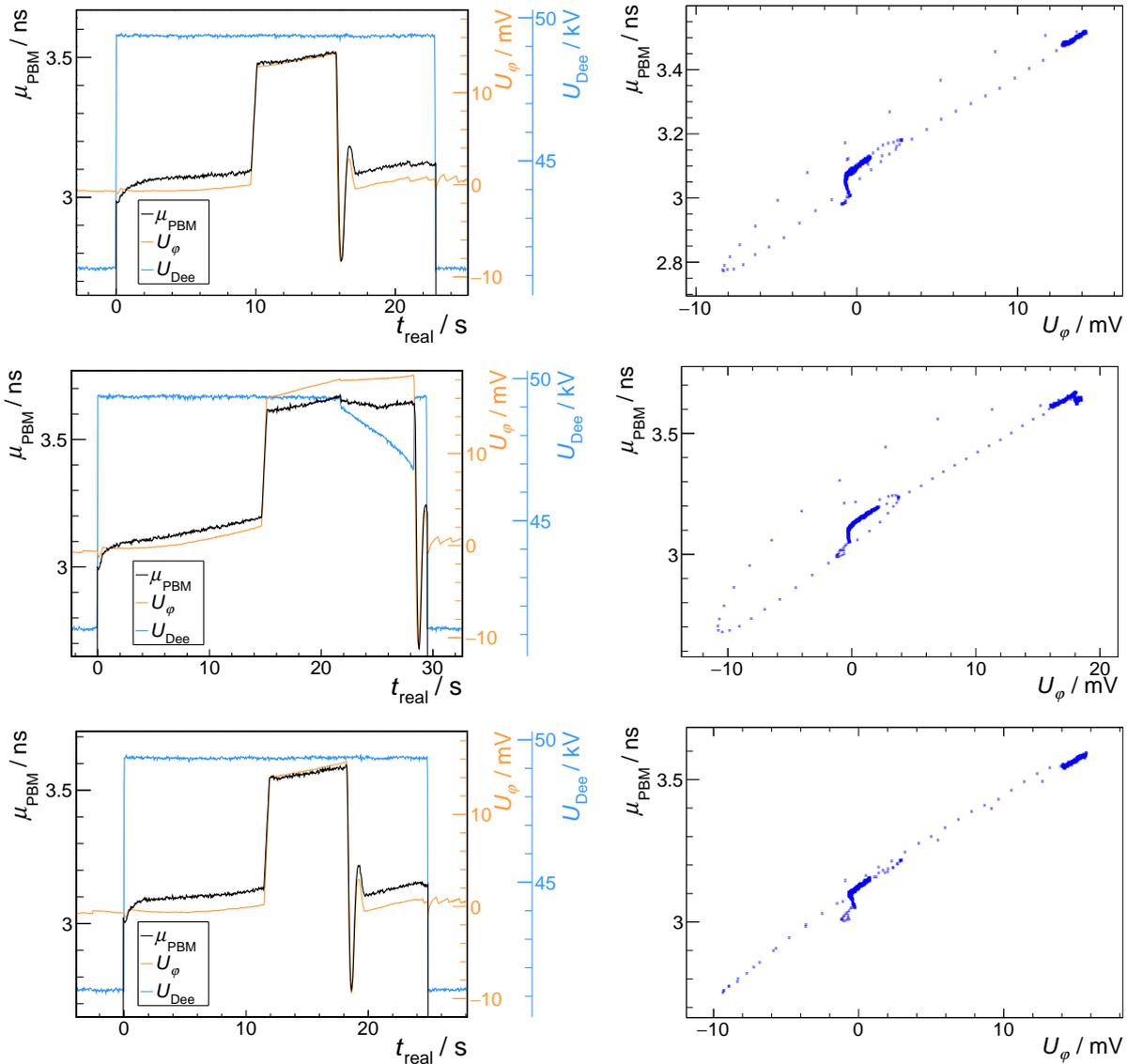


Abbildung A.6.1: Messungen $\Psi 1$ bis $\Psi 3$: Echtzeit-Strahlüberwachung der Protonenphase mit dem Diamantdetektor als PBM während stufenweiser Verschiebungen des Steuerelements und zeitgleicher Messung von U_{ϕ} (links) sowie deren Korrelation (rechts).

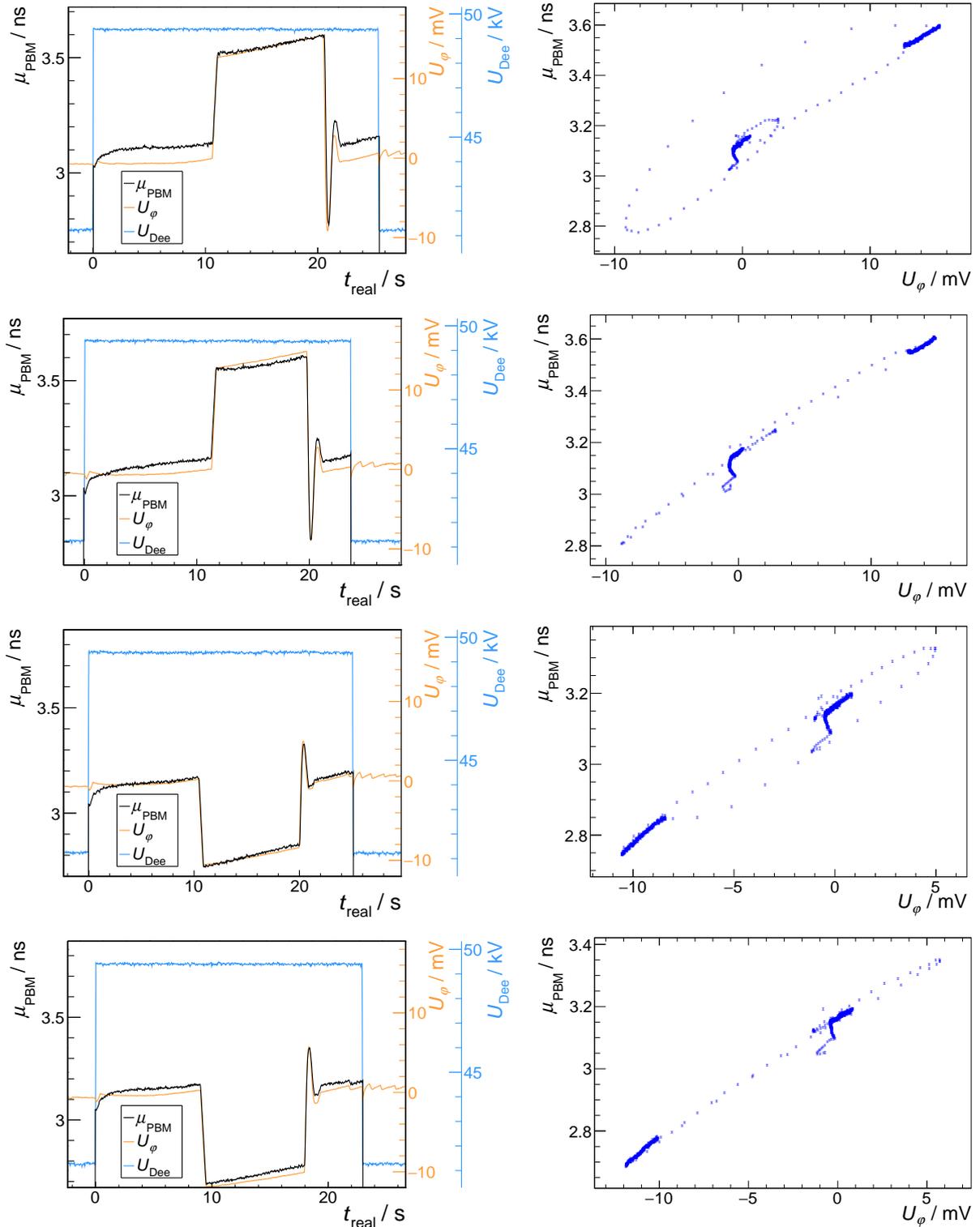


Abbildung A.6.2: Messungen Ψ_4 bis Ψ_7 : Echtzeit-Strahlüberwachung der Protonenphase mit dem Diamantdetektor als PBM während stufenweiser Verschiebungen des Steuerelements und zeitgleicher Messung von U_{ϕ} (links) sowie deren Korrelation (rechts).

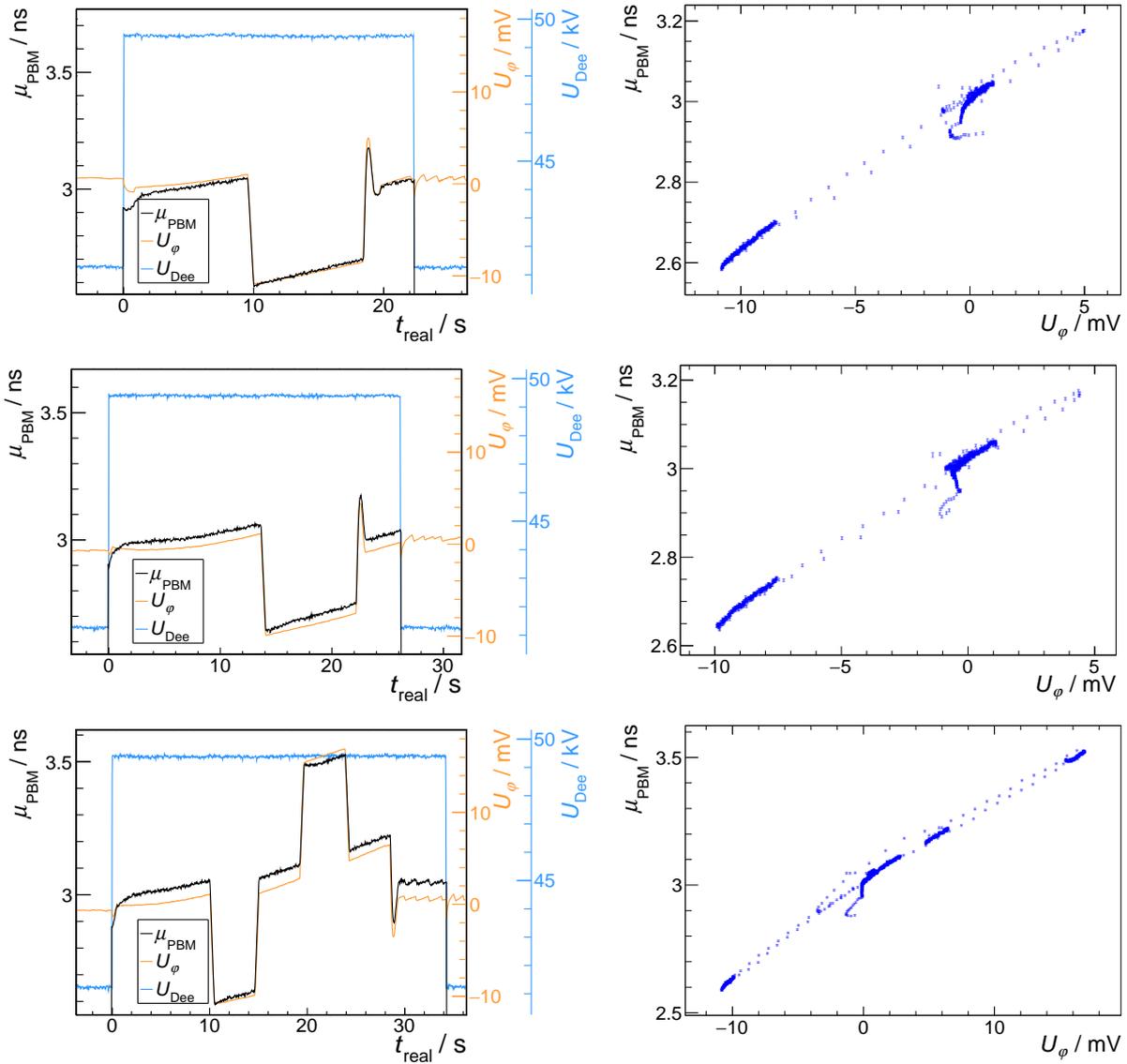


Abbildung A.6.3: Messungen $\Psi 8$ bis $\Psi 10$: Echtzeit-Strahlüberwachung der Protonenphase mit dem Diamantdetektor als PBM während stufenweiser Verschiebungen des Steuerelements und zeitgleicher Messung von U_{ϕ} (links) sowie deren Korrelation (rechts).

Literaturverzeichnis

- J. Adamczewski, M. Al-Turany, D. Bertini, H. G. Essel, S. Linev. Go4 v2 Analysis Framework. (2003). <https://arxiv.org/abs/physics/0306022>
- F. Albertini, A. Bolsi, A. J. Lomax, H. P. Rutz, B. Timmerman, G. Goitein. Sensitivity of intensity modulated proton therapy plans to changes in patient weight. *Radiother. Oncol.* **86**, 187–194 (2008). DOI: [10.1016/j.radonc.2007.11.032](https://doi.org/10.1016/j.radonc.2007.11.032)
- J. Allison, S. Agostinelli, K. Amako, J. Apostolakis, H. Araujo, P. Arce, M. Asai, D. Axen, S. Banerjee, G. Barrand, F. Behner, L. Bellagamba, J. Boudreau, L. Brogna, A. Brunengo, H. Burkhardt, S. Chauvie, J. Chuma, R. Chytrcek, G. Cooperman et al. Geant 4 - a simulation toolkit. *Nucl. Instr. and Meth. A* **506**, 250–303 (2003). DOI: [10.1016/S0168-9002\(03\)01368-8](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01368-8)
- E. Altstadt, C. Beckert, H. Freiesleben, V. Galindo, E. Grosse, A. Junghans, J. Klug, B. Naumann, S. Schneider, R. Schlenk, A. Wagner, F.-P. Weiss. A photo-neutron source for time-of-flight measurements at the radiation source ELBE. *Ann. Nucl. Energy* **34**, 36–50 (2007). DOI: [10.1016/j.anucene.2006.11.005](https://doi.org/10.1016/j.anucene.2006.11.005)
- F. Bachmair. CVD Diamond Sensors In Detectors For High Energy Physics. Doktorarbeit, ETH Zurich (2016). <http://cds.cern.ch/record/2232048/files/CERN-THESIS-2016-163.pdf?subformat=pdfa&version=1>
- A. Beer. Bestimmung der Absorption des rothen Lichts in farbigen Flüssigkeiten. *Ann. Phys.* **162**, 78–88 (1852). DOI: [10.1002/andp.18521620505](https://doi.org/10.1002/andp.18521620505)
- M. Berger, J. Coursey, M. Zucker, J. Chang. PSTAR: Stopping-power and range tables for protons. National Institute of Standards and Technology (2020). <https://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/PSTAR.html>
- P. Bergonzo, D. Tromson, C. Descamps, H. Hamrita, C. Mer, N. Tranchant, M. Nesladek. Improving diamond detectors: A device case. *Diam. Relat. Mater.* **16**, 1038–1043 (2007). DOI: [10.1016/j.diamond.2006.11.099](https://doi.org/10.1016/j.diamond.2006.11.099)

- J. Berthold, C. Khamfongkhrua, J. Petzoldt, J. Thiele, T. Hölscher, P. Wohlfahrt, N. Peters, A. Jost, C. Hofmann, G. Janssens, J. Smeets, C. Richter. First-in-human validation of CT-based proton range prediction using prompt gamma imaging in prostate-cancer treatments. *Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Phys.* (2021). DOI: [10.1016/j.ijrobp.2021.06.036](https://doi.org/10.1016/j.ijrobp.2021.06.036)
- H. Bethe. Zur Theorie des Durchgangs schneller Korpuskularstrahlen durch Materie. *Ann. Phys.* **397**, 325–400 (1930). DOI: [10.1002/andp.19303970303](https://doi.org/10.1002/andp.19303970303)
- R. Beyer, E. Birgersson, Z. Elekes, A. Ferrari, E. Grosse, R. Hannaske, A. Junghans, T. Kögler, R. Massarczyk, A. Matić, R. Nolte, R. Schwengner, A. Wagner. Characterization of the neutron beam at nELBE. *Nucl. Instrum. Meth. A* **723**, 151–162 (2013). DOI: [10.1016/j.nima.2013.05.010](https://doi.org/10.1016/j.nima.2013.05.010)
- V. Blobel, E. Lohrmann. Statistische und numerische Methoden der Datenanalyse. B. G. Teubner Stuttgart, Leipzig (1998).
- E. Bossini, N. Minafra. Diamond detectors for timing measurements in high energy physics. *Front. Phys.* **8** (2020). DOI: [10.3389/fphy.2020.00248](https://doi.org/10.3389/fphy.2020.00248)
- W. H. Bragg, R. Kleeman. On the α particles of Radium, and their loss of range in passing through various atoms and molecules. *Lond. Edinb. Dubl. Phil. Mag.* **10**, 318–340 (1905). DOI: [10.1080/14786440509463378](https://doi.org/10.1080/14786440509463378)
- R. Brun, F. Rademakers. ROOT - An object oriented data analysis framework. *Nucl. Instrum. Meth. A* **389**, 81–86 (1997). DOI: [10.1016/s0168-9002\(97\)00048-x](https://doi.org/10.1016/s0168-9002(97)00048-x)
- CIVIDEC Instrumentation GmbH. Product certificate (2019). Ref: PK/417.
- CIVIDEC Instrumentation GmbH. B2-HV pCVD DIAMOND BEAM LOSS DETECTOR (2020). <https://cividec.at/detectors-B2-HV.html>
- C. Canali, E. Gatti, S. Kozlov, P. Manfredi, C. Manfredotti, F. Nava, A. Quirini. Electrical properties and performances of natural diamond nuclear radiation detectors. *Nucl. Instrum. Methods* **160**, 73–77 (1979). DOI: [10.1016/0029-554x\(79\)90167-8](https://doi.org/10.1016/0029-554x(79)90167-8)
- A. Carabe, M. Moteabbed, N. Depauw, J. Schuemann, H. Paganetti. Range uncertainty in proton therapy due to variable biological effectiveness. *Phys. Med. Biol.* **57**, 1159–1172 (2012). DOI: [10.1088/0031-9155/57/5/1159](https://doi.org/10.1088/0031-9155/57/5/1159)

- S. Curtoni, M.-L. Gallin-Martel, L. Abbassi, A. Bes, G. Bosson, J. Collot, T. Crozes, D. Dauvergne, W. D. Nolf, P. Everaere, L. Gallin-Martel, A. Ghimouz, F. Haddad, C. Hoarau, J.-Y. Hostachy, C. Koumeir, A. Lacoste, S. Marcatili, V. Métivier, J. Morse et al. Performance of CVD diamond detectors for single ion beam-tagging applications in hadrontherapy monitoring. (2021). <https://arxiv.org/abs/2105.05053>.
- H. Fraiss-Kölbl, E. Griesmayer, H. Kagan, H. Pernegger. A fast low-noise charged-particle CVD diamond detector. *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **51**, 3833–3837 (2004). DOI: [10.1109/tns.2004.839366](https://doi.org/10.1109/tns.2004.839366)
- M. Goitein. Calculation of the uncertainty in the dose delivered during radiation therapy. *Med. Phys.* **12**, 608–612 (1985). DOI: [10.1118/1.595762](https://doi.org/10.1118/1.595762)
- C. Golnik, F. Hueso-González, A. Müller, P. Dendooven, W. Enghardt, F. Fiedler, T. Kormoll, K. Roemer, J. Petzoldt, A. Wagner, G. Pausch. Range assessment in particle therapy based on prompt γ -ray timing measurements. *Phys. Med. Biol.* **59**, 5399–5422 (2014). DOI: [10.1088/0031-9155/59/18/5399](https://doi.org/10.1088/0031-9155/59/18/5399)
- C. Hernalsteens, R. Tesse, S. T. Boogert, Q. Flandroy, C. Fuentes, E. Gnacadja, L. J. Nevay, N. Pauly, E. Ramoisiaux, W. Shields, F. Stichelbaut, A. Vandenhoeke. A novel approach to seamless simulations of compact hadron therapy systems for self-consistent evaluation of dosimetric and radiation protection quantities. *EPL* **132**, 50004 (2020). DOI: [10.1209/0295-5075/132/50004](https://doi.org/10.1209/0295-5075/132/50004)
- V. L. Highland. Some practical remarks on multiple scattering. *Nucl. Instrum. Methods* **129**, 497–499 (1975). DOI: [10.1016/0029-554x\(75\)90743-0](https://doi.org/10.1016/0029-554x(75)90743-0)
- C. Hoarau, G. Bosson, J.-L. Bouly, S. Curtoni, D. Dauvergne, P. Everaere, M.-L. Gallin-Martel, S. Marcatili, J.-F. Muraz, A. Portier, N. Rosuel. RF pulse amplifier for CVD-diamond particle detectors. *J. Instrum.* **16**, T04005 (2021). DOI: [10.1088/1748-0221/16/04/t04005](https://doi.org/10.1088/1748-0221/16/04/t04005)
- F. Hueso-González, W. Enghardt, F. Fiedler, C. Golnik, G. Janssens, J. Petzoldt, D. Prieels, M. Priegnitz, K. E. Römer, J. Smeets, F. V. Stappen, A. Wagner, G. Pausch. First test of the prompt gamma ray timing method with heterogeneous targets at a clinical proton therapy facility. *Phys. Med. Biol.* **60**, 6247–6272 (2015). DOI: [10.1088/0031-9155/60/16/6247](https://doi.org/10.1088/0031-9155/60/16/6247)

- H. Kagan, A. Alexopoulos, M. Artuso, F. Bachmair, L. Bäni, M. Bartosik, J. Beacham, H. Beck, V. Bellini, V. Belyaev, B. Bentele, P. Bergonzo, A. Bes, J.-M. Brom, M. Bruzzi, G. Chiodini, D. Chren, V. Cindro, G. Claus, J. Collot et al. Diamond detector technology, status and perspectives. *Nucl. Instrum. Meth. A* **924**, 297–300 (2019). DOI: [10.1016/j.nima.2018.06.009](https://doi.org/10.1016/j.nima.2018.06.009)
- D. Kania, M. Landstrass, M. Plano, L. Pan, S. Han. Diamond radiation detectors. *Diam. Relat. Mater.* **2**, 1012–1019 (1993). DOI: [10.1016/0925-9635\(93\)90266-5](https://doi.org/10.1016/0925-9635(93)90266-5)
- G. F. Knoll. Radiation Detection and Measurement. John Wiley & Sons, Inc., 3. Auflage (2011).
- A.-C. Knopf, A. Lomax. In vivo proton range verification: a review. *Phys. Med. Biol.* **58**, R131–R160 (2013). DOI: [10.1088/0031-9155/58/15/r131](https://doi.org/10.1088/0031-9155/58/15/r131)
- N. Kohlhase. Charakterisierung eines Proton Bunch Monitors für den Einsatz in der Protonenreichweiteverifikation mittels der Prompt Gamma-Ray Timing Methode. Masterarbeit, Technische Universität Dresden (2017).
- W. A. Kotelnikow. O propusknoj sposobnosti ëfiraï provoloki v elektros-vjazi. Materialy k I. Vsesojusnomu s'ezdu po voprosam techniceskoj rekonstrukciidela svjasi i rozvitija slabotnochnoj promyslennosti. (1933).
- B. Kozlovsky, R. J. Murphy, R. Ramaty. Nuclear deexcitation gamma-ray lines from accelerated particle interactions. *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **141**, 523–541 (2002). DOI: [10.1086/340545](https://doi.org/10.1086/340545)
- H. Krieger. Strahlungsmessung und Dosimetrie. Springer-Verlag GmbH Deutschland, Berlin, 2. Auflage (2013).
- H. Krieger. Grundlagen der Strahlungsphysik und Strahlenschutz. Springer-Verlag GmbH Deutschland, Berlin, 5. Auflage (2017).
- M. Küchler. Einfluss starker Lastwechselläufe auf die Zeitnahme von Szintillationsdetektoren. Bachelorarbeit, Technische Universität Dresden (2018).
- J.-H. Lambert. Photometria Sive De Mensura Et Gradibus Luminis, Colorum Et Umbrae. Sumptibus Viduae Eberhardi Klett, typis Christophori Petri Detleffsen (1760).
- W. R. Leo. Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments. Springer Berlin Heidelberg, 2. Auflage (1994).

- U. Linz (Editor). Ion Beam Therapy: Fundamentals, Technology, Clinical Applications. Springer Science and Business Media (2011).
- S. Marcatili, J. Collot, S. Curtoni, D. Dauvergne, J.-Y. Hostachy, C. Koumeir, J. M. Létang, J. Livingstone, V. Métivier, L. Gallin-Martel, M. L. Gallin-Martel, J. F. Muraz, N. Servagent, É. Testa, M. Yamouni. Ultra-fast prompt gamma detection in single proton counting regime for range monitoring in particle therapy. *Phys. Med. Biol.* **65**, 245033 (2020). DOI: [10.1088/1361-6560/ab7a6c](https://doi.org/10.1088/1361-6560/ab7a6c)
- T. Mayer-Kuckuk. Kernphysik. Vieweg + Teubner Verlag, 7. Auflage (2002).
- G. Molière. Theorie der Streuung schneller geladener Teilchen I. Einzelstreuung am abgeschirmten Coulomb-Feld. *Z. Naturforsch. A* **2**, 133–145 (1947). DOI: [10.1515/zna-1947-0302](https://doi.org/10.1515/zna-1947-0302)
- G. Molière. Theorie der Streuung schneller geladener Teilchen II Mehrfach-und Vielfachstreuung. *Z. Naturforsch. A* **3**, 78–97 (1948). DOI: [10.1515/zna-1948-0203](https://doi.org/10.1515/zna-1948-0203)
- C. Müller. Untersuchung des Verhaltens eines Detektorsystems unter Lastwechseln im Hinblick auf die Prompt Gamma-Ray Timing Methode. Masterarbeit, Technische Universität Dresden (2017).
- PTCOG. Particle therapy facilities in clinical operation (last update: August 2021) (2021). <https://www.ptcog.ch/index.php/facilities-in-operation>
- H. Paganetti. Range uncertainties in proton therapy and the role of Monte Carlo simulations. *Phys. Med. Biol.* **57**, R99–R117 (2012). DOI: [10.1088/0031-9155/57/11/r99](https://doi.org/10.1088/0031-9155/57/11/r99)
- H. Paganetti, C. Beltran, S. Both, L. Dong, J. Flanz, K. Furutani, C. Grassberger, D. R. Grosshans, A.-C. Knopf, J. A. Langendijk, H. Nystrom, K. Parodi, B. W. Raaymakers, C. Richter, G. O. Sawakuchi, M. Schippers, S. F. Shaitelman, B. K. K. Teo, J. Unkelbach, P. Wohlfahrt et al. Roadmap: proton therapy physics and biology. *Phys. Med. Biol.* **66**, 05RM01 (2021). DOI: [10.1088/1361-6560/abcd16](https://doi.org/10.1088/1361-6560/abcd16)
- G. Pausch, J. Berthold, W. Enghardt, K. Römer, A. Straessner, A. Wagner, T. Werner, T. Kögler. Detection systems for range monitoring in proton therapy: Needs and challenges. *Nucl. Instrum. Meth. A* **954**, 161227 (2020). DOI: [10.1016/j.nima.2018.09.062](https://doi.org/10.1016/j.nima.2018.09.062)

- G. Pausch, C. Müller, J. Berthold, W. Enghardt, M. Küchler, K. Römer, J. Stein, A. Strässner, A. Wagner, T. Werner, A. Wolf, T. Kögler. Effect of strong load variations on gain and timing of CeBr₃ scintillation detectors used for range monitoring in proton radiotherapy. *Paper presented at the IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference* (2018).
- G. Pausch, J. Petzoldt, M. Berthel, W. Enghardt, F. Fiedler, C. Golnik, F. Hueso-Gonzalez, R. Lentering, K. Roemer, K. Ruhnau, J. Stein, A. Wolf, T. Kormoll. Scintillator-based high-throughput fast timing spectroscopy for real-time range verification in particle therapy. *IEEE T. Nucl. Sci.* **63**, 664–672 (2016). DOI: [10.1109/tns.2016.2527822](https://doi.org/10.1109/tns.2016.2527822)
- F. F. Permatasari. Development of a Clinically Applicable Technique for Range Verification in Proton Therapy Based on the Prompt Gamma-Ray Timing (PGT) Method. Doktorarbeit, Technische Universität Dresden (2022). In Vorbereitung.
- H. Pernegger. High mobility diamonds and particle detectors. *Phys. Status Solidi A* **203**, 3299–3314 (2006). DOI: [10.1002/pssa.200671404](https://doi.org/10.1002/pssa.200671404)
- N. Peters, P. Wohlfahrt, C. Hofmann, C. Möhler, S. Menkel, M. Tschiche, M. Krause, E. G. Troost, W. Enghardt, C. Richter. Reduction of clinical safety margins in proton therapy enabled by the clinical implementation of dual-energy CT for direct stopping-power prediction. *Radiother. Oncol.* (eingereicht 2021).
- J. Petzoldt. Toward the Clinical Application of the Prompt Gamma-Ray Timing Method for Range Verification in Proton Therapy. Doktorarbeit, Technische Universität Dresden (2016). <https://nbn-resolving.org/urn:nbn:de:bsz:14-qucosa-231987>
- J. Petzoldt, K. E. Roemer, W. Enghardt, F. Fiedler, C. Golnik, F. Hueso-González, S. Helmbrecht, T. Kormoll, H. Rohling, J. Smeets, T. Werner, G. Pausch. Characterization of the microbunch time structure of proton pencil beams at a clinical treatment facility. *Phys. Med. Biol.* **61**, 2432–2456 (2016). DOI: [10.1088/0031-9155/61/6/2432](https://doi.org/10.1088/0031-9155/61/6/2432)
- J. Pietraszko, T. Galatyuk, V. Grilj, W. Koenig, S. Spataro, M. Träger. Radiation damage in single crystal CVD diamond material investigated with a high current relativistic ¹⁹⁷Au beam. *Nucl. Instrum. Meth. A.* **763**, 1–5 (2014). DOI: [10.1016/j.nima.2014.06.006](https://doi.org/10.1016/j.nima.2014.06.006)
- E. Rutherford. The scattering of α and β particles by matter and the structure of the atom. *London, Edinburgh Dublin Philos. Mag. J. Sci.* **21**, 669–688 (1911). DOI: [10.1080/14786440508637080](https://doi.org/10.1080/14786440508637080)

- K. Römer. Internal Report: Understanding the fine timestamps in digital signal processing (2021). Interne Veröffentlichung am Helmholtz-Zentrum Dresden - Rossendorf.
- M. Schmidt. Messung des lateralen Profils und der Zeitstruktur von Protonenstrahlen im Experimentierraum der Universitäts Protonen Therapie Dresden. Masterarbeit, Technische Universität Dresden (2019).
- A. Schumann. Persönliche Kommunikation vom 15.10. (2021).
- J. Smeets. Persönliche Kommunikation vom 28.05. (2021).
- J. Smeets, F. Roellinghoff, D. Prieels, F. Stichelbaut, A. Benilov, P. Busca, C. Fiorini, R. Peloso, M. Basilavecchia, T. Frizzi, J. C. Dehaes, A. Dubus. Prompt gamma imaging with a slit camera for real-time range control in proton therapy. *Phys. Med. Biol.* **57**, 3371–3405 (2012). DOI: [10.1088/0031-9155/57/11/3371](https://doi.org/10.1088/0031-9155/57/11/3371)
- F. Stichelbaut, Y. Jongen. Verification of the proton beam position in the patient by the detection of prompt gamma-rays emission. In *Presentation at the 39th Particle Therapy Co-Operative Group (PTCOG) in San Francisco* (2003).
- R. Tesse, A. Dubus, N. Pauly, C. Hernalsteens, W. Kleeven, F. Stichelbaut. Numerical simulations to evaluate and compare the performances of existing and novel degrader materials for proton therapy. *J. Phys.: Conf. Ser.* **1067**, 092001 (2018). DOI: [10.1088/1742-6596/1067/9/092001](https://doi.org/10.1088/1742-6596/1067/9/092001)
- J. Timmer, H. Röcken, T. Stephani, C. Baumgarten, A. Geisler. Automated cyclotron tuning using beam phase measurements. *Nucl. Instrum. Meth. A* **568**, 532–536 (2006). DOI: [10.1016/j.nima.2006.08.005](https://doi.org/10.1016/j.nima.2006.08.005)
- J. M. Verburg, J. Seco. Proton range verification through prompt gamma-ray spectroscopy. *Phys. Med. Biol.* **59**, 7089–7106 (2014). DOI: [10.1088/0031-9155/59/23/7089](https://doi.org/10.1088/0031-9155/59/23/7089)
- C. Weiss, M. Cerv, E. Griesmayer, P. Kavargin. Particle interactions with diamond detectors. *Proceedings of the 8th International Beam Instrumentation Conference IBIC2019*, Sweden (2019). DOI: [10.18429/JACOW-IBIC2019-MOPP016](https://doi.org/10.18429/JACOW-IBIC2019-MOPP016)
- T. Werner. Studies of a Proton Bunch Monitor for Range Verification in Proton Therapy. Masterarbeit, Technische Universität Dresden (2015).

- T. Werner. Reichweiteverifizierung an einem klinischen Protonenstrahl mittels Prompt Gamma-ray Timing Methode: Eine Sensitivitätsanalyse. Doktorarbeit, Technische Universität Dresden (2020).
- T. Werner, J. Berthold, F. Hueso-González, T. Kögler, J. Petzoldt, K. Römer, C. Richter, A. Rinscheid, A. Strässner, W. Enghardt, G. Pausch. Processing of prompt gamma-ray timing data for proton range measurements at a clinical beam delivery. *Phys. Med. Biol.* **64**, 105023 (2019). DOI: [10.1088/1361-6560/ab176d](https://doi.org/10.1088/1361-6560/ab176d)
- T. Werner, A. Dreyer, C. Golnik, F. Hueso-Gonzalez, W. Enghardt, A. Straessner, J. Petzoldt, K. Roemer, G. Pausch, T. Kormoll. Studies of a proton bunch phase monitor for range verification in proton therapy. In *2015 4th International Conference on Advancements in Nuclear Instrumentation Measurement Methods and their Applications (ANIMMA)*. IEEE (2015). DOI: [10.1109/animma.2015.7465551](https://doi.org/10.1109/animma.2015.7465551)
- J. Wiedkamp. Statistische Modellierung der Prompt Gamma-Ray Timing Methode für die Verifikation der Protonentherapie. Masterarbeit, Technische Universität Dresden (2021).
- D. H. Wilkinson. The phoswich - a multiple phosphor. *Rev. Sci. Instrum.* **23**, 414–417 (1952). DOI: [10.1063/1.1746324](https://doi.org/10.1063/1.1746324)
- R. R. Wilson. Radiological use of fast protons. *Radiology* **47**, 487–491 (1946). DOI: [10.1148/47.5.487](https://doi.org/10.1148/47.5.487)
- P. Wohlfahrt, C. Möhler, W. Enghardt, M. Krause, D. Kunath, S. Menkel, E. G. C. Troost, S. Greulich, C. Richter. Refinement of the Hounsfield look-up table by retrospective application of patient-specific direct proton stopping-power prediction from dual-energy CT. *Med. Phys.* **47**, 1796–1806 (2020). DOI: [10.1002/mp.14085](https://doi.org/10.1002/mp.14085)
- P. Wohlfahrt, C. Richter. Status and innovations in pre-treatment CT imaging for proton therapy. *Br. J. Radiol.* **93**, 20190590 (2020). DOI: [10.1259/bjr.20190590](https://doi.org/10.1259/bjr.20190590)

Abbildungsverzeichnis

Abb. 2.1.1:	Massenstoßbremsvermögen in Abhängigkeit der Energie	5
Abb. 2.2.1:	Tiefendosiskurven in Wasser	6
Abb. 2.2.2:	Bestrahlungspläne im Vergleich	7
Abb. 2.3.1:	PBS Schema	8
Abb. 2.5.1:	Grundprinzip des PGT-Verfahrens	10
Abb. 2.5.2:	Foto der PG-Detektionseinheit	12
Abb. 2.5.3:	PGT-Spektren aus Werner et al. [2019]	13
Abb. 2.5.4:	Phasendrift des PGT-Mittelwerts	14
Abb. 2.6.1:	Minimal erforderliche Messdauer in Abhängigkeit Zeitauflösung des PBM	16
Abb. 2.6.2:	Schema der Signalerzeugung und Foto des Diamantdetektors	19
Abb. 2.6.3:	Energiedeposition verschiedener Strahlungsarten im Diamantdetektor	21
Abb. 2.6.4:	Einfluss des Jitters auf die Zeitauflösung. Abb. nach Leo [1994, S. 326].	22
Abb. 3.1.1:	Schaltplan zur Charakterisierung der VV am Signalgenerator	24
Abb. 4.1.1:	Schema und Foto des Flugzeitexperiments	28
Abb. 4.4.1:	Persistence-Darstellungen beim ELBE Experiment	31
Abb. 4.4.2:	Walk-Korrektur	31
Abb. 4.4.3:	Flugzeithistogramme am ELBE	32
Abb. 5.1.1:	Schema der Protonenanlage am OncoRay	34
Abb. 5.2.1:	Skizze und Foto des Koinzidenzexperiments	35
Abb. 5.3.1:	Schematisches Zeitdifferenz-Histogramm nach Knoll [2011, S.666 ff]. .	38
Abb. 5.6.1:	Signalformen und Spektren unter Protonenbestrahlung	42
Abb. 5.6.2:	CRT in Abhängigkeit der Energie	44
Abb. 5.6.3:	Ladungsspektrum SFU179 im U100-Spektrometer	45
Abb. 5.6.4:	Zeitauflösung dreier CeBr ₃ -Detektoren in Abhängigkeit der Energie .	46
Abb. 5.6.5:	Zeitauflösung des Diamantdetektors in Abhängigkeit der Energie . . .	47
Abb. 6.1.1:	Verhältnis der Stromstärken am Degradier und an der Nozzle	51
Abb. 6.2.1:	Skizzen des Degraders	52

Abb. 6.3.1:	Detektorlast in Abhängigkeit von Winkel und Graphitdicke	55
Abb. 6.3.2:	Relativzeitspektren am Graphittarget	56
Abb. 6.3.3:	FWHM der Relativzeitspektren des Diamantdetektors am Graphittarget	56
Abb. 6.3.4:	Detektorlast in Abhängigkeit von der Protonenenergie	58
Abb. 6.3.5:	Extrapolierte Detektorlasten am Degradier	59
Abb. 6.3.6:	Ladungs- und Feinzeit-Spektren bei hohen Raten	60
Abb. 6.3.7:	Ladungsselektierte Relativzeit-Spektren bei hohen Raten	61
Abb. 7.2.1:	Blockschaltbild des LLRF-Regelkreises	66
Abb. 7.4.1:	Relativzeit-Versus-Echtzeit-Histogramm für Messung $\Phi 3$	69
Abb. 7.4.2:	Verlauf der mittleren Relativzeit bei automatischer Phasen Anpassung	70
Abb. 7.4.3:	Verlauf von μ_{PBM} , U_{φ} und U_{Dee} für Messung $\Phi 3$	71
Abb. 7.4.4:	Vergößerter Ausschnitt von Messung $\Phi 3$	71
Abb. 7.4.5:	Relativzeit-Versus-Echtzeit-Histogramm für Messung $\Psi 11$	72
Abb. 7.4.6:	Verlauf vom PBM-Signal, U_{φ} und U_{Dee} für Messung $\Psi 11$	72
Abb. 7.4.7:	Kalibrierkurve für U_{φ}	73
Abb. A.1.1:	Produktzertifikat des Diamantdetektors	81
Abb. A.2.1:	Zertifikate der radioaktiven Prüfstrahler	82
Abb. A.3.1:	Feinzeit-Korrektur	84
Abb. A.4.1:	Zeitdifferenzhistogramme des Koinzidenzexperimentes A1	85
Abb. A.4.2:	Zeitdifferenzhistogramme des Koinzidenzexperimentes A2	86
Abb. A.5.1:	Oszillationen und Korrelationen zwischen PBM und U_{φ} , Teil 1	87
Abb. A.5.2:	Oszillationen und Korrelationen zwischen PBM und U_{φ} , Teil 2	88
Abb. A.6.1:	Verschiebung des Steuerelements, Teil 1	89
Abb. A.6.2:	Verschiebung des Steuerelements, Teil 2	90
Abb. A.6.3:	Verschiebung des Steuerelements, Teil 3	91

Tabellenverzeichnis

Tab. 3.1.1:	Vergleich der VV mithilfe eines Signalgenerators	24
Tab. 3.2.1:	Vergleich der VV mithilfe von Prüfstrahlern	25
Tab. 5.4.1:	Im Koinzidenzexperiment verwendete Detektoren	38
Tab. 5.4.2:	Übersicht über die durchgeführten Varianten des Koinzidenzexperiments	39
Tab. 5.6.1:	Ladungsgrenzen der CeBr ₃ -Detektoren beim Koinzidenzexperiment . .	45
Tab. 6.2.1:	Variationen verschiedener Parameter bei der Positionierungsstudie . .	53
Tab. 6.3.1:	Protonenenergien und deren Reichweiten in Graphit	57
Tab. 6.3.2:	Minimale Detektionsraten und -lasten	58
Tab. 6.3.3:	Raten und Lasten bei hohen Stromstärken	61
Tab. 7.3.1:	Messreihen zur automatischen Phasen Anpassung	68
Tab. 7.3.2:	Messreihen zur manuellen Phasen Anpassung	68
Tab. 7.4.1:	Mittlere Fitparameter für $f_{\text{damp}}(t)$ aus den Messungen $\Phi 1$ bis $\Phi 9$. . .	69

Liste der verwendeten Akronyme

BTS	zeitliche Breite der Protonen-Mikropulse (engl.: bunch time spread)
CSDA	engl.: continuous slowing down approximation
CeBr₃	Cer(III)-bromid, anorganischer Szintillator
CRT	Koinzidenz-Zeitauffösung (engl.: coincidence resolving time)
CT	Computertomographie
DAQ	Datenerfassungs-System (engl. data akquisition system)
ELBE	Elektronen Linearbeschleuniger für Strahlen hoher Brillanz und niedriger Emittanz
ESS	Energieauswahlssystem (engl. energy selection system)
FWHM	Halbwertsbreite (engl.: full width at half maximum)
HZDR	Helmholtz-Zentrum Dresden - Rossendorf
MBS	Multi-Branch-System
PBM	Protonen-Bunch-Monitor
PBS	aktive Bestrahlungsfeldformierung (engl. pencil beam scanning)
PE	Polyethylen (CH ₂) _n
PGT	Prompt Gamma-ray Timing
PT	Protonentherapie
PTCOG	Particle-Therapy Co-Operative Group
RF	Radiofrequenz
RW	Reichweite
SEV	Sekundärelektronenvervielfacher
SNR	Signal-Rausch-Verhältnis (engl.: signal-to-noise ratio)
SOBP	ausgebreiteter Bragg-Peak (engl. spread-out bragg peak)
SPR	Verhältnis zweier Bremsvermögen (engl. stopping power ratio)

Danksagung

Ich möchte mich herzlich bei allen Menschen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Dieser Dank richtet sich zuerst an meinen Betreuer Toni Kögler und meine Betreuerin Sonja Schellhammer, die voller Geduld meine vielen Fragen und E-Mails beantwortet haben. Außerdem bedanke ich mich bei Joseph Turko dafür, dass er sein Wissen über ROOT mit mir geteilt hat, sowie Felicia Fibiani Permatasari, Kristina Makarevich und Julia Wiedkamp für die regsamen Diskussion im Rahmen unser Gruppentreffen. Des Weiteren möchte ich mich bei Katja Römer, David Weinberger, Daniel Stach, Anne Dreyer, Thomas Hensel, Benjamin Lutz, Roland Beyer und Andreas Wagner für die Unterstützung bei der Planung und Durchführung der Experimente bedanken. Mein Dank gilt außerdem meinen Gutachtern Prof. Dr. Enghardt und Prof. Dr. Reichert. Zu guter Letzt danke ich meinen Eltern, die mich durch mein ganzes Studium hindurch begleitet und motiviert haben sowie Walter Wessel, mit dem ich jede Freude und jedes Leid teilen darf.

Erklärung

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Arbeit ohne unzulässige Hilfe Dritter und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel angefertigt habe. Die aus fremden Quellen direkt oder indirekt übernommenen Gedanken sind als solche kenntlich gemacht. Die Arbeit wurde bisher weder im Inland noch im Ausland in gleicher oder ähnlicher Form einer anderen Prüfungsbehörde vorgelegt.

Die vorliegende Arbeit wurde am OncoRay unter der wissenschaftlichen Leitung von Dr. Toni Kögler und Dr. Sonja Schellhammer angefertigt. Mit dem Einreichen am Institut für Physik der Martin-Luther-Universität Halle erkenne ich die bestehende Prüfungsordnung an.

Rahel-Debora Werner

Dresden, 27.10.2021