

	Beam Diagnostics Group Technical Document	20.04.2011
Zusammenfassung der Ergebnisse aus der Nachtschicht bei HIT vom 20. Feb. 2011		Autor: A. Reiter
Verteiler: A. Peters, M. Schwickert zur Information und Weiterleitung		
Historie:	18. März: Erstversion 13. April: Korrektur: Fehler im Abstand Leuchtschirm – Kamera; Szintillationseffizienz verschiebt sich nach oben Neu: 4.2 Messung Gasverstärkung, Anhang A (Geometrie Leuchttarget), Anhang B (Vgl. P43 Emissionsspektren)	

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	2
2. HEBT Messungen	3
2.1. Trigger der Messdatenerfassung.....	3
3. Messungen mit Leuchtschirm.....	3
3.1. Vorbemerkungen	3
3.1.1. Teilchenzahlbestimmung mittels Ionisationskammer.....	4
3.1.2. Schirmmaterial und Geometrie.....	4
3.1.3. Energieverlust im Leuchtschirm	5
3.1.4. Szintillationseffizienz.....	5
3.2. Modell zur Abschätzung der Szintillationseffizienz	6
3.3. Datenanalyse und Ergebnisse.....	8
3.3.1. Bildkorrektur.....	8
3.3.2. Bestimmung der Lichtausbeute.....	9
3.3.3. Berechnung der Szintillationseffizienz.....	10
3.3.4. Abschätzung der unteren Nachweisgrenze	11
4. Sensitivität von Ionisationskammer und MWPC.....	12
4.1. Abschätzung des Gasverstärkungsfaktors für MWPCs	12
4.2. Messung der Gasverstärkung	13
4.2.1. Versuchsdurchführung	13
4.2.2. Berechnung der Gasverstärkung	15
4.3. Bestimmung der unteren Nachweisgrenzen	17
4.3.1. Gasverstärkte Gitter (MWPC)	17
4.3.2. Ionisationskammer	18
5. Messung mit LEBT und MEBT Profilgittern	20
5.1. LEBT Gitter (Energie 8 keV/u)	20
5.2. MEBT Gitter (7 MeV/u)	21
6. Anhang A: Aufbau des Leuchttargets.....	22
7. Anhang B: Emissionsspektren des Phosphors P43.....	23
8. Anhang C: Berechnung der Gasverstärkung	24

1. Einleitung

Das vorliegende Dokument beschreibt die Messungen mit Protonenstrahlen und deren Ergebnisse, die am 21 Februar 2011 zumeist in der HEBT Sektion der Heidelberger Therapieanlage HIT in Kollaboration von GSI-SD und HIT durchgeführt worden sind. Dabei wurden hauptsächlich Daten bei einer Energie von 221 MeV mit „quasi minimal-ionisierenden“ Protonen genommen, deren spezifischer Energieverlust einen Faktor ~ 2 über dem Minimum der Bethe-Bloch-Kurve liegt.

Ziel der Messungen war die Abschätzung einer unteren Nachweisgrenze für verschiedene Detektortypen, vor allem für die Leuchtschirme vom Typ P43. Eine Absolutbestimmung der intrinsischen Effizienz des P43 Phosphors mittels eines einfachen Modells sollte zum ersten Mal versucht werden. Weiterhin wurden einige Messungen zur Nachweisgrenze von Profilgittern in den Sektionen LEBT und MEBT bei kleineren Energien durchgeführt. Diese Daten dienen als Referenz für Vergleiche mit einfachen Detektormodellen zur Signalabschätzung.

Die wichtigsten Ergebnisse werden hier stichpunktartig zusammengefasst:

- Die Szintillationseffizienz des P43 Leuchtschirms wurde zu 7.7 % bestimmt, die untere Nachweisgrenze zu $\sim 3 \times 10^6$ Protonen mit 221 MeV Energie.
- Für die gasgefüllten Profilgitter (MWPC) wurde bei einer Hochspannung von 1200 V ein Verstärkungsfaktor von 14 gemessen. Die untere Nachweisgrenze liegt bei 3.5×10^6 Protonen mit 221 MeV Energie. Die Gasverstärkung bei 1500 V wurde auf etwa 50 geschätzt.
- Für die Ionisationskammer wurde ein quasi ideales Antwortverhalten für Protonenraten größer 5 MHz bei 221 MeV Energie und einer Abtastrate von 200 Hz gemessen. Bei kleineren Raten sind längere Zeitscheiben als 5 ms notwendig.
- Die Signale der LEBT und MEBT Profilgitter konnten durch ein einfaches Modell beschrieben werden, das durch Vergleich mit weiteren Daten bestätigt werden soll. In der MEBT wurde der minimal nachweisbare Strom für 7 MeV/u Protonen auf 125 nA geschätzt.

Es muss darauf hingewiesen werden, dass die angegebenen Grenzen integrale Natur haben und zum Beispiel abhängig sind von der Größe des Strahlflecks, d. h. in der vorliegenden Analyse wurde nicht immer versucht, eine Nachweisgrenze pro Kanal (Draht, Pixel oder Fläche) zu ermitteln oder Größen zu gewinnen, die vollständig unabhängig von den Messparametern sind.

2. HEFT Messungen

2.1. Trigger der Messdatenerfassung

Die folgende Abbildung zeigt die DCU Pulse, die zur Triggerung der Messdatenerfassung verwendet wurden:

- Violette Spur (Kanal 2) = Messfenster der Ereigniszählung EC1
- Gelbe Spur (Kanal 1) = Trigger der Optischen Diagnose OD1, hier für 5 Aufnahmen
- Hellblaue Spur (Kanal 3) = Trigger der Profilmessung PM3 und PM4

Bei einer Spilllänge von 6.7 Sekunden erfolgt der Start der Messungen von OD1 und PM3/PM4 nach 3.7 Sekunden, d. h. in etwa in der Mitte des Spills.



Abbildung 1: Triggersignale für MDE Systeme. Erklärung siehe Text.

3. Messungen mit Leuchtschirm

3.1. Vorbemerkungen

Die Leuchtschirme wurden mit Protonen bei zwei Energien von 48 MeV (MEFI Energiestufe E1) und 221 MeV (E255) untersucht. Die Strahlintensität wurde schrittweise mittels des LEBT Schlitzes R2DS1H reduziert. Bei den Messungen mit dem Leuchtschirm H2DF2 befand sich die Detektorkombination H2DG2G (MWPC) und H2DI2I (IC) ebenfalls im Strahl, um zur Normierung Referenzdaten für die Strahlintensität zu liefern.

Die Datenanalyse wird anhand der Daten des Zyklus 5096456 erläutert, die als Referenz benutzt werden. Diese Daten wurden mit 48 MeV Protonen und noch nicht vollständig reduzierter

Intensität gewonnen. Dabei wurde über 500 ms integriert bei einer Verstärkung von 4 und geöffneter Blende.

3.1.1. Teilchenzahlbestimmung mittels Ionisationskammer

Die Spillstruktur wurde mittels einer kalibrierten Ionisationskammer mit 200 Hz ($\Delta t_{\text{DAQ}} = 5$ ms Zeitscheibe) abgetastet. Dabei wird die strom- bzw. ladungsproportionale Anzahl von Pulsen jeder Zeitscheibe über einen energieabhängigen Eichfaktor in eine Teilchenzahl umgerechnet. Der Umrechnungsfaktor beträgt im Messbereich 100 nA des Strom-Frequenz-Wandlers (IFC)

- für Protonen mit 221 MeV Energie 4913 und
- für Protonen mit 48 MeV Energie 1645.

Die innerhalb einer Messung (Integrationszeiten $\Delta t_{\text{INT}} \geq 500$ ms) auf den Schirm auftreffende Anzahl von Protonen wurde über Integration der Teilchenzahlen der gemessenen Spillstruktur im gleichen Intervall bestimmt, da die Abklingzeit Δt_{90-10} (Abfallzeit des Signals von 90% auf 10%) des P43 Phosphors unter 2 ms beträgt (siehe Angaben in 3.1.2) und damit gilt $\Delta t_{\text{INT}} \gg \Delta t_{\text{DAQ}} > \Delta t_{90-10}$, so dass im Rahmen der Messauflösung eine instantane Antwort des Leuchtschirms erfolgt.

Die untere Grenze für die Integration lag bei 3.7 s (fest), die obere bei $(3.7 + \Delta t_{\text{INT}})$ s. Beide sind für den Referenzdatensatz in Abbildung 2 als rote Markierungen dargestellt. In diesem Intervall wurden 3.33×10^7 Protonen registriert.

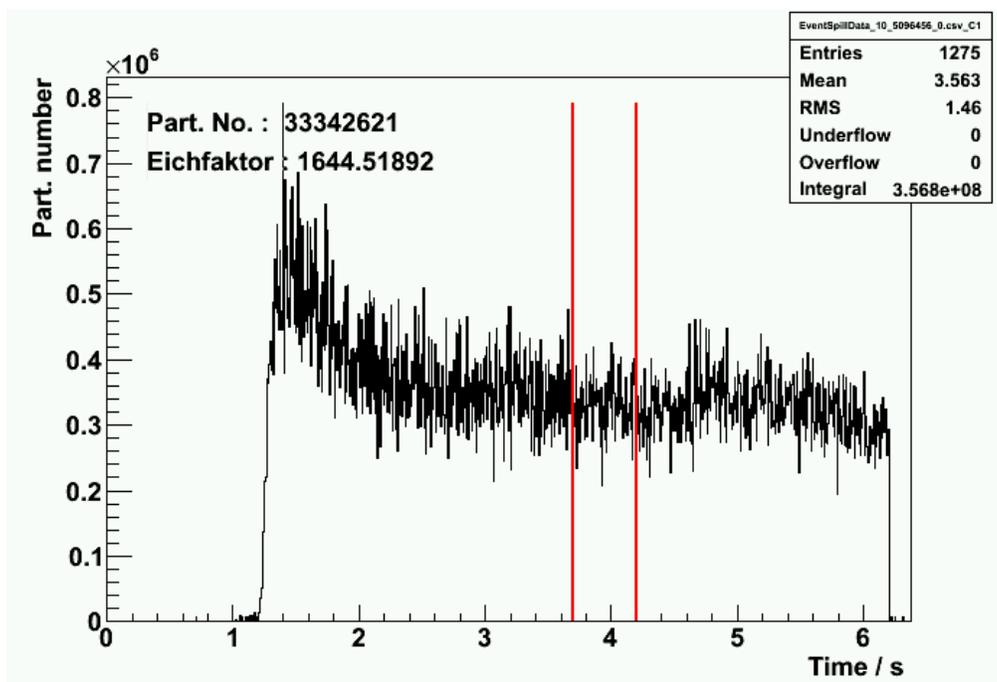


Abbildung 2: Spillstruktur der Referenzdaten (Zyklusnr. 5069456). Die roten Markierungen definieren den 500 ms Integrationsbereich der Leuchtschirmmessung.

3.1.2. Schirmmaterial und Geometrie

Die Leuchtschirme bestehen aus einer 100 μm dicken Schicht aus Phosphor P43 ($\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S:Tb}$), die unter 45 Grad zum einfallenden Strahl eingefahren wird. Dies bedeutet, dass die effektive Schichtdicke 140 μm beträgt. Die von P43 ausgehende Lichtintensität zerfällt innerhalb von 1 ms von 90 % auf 10 % der Anfangsintensität, nach weiteren 1.6 ms ist diese auf 1 % abgeklungen.

Die Korngröße d beträgt $5\ \mu\text{m}$, was bei dichtester Kugelpackung in etwa 26 Kornschichten entspricht (Abstand zwischen Schichten $\sim (8/3)^{1/2} d$). Zur Homogenität der Leuchtschirme gibt es keine genauen Angaben, dürfte aber im Bereich von $\sim 10\ \%$ liegen (2 Schichten auf 26).

Das entstehende Licht wird durch einen Glasflansch im Abstand von 370 mm von einer CCD Kamera, Typ AVT Marlin mit Standard IR Glasfilter und Pentax Objektiv C1614-M, registriert. Bei geöffneter Blende von $F=1.4$ ist der effektive Durchmesser des Objektivs $12\ \text{mm}\ \varnothing$ ($F = 16\ \text{mm}$ Brennweite / eff. \varnothing).

Die Dichte des Phosphormaterials wird mit $4.5\ \text{g/cm}^3$ abgeschätzt und basiert auf dem Datenblatt der Firma Proxitronic. Dort wird als Beispiel bei einer Massenbelegung von $25\ \text{mg/cm}^2$ eine Schichtdicke von $55\ \mu\text{m}$ angegeben. Diese Dichte liegt unter dem Standardwert für P43 von $7.34\ \text{g/cm}^3$, da die aktive Fläche durch Sedimentation von Phosphorkörnern auf einem Trägermaterial erzeugt wird. Eine Abschätzung nach oben ergibt eine maximale Dichte von $5.4\ \text{g/cm}^3$ bei Annahme einer dichtesten Kugelpackung durch den Raumfüllungsfaktor von $74\ \%$. Die geschätzte Dichte entspricht einem Füllfaktor von $50\ \%$, was in der Praxis vernünftig sein könnte¹.

3.1.3. Energieverlust im Leuchtschirm

Nach den obigen Betrachtungen ergeben sich im Leuchtschirm Energieverluste pro Protonen von

- 456 keV bei 48.12 MeV
- 160 keV bei 221.1 MeV

Zum Vergleich, minimal-ionisierende Protonen verlieren etwa 80 keV. Die Werte wurden mit dem Unterprogramm „Physical Calculator“ des Programms LISE++ bestimmt und mit SRIM2010 verifiziert, wobei die in diesen Programmen berechnete Dichte von $4.1\ \text{g/cm}^3$ für ein Gemisch $\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S}$ auf $4.5\ \text{g/cm}^3$ gesetzt wurde. Dieser Unterschied von $10\ \%$ in der Dichte überträgt sich in die Genauigkeit der abgeschätzten Energieverluste.

3.1.4. Szintillationseffizienz

Für die Lichtausbeute des Materials finden sich unterschiedliche Werte. Die Angaben von Proxitronic lassen auf eine Szintillationseffizienz von $7\ \%$ (6 keV Elektronen) oder $11.5\ \%$ (siehe Abbildung 3) schließen. Die Firma Applied Scintillation Technologies gibt einen Wert von $\sim 15\ \%$ an.

Generell ist die Lichtausbeute eines Szintillators abhängig von vielen externen Faktoren (Produktion, Vorgeschichte, Strahlungsart, etc.), so dass die Variation der erhältlichen Werte nicht überrascht. Speziell zur Abschwächlänge des Materials fehlen jegliche Angaben, so dass in den Messungen nur das Produkt aus Szintillationseffizienz und effektiver Transmission durch die Phosphorschicht bestimmt werden kann.

¹ Ein Bild einer dünnen Phosphorschicht findet sich unter <http://www.phosphorsolutions.com/>

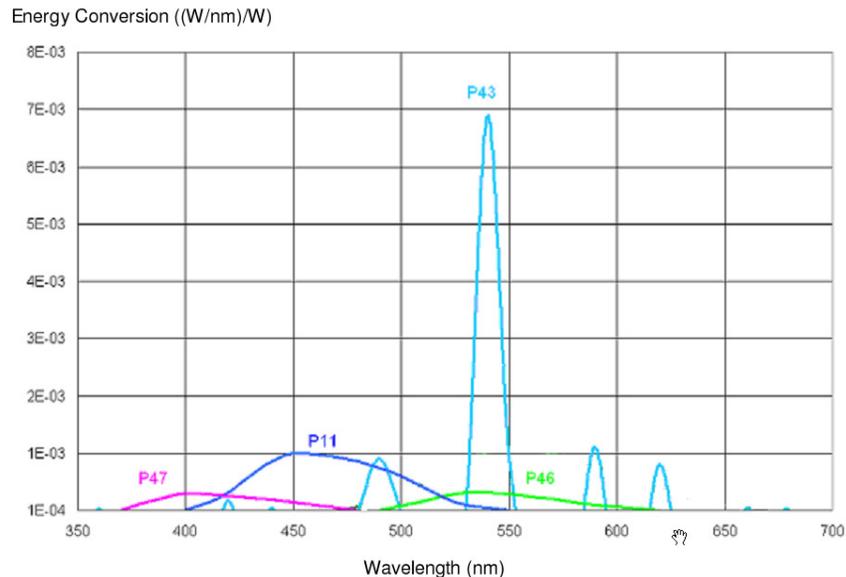


Abbildung 3: Emissionsspektren verschiedener Phosphormaterialien (Quelle Proxitronic)

3.2. Modell zur Abschätzung der Szintillationseffizienz

Anhand der bekannten Geometrie der Aufbaus, des abgeschätzten Energieverlustes im Leuchtschirm und der Herstellerangaben zu den optischen Komponenten (Transmissionen, Quanteneffizienz, CCD Eigenschaften) lässt sich das zu erwartende Detektorsignal in einem einfachen Modell berechnen. Folgende Prozesse sind darin enthalten:

- Umwandlung von deponierter Energie E_{dep} in Lichtenergie $E_{SCINT} = S \times E_{dep}$, wobei S die zu bestimmende Szintillationseffizienz darstellt. Die mittlere Anzahl von Photonen N_γ ergibt sich über die mittlere Photonenergie $\overline{E_\gamma}$ durch $N_\gamma = E_{SCINT} / \overline{E_\gamma}$.
- Isotrope Emission des Lichtes unter Vernachlässigung von Selbstabsorption im Material (Bei festem dE/dx entlang der Teilchenspur ergibt sich bei einem Beobachtungswinkel von 45° ein aus dem Material austretender Anteil $\varepsilon = 1 - \exp(-d/\lambda)$ der erzeugten Intensität, wobei λ die Abschwächlänge definiert. Bei $\lambda = 100 \mu\text{m}$ ergibt sich $\varepsilon = 0.63$.)
- Einfall des Lichtes am Objektiv im Abstand von 426 mm (370 mm + 56 mm; siehe 6), dessen effektiver Durchmesser 12 mm bei geöffneter Blende ist ($F=1.4$; effektiver $\varnothing = 16$ mm Brennweite / F). Damit ergibt sich ein Raumwinkel von etwa 6.2×10^{-4} sr, d. h. es wird ein Anteil von 5×10^{-5} der emittierten Lichtmenge eingefangen.
- Abschwächung der Lichtintensität in den optischen Komponenten nach den in Abbildung 4 gegebenen Funktionen. Für die Transmission des Glasflansches im Vakuumdeckel wurde ein konstanter Wert von 90 % angenommen.
- Umrechnung der erzeugten Photoelektronen in ADC Werte durch bekannte Kamera-parameter, die vom Hersteller AVT geliefert wurden.

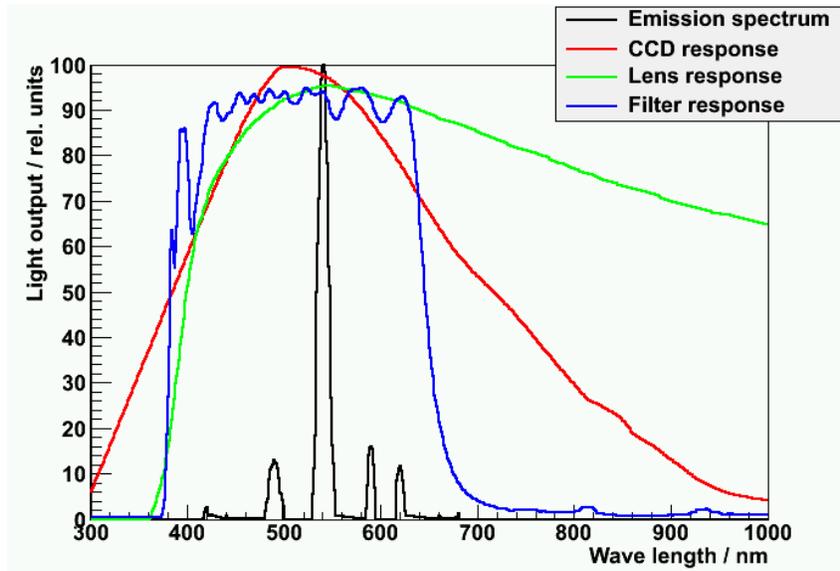


Abbildung 4: Antwortfunktionen der optischen Komponenten des Aufbaus. Erklärung siehe Text.

Abbildung 4 zeigt die wichtigsten Antwortfunktionen der optischen Komponenten als Funktionen der Wellenlänge:

- Schwarz: Emissionsspektrum von P43 (Daten aus Abbildung 3; das Maximum der Verteilung wurde normiert auf 100 %)
- Grün: Transmission (%) des Pentax Objektivs.
- Blau: Transmission (%) des Infrarot Glasfilters (IRC Jenofilter 217) in AVT Marlin Kamera
- Rot: Relative Quanteneffizienz des CCD Chips. Der Absolutwert im Maximum beträgt 0.35 bei einer Wellenlänge von 530 nm.

Weitere wichtige Kenngrößen der sind die Kameraparameter:

- Maximale Ladung (full well capacity) pro Pixel von 25.000 Elektronen
- Anzahl ADC Bit von 8
- Integrationszeit
- Verstärkungsfaktor (gain)

Unter Vernachlässigung von Lichtabsorption im Leuchtschirm erhält man durch Faltung einen Konversionsfaktor $C = 7.51 \times 10^6$ Photonen/ADC Kanal bei einem Verstärkungsfaktor von 1. Wurde eine Anzahl N_{ADC} von ADC Werten im Bild durch Integration bestimmt, kann das Produkt aus Szintillationseffizienz und Emissionseffizienz abgeschätzt werden durch:

$$S \cdot \varepsilon = \left(\frac{N_{ADC} \cdot (C / gain)}{N_p} \right) \cdot \frac{\bar{E}_\gamma}{E_{dep}}$$

Nimmt man eine Unsicherheit $\sigma(C)$ von 20 % für den Faktor C an sowie $\sigma(N_{ADC}) \sim 5\%$, $\sigma(N_p) \sim 5\%$ und $\sigma(E_{dep}) \sim 10\%$ sowie ergibt sich eine Genauigkeit von $\sigma(S \cdot \varepsilon) \sim 25\%$.

Zu den Fehler der Kameraparameter Quanteneffizienz und maximale Pixelladung gibt es keine Herstellerangaben; sie bestimmen potentiell den Fehler in C, da die optischen Transmissionsdaten im Vergleich dazu als Standardmessungen mit geringeren Ungenauigkeiten zu betrachten sind. Weiterhin hängt der Konversionsfaktors C stark von der Wahl des Emissions-

spektrum ab wie die Betrachtung in Anhang B zeigt. Dort ergibt sich ein Unterschied von 15 % für zwei Spektren, die aus Herstellerdaten gewonnen wurden.

3.3. Datenanalyse und Ergebnisse

3.3.1. Bildkorrektur

Eine Standardmethode, um fehlerhafte Pixel zu korrigieren, z. B. solche mit Vollausschlag bei beliebigen Messparametern (hot pixel) oder deutlich überhöhtem Signal, ist der Abzug eines Untergrundbildes, das mit identischen Messparametern aufgenommen wurde. Damit lässt sich zusätzlich der ADC Offset eliminieren bzw. reduzieren. Die Subtraktion kann im Prinzip die ermittelte Lichtausbeute reduzieren, da fehlerhafte Pixel den Wert Null erhalten, anstatt den Wert durch Interpolation der Intensitäten der Nachbarpixel zu gewinnen.

Im vorliegenden Fall wurden im gesamten Bildbereich 78 „hot pixel“ gefunden sowie in etwa 250 Pixel mit überhöhten ADC Werten, die aber die Ergebnisse nicht signifikant beeinflussen. Im Bereich des Strahlflecks beträgt deren Anzahl ~10 (siehe Abbildung 5 und Abbildung 6).

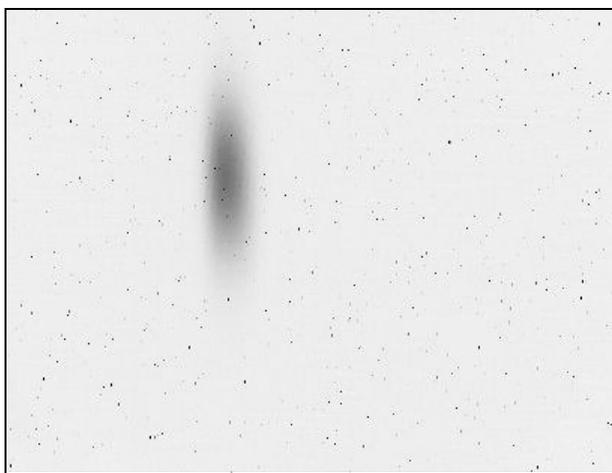


Abbildung 5: Kamerabild für den Referenzdatensatz, dargestellt in invertierten Graustufen

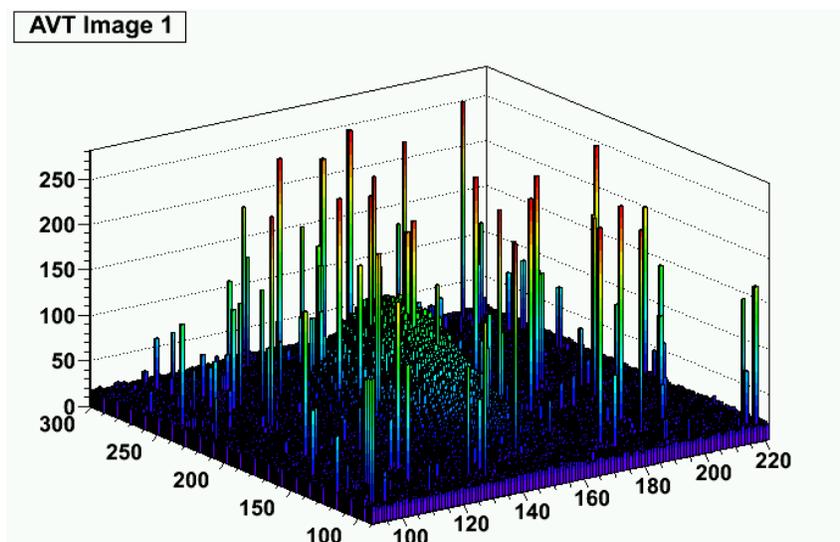


Abbildung 6: Rohdaten der Pixelwerte als 2-dimensionales Histogramm im Bereich um den Strahlfleck. Die Anzahl der fehlerhaften Pixel in diesem Bereich ist vernachlässigbar.

3.3.2. Bestimmung der Lichtausbeute

Die Lichtausbeute wurde in folgenden Schritten ermittelt:

- Abzug des Untergrundbildes
- Zusammenfassung der Bilddaten in beiden Achsen um den Faktor 8 (Abbildung 7)
- Bildung der Projektionen in beiden Achsen
- Abzug des Offsets in Projektionen und Integration über den Strahlbereich

Die beiden Integralwerte stellen jeweils die Anzahl der gemessenen ADC Werte N_{ADC} dar. Im Referenzdatensatz wurde in der horizontalen Projektion ein Wert $N_{ADC} = 4200 \times 64 = 268.800$ bestimmt, wobei die Werte je nach Methode im Bereich von $\sim 5\%$ variierten.

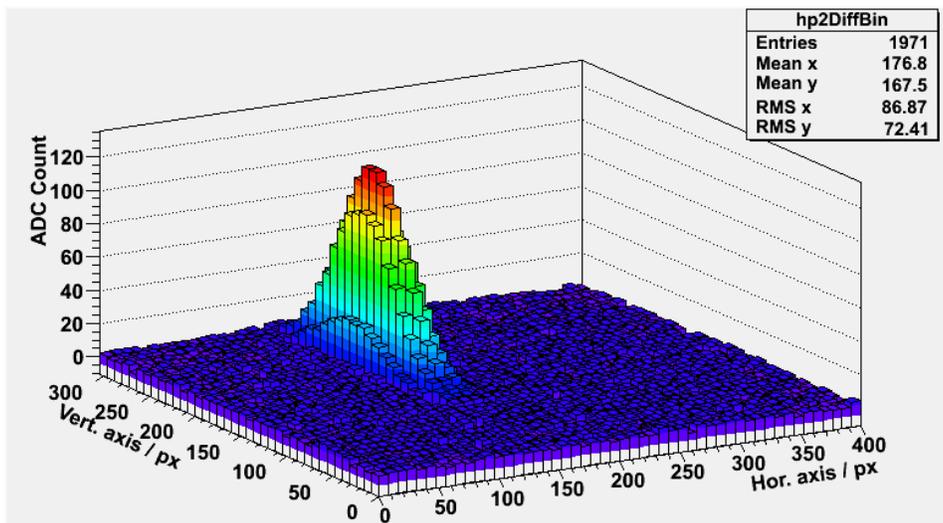


Abbildung 7: Korrigierte Rohdaten nach Binning (Faktor 8 in beiden Achsen). Die ADC Werte sind normiert, d. h. das Integral muss mit 64 multipliziert werden.

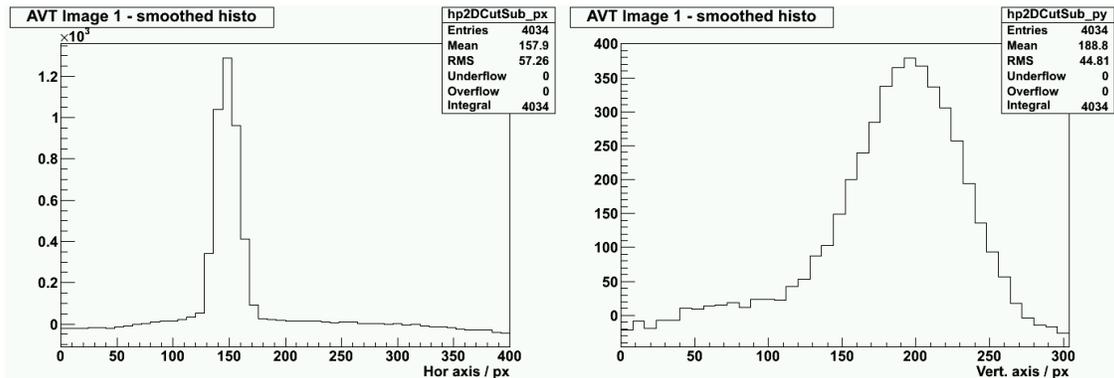


Abbildung 8: Horizontale und vertikale Projektion der Verteilung aus Abbildung 7

3.3.3. Berechnung der Szintillationseffizienz

Nach der in Abschnitt 3.2 gegebenen Formel ergibt sich für den Referenzdatensatz:

$$S \cdot \varepsilon = \left(\frac{N_{ADC} \cdot (C / \text{gain})}{N_p} \right) \cdot \frac{\bar{E}_\gamma}{E_{dep}} = \frac{268800 \cdot (7.51 \cdot 10^6 / 4)}{3.33 \cdot 10^7} \cdot \frac{2.3 \text{ eV}}{456 \text{ keV}} = 0.077 = 7.69\%$$

Dieser Wert entspricht 25.000 Photonen/MeV und stimmt mit den in der Literatur genannten Daten recht gut überein. Unter der Annahme einer Abschwächlänge von 100 μm ergäbe sich eine intrinsische Szintillationseffizienz $S = 10.2\%$ für quasi minimal-ionisierende Protonen. Weitere Ergebnisse sind in Tabelle 1 zusammengefasst und stimmen sehr gut überein. Der angegebene Fehler beinhaltet nicht die systematischen Unsicherheiten von $\sim 25\%$ (siehe 3.2).

Die Bilddaten können nunmehr normiert werden mit dem Faktor $(C/\text{gain})/(N_p \times A_{px})$, wobei A_{px} die von einem Pixel betrachtete Leuchtschirmfläche von $(0.14 \times 0.2) \text{ mm}^2$ unter Beachtung des 45° Beobachtungswinkels ist. Es ergibt sich die Darstellung der Daten in Absoluteinheiten aus Abbildung 9.

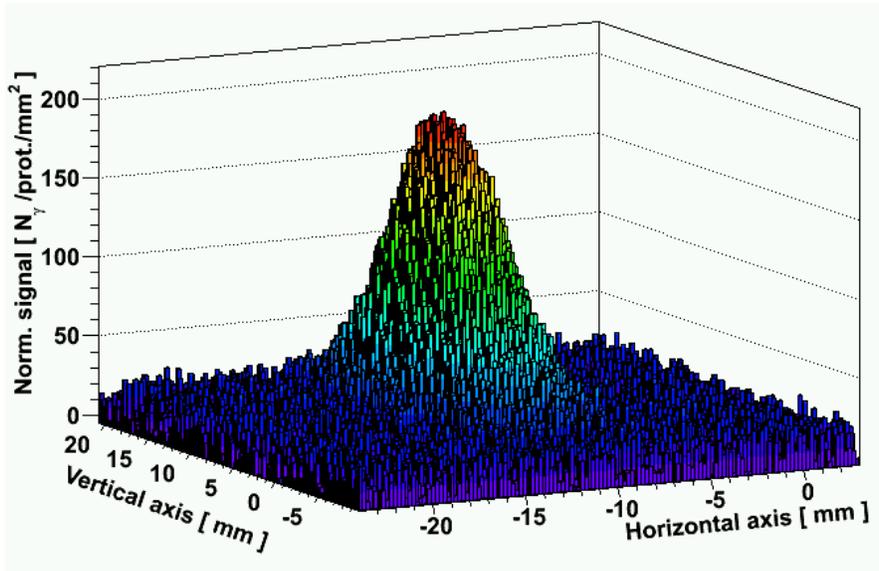


Abbildung 9: Untergrund-korrigierte Bilddaten (ohne Binning) nach Normierung in Einheiten von Photonen pro Fläche und einfallendem Proton

Tabelle 1: Resultate für das Produkt Szintillationseffizienz und effektiver Abschwächung für vier Datensätze mit unterschiedlichen Teilchenzahlen und Messparametern

Run No.	E_p (MeV)	E_{dep} (keV)	Int.-Zeit (ms)	Verstärkung	N_{ADC}	N_p	$S \cdot \varepsilon$
456	48.1	456	500	4	268800	3.33E7	7.7 %
467	221.1	160	500	4	80000	3.1E7	6.9 %
473	221.1	160	1000	16	75200	6.6E6	7.7 %
478	221.1	160	2000	16	350000	1.96E7	8.4 %
Mittelwert							$(7.7 \pm 0.5) \%$

3.3.4. Abschätzung der unteren Nachweisgrenze

Die Abschätzung der unteren Nachweisgrenze basiert auf dem Datensatz 473, der in Abbildung 10 gezeigt ist. Die Messparameter waren dabei auf maximale Verstärkung (Faktor 16) und eine Integrationszeit von 1000 ms gesetzt. In diesem Zeitintervall wurden 6.6×10^6 Protonen registriert. Das Signal/Rausch-Verhältnis in den Projektionen ist kleiner als 2. Abbildung 11 zeigt die Projektionen vor (oben) und nach Binning mit Faktor 8 (unten).

Nimmt man als untere Grenze ein Signal/Rausch-Verhältnis von 1 an, ergibt sich eine untere Nachweisgrenze von $\sim 3 \times 10^6$ Protonen.

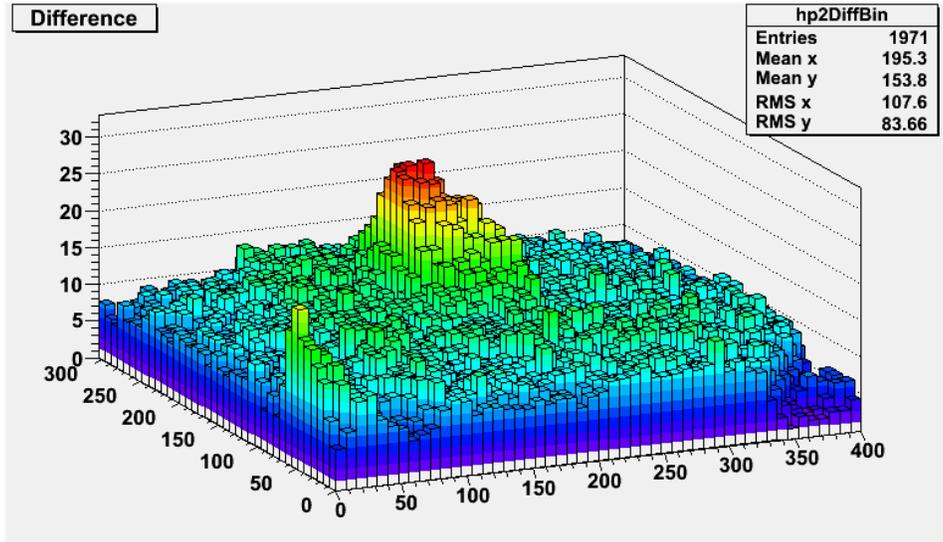


Abbildung 10: Korrigierte Bilddaten (Binfaktor 8) für Run 473 bei einer Teilchenzahl von 6.6×10^6 Protonen im Integrationsfenster von 2000 ms.

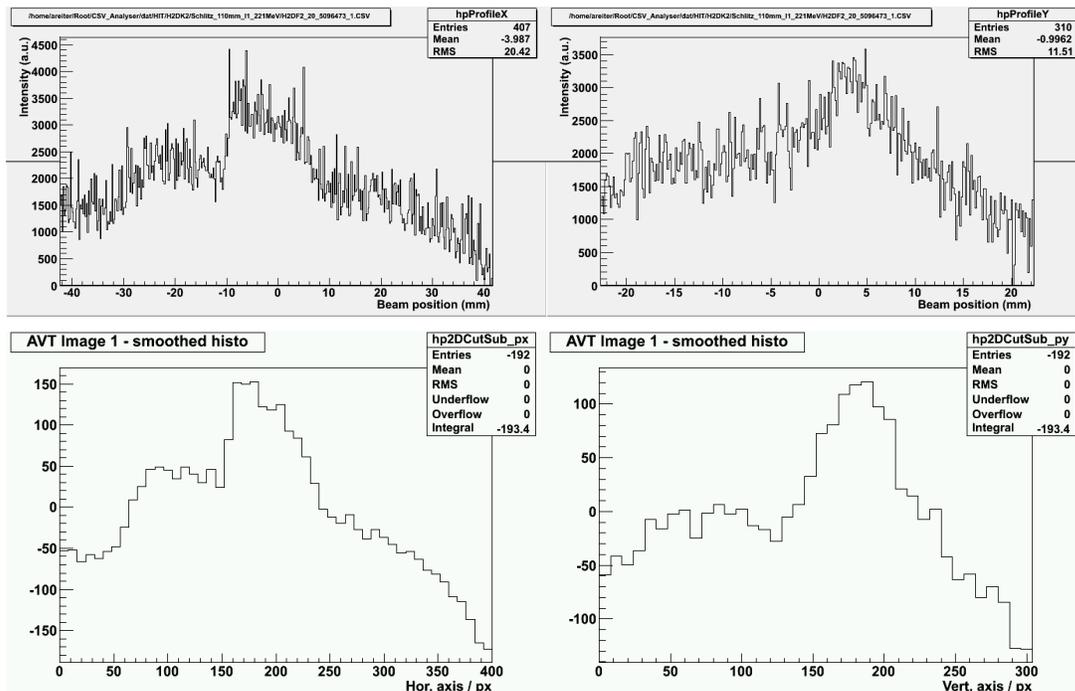


Abbildung 11: Horizontale und vertikale Projektionen ohne Binning (oben: Rohdaten) und mit Binning um Faktor 8 (unten: korrigierte Daten)

4. Sensitivität von Ionisationskammer und MWPC

4.1. Abschätzung des Gasverstärkungsfaktors

Aus den vorhandenen Daten kann der Gasverstärkungsfaktor für die MWPC bei Standardbetrieb durch einen direkten Vergleich der Ladungen ermittelt werden, die von Ionisationskammer (hinter MWPC montiert) und MWPC registriert werden. Es wird wieder der Referenzdatensatz Run 456 bei 48 MeV benutzt. Die effektive Länge der MWPC Ebenen ist 4.8 mm, die der Ionisationskammer 6.6 mm.

Die Strahlprofile wurden im Messbereich von 20 ms aufgenommen, wobei in etwa $N_{IC} = 1.63 \times 10^6$ Protonen auf die Ionisationskammer trafen (Verstärkung = 1; bei Erhöhung der HV wurde keine Änderung der Signalstärke beobachtet). In guter Übereinstimmung kann aus Abbildung 2 eine mittlere Anzahl von 1.3×10^6 abgeleitet werden. Der IFC Wandler war im Messbereich 100 nA, in dem ein Ausgangspuls des IFC Verstärkers einer Ladung von 100 fC entspricht. Die Anzahl der IFC Pulse erhält man durch Division mit dem Eichfaktor von 1645.

Die in der Ionisationskammer registrierte Ladung berechnet sich zu

$$Q_{IC} = (N_{IC}/\text{Eichfaktor}) \times 100 \text{ fC} = 99 \text{ pC} \sim 100 \text{ pC}$$

Die MWPC Stromsignale sind an einen Integrator angeschlossen, der eine Gesamtladung pro Kanal von 500 pC bei Vollausschlag sammelt. Bei einem Messbereich von 20 ms ergibt sich ein (als konstant angenommener) Eingangsstrom von 25 nA als Maximalwert in der Datenanzeige. Die Ladung jeder Ebene der MWPC erhält man durch Summation der Einzelströme jedes Drahtes. Der Gesamtstrom in der X-Ebene war 49.2 nA, in der Y-Ebene 50.0 nA. Es wurde also eine Gesamtladung von $\sim 1 \text{ nC}$ ($= 50 \text{ nA} \times 20 \text{ ms}$) gemessen.

Nach Berücksichtigung der effektiven Kammerlängen folgt also bei einer Hochspannung von 1200 Volt ein Gasverstärkungsfaktor von ~ 15 . Ein Test bei niedrigsten Intensitäten zur unteren Nachweisgrenze lieferte bei 1500 Volt einen Faktor von ~ 51 (siehe Abbildung 18).

Die Tatsache, dass die Ionisationskammer (Gasverstärkungsfaktor = 1) bei ähnlichen Teilchenzahlen an ihre Nachweisgrenze stößt wie die gasgefüllten Gitter lässt den niedrigen Verstärkungsfaktor plausibel erscheinen (siehe folgenden Abschnitt 4.3.2). Zur Gasverstärkung gibt es bisher keine experimentellen Daten (Telefonat mit B. Voss, GSI Detektorlabor). Aus diesem Grund wurde zu einem späteren Zeitpunkt eine dedizierte Messreihe zur Bestimmung der Gasverstärkung durchgeführt, die im nächsten Abschnitt vorgestellt wird.

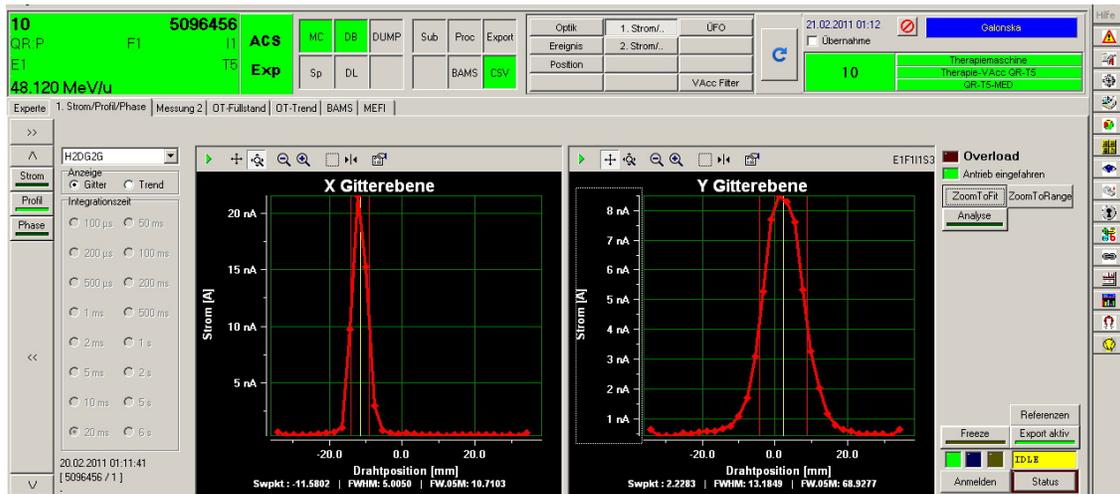


Abbildung 12: Horizontales und vertikales Profil der MWPC H2DG2G

4.2. Messung der Gasverstärkung

4.2.1. Versuchsdurchführung

Die Gasverstärkung der MWPC H2DG2G wurde durch Messung der Ladungen, die in den beiden Ebenen der Kammer gesammelt wurden, sowie der Ladung der Ionisationskammer H2DI2I ermittelt. Dabei wurden bei stabilen Strahlverhältnissen die Hochspannung der MWPC im Bereich 5 – 1200 Volt (max. Wert) variiert und jeweils Datensätze für mehrere Zyklen aufgenommen. Die Ionisationskammer wurde bei einer konstanten Hochspannung von 1500 Volt betrieben. Als Strahl dienten Protonen des VAcc 8 der Energiestufe 78 (114.24 MeV/u) und maximaler Intensitätsstufe I10 ($\sim 8 \times 10^9$ Teilchen). Die Spillstruktur ist in Abbildung 13 dargestellt. Diese weist relativ große Fluktuationen auf, die sich bei der kurzen Integrationszeit der Elektronik in den gemessenen Ladungen widerspiegeln.

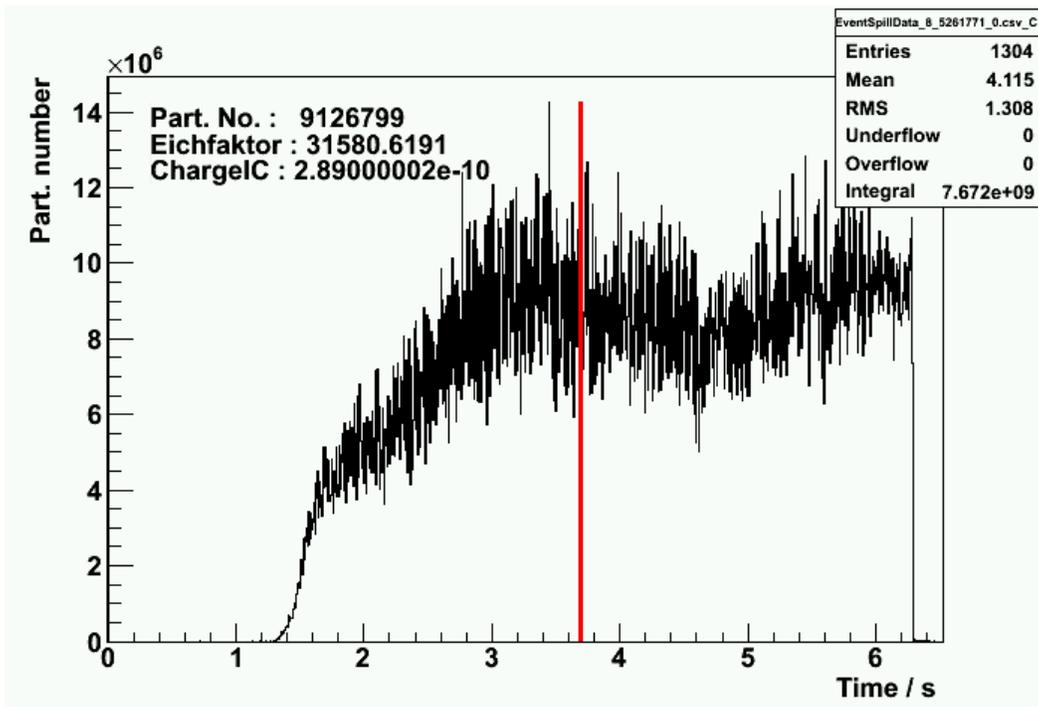


Abbildung 13: Spillstruktur bei Protonen (E78, I10) mit Fluktuationen von etwa $\pm 20\%$

Die Messung der MWPC erfolgte über den gesamten Spannungsbereich mit einer einzigen Integrationszeit von 5 ms (was alleine schon zeigt, dass der Gasverstärkungsfaktor im Bereich von 10 liegen muss!), bei der ein maximaler Gleichstrom von 100 nA vom Integrator gemessen werden kann. Abbildung 14 zeigt die Strahlprofile an beiden Extrempunkten der Messung. Durch die unterschiedlichen Aussteuerungen ergibt sich die Möglichkeit, eine Dynamik von etwa 20 in der Signalstärke zu erfassen. Beide Profile zeigen einen kleinen Offset, der in der Analyse berücksichtigt werden muss.

Die Hochspannung der MWPC wurde zunächst in kleinen Schritten von 25 V oder 50 V herunter- und anschließend in größeren Schritten von 100 Volt heraufgesetzt. Abbildung 15 zeigt eine Trenddarstellung der Ladungen, die über eine Dauer von knapp einer Stunde gemessen wurden. Dabei war die Teilchenintensität im Wesentlichen stabil; es gab nur wenige „Aussetzer“ (der Quelle), die als Nullwerte der IC-Ladung auf der X-Achse erkennbar sind. Die Ladungen beider MWPC-Ebenen stimmen bis 1000 V Spannung sehr gut überein, danach liefert die horizontale Ebene aufgrund der Übersteuerung niedrigere Werte.

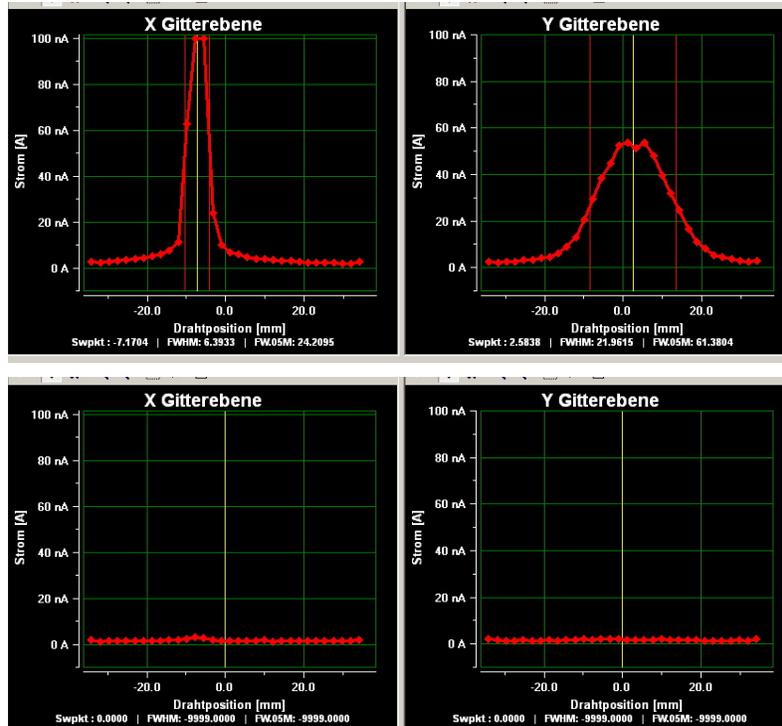


Abbildung 14: Profile der MWPC H2DG2G bei 1200 V (oben) und 5 V (unten). Das schmale horizontale Profile ist in Sättigung, das breitere vertikale erreicht 50 % Aussteuerung.

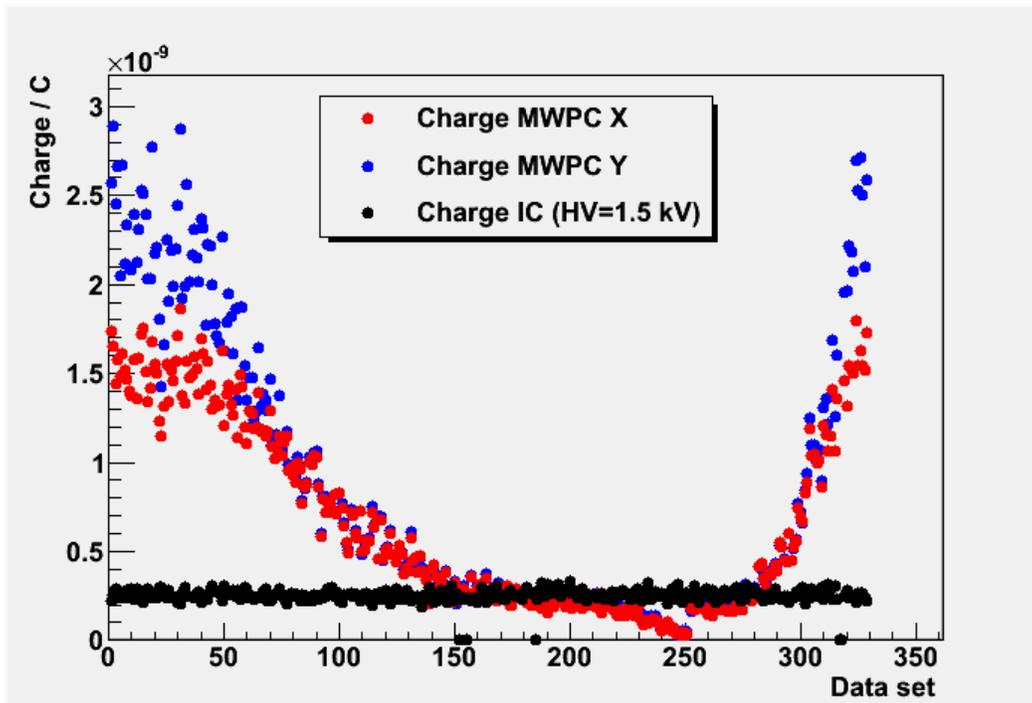


Abbildung 15: Trenddarstellung der Messung zur Gasverstärkung. Die Hochspannung der Ionisationskammer H2DI2I wurde nicht geändert.

4.2.2. Berechnung der Gasverstärkung

Für jeden Zyklus i wurden die effektiven Ströme in horizontaler bzw. vertikaler Ebene nach Abzug des Offsets für jedem Kanal ermittelt, der als Mittelwert der Ströme in Kanälen 2 und 3 bestimmt wurde (Kanal 1 und 32 zeigen manchmal eine kleine Überhöhung, was in Abbildung 14 unten ansatzweise zu erkennen ist). Es wurde über alle Kanäle integriert und dann der Gesamtstrom mit der Integrationszeit von 5 ms multipliziert, um die Gesamtladungen $Q_{MWPC-X}(i)$ bzw. $Q_{MWPC-Y}(i)$ zu erhalten.

Die Ladung $Q_{IC}(i)$ der Ionisationskammer wurde als Mittelwert eines Zeitbereiches von 15 ms (=3 Zeitscheiben a 5 ms) berechnet. Der Mittelwert während der gesamten Messdauer von über 300 Zyklen lag bei $Q_{IC}(ref) = 2.5 \times 10^{-10}$ C oder 0.25 nC und stellt den Referenzwert dar, auf den die Daten normiert wurden.

Der Gasverstärkungsfaktor $G_{X/Y}(i)$ wurde für jeden Zyklus nach folgender Formel berechnet, wobei effektive Längen von $L_{MWPC} = 4.8$ mm für MWPC bzw. $L_{IC} = 6.6$ mm für die Ionisationskammer benutzt wurden:

$$G_{X/Y}(i) = \frac{Q_{MWPC-X/Y}(i)}{Q_{IC}(i)/Q_{IC}(ref)} \cdot \frac{L_{IC}}{L_{MWPC}}$$

Abbildung 16 zeigt den Verlauf der gemessenen Ladungen sowie der berechneten Gasverstärkung in Abhängigkeit von der angelegten Hochspannung in linearer und logarithmischer Skala. Die gemessenen Ladungen der MWPC Ebenen wurden auf die effektive Länge der Ionisationskammer normiert, so dass die Ladungen direkt verglichen werden können. Die angegebenen Feldstärken sind als Maximalwert an der Drahtoberfläche der Hochspannungsebene zu verstehen und sind mit einer großen Unsicherheit versehen, da diese nicht mit einfachen analytischen Mitteln bestimmt werden können.

Bei kleinen Spannungen bis 100 Volt steigt die gemessene Ladung stark an, da noch nicht alle erzeugten Ladungen registriert werden. Obwohl hier nur sehr kleine Aussteuerung des Messbereiches erzielt wird (siehe Abbildung 14), ergibt sich ein glatter Verlauf mit vergleichbaren Ladungen in beiden Ebenen trotz der einfachen Methode der Offset-Subtraktion.

Sättigung tritt im Bereich zwischen 100 bis etwa 400 Volt ein, in dem die MWPC Ladungen mit der Ladung der Ionisationskammer sehr gut übereinstimmen. Darüber beginnt der Proportionalbereich mit zunächst langsam anwachsenden MWPC Ladungen. Die Gasverstärkung lässt sich auch an der wachsenden Streuung der Daten erkennen. Bei der nominalen Betriebsspannung der MWPC ergibt sich ein Gasverstärkungsfaktor von etwa 14. Dieser Wert stimmt gut mit dem Wert überein, der bei kleinen Intensitäten in vorigen Abschnitt ermittelt wurde.

Ein Vergleich der Messergebnisse mit berechneten Gasverstärkungsfaktoren ist im Anhang enthalten. Das Vorgehen basiert auf der Veröffentlichung von A. Zastawny (NIM A 385 (1997) 239-242) entnommen. Berechnete und gemessene Verstärkungen stimmen für den gesamten Bereich der Hochspannung sehr gut überein, wobei zur Anpassung nur ein Parameter, die maximale reduzierte Feldstärke, notwendig ist.

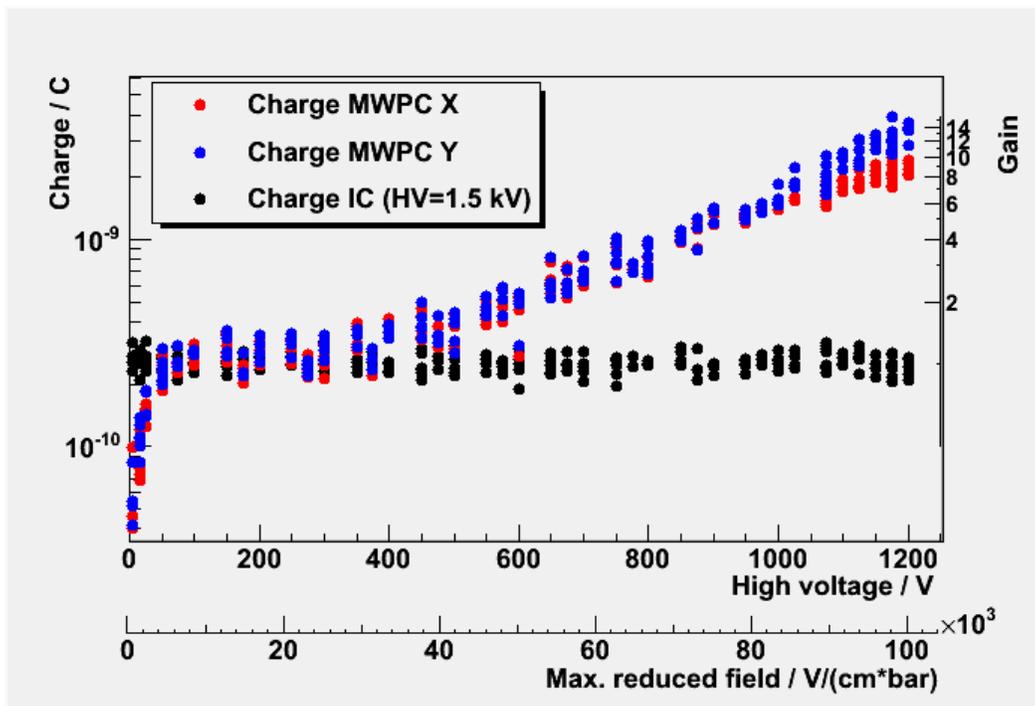
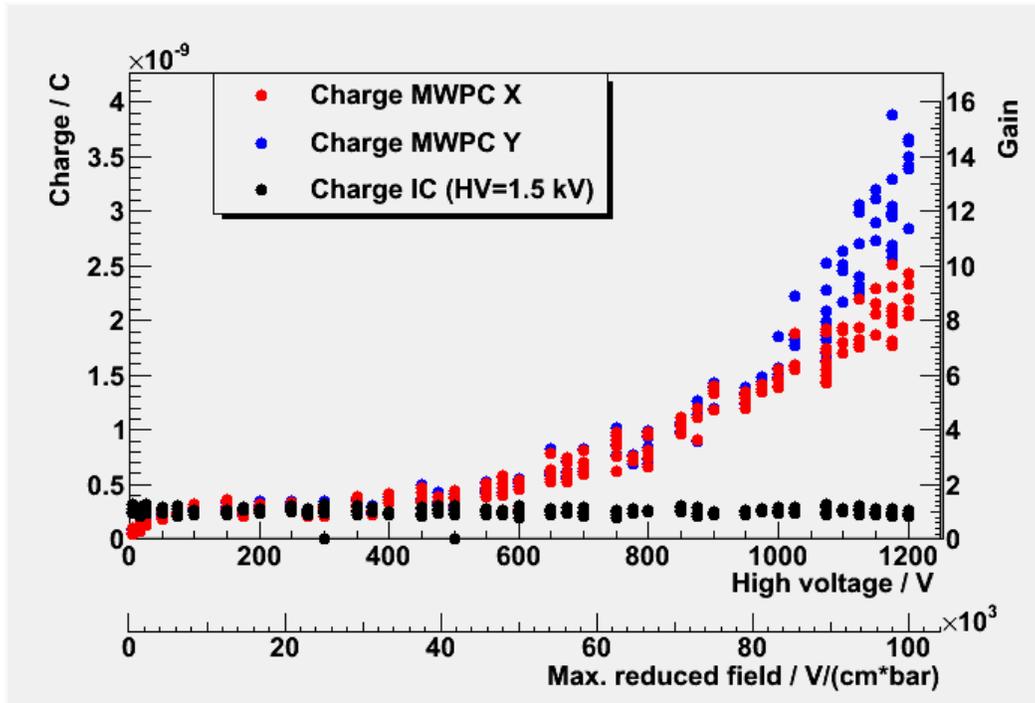


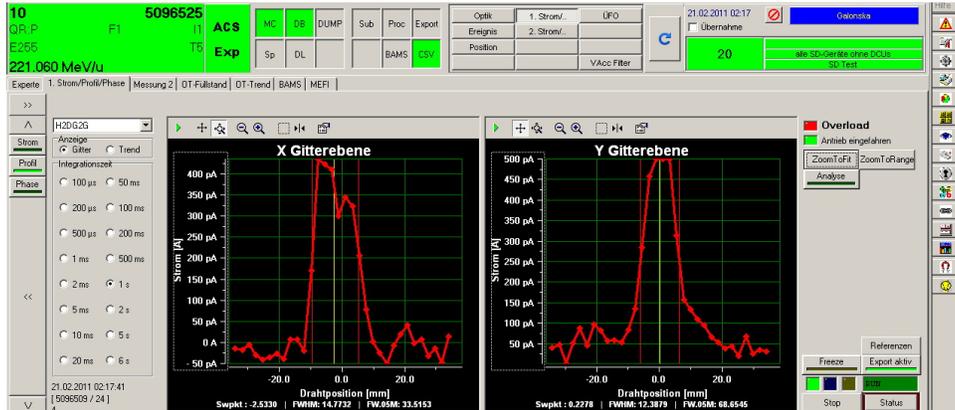
Abbildung 16: Gemessener Verlauf der Gasverstärkung in Abhängigkeit von der angelegten Hochspannung. Für Erläuterungen siehe Text.

4.3. Bestimmung der unteren Nachweisgrenzen

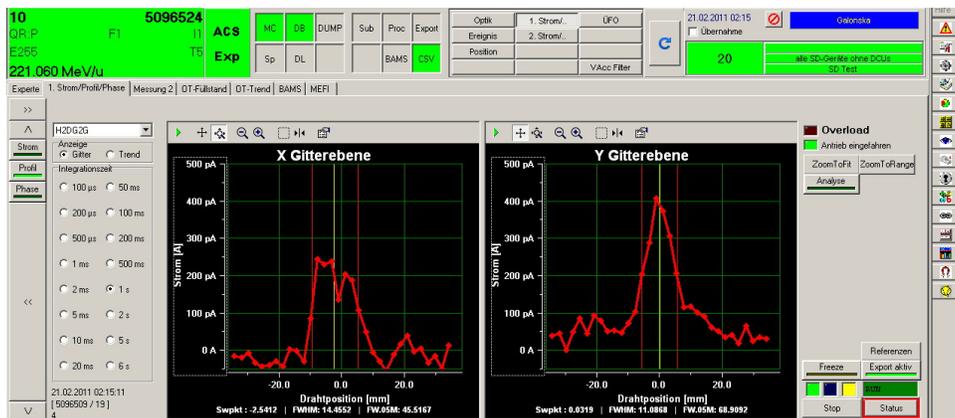
4.3.1. Gasverstärkte Gitter (MWPC)

Die untere Nachweisgrenze für 221 MeV Protonen wurde für die gasverstärkten Profilgitter bei der Standardspannung von 1200 Volt ermittelt, indem die Teilchenrate schrittweise reduziert wurde. Die Daten sind in Abbildung 17 gezeigt. Bei etwa 2×10^6 Protonen war kein Profil mehr messbar; die Grenze wird als 3.5×10^6 angenommen, d. h. halbe Intensität des Runs 524 in der Bildmitte.

Teilchenzahl: 1.24×10^7 Protonen ~ 12.5 MHz



Teilchenzahl: 7.38×10^6 Protonen ~ 7.4 MHz



Teilchenzahl: 1.94×10^6 Protonen ~ 2 MHz

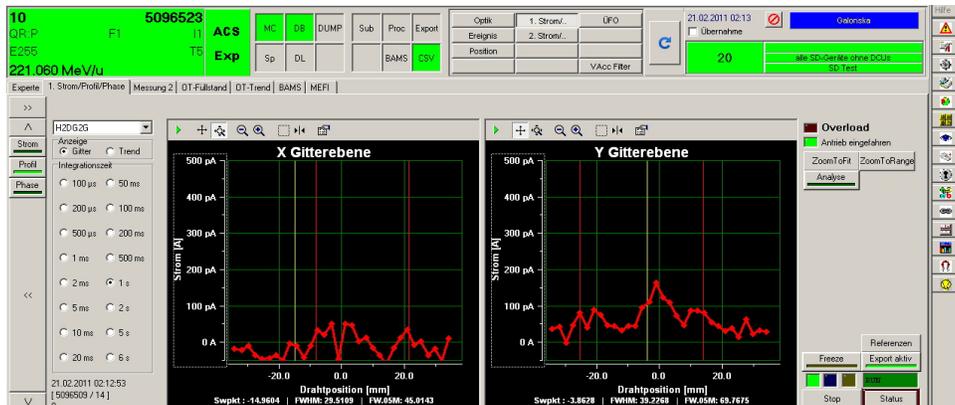


Abbildung 17: Profile der MWPC H2DG2G im Integrationsbereich 1 s bei abnehmender Strahlintensität. Die Teilchenzahl ist über dem jeweiligen Bild angegeben.

Am Ende der Serie von Abschwächungen wurde die Hochspannung der MWPC auf 1500 Volt erhöht. Damit waren Profile bei 2 Sekunden Integrationszeit messbar, die Teilchenzahl lag bei $\sim 3.2 \times 10^6$ Protonen. Ein Ladungsverhältnis zwischen MWPC und IC von ~ 37 wurde dabei abgeschätzt, so dass sich ein Gasverstärkungsfaktor von ~ 51 nach Korrektur der Kammerlängen ergibt.

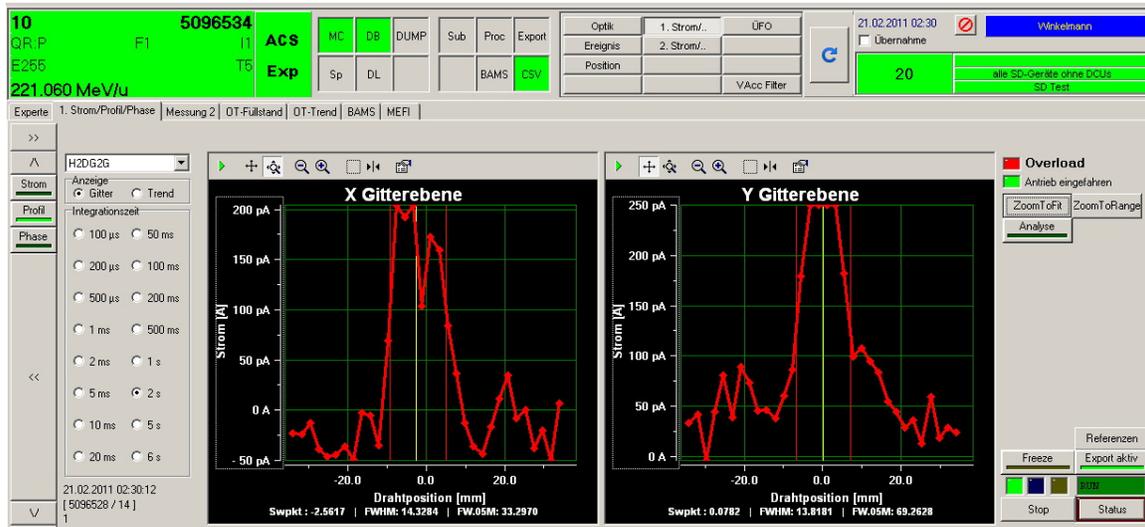


Abbildung 18: Profile der MWPC H2DG2G (Integration 2 s) bei 1500 Volt und 1.6 MHz Protonrate

4.3.2. Ionisationskammer

Die Teilchenzahlen der im Abschnitt 4.3.1 gezeigten Messungen wurde durch die Ionisationskammer H2DI2I bestimmt, wobei bei den kleinsten Ereignisraten Lücken in der Spillstruktur auftraten. Abbildung 19 zeigt als Beispiel die Spillstruktur zu Run 423, bei dem eine mittlere Rate von 2 MHz gemessen wurde. Die entstehenden Lücken sind durch die minimale Ladung $Q_{\text{Min}} = 100$ fC im Messbereich 100 nA zu erklären, die im IFC Wandler einen Ausgangspuls auslöst. Diese Ladung wird bei der gegebenen Energie von 221 MeV durch 4926 (~ 5000) Protonen in der Kammer freigesetzt. Bei einer Abtastrate von 200 Hz ergibt sich eine mittlere Einfallsrate von 1 MHz, um 1 Eintrag pro Zeitscheibe zu erzeugen. Durch Fluktuationen in der Extraktion aus dem Synchrotron kann es folglich bei dieser Rate zu leeren Zeitscheiben kommen.

Unter Verwendung des Eichfaktors kann man unter Annahme einer konstanten Spillform die mittlere Anzahl von Einträgen pro Zeitscheibe berechnen. Der gemessene Mittelwert wurde im gleichen Intervall durch den Fit einer Konstanten an die Daten bestimmt. Wie zu erwarten ergibt sich ein linearer Zusammenhang mit Steigung 1, wobei bei kleinen Ereignisraten der gemessene Mittelwert aufgrund von Fluktuationen leicht nach oben abweicht. Der mittlere Wert pro Zeitscheibe muss sich erhöhen, um die leeren Zeitscheiben zu kompensieren, da die integrale Ladung von der Ionisationskammer korrekt bestimmt wird.

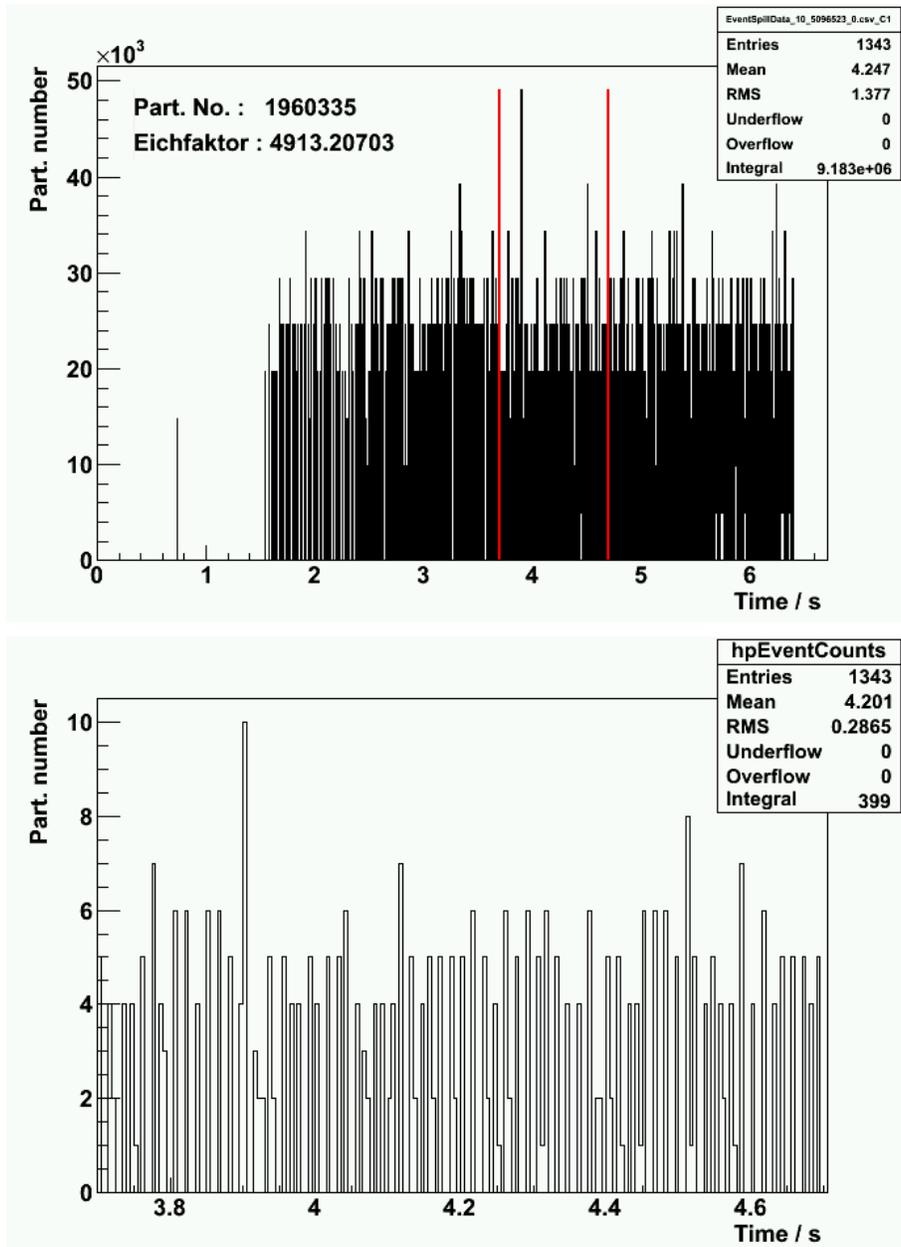


Abbildung 19: Oben: Spillstruktur von Run 423 in Einheiten von Teilchenzahlen; Unten: Spillstruktur in Einheiten von IFC Pulsen (Anzahl/Zeitscheibe) im Bereich von 300 ms nach dem MWPC Trigger. Die Lücken entstehen bei niedrigen Ereignisraten durch Fluktuationen um die mittlere Ereignisrate, hier ~2 MHz.

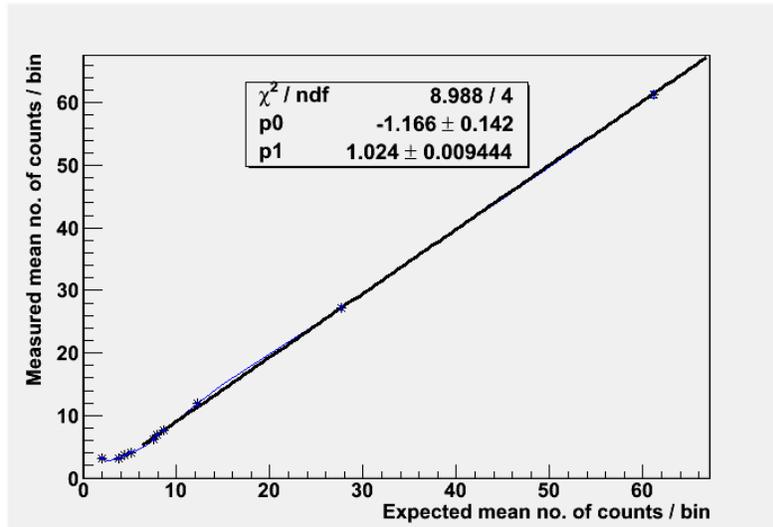


Abbildung 20: Gemessene Einträge pro Zeitscheibe gegen Erwartungswert bei gegebener Teilchenrate. Bei Raten < 5 MHz weicht die Messung erwartungsgemäß vom Idealfall leicht nach oben ab.

5. Messung mit LEBT und MEBT Profilgittern

Die Profilgitter in LEBT und MEBT Sektion der HIT Anlage basieren auf Emission von Sekundärelektronen aus Drähten einer Wolfram-Rhenium-Legierung. Der Durchmesser beträgt 100 μm bei 1.2 mm Drahtabstand. Die Signale zweier benachbarter Drähte werden in der Elektronik zusammengefasst, so dass sich eine effektive Kanalbreite von 2.4 mm ergibt.

5.1. LEBT Gitter (Energie 8 keV/u)

In der LEBT wurde mit dem Gitter N1DG2 (nach dem Makropuls-Chopper) bei einem Strahlstrom von etwa 550 nA im Faraday Cup N1DC2 gemessen. Während in Abbildung 21 das horizontale Profil sehr stark fokussiert ist, ist das vertikale Profil im Protonenbetrieb (H_2^+) nicht verwertbar.

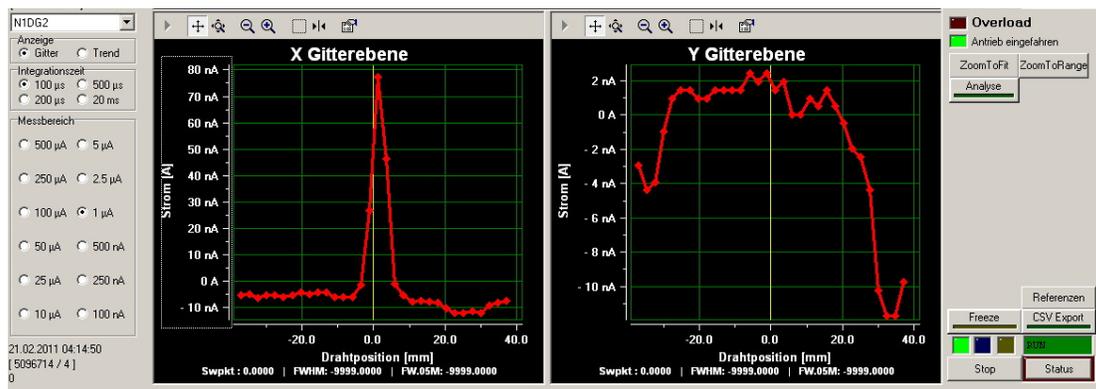


Abbildung 21: LEBT Profile von N1DG1

Eine einfache Signalabschätzung anhand der Gittergeometrie und der Theorie von Sternglass zur Emission von Sekundärelektronen liefert eine akzeptable Übereinstimmung. Bei einer Extraktionsenergie von 8 keV/u in der LEBT ergibt sich eine Reichweite in Wolfram von < 0.1 μm , d. h. man kann annehmen, dass alle Ionen gestoppt werden. Bei einem differentiellen

Energieverlust von $0.054 \text{ MeV}/(\text{mg}/\text{cm}^2)$ folgt nach Sternglass eine Sekundärelektronenausbeute (SE-Ausbeute) von $1.07 e^-$ pro Ion, so dass pro einfallendes Ion 2.07 Elementarladungen registriert werden. Die geometrische Überdeckung des Gitters entspricht $\sim 8 \%$, so dass das Stromintegral von 184 nA mit einem Faktor 12 multipliziert werden muss. Damit ergibt sich einen mittlerer Gesamtstrom von 1062 nA . Diese Approximation ist etwa doppelt so groß wie der vom Faraday Cup N1DC2 gemessene Wert. Dies ist nicht weiter verwunderlich, da mit Blick auf Abbildung 21 mit Strahlverlusten zwischen Gitter und Faraday Cup bzw. am Faraday Cup selber (Durchmesser 65 mm) gerechnet werden muss.

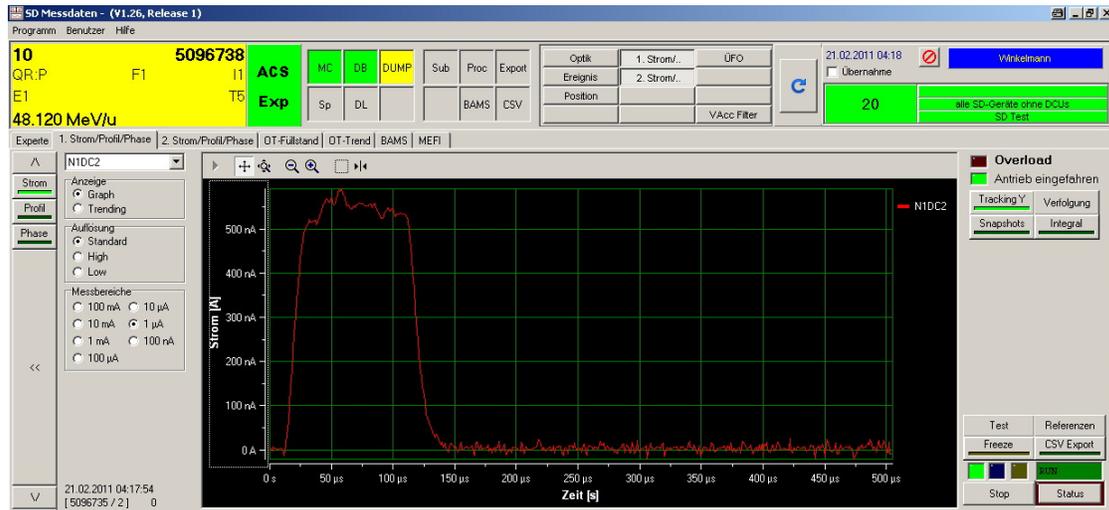


Abbildung 22: Mittlerer Strahlstrom in LEBT

5.2. MEBT Gitter (7 MeV/u)

In der MEBT wurde mit dem Gitter M1DG1 bei einem Strom von $\sim 525 \text{ nA}$ im Faraday Cup M1DC1 die Profile von Abbildung 23 nach dem Folienstripper und vor dem MEBT Chopper gemessen. Bei einer Energie von $7 \text{ MeV}/u$ haben Protonen eine Reichweite von $108 \mu\text{m}$, so dass sich das Signal durch generierte Sekundärelektronen bei Eintritt und Austritt aus dem Draht zusammensetzt. Wir nehmen bei homogenem Einfall in der Ebene eine mittlere Distanz im Draht von $78 \mu\text{m}$ an, womit sich eine Austrittsenergie von 3 MeV ergibt. Die SE-Ausbeuten bei Ein- und Austritt berechnen sich zu 0.42 und 0.7 , d. h. es werden ~ 1.1 Ladungen pro Proton gemessen.

Die Stromintegrale in der horizontalen bzw. vertikalen Ebene betragen 54.4 nA bzw. 52.7 nA . Damit ergibt sich ein registrierter Gesamtstrom von 654 nA , der einem einfallenden Protonstrom von 583 nA entspricht. Dieser Wert ist in guter Übereinstimmung mit dem Wert von 525 nA im Faraday Cup. Nimmt man eine minimale Signalamplitude von 2 nA an, ergibt sich ein minimaler Strahlstrom von 125 nA .



Abbildung 23: Profile des Gitters M1DG1

6. Anhang A: Aufbau des Leuchttargets

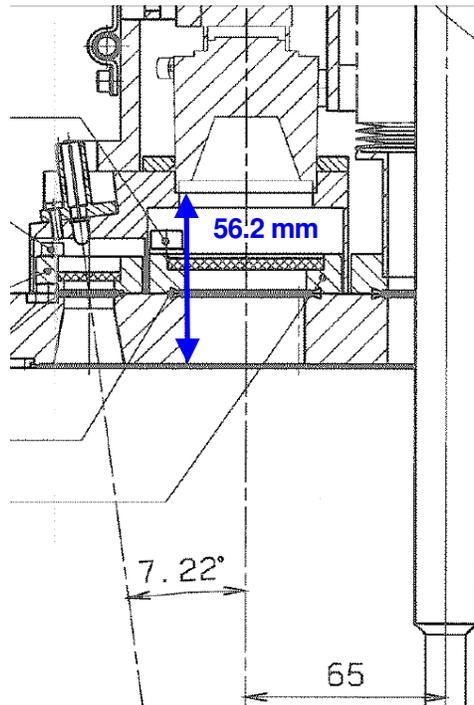
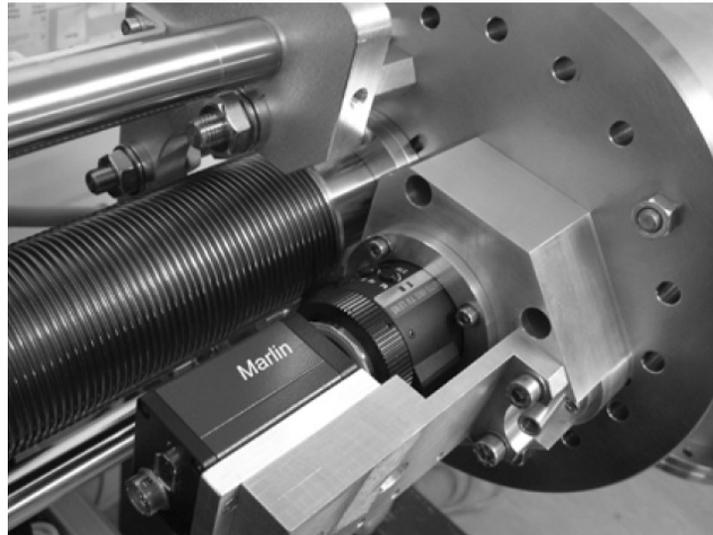


Abbildung 24: Ansicht des Kameraaufbaus am Flansch des Leuchttargets. Der Abstand vom Schirm zum Flansch beträgt 370 mm, der Abstand bis zum Objektiv weitere 56 mm.

7. Anhang B: Emissionsspektren des Phosphors P43

Das Emissionsspektrum des Phosphors P43 wurde aus Datenblättern der Hersteller Proxitronic Detector Systems (Spektrum A) und Applied Scintillation Technologies (Spektrum B) entnommen. Die beiden Datensätze unterscheiden sich vor allem in ihrer Auflösung wie Abbildung 25 verdeutlicht.

Die Position der maximalen Emission ist leicht unterschiedlich, was das Ergebnis der Berechnung des Konversionsfaktors C (Photonen/ADC Kanal) in der Simulation nicht merklich beeinflussen sollte (siehe Abbildung 4). Bei den Daten des Spektrums A entspricht die Fläche unter dem Maximum 75 %, die Satelliten bei Wellenlängen unterhalb von 450 nm bzw. oberhalb von 650 nm sind darin nicht enthalten. In Spektrum B entfallen auf die Hauptlinie bei 550 nm nur 50 % der Gesamtintensität. Die größere Gewichtung der äußeren Regionen führt zu einer größeren Abschwächung, vor allem durch die Abnahme der Quanteneffizienz der Kamera, so dass der Konversionsfaktor C entsprechend ansteigt.

Die Konvertierungsfaktoren C (Photonen/ADC Kanal) bestimmen sich zu

- 7.51×10^6 Photonen/ADC Kanal für Spektrum A und
- 8.47×10^6 Photonen/ADC Kanal für Spektrum B.

Die Werte unterscheiden sich um $\sim 15\%$ und liefern eine grobe Abschätzung für den systematischen Fehler, der in die Berechnung der Szintillationseffizienz eingeht.

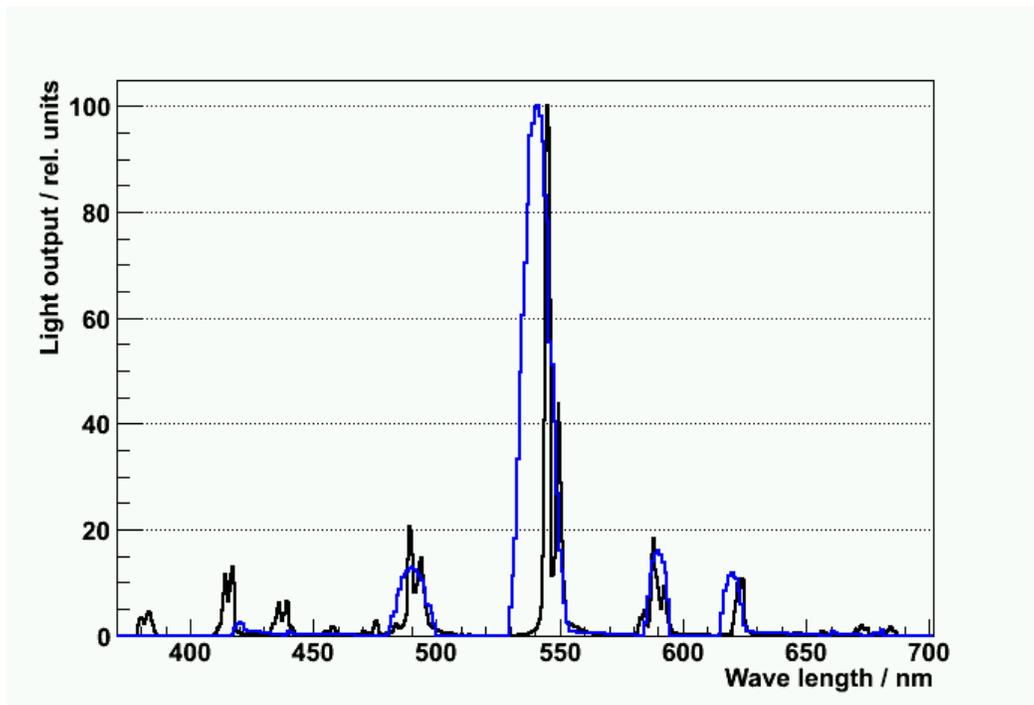


Abbildung 25: Emissionsspektren aus Datenblättern der Hersteller Proxitronic Detector Systems (blau) und Applied Scintillation Technologies (black)

8. Anhang C: Berechnung der Gasverstärkung

Die Gasverstärkung wurde anhand der Veröffentlichung von A. Zastawny (NIM A385, 1997, S. 239-242) berechnet. Dort wird der erste Townsend Koeffizient α beschrieben durch

$$\alpha / p = A \cdot \exp(-B / S)$$

Hierbei sind

- p der Druck,
- die Koeffizienten $A = 5.541 \text{ 1/m/Pa}$ und $B = 90.9 \text{ V/m/Pa}$ charakteristische Parameter des Gasgemischs sowie
- S die reduzierte Feldstärke (E/p).

Diese von Zastawny gemessenen Gaskoeffizienten gelten für den Bereich von $S = (20-140) \times 10^3 \text{ V/m/bar}$. Die Gasverstärkung lässt sich nach folgender Formel berechnen:

$$\frac{\ln(A)}{p \cdot r_a \cdot S_a} = \frac{A}{B} \cdot \exp(-B / S)$$

Hierbei sind

- r_a der Radius der Anodendrähte und
- S_a die maximale reduzierte Feldstärke an der Drahtoberfläche.

Die Formel kann durch Wahl von $S_a = 1.06 \times 10^7 \text{ V/m/bar}$ an die Daten angepasst werden und liefert in guter Übereinstimmung mit den Daten bei 1.5 kV einen Verstärkungsfaktor von 51. Der Wert von S_a liegt einen Faktor ~ 2 unter der Feldstärke von $1.94 \times 10^7 \text{ V/m}$, die sich bei einem Anodenradius von $10 \text{ }\mu\text{m}$ und Außenradius 4.8 mm für einen langen Zylinder ergibt und als obere Grenze betrachtet werden kann. Eine realistische Bestimmung der maximalen Feldstärke kann nur durch eine Simulation der Kammergeometrie zum Beispiel mit CST erfolgen.

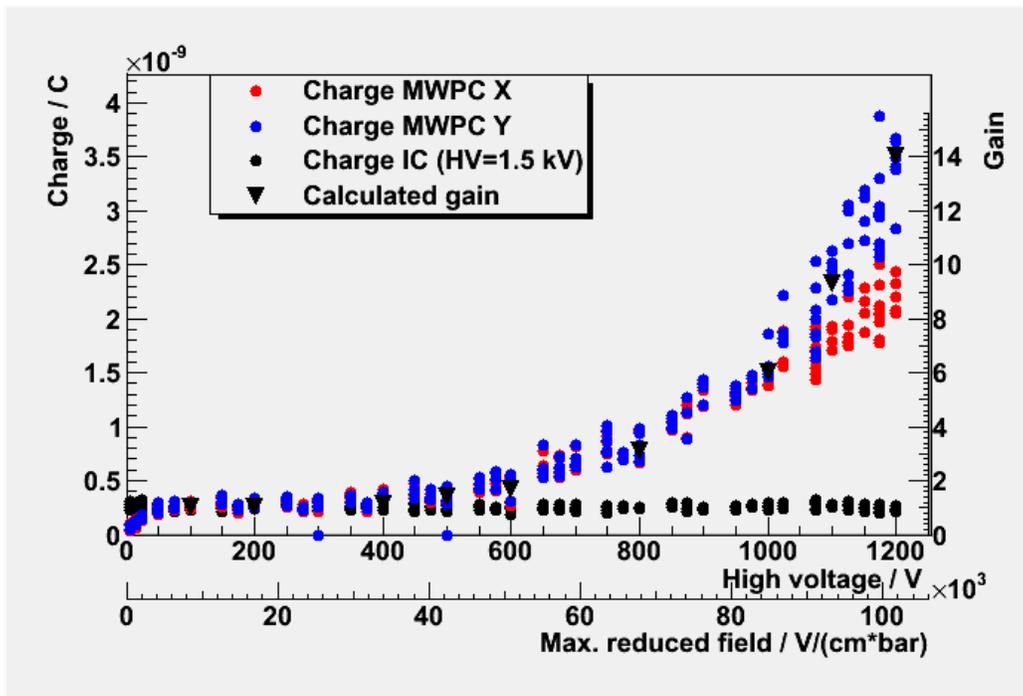


Abbildung 26: Berechnete Gasverstärkung (Dreiecke) nach Zastawny für $S_a = 1.06 \times 10^7 \text{ V/m/bar}$ und ein Gasgemisch von $\text{Ar}/\text{CO}_2(80/20)$.