

**Messung von W -Werten für Protonen,
 ^4He - und ^{12}C -Ionen in Luft, Argon und Stickstoff**

Von der Fakultät für Mathematik und Physik
der Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover
zur Erlangung des Grades

Doktorin der Naturwissenschaften
Dr. rer. nat.

genehmigte Dissertation von

Dipl.-Phys. Jeannine Beck

geboren am 30.09.1983 in Wippra

(2012)

Diese Dissertation wurde von mir selbstständig verfasst. Die benutzten Hilfsmittel und Quellen sowie die zu Hilfsleistungen herangezogenen Institutionen wurden vollständig angegeben.

Jeannine Beck, 04. Juli 2012

Referenten: Prof. Dr. Rolf Michel
Prof. Dr. Clemens Walther
PD Dr. Frank Wissmann

Tag der Promotion: 27. Juni 2012

Kurzfassung

Bei der Strahlentherapie von Tumoren wird in der täglichen Praxis die Strahlendosis weitgehend mit Hilfe von luftgefüllten Ionisationskammern bestimmt. Für die Dosismessung werden dabei die W -Werte als Basisgrößen benötigt. Sie sind als die mittlere Energie zur Erzeugung eines Ladungsträgerpaares durch geladene Teilchen definiert.

Aufgrund der zunehmenden Bedeutung der Ionentherapie und dem Mangel an experimentellen Daten für Schwerionen in Luft wurden neue W -Wert-Messungen an der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt Braunschweig (PTB) und am Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH Darmstadt (GSI) durchgeführt. Die vorhandenen experimentellen Daten für Protonen in Luft differieren um bis zu $\pm 4\%$. Die Ziele dieser Arbeit sind die konsistenten Messungen für Protonen, Helium- und Kohlenstoffionen in Luft, Argon und Stickstoff im Energiebereich von 1 MeV/u bis 7 MeV/u sowie die Reduzierung der relativen Messunsicherheiten.

Durch die Streuung an einer in der Streukammer befindlichen Goldfolie wird der primäre Teilchenstrahl aus den Beschleunigern auf 200 Ionen pro Sekunde reduziert. Die gestreuten Ionen werden jeweils unter 45° relativ zur Strahlachse in einem Halbleiterdetektor detektiert und im Gasvolumen der Ionisationskammer gestoppt. Auf diese Weise können die Anzahl und die Energie der in die Ionisationskammer eintreffenden Teilchen mit zwei unabhängigen Methoden bestimmt werden. Die Anzahl der erzeugten Ladungsträgerpaare im Kammervolumen wird aus dem Ionisationskammerstrom ermittelt. Dazu wird die Kammerladung an der unteren Elektrode detektiert und die Spannung über einem Kondensator mit Hilfe eines Elektrometers gemessen. Aus dem Ionisationskammerstrom, der Anzahl und der Energie der Teilchen wird der W -Wert errechnet. Weiterhin werden verschiedene Korrekturen zu Rekombinationseffekten, strahlinduziertem Untergrund, Beschleuniger-Stabilitätsmessungen und Gasreinigung auf die Daten angewendet und in dieser Arbeit diskutiert.

Die gemessenen W -Werte sind tendenziell kleiner als vorhandene Daten und zeigen eine Energieabhängigkeit in Argon, Stickstoff und Luft. Die Messunsicherheiten konnten im Vergleich zu vorhandenen Daten teilweise reduziert werden.

Schlagwörter: W -Wert, Teilchentherapie, Ionisationskammer

Abstract

In particle therapy for cancer the dosimetry of charged-particle radiation is usually performed by measuring the ionization produced in air-filled ionization chambers. The conversion of the reading of ionization chambers into absorbed dose requires W -values, which are defined as the average energy needed to produce an ion pair.

Because of the increasing importance of ion therapy and the lack of experimental data for heavy charged particles in air, new measurements of W -values are being carried out at the Physikalisch-Technische Bundesanstalt Braunschweig (PTB) and the Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH Darmstadt (GSI). Existing measurements for protons in air indicate an uncertainty of $\pm 4\%$. The main goals of the present work are to achieve consistent measurements for protons, helium and carbon ions in air, argon and nitrogen in the energy region of 1 MeV/u up to 7 MeV/u and to reduce the uncertainties.

A low rate of 200 incoming ions per second is produced by scattering the primary beam from the accelerators off a thin gold foil at the center of a scattering chamber. At 45° on either side relative to the beam direction, the scattered ions are detected in a semiconductor detector and stopped in a gas-filled ionization chamber. In this way, the number and the energy of the particles entering the active volume of the ionization chamber can be determined using two independent methods. The number of ion pairs produced in the gas volume is determined from the simultaneous measurement of the ionization current collected at the lower electrode of the chamber using a calibrated electrometer. The W -value is calculated from the ionization current, the number and the energy of particles. Furthermore, several corrections like recombination effects, background from beam induced γ -radiation, measurement of the beam stability and gas cleaning are applied and will be discussed in this thesis.

The measured W -values tend to be smaller than existing data and show an energy dependence in argon, nitrogen and air. The uncertainties are partly reduced compared to existing data.

Keywords: W -value, particle therapy, ionization chamber

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Motivation	1
1.2	Definition des W -Wertes	4
1.3	Vorhandene Daten	5
2	Grundlagen	13
2.1	Wechselwirkung von Teilchen mit Materie	14
2.2	Verhalten von Ladungsträgern in Gasen	16
2.3	Funktionsweise einer Ionisationskammer	18
2.4	Ionisierungsvermögen	19
2.5	Energiedeposition in der Ionisationskammer	21
2.6	Halbleiterdetektoren	25
3	Messaufbau	27
3.1	Teilchenbeschleuniger	27
3.2	Streukammer	32
3.3	Ionisationskammer	38
3.4	Zählratenvergleich	43
3.5	Messelektronik und Datenaufnahme	49
3.6	Datenauswertung	54
4	Messungen und Korrekturen	65
4.1	Energieverluste der Ionen	66
4.2	Polarität der Kammer spannung	70
4.3	Totzeitkorrektur	71
4.4	Sättigungskorrektur	74
4.5	Stabilitätsmessungen	81
4.6	Strahlinduzierter Untergrund	89
4.7	Gasreinigung und Gasdurchfluss	95
4.8	Luftfeuchte	104
4.9	Unsicherheiten	107
5	Ergebnisse	109
5.1	Darstellung der W -Werte	109
5.2	Steigung der Sättigungskorrekturen	120

6 Zusammenfassung	123
7 Danksagung	127
A Übersicht über die Messungen	129
A.1 <i>W</i> -Werte für 8, 12 und 14 MeV-Heliumionen in Argon	131
A.2 <i>W</i> -Werte für 8-13 MeV-Heliumionen in Stickstoff	136
A.3 <i>W</i> -Werte für 40 und 67 MeV-Kohlenstoffionen in Argon, Stickstoff und Luft	142
A.4 <i>W</i> -Werte für 2 MeV-Protonen in Argon, Stickstoff und Luft	148
A.5 <i>W</i> -Wert für 10 MeV-Heliumionen in Argon	153
A.6 <i>W</i> -Werte für 8, 10 und 14 MeV-Heliumionen in Luft	156
A.7 <i>W</i> -Werte für 2 und 3 MeV-Protonen in Argon, Stickstoff und Luft	161
A.8 <i>W</i> -Werte für 67 und 81 MeV-Kohlenstoffionen in Argon, Stickstoff und Luft	169
A.9 <i>W</i> -Werte für 1 MeV-Protonen in Argon, Stickstoff und Luft	176
A.10 <i>W</i> -Werte für 10 und 12 MeV-Heliumionen in Argon, Stickstoff und Luft . .	180
A.11 <i>W</i> -Werte für 2,7 MeV-Heliumionen in Argon, Stickstoff und Luft	187
Abbildungsverzeichnis	193
Tabellenverzeichnis	197
Literaturverzeichnis	199

Kapitel 1

Einleitung

In dieser Arbeit wurden W -Werte, die Energien zur Erzeugung von Ladungsträgerpaaren, für verschiedene Gase und unterschiedliche Teilchenstrahlen gemessen. Zunächst sollen in diesem Kapitel die Motivation für diese Messungen erläutert und die bereits vorhandenen Daten vorgestellt werden.

1.1 Motivation

In Deutschland erkranken jedes Jahr etwa 450.000 Menschen neu an Krebs, 216.000 Menschen sterben jährlich daran [DKeV11]. Es wird davon ausgegangen, dass die Zahl der Krebserkrankungen bis zum Jahr 2050 um 30 % zunimmt, da die Menschen immer älter werden und Krebs eine Erkrankung ist, von der insbesondere ältere Menschen betroffen sind. Die Krebsentstehung ist ein komplexes Zusammenspiel verschiedener Umwelteinflüsse, Stoffwechselveränderungen und genetischer Faktoren. Krebszellen entstehen, wenn verschiedene Mutationen in Genen auftreten, diese Veränderungen nicht mehr repariert werden können und die Erbinformationen dadurch verändert werden. Die Fähigkeit zur Reparatur der Gene nimmt mit zunehmendem Alter ab, was sich in den Neuerkrankungszahlen widerspiegelt. Das mittlere Erkrankungsalter liegt für Männer und Frauen bei 69 Jahren. Krebszellen stimulieren sich selbst zur Teilung und ignorieren wachstumshemmende Signale aus der Zellumgebung. Die gefährlichste Eigenschaft dieser Zellen besteht darin, in benachbartes Gewebe einzudringen, sich im Körper auszubreiten und an entfernten Stellen Metastasen zu bilden [DKeV11].

Für die Krebspatienten bestehen Heilungschancen, solange sich keine Metastasen gebildet haben und der Tumor gut zu lokalisieren ist. Etwa die Hälfte der Erkrankten wird mit chirurgischen Methoden behandelt, während rund zehn Prozent der Fälle ausschließlich mit Zytostatika chemotherapiert werden. Nahezu 40 Prozent aller Krebserkrankungen werden allein oder in Kombination mit anderen Methoden bestrahlt [UMe11].

Infolge neuer Erkenntnisse aus der Strahlenphysik und -biologie sowie der Radioonkologie und technischer Weiterentwicklungen konnten die Behandlungserfolge in den letzten

Jahren gesteigert werden. Durch den Einsatz von neuen Bestrahlungsmethoden mit Protonen und Schwerionen konnte physikalisch wie biologisch die Selektivität erhöht werden. An der Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH (GSI), das heutige Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH, wurden von 1997 bis 2007 die ersten klinischen Studien zu einer Schwerionentherapie mit Kohlenstoffionen von rückenmarksnahen Tumoren und Schädelbasistumoren durchgeführt [DHSE⁺00].

Die Abbildung 1.1 veranschaulicht, dass sich Ionenstrahlung und Photonenstrahlung durch ihre physikalischen Eigenschaften deutlich voneinander unterscheiden. In dem zu bestrahlenden Gewebe haben hochenergetische Protonen und Schwerionen ein scharfes Maximum der Energieabgabe am Ende ihrer genau definierten Reichweite, dem sogenannten Bragg-Peak. Im Vergleich zur konventionellen Strahlentherapie mit Photonen oder Elektronen kann bei der Strahlentherapie mit Ionen das Maximum der Dosis durch Modulation der Energie gut an die räumliche Verteilung des Tumors angepasst werden. Durch diese Anpassung wird eine bestmögliche Schonung des umliegenden Gewebes sowie kritischer Organe erreicht. Für die Strahlentherapie muss die Energieabgabe durch die Strahlung an das Gewebe genau bestimmt werden, um die gewünschte Schädigung des Tumors sowie die unerwünschte Wirkung auf das gesunde Gewebe angeben zu können.

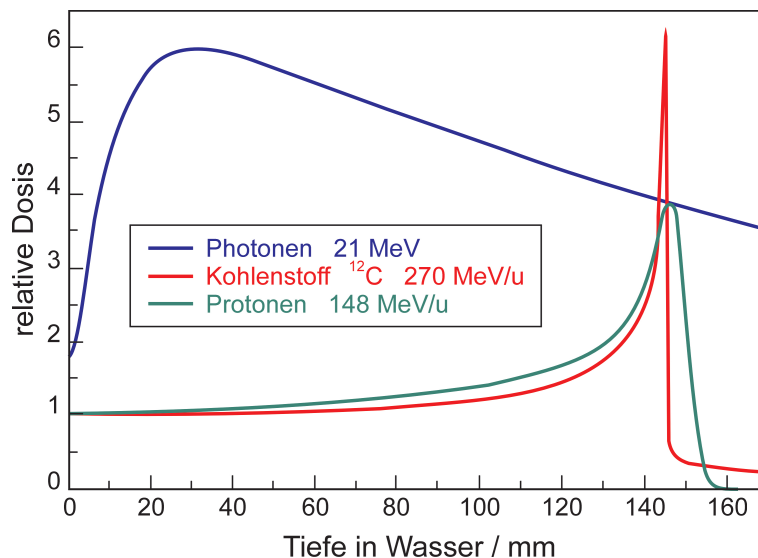


Abbildung 1.1:

Darstellung des Bragg-Peaks für Protonen und Kohlenstoffionen (nach [Kra00]). Die Dosisverläufe der Ionen zeigen, dass die Dosen im gesunden Gewebe niedriger sind und am Ende der Reichweiten ansteigen. Am Dosisverlauf der Photonen ist erkennbar, dass die Strahlung nach circa 3 cm ihre größte Wirkung hat und die Dosis anschließend abnimmt. In Falle der Strahlentherapie mit Ionen wird das gesunde Gewebe bestmöglich geschont und das Dosismaximum kann gut an die räumliche Verteilung des Tumors angepasst werden.

In der Strahlentherapie ist nicht nur die Quantität der Strahlung entscheidend, sondern ebenfalls deren biologische Wirksamkeit. Der *Lineare Energietransfer LET* beschreibt den Energieverlust, den ein geladenes Teilchen pro Längeneinheit durchdrungenes Material durch Stoßprozesse erfährt. Strahlung schwerer, geladener Teilchen (hohes LET) wie beispielsweise Kohlenstoffionen erzeugt mehr Ionisationen pro Volumen in einem Medium als Strahlung mit niedrigem LET wie beispielsweise Protonen.

Da der LET von Schwerionen am Ende der Teilchenreichweite signifikant ansteigt, ist die Energiedeposition am Ende der Reichweite maximal. Durch die höhere lokale Energiedeposition haben Schwerionen eine höhere biologische Wirksamkeit als Photonen. Die biologische Wirksamkeit (*engl.: relative biological effectiveness RBE*) ist definiert als das Verhältnis einer Photonendosis D_γ , die einen bestimmten biologischen Effekt erzielt, zu einer isoeffektiven Dosis D_{Ion} , welche die gleichen Wirkung in dem Gewebe hervorruft [Kra00]:

$$\text{RBE} = \frac{D_\gamma}{D_{\text{Ion}}} \quad (1.1)$$

An Stelle der absorbierten Dosis ist die Angabe einer biologischen äquivalenten Dosis (absorbierten Dosis \times RBE) zu bevorzugen [JKD08].

Weiterhin gibt es Tumorarten wie sauerstoffarme Tumore, die weitgehend resistent gegen Niedrig-LET-Strahlung sind, so dass die Strahlentherapie mit schweren Ionen bei deren Behandlung sehr interessant ist [JKD08]. Der Anstieg der erforderlichen Dosis von sauerstoffarmen Tumoren wird mit dem so genannten Sauerstoffverstärkungsfaktor (*engl.: oxygen enhancement ratio OER*) beschrieben. Dieser Faktor beträgt für sauerstoffreiche Tumore etwa 1, während es für sauerstoffarme Tumore bis auf 3 ansteigen kann. In Abbildung 1.2 ist der Sauerstoffverstärkungsfaktor zweier Zelltypen für eine Überlebensrate von 10 % dargestellt. Die Bestrahlungen mit Helium, Kohlenstoff und Neon zeigen, dass der Faktor mit zunehmendem LET abnimmt [FFA⁺00]. Dies impliziert, dass die Strahlenresistenz für sauerstoffarme Tumore für schwere Ionen kleiner ist als für Photonenstrahlung. Diese Annahme muss allerdings klinisch überprüft werden, da bisher nur wenige Daten für die Kohlenstofftherapie zur Verfügung stehen.

Die Dosis wird im klinischen Alltag vorwiegend mit luftgefüllten Ionisationskammern bestimmt. Zur Umrechnung von gemessener Ladung in Energiedosis werden W -Werte als Basisgröße benötigt. Die vorhandenen experimentellen W -Werte für Protonen in Luft differieren um bis zu 4,0 %. Das Ziel dieser Arbeit ist die W -Werte für Protonen, Helium- und Kohlenstoffionen in Luft, Argon und Stickstoff im Energiebereich von 1 MeV/u bis 7 MeV/u erneut zu messen. Es wird die Reduzierung der relativen Standardunsicherheiten angestrebt. Die Messungen werden alle mit dem gleichen Messaufbau durchgeführt und konsistent ausgewertet.

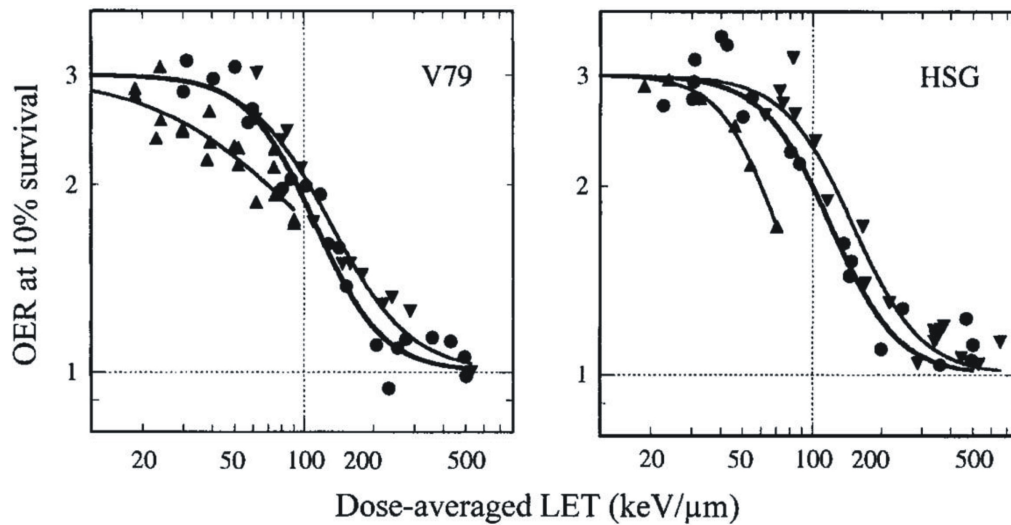


Abbildung 1.2:

Verteilung des Sauerstoffverstärkungsfaktors (OER) für eine Überlebensrate von 10 % zweier verschiedener Zelltypen. Die Zellen wurden mit Helium (Δ), Kohlenstoff (\circ) oder Neon (∇) in Abhängigkeit des dosisgemittelten LET bestrahlt [FFA⁺00]. Es ist eine deutliche Abnahme des Faktors mit zunehmendem LET zu erkennen.

1.2 Definition des W -Wertes

Der W -Wert entspricht der mittleren Energie, die in einem Medium bei vollständiger Abbremsung eines geladenen Teilchens der Energie E zur Erzeugung eines Ladungsträgerpaares aufgewendet werden muss. Er ist abhängig vom Medium, der Energie und der Art des geladenen Teilchens. Über die mittlere Anzahl der erzeugten Ladungsträgerpaare N , wobei von einer vollständigen Abbremsung des Teilchens und einem unendlich ausgedehnten Medium ausgegangen wird, kann der W -Wert wie folgt berechnet werden:

$$W(E) = \frac{E}{N} \quad (1.2)$$

Aus der Definition folgt, dass die durch Bremsstrahlung oder von den Teilchen ausgesendeter Sekundärstrahlung erzeugten Ionen in N berücksichtigt werden [ICoRUM79].

Der differentielle w -Wert ist das Verhältnis aus der mittleren Energie dE , die ein geladenes Teilchen der Energie E beim Durchgang eines Mediums der Dicke dx verliert, und der dabei im Medium erzeugten mittleren Anzahl Ladungsträgerpaare dN [ICoRUM79]:

$$w(E) = \frac{dE}{dN} = \frac{dE/dx}{dN/dx} \quad (1.3)$$

Der W -Wert kann über folgende Gleichung aus dem differentiellen w -Wert bestimmt werden und umgekehrt:

$$W(E) = E / \int_0^E \frac{dE}{w}(E) \quad (1.4)$$

Die Messung des W -Wertes erfordert die Kenntnis über bzw. die Bestimmung folgender Größen:

1. die Energie der einfallenden Teilchen E_T
2. die Anzahl der einfallenden Teilchen N_T
3. die Anzahl der im Gas erzeugten Ladungsträgerpaare N_{Ion} .

Die Energie der einfallenden Teilchen wird über das Magnetfeld im Analysiermagneten hinter den Beschleunigern gemessen. Die Anzahl der einfallenden Teilchen wird sowohl mit einem Halbleiterdetektor als auch innerhalb der Ionisationskammer bestimmt, so dass es zwei unabhängige Messungen dafür gibt. Die Anzahl der Ladungsträgerpaare, die durch Ionisation im Gas erzeugt werden, kann über die Messung der Kammerladung Q_{IK} bestimmt werden. Dazu wird die Gesamtladung auf der unteren Elektrode detektiert und das daraus erzeugte Spannungssignal über einen Kondensator gemessen. Mit diesen Messmethoden kann der W -Wert wie folgt berechnet werden:

$$W(E) = \frac{E}{N} = \frac{E_T \cdot N_T}{N_{\text{Ion}}} = \frac{E_T \cdot N_T}{\frac{Q_{\text{IK}}}{e}} \quad (1.5)$$

1.3 Vorhandene Daten

Messungen mit Protonen in Luft

Die vorhandenen Daten für Protonen in Luft wurden 2006 von D. T. L. Jones in *The w-value in air for proton therapy beams* zusammengestellt, wobei zwischen direkten und kalorimetrischen Messungen sowie Berechnungen unterschieden wird [Jon06]. Alle diese W -Werte sind in Tabelle 1.1 mit der Angabe der Energie, der Unsicherheit, den Referenzen und den Erklärungen zu den Messungen und Umrechnungen dargestellt. Direkte Messungen bezeichnen Messungen, in welchen die totale Ionisation in gasgefüllten Volumen gemessen wird. Dabei werden die W -Werte für Luft teilweise aus Messungen mit argon- oder stickstoffgefüllten Ionisationskammern abgeleitet. In Abbildung 1.3 sind alle Daten vergleichend dargestellt, wobei die große Streuung der Werte erkennbar ist. Es ist ein Anstieg der W -Werte zu kleinen Energien sichtbar, während der Wert für höhere Energien konstant scheint, so dass ein konstanter W -Wert für einen therapeutischen Protonenstrahl (50 MeV-300 MeV) angenommen wird.

Die empfohlenen W -Werte für Protonen in Luft in verschiedenen Dosimetrieprotokollen variieren sowohl im absoluten Wert als auch in ihrer Unsicherheit. Während die *International Atomic Energy Agency (IAEA)* in ihrem *Technical Reports Series TRS 398* den Wert $(w_{\text{Luft}})_P = 34,23 \text{ eV} \pm 0,4 \%$ für feuchte Luft (relative Luftfeuchte $h = 50 \%$) angibt [IAEA00], empfiehlt die *International Commission on Radiation Units & Measurements* im *ICRU Report 59* $(w_{\text{Luft}})_P = 34,8 \text{ eV} \pm 2,0 \%$ für feuchte Luft [ICoRUM98]. Die *ICRU* und die *IAEA* haben vorgeblich dieselben Datensätze genutzt. Die *ICRU*-Werte sind das Mittel aus direkten Messungen und Vergleichen von Ionisationskammer-Messungen und kalorimetrischen Messungen. Für *IAEA*-Werte wurde der gewichtete Mittelwert der Daten errechnet, um die statistischen Unsicherheiten der einzelnen Werte berücksichtigen zu können. Nach der *IAEA* ist keine Luftfeuchte-Korrektur notwendig, wenn sich der Kalibrierfaktor der Ionisationskammer auf eine Luftfeuchte $h = 50 \%$ bezieht und die Kammer im Bereich von 20 % bis 80 % Luftfeuchtigkeit genutzt wird [IAEA00]. Die Umrechnung des *ICRU*-Wertes auf trockene Luft ergibt $(w_{\text{Luft}})_P = 35,0 \text{ eV}$ und ist damit 2,2 % höher als der *IAEA*-Wert [Jon06].

B. Grosswendt und W. Y. Baek berechneten die W -Werte für Protonen in Luft für Energien bis zu 500 MeV [GB98]. Die Berechnungen stimmen im Rahmen der experimentellen Unsicherheiten (1,2 % bis 4,0 %) mit den vorhandenen Messungen überein. Für Energien oberhalb von 10 MeV nimmt der berechnete W -Wert als Funktion der Energie von 35,2 eV auf 34,8 eV bei 300 MeV ab. Zwischen 50 MeV und 200 MeV beträgt der W -Wert nahezu konstant 34,9 eV.

Bezugnehmend auf die Literaturdaten wurden alle Messungen im Rahmen dieser Arbeit in Argon, Stickstoff und Luft durchgeführt. In Tabelle 1.1 ist zu erkennen, dass der W -Wert für Luft teilweise aus Messungen in Argon bzw. in Stickstoff mit Hilfe von Umrechnungsfaktoren bestimmt wurde. Diese sollen mit dieser Arbeit überprüft werden. Weiterhin dient Argon für Messungen in der Arbeit als Referenzgas, da in diesem Fall die Ionisationskammerspektren sehr ausgeprägt sind und die Einstellung der Elektronik erleichtern.

1958 hat H. V. Larson die W -Werte für Argon, Stickstoff, Luft und andere Gase mit einem 2 MeV-Ionenbeschleuniger untersucht [Lar58]. Die Protonen wurden an einer Goldfolie gestreut und anschließend in einer Ionisationskammer oder im Faraday Cup gestoppt. Es wurde ein Frisch-Gitter vor der Hochspannungselektrode benutzt, um gleichförmige Pulse zu bilden und das Signal-zu-Rausch-Verhältnis zu verbessern. In den Messungen in Argon wurden die positiv geladenen Ionen an der einen Elektrode der Ionisationskammer gesammelt und die so erzeugte Ladung über einen Kondensator mit Hilfe eines Elektrometers gemessen. Die schnellen Elektronen wurden an der anderen Elektrode der Ionisationskammer gesammelt und die Pulse gezählt. Für alle anderen Gase wurde die Ladung am Elektrometer pro Einheit Faraday-Cup-Strom gemessen. Die Anzahl der Teilchen pro Einheit Faraday-Cup-Strom wurde aus den Messungen in Argon ermittelt [Lar58]. Aufgrund des ähnlichen Aufbaus zu dem jetzigen Experiment und der Tatsache, dass mit einer Apparatur die W -Werte für Argon, Stickstoff, Luft und andere Gase vergleichend gemessen wurden, sind

1.3 Vorhandene Daten

	Energie in MeV	W oder w in eV	dW in eV	Referenz	Jahr	Notiz
1. Kalorimeter	32,6	34,5	0,4	Delacroix <i>et al.</i>	1997	
	51,9	34,5	0,4			
	186	34,4	0,4			
2. Kalorimeter	40	33,8	0,5	Palmans <i>et al.</i>	2004	Mittelwert von ⁶⁰ Co- u.
	56	34,6	0,6			Elektronen-Kalibrierung
3. Kalorimeter	55	34,2	0,4	Palmans <i>et al.</i>	1996	
				Seuntjens <i>et al.</i>	1994	
4. Kalorimeter	95	34,5	0,5	Schukz <i>et al.</i>	1992	
5. Kalorimeter	133	34,2	0,4	Hashemian <i>et al.</i>	2003	
	162	33,9	0,7			
	164	33,5	0,3			
6. Kalorimeter	180	34	0,5	Siebers <i>et al.</i>	1995	
				ICRU	1998	
7. Kalorimeter	182	34,1	0,6	Brede <i>et al.</i>	1999	
8. direkt	1,82	34,06	0,16	Thomas und	1985	abgeleitet aus Stickstoff-
	2,51	33,97	0,16	Burke		messungen
	3,19	33,9	0,18			
	3,46	33,93	0,19			
9. direkt	1,83	35,18	0,42	Larson	1958	
10. direkt	2,45	36,1	1,4	Jentschke	1940	relative
	3,12	36,2	1,4			Unsicherheit von
	3,68	36,3	1,4			4% angenommen
	4,18	36,3	1,4			(Grosswendt und Baek,
	4,66	36,3	1,4			1998)
	5,08	36,2	1,4			
	5,49	36,2	1,4			
	5,87	36,1	1,4			
	6,25	36,1	1,4			
	6,59	36	1,4			
	6,92	36	1,4			
	7,25	36	1,4			
	7,56	35,9	1,4			
11. direkt	3,6	34,7	0,7	Parks <i>et al.</i>	1972	abgeleitet aus Argon-
						messungen
12. direkt	10	35,2	1,3	Moyers <i>et al.</i>	2000	Mittelwert: Messungen
	60	34,7	1,3			relativ zu Argon und
	178	34,3	1,3			Stickstoff (Exradin T11
	203	34,3	1,3			Ionisationskammer)
13. direkt	65	35,6	0,61	Denis <i>et al.</i>	1990	abgeleitet aus Stickstoff-
				ICRU	1998	messungen

	Energie in MeV	W oder w in eV	dW in eV	Referenz	Jahr	Notiz
14. direkt	68,2	35,3	0,7	Hiraoka <i>et al.</i>	1989	abgeleitet aus Stickstoff-
						messungen
15. direkt	150	34,2	0,8	Petti <i>et al.</i>	1986	abgeleitet aus Argon-
				ICRU	1998	messungen
16. direkt	340	34,4	0,8	Bakker und Segre	1951	abgeleitet aus Argon-
				ICRU	1998	messungen
17. berechnet	1	34,69	1,04	Bichsel und	1982	
	2	34,24	1,03	Rubach		
	4	34,24	1,03			
	8	34,24	1,03			
	16	34,24	1,03			
18. berechnet	1	37,1	1,5	Verhey und	1992	
	2	35,4	1,5	Lyman		
	5	34,5	1,5			
	10	34,2	1,5			
	20	34,1	1,5			
	50	34	1,5			
	100	34	1,5			
	200	33,9	1,5			
	500	33,9	1,5			
19. berechnet	2,5	36	0,4	Gray	1994	
	5	36	0,4			
	7,5	36	0,4			
20. berechnet	10	35	0,7	Grosswendt	1998	w-Werte
	20	34,8	0,7	und Baek		relative Unsicherheit
	50	34,9	0,7			2% angenommen
	100	35	0,7			
	200	34,9	0,7			
	300	34,8	0,7			
21. berechnet	32	34,09	0,68	Zielczynski	1988	relative Unsicherheit
	177	34,09	0,68			2% angenommen
	195	34,12	0,68			
	648	34,21	0,68			
	659	34,25	0,69			

Tabelle 1.1:

Vorhandene W-Wert-Daten für Protonen in Luft oberhalb von 1 MeV zusammengefasst von D. T. L. Jones [Jon06].

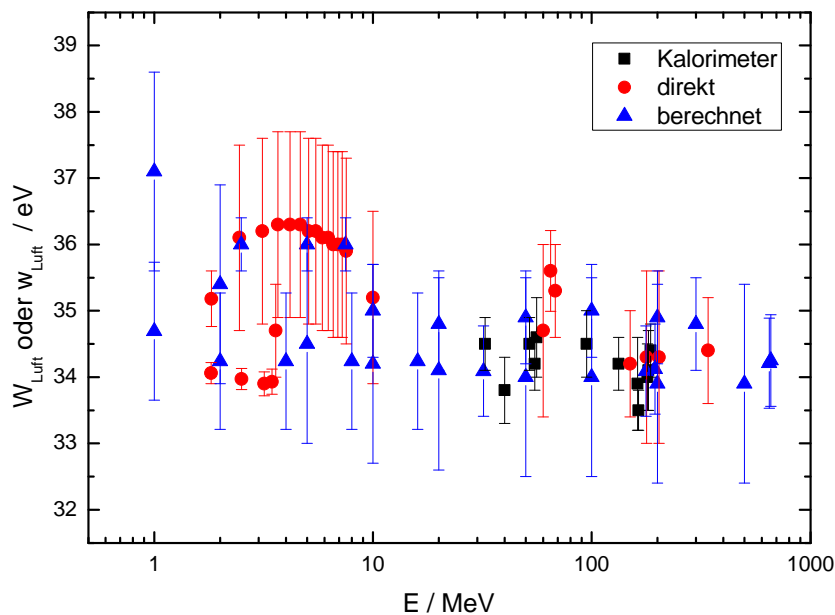


Abbildung 1.3:

Darstellung der vorhandenen W -Wert-Daten für Protonen in Luft zusammengefasst von D. T. L. Jones [Jon06], wobei zwischen Berechnungen, direkten und kalorimetrischen Messungen unterschieden wird.

diese Resultate wichtige Vergleichswerte für die angestrebten Messungen. In Tabelle 1.2 sind die Ergebnisse der Messungen Larsons zusammengefasst. Die Unsicherheiten beinhalten die statistischen und systematischen Unsicherheiten. Die Daten wurden bezüglich des Energieverlustes in der Goldfolie, der begrenzten Zeitauflösung in der Zählapparatur und dem Abschlusswiderstand des Kondensators korrigiert. Eine Gasanalyse des Argons und Stickstoffs bestätigte eine Reinheit von 99,9%. Die Gase wurden solange durch die Ionisationskammer gespült bis die integrierte Ladung konstant blieb. Jedoch wurden die Streuung der Protonen an den Blenden und die Sättigungscharakteristik, welche in Kapitel 4.4 erläutert wird, nicht in der Veröffentlichung Larsons diskutiert [ICoRUM79].

Messungen mit Helium- und Kohlenstoffionen in Luft

In *Determination of water absorbed dose in a carbon ion beam using thimble ionization chambers* sind die W -Werte für Protonen, Heliumionen und andere leichte Ionen in Luft von G. H. Hartmann, O. Jäkel und anderen zusammengefasst [HJH⁺99]. Für Energien kleiner als 1 MeV ist in Abbildung 1.4 ein starker Anstieg des W -wertes bei abnehmender Energie

Gas	W-Werte in eV	Unsicherheit in eV
Argon	26,66	0,26
Stickstoff	36,68	0,34
Luft	35,18	0,42

Tabelle 1.2:

Messung der W-Werte für Argon, Stickstoff und Luft von H. V. Larson [Lar58] mit 1,826 MeV-Protonen. Alle Daten wurden mit einem Messaufbau gemessen, der dem jetzigen Aufbau ähnelt und somit einen guten Vergleich ermöglicht.

zu erkennen. Für Alphateilchen im Bereich von 0,3 MeV bis 1 MeV deutet sich ebenfalls ein Anstieg bei kleiner werdenden Energien an. Die Notwendigkeit weiterer Messungen mit leichten Ionen wird an dieser Abbildung ebenso deutlich wie die Streuung der vorhandenen Werte. Aus diesen Gründen wurden alle Messungen im Rahmen dieser Arbeit vergleichend mit Protonen, Helium- und Kohlenstoffionen durchgeführt.

In *Dosimetry and Measured Differential W Values of Air for Heavy Ions* von T. Kanai wurden Fluenz- und Ionisationskammermessungen verglichen, um die W-Werte in Luft für Kohlenstoffionen der Energien 6,7 MeV/u und 129,4 MeV/u zu bestimmen [KKM⁺93]. Zur Korrektur von Effekten der Anfangsrekombination wurde die gleiche Methode verwendet, die in Kapitel 4.4 vorgestellt wird.

Im *Technical Reports Series TRS 398* der IAEA sind die vorhandenen W-Werte für Schwerionen dargestellt [IAEA00]. Bei der Durchsicht der Literatur für diese Arbeit fiel auf, dass die Messungen mit Kohlenstoffionen von L. D. Stephens u. a. [STK76] und R. H. Thomas u. a. [TLDC80] nicht in Luft, sondern in Stickstoff durchgeführt wurden. Aus diesem Grund wurden in Tabelle 1.3 sowohl die Werte aus [IAEA00] als auch die gemessenen W-Werte aus den Veröffentlichungen eingetragen. Der Umrechnungsfaktor von Stickstoff zu Luft kann mit diesen Angaben auf 1,037 bestimmt werden.

Energie in MeV/u	W_{Luft} in eV	$W_{\text{Stickstoff}}$ in eV	Referenz
6,7	$36,2 \pm 1,0$		Kanai [KKM ⁺ 93]
129,4	$33,7 \pm 0,9$		Kanai [KKM ⁺ 93]
250	35,28	$36,6 \pm 1,9$	Stephens [STK76]
250	35,09	$36,4 \pm 0,6$	Thomas [TLDC80]

Tabelle 1.3:

Vorhandene W-Wert-Daten für Kohlenstoff in Luft. Die Daten in Luft wurden aus einer Übersicht der W-Werte für Schwerionen aus [IAEA00] entnommen.

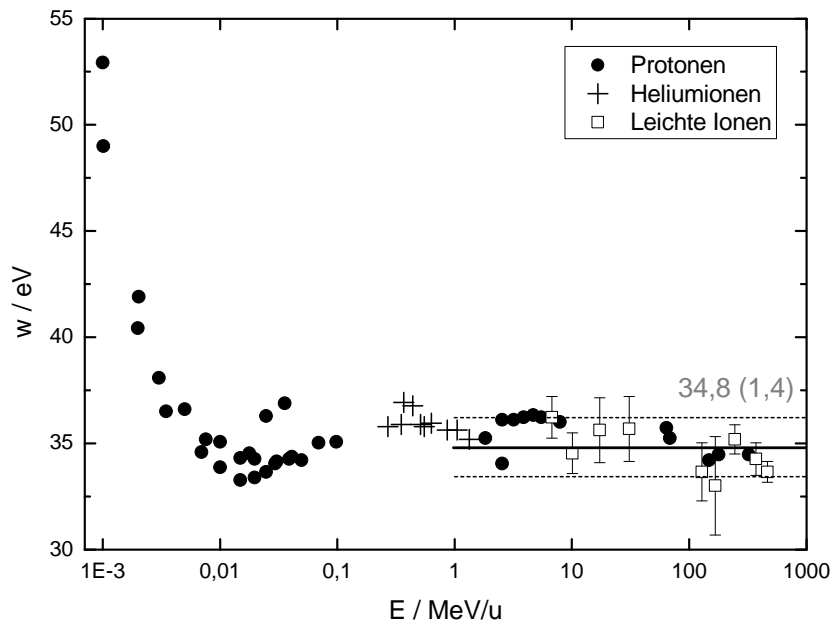


Abbildung 1.4:

Darstellung der vorhandenen W -Wert-Daten für Protonen, Heliumionen und andere leichte Ionen in Luft zusammengefasst von G. H. Hartmann, O. Jäckel und anderen [HJH⁺99]. Die durchgezogene Linie markiert den von der ICRU 59 vorgeschlagenen W -Wert $(W_{\text{Luft}})_P = 34,8 \text{ eV}$, während die gestrichelte Linie ein Unsicherheitsintervall von $\pm 4\%$ kennzeichnet, der von G. H. Hartmann u. a. angegeben wurde.

In Analogie zu den Protonendaten resultiert aus der Berücksichtigung der statistischen Unsicherheiten der Einzeldaten aus [IAEA00] ein W -Wert von $W_{\text{Luft}} = 34,50 \text{ eV}$ mit einer Standardunsicherheit von $1,5\%$ für Schwerionen. Mit dem Vermerk *until more information is available* wird dieser Wert derzeit für die Dosimetrie von Schwerionen-Strahlung verwendet [IAEA00].

Die Messungen mit verschiedenen Ionen in unterschiedlichen Energiebereichen ermöglichen Aussagen über die Energieabhängigkeit der W -Werte. Während S. E. Chappel und J. H. Sparrow eine geringe Zunahme der W -Werte in Stickstoff im Energiebereich von 1 MeV bis 5 MeV gemessen mit Alphateilchen angeben [CS67], zeigen die Daten von M. Whillock und A. Edwards eine starke Zunahme der W -Werte bei kleiner werdenden Energien in Stickstoff [WE83]. Die Daten sind vergleichend in Abbildung 1.5 dargestellt. Im Rahmen dieser Arbeit wird eine Betrachtung der Energieabhängigkeiten der W -Werte für Argon, Stickstoff und Luft im Bereich von 1 MeV/u bis 7 MeV/u angestrebt.

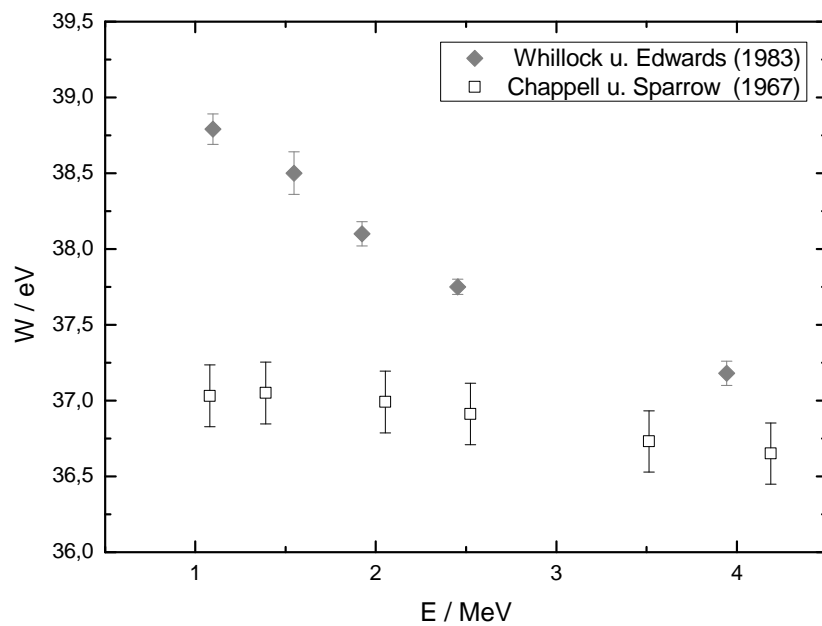


Abbildung 1.5:

Energieabhängigkeit der W-Werte in Stickstoff gemessen mit Alphateilchen. Die Daten mit der geringen Energieabhängigkeit stammen von S. E. Chappel und J. H. Sparrow. Die Messungen M. Whillock und A. Edwards zeigen einen starken Anstieg der W-Werte bei abnehmenden Energien.

Kapitel 2

Grundlagen

Für die W -Wert-Messungen wurde eine Messapparatur bestehend aus einer Streukammer, einer Ionisationskammer und einem Halbleiterdetektor genutzt. Die Anlage wurde so konzipiert, dass eine gleichzeitige Messung der Ionisation in einem Gas und der Anzahl der eingestrahlten Teilchen möglich ist. Der Aufbau ist in Abbildung 2.1 skizziert. Der Ionenstrahl mit genau bekannter Energie E_T wird in einem Teilchenbeschleuniger erzeugt, passiert in der Streukammer eine dünne Goldfolie und wird anschließend außerhalb der Kammer in einem Faraday Cup gestoppt. Dort wird der Strahlstrom gemessen. Ein Teil der Ionen wird in der Goldfolie gestreut und trifft jeweils unter 45° , nach Passieren von identischen Blenden, in die Ionisationskammer und auf den Teilchenzähler. Aufgrund des gleichen Winkels wird davon ausgegangen, dass gleich viele Teilchen in der Kammer und im Teilchenzähler detektiert werden. Die Anzahl der geladenen Teilchen N_T wird im Halbleiterdetektor und in der Ionisationskammer detektiert und als Energiespektrum ausgegeben. Die Anzahl der erzeugten Ladungsträgerpaare N_{Ion} wird aus der Ladung Q_{IK} in der Ionisationskammer und der Elementarladung e bestimmt. Somit kann der W -Wert mit der Gleichung 1.5 aus dem Kapitel 1.2 berechnet werden:

$$W(E) = \frac{E}{N} = \frac{E_T \cdot N_T}{N_{\text{Ion}}} = \frac{E_T \cdot N_T}{\frac{Q_{\text{IK}}}{e}}$$

Die Teilchen lassen sich nicht direkt beobachten, sondern sind nur durch ihre Wechselwirkungen mit Materie nachweisbar. Im folgenden Kapitel werden die Grundlagen dieser Wechselwirkungen sowie wichtige Gaseigenschaften erläutert, die zur Funktionsweise einer Ionisationskammer beitragen. Ferner werden der Aufbau eines Halbleiterdetektors erklärt und die verwendeten Detektoren vorgestellt. Im dritten Kapitel werden das Messprinzip sowie die einzelnen Komponenten des Aufbaus erläutert. Weiterhin wird die Rutherford Streuung an einer Goldfolie erläutert, da diese ebenfalls eine zentrale Rolle im Versuchsaufbau spielt.

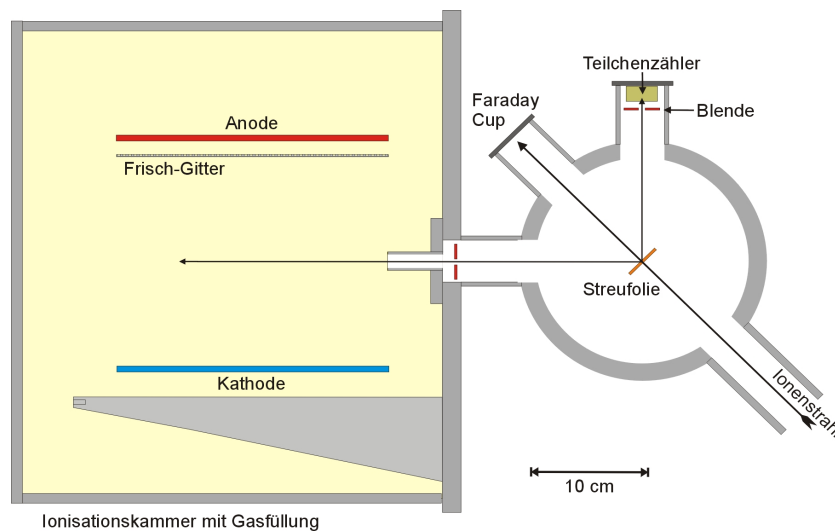


Abbildung 2.1:

Aufbau für die W -Werte-Messungen. Der Ionenstrahl tritt von unten rechts in die Streukammer, durchdringt die Goldfolie und wird im Faraday Cup gestoppt. Die gestreuten Ionen werden unter $+45^\circ$ im Halbleiterdetektor monitoriert und unter -45° im Gasvolumen der links dargestellten Ionisationskammer gestoppt.

2.1 Wechselwirkung von Teilchen mit Materie

Beim Durchgang von geladenen Teilchen durch ein Gasvolumen treten Wechselwirkungen zwischen den Teilchen und dem umgebenden Gas auf. Die Teilchen ionisieren das Gas, so dass aus einer gleichzeitigen Messung des Ionisationsstromes und der Teilchenzahl der W -Wert des Gases bestimmt werden kann.

Wechselwirkung geladener Teilchen

Bei geladenen Teilchen und deren Wechselwirkungen findet im Mittel nur ein geringer Energietransfer vom Teilchen auf den Absorber statt, so dass es bis zum vollständigen Abbremsen des Teilchens vieler Wechselwirkungen bedarf. Durch die große Anzahl kleiner Energieverluste werden die Teilchen abgebremst, so dass die mittlere Eindringtiefe in den Absorber angegeben werden kann. Aufgrund ihrer elektrischen Felder wechselwirken alle geladenen Teilchen vorwiegend mit den Hüllenelektronen des Absorbers und bei ausreichender Annäherung an die Atomkerne kommt es auch zu Wechselwirkungen mit dem Coulombfeld der Atomkerne oder zu Kernreaktionen [Kri02].

Geladene Teilchen, wie Elektronen oder Ionen, wechselwirken elektromagnetisch mit der umgebenden Materie durch Anregung und Ionisation. Die Abbremsung von Ionen in einem Absorber erfolgt überwiegend durch inelastische Kollisionen mit den Elektronen der

Atomhülle des Absorbermaterials. Sie geben ihre Energie in einzelnen Prozessen entlang ihres Weges ab. Ein Maß für den mittleren Energieverlust dE pro Wegstrecke dx geladener Teilchen liefert die Bethe-Bloch-Gleichung [PDG06]:

$$-\frac{dE}{dx} = K \cdot z^2 \cdot \frac{Z}{A} \cdot \frac{1}{\beta^2} \cdot \left[\frac{1}{2} \cdot \ln \frac{2mc^2\beta^2\gamma^2 T_{\max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right] \quad (2.1)$$

Es gilt $K/A = 4\pi N_A r^2 mc^2/A = 0,307 \text{ MeV g}^{-1} \text{ cm}^2$ für $A = 1 \text{ g mol}^{-1}$. Hierbei sind z , $\beta = v/c$ und $\gamma = 1/\sqrt{1 + \beta^2}$ die Ladungszahl, die relativistische Geschwindigkeit und der relativistische Faktor des einfallenden Teilchens. Z , A und I sind die Kernladungszahl, die Nukleonenzahl und die Ionisierungskonstante des verwendeten Absorbermaterials. T_{\max} bezeichnet die maximale kinetische Energie, die durch eine Wechselwirkung auf ein freies Elektron übertragen werden kann. N_A ist die Avogadro-Konstante, $\delta(\beta\gamma)$ die Dichtekorrektur, r der Elektronenradius und $m = 511 \text{ keV}/c^2$ die Ruhemasse des Elektrons. Gleichung 2.1 ist unabhängig von der Masse des Teilchen.

- **Stoßbremsvermögen:** Das Stoßbremsvermögen S_{col} eines Absorbers ist umgekehrt proportional zur massespezifischen Energie (E/m) des Einschussteilchens und damit fast gleich für alle Teilchen mit gleicher kinetischer Energie pro Masse und gleicher elektrischer Ladung [Kri02]:

$$S_{\text{col}} = \left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{col}} \propto \rho \cdot \frac{Z}{A} \cdot z^2 \cdot \frac{m}{E} \quad (2.2)$$

Hierbei ist z die effektive Ladungszahl des einfallenden Teilchens, Z , A und ρ bezeichnen die Kernladungszahl, die Nukleonenzahl und die Dichte des Absorbermaterials. Mit dieser Näherungsformel sind die Energieverluste pro Wegstrecke eines 1 MeV-Protons, eines 2 MeV-Alpha-Teilchens und eines geladenen Kohlenstoffions mit 6 MeV gleich. Aus der umgekehrten Proportionalität zur massespezifischen Energie folgt eine umgekehrte Proportionalität zum Quadrat der Teilchengeschwindigkeit. Dies führt wegen der abnehmenden Geschwindigkeit zu einer quadratischen Zunahme der auf die Wegstrecke bezogenen Energieverluste am Ende der Teilchenreichweite. Der Energieverlust des Teilchens bewirkt einen Anstieg der Ionisation bzw. des Energieübertrags auf das bestrahlte Material bis der Bragg-Peak erreicht wird. Je schneller die Teilchen sind, umso geringer sind ihre Energieverluste aufgrund des $1/v^2$ -Terms.

- **Strahlungsbremsvermögen:** Elektrisch geladene Teilchen können im Coulombfeld eines Atomkerns oder eines anderen geladenen Teilchens abgebremst werden und verlieren dabei einen Teil ihrer Bewegungsenergie durch Photonenstrahlung. Bei Protonen und Alpha-Teilchen spielt die Bremsstrahlungserzeugung wegen der großen Teilchenmasse und der damit verbundenen geringeren Ablenkung im Kernfeld bei radioologisch üblichen Energien keine Rolle.

Die Abbildung 2.2 zeigt Ausschnitte der Verläufe des Stoß- und des Strahlungsbremsvermögen für 3 MeV-Protonen und 81 MeV-Kohlenstoffionen. Es wird deutlich, dass das Strahlungsbremsvermögen nur einen geringen Beitrag zum gesamten Bremsvermögen leistet und erst bei kleinen Ionenenergien am Ende der Wegstrecke geringfügig ansteigt.

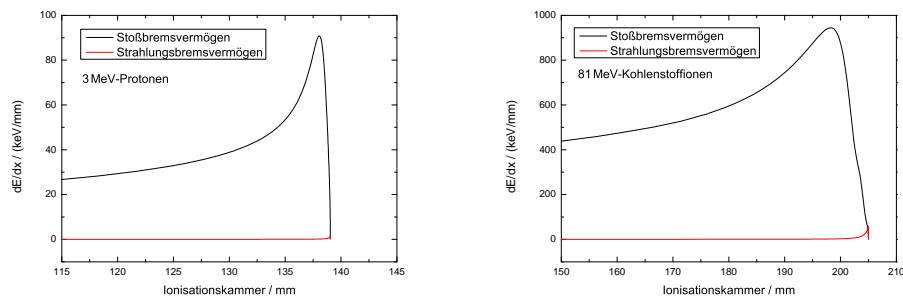


Abbildung 2.2:

Beiträge des Stoß- und Strahlungsbremsvermögen für 3 MeV-Protonen und 81 MeV-Kohlenstoffionen. Es wurde nur ein Teil der Ionisationskammerachse dargestellt, so dass erkennbar ist, dass das Strahlungsbremsvermögen erst bei kleinen Ionenenergien relevant wird.

Wechselwirkung ungeladener Teilchen

Neutrale Teilchen, wie Photonen, hinterlassen keine ionisierte Teilchenspur. Sie übertragen ihre Energie zunächst auf geladene Teilchen, die ihrerseits das Gas ionisieren können. Bei Photonen geschieht dies über elektromagnetische Wechselwirkungen, wobei der Photoeffekt, der Compton-Effekt und die Paarbildung auftreten können. Für die Experimente im Rahmen dieser Arbeit spielen die Effekte ungeladener Teilchen nur bei Untergundmessungen eine Rolle, da ansonsten direkt ionisierende Strahlung genutzt wird.

2.2 Verhalten von Ladungsträgern in Gasen

Die Bewegung freier Ladungsträger in Gasen ist durch Diffusion und Drift infolge eines externen elektrischen Feldes gekennzeichnet. Die beiden Prozesse werden im Folgenden ausführlich beschrieben.

Drift

Die Driftgeschwindigkeit v_D eines Teilchens mit der Ladung e und der Masse m in einem Gas innerhalb eines elektrischen Feldes \vec{E} und eines magnetischen Feldes \vec{B} kann mit der Langevin-Gleichung beschrieben werden [LW92]:

$$m \frac{d\vec{v}_D}{dt} = e\vec{E} + e \left[\vec{v}_D \times \vec{B} \right] + \vec{Q}(t) \quad (2.3)$$

Der zeitabhängige Rauschterm $\vec{Q}(t)$ berücksichtigt die stochastischen Stöße der Elektronen mit den Gasatomen [ZJ89].

Durch das elektrische Feld wirkt auf die Ladungsträger eine Kraft, die sie fortwährend beschleunigt. Durch Stöße mit neutralen Gasatomen werden die Ladungsträger jedoch immer wieder abgebremst, so dass ihre mittlere Driftgeschwindigkeit schnell ein Maximum annimmt. Diese maximale Geschwindigkeit ist dann nahezu konstant und unterscheidet sich nur infolge unterschiedlicher Massen für Elektronen und Ionen. Die Ionengeschwindigkeit ist viel geringer als die der Elektronen, da die Ionen eine größere Masse haben, wodurch sie weniger stark beschleunigt werden. Ferner verfügen die Ionen über eine größere räumliche Ausdehnung, wodurch die Stoßwahrscheinlichkeit erhöht wird. Die Driftgeschwindigkeit v_D der Ladungsträger im elektrischen Feld E ergibt sich aus einer stationären Lösung der Langevin-Gleichung 2.3:

$$v_D = \mu E \frac{p}{p_0} \quad (2.4)$$

Hierbei sind μ die Beweglichkeit, p der Druck im Gas und $p_0 = 1013,25$ hPa der Normaldruck. Für eine Ionenart ist die Beweglichkeit der Ladungsträger konstant. Sie ist nur davon abhängig, welche Ionen sich in dem Gasgemisch befinden. Da die de-Broglie-Wellenlänge der im Detektorgas erzeugten Elektronen in der gleichen Größenordnung wie die Elektroschalen der Gasatome liegt, treten quantenmechanische Effekte wie der Ramsauer-Effekt auf. Dieser Effekt beschreibt die Abnahme des Wirkungsquerschnitts bei Elektronenenergien entsprechend der Wellenlänge, die mit den Gasmolekülabmessungen übereinstimmt [Ram21]. Es treten Resonanzerscheinungen auf. Aufgrund solcher Effekte ist die Beweglichkeit für Elektronen von der Gasmischung sowie vom reduzierten elektrischen Feld E/p abhängig und muss in Experimenten oder Simulationen bestimmt werden.

Diffusion

Ohne anliegendes elektrisches Feld befinden sich die freien Elektronen im thermischen Gleichgewicht mit dem Gas und die Energie folgt der Maxwell-Boltzmann-Verteilung. Daraus ergibt sich eine mittlere Geschwindigkeit:

$$v = \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi m}} \quad (2.5)$$

In Gleichung 2.5 sind k_B die Boltzmann-Konstante, T die Gastemperatur und m die Masse des Elektrons [Leo94].

Bei Anwesenheit eines elektrischen Feldes überlagern sich die thermischen und die durch das elektrische Feld verursachten Bewegungen. In Argon dominiert die durch das elektrische Feld hervorgerufene Bewegung schon bei kleinen Feldstärken [Jan04].

2.3 Funktionsweise einer Ionisationskammer

Durchquert ein geladenes Teilchen das Gasvolumen ionisiert es entlang seiner Flugbahn einzelne Gasatome. Das elektrische Feld, welches zwischen Anode und Kathode anliegt und durch einen Feldkäfig homogenisiert wird, verhindert die Rekombination der Ladungsträger durch Trennung der positiv und negativ geladenen Teilchen. Die entstandenen primären Ladungsträger driften, bedingt durch das angelegte elektrische Feld, zu den Elektroden. Während sich die Ionen bei positiven Kammeranspannungen zur Kathode bewegen, driften die Elektronen in die entgegengesetzte Richtung zur Anode, wo sie detektiert werden.

Die beim Teilchendurchgang erzeugten primären Ladungsträger können ohne Verstärkung kaum nachgewiesen werden. In Gasdetektoren kann eine interne Signalverstärkung erreicht werden, da stark beschleunigte Elektronen fähig sind, ihrerseits Gasatome zu ionisieren und Sekundärelektronen zu erzeugen. Dieser Prozess setzt sich fort, so dass nicht nur die Primärelektronen, sondern auch die erzeugten Sekundärelektronen das Gas ionisieren können, solange die Elektronenenergie oberhalb der Ionisationsschwelle des Gases liegt.

Durch eine Variation der angelegten Kammeranspannungen ergeben sich die in Abbildung 2.3 zusammengefassten Bereiche. Bei kleinen Spannungen rekombinieren die erzeugten Ladungsträgerpaare, so dass kein Signal messbar ist. Ist die anliegende Spannung wie im Ionisationskammerbereich groß genug, tragen alle erzeugten Elektronen und Ionen zum Signal bei und werden an den Elektroden gesammelt, so dass das Signal der tatsächlichen Anzahl von Ionisationen entspricht. Die Anzahl der Ladungsträger und somit die Pulshöhe sind in diesem Bereich weitgehend spannungsunabhängig, was zu dem in Abbildung 2.3 dargestellten Plateau führt. Bei einer weiteren Spannungserhöhung folgt der Proportionalbereich, in dem die auf der Anode detektierten Elektronen proportional zur Anzahl der Primärelektronen sind. Wird das elektrische Feld weiter erhöht, wird der Proportionalbereich verlassen, so dass bei den folgenden Ionisationsprozessen auch Elektronen aus tieferen Schalen der Gasatome ausgelöst werden. Die dabei entstehenden Ionen geben ihre Energie durch Fluoreszenz und innere Konversion ab. Die Fluoreszenzphotonen können weitere Gasatome ionisieren, so dass die Anzahl freier Ladungsträger überproportional ansteigt.

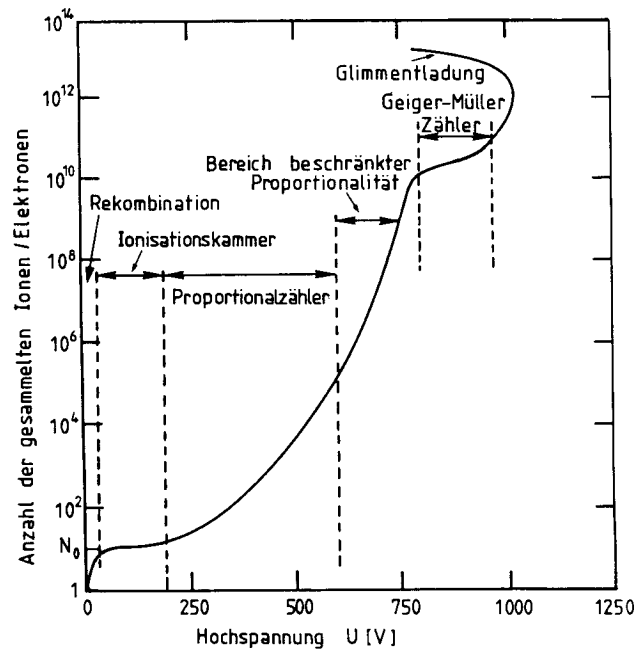


Abbildung 2.3:

Verlauf des Gasverstärkungsfaktors als Funktion der angelegten Spannung [Pri58].

2.4 Ionisierungsvermögen

Die Anzahl der durch ein geladenes Teilchen einer bestimmten Energie erzeugten Ionenpaare pro Weg wird als Ionisierungsvermögen J bezeichnet. Es hängt von der Teilchenart, der Teilchenenergie und der Dichte des Mediums ab. Jedoch ist zu beachten, dass etwa bei der Hälfte aller Wechselwirkungen von geladenen Teilchen keine Ionisierung, sondern nicht ionisierende Energieüberträge stattfinden. Aus diesem Grund kann die zur Verfügung stehende und pro Wegelement übertragene Energie nicht mit dem Ionisierungspotential des bestrahlten Materials ins Verhältnis gesetzt werden. In Tabelle 2.1 sind das Ionisierungs- und das Anregungspotential sowie der W -Wert für Argon und Stickstoff gegenübergestellt [Leo94].

Daher ist zur Berechnung des Ionisierungsvermögens der W -Wert notwendig, der den ionisationsfreien Energieverlusten Rechnung trägt. Das Ionisierungsvermögen ist definiert als der Quotient aus Stoßbremsvermögen und W -Wert [Kri02]:

$$J = \frac{dQ}{dx} = \frac{S_{\text{col}}}{W/e} \quad (2.6)$$

	Anregungs- potential in eV	Ionisierungs- potential in eV	W-Wert in eV
Argon	11,6	15,8	26
Stickstoff	8,1	15,5	35

Tabelle 2.1:

Vergleich der Anregungspotentiale, der Ionisierungspotentiale und der W-Werte für Argon und Stickstoff [Leo94]. Es wird deutlich, dass bei der Hälfte aller Wechselwirkungen geladener Teilchen keine Ionisierung, sondern nicht ionisierende Energieüberträge stattfinden.

Die Ionisierungsdichte Q^* errechnet sich aus der in einem Volumen durch Bestrahlung entstandenen Ladung eines Vorzeichens und dem bestrahlten Volumen:

$$Q^* = \frac{dQ}{dV} \quad (2.7)$$

Je nach Größe der Ionisierungsdichte kann zwischen locker und dicht ionisierenden Strahlungsarten unterschieden werden. Hochenergetische Protonen, Elektronen und Sekundärelektronen produzierende Photonenstrahlung zählen wegen ihres geringen Ionisierungsvermögens zu den locker ionisierenden Strahlungsarten. Bei dieser Variante sind die Wechselwirkungsereignisse und die Ionisationen gleichmäßig über das bestrahlte Volumen verteilt. Alphateilchen und Schwerionen zählen zu den dicht ionisierenden Strahlungen, wo die Ionisationsereignisse in kleinen kompakten Volumina um die Bahnspur des Teilchens verteilt sind. Die hohe räumliche Dichte der Wechselwirkungen der dicht ionisierenden Strahlung ist biologisch sehr viel wirksamer als die der locker ionisierenden Strahlung. In Abbildung 2.4 sind dicht und locker ionisierende Strahlungen vergleichend dargestellt. In beiden Grafiken ist die Zahl der Ionisationen und die Volumendichte identisch [Kri02].

Die Unterscheidung der Strahlungsarten kann quantitativ mit dem *Linearen Energietransfer LET* vorgenommen werden. Der lineare Energietransfer geladener Teilchen in einem Medium ist der Quotient aus dem mittleren Energieverlust dE , den das Teilchen durch Stöße erleidet, bei denen der Energieverlust kleiner ist als die vorgegebene Energie Δ , und dem dabei zurückgelegten Weg des Teilchens dx :

$$\text{LET} = \left(\frac{dE}{dx} \right)_{\Delta} \quad (2.8)$$

Die LET-Werte verändern sich beim Durchgang durch Materie in Abhängigkeit von der Restenergie des Teilchens und der Absorbiertiefe. Für $\Delta \rightarrow \infty$ zählt direkt ionisierende Strahlung und Sekundärteilchen indirekt ionisierender Strahlung mit $\text{LET}_{\infty} < 3,5 \text{ keV}/\mu\text{m}$

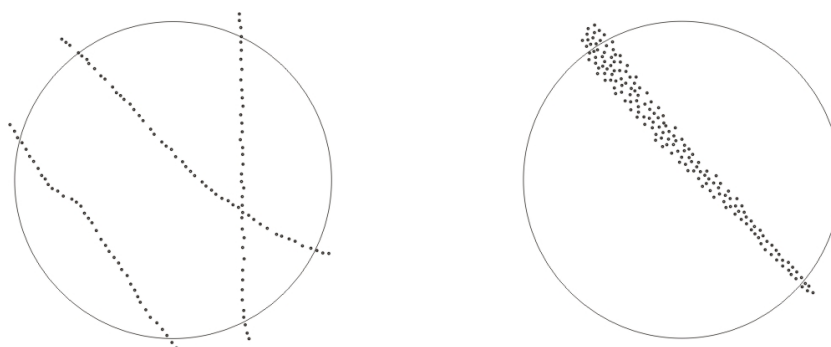


Abbildung 2.4:

Darstellung der locker und dicht ionisierenden Strahlung in einem Zellkern. In beiden Flächen ist die Volumendichte der Ionisation und damit auch die erzeugte mittlere Energiedosis gleich.

zur locker ionisierende Strahlung, während alle Strahlungen mit $LET_{\infty} > 3,5 \text{ keV}/\mu\text{m}$ als dicht ionisierend gelten [Kri02].

Durch das Einstrahlen von geladenen Teilchen in einen Absorber nimmt die Anzahl der erzeugten Ladungen pro Wegstrecke am Ende der Teilchenbahn zu, bis die Teilchen auf eine Restenergie abgebremst worden sind, bei der noch Anregung, aber keine Ionisation mehr möglich ist. Die in Abbildung 1.1 dargestellten Ionisierungskurven für Protonen und Kohlenstoffionen heißen Bragg-Kurven und der Anstieg am Ende der Bahn wird Bragg-Peak genannt. Mit Protonen und hochionisierenden schweren Teilchen können bei großen Reichweiten Dosisverläufe im zu bestrahlenden Material erzeugt werden, die am Teilchenbahnenende stark zunehmen. Derartige Dosisverteilungen sind vorteilhaft bei tiefliegenden Tumoren und bieten bestmögliche Schonung des umliegenden Gewebes [Kri02].

Durch die Zunahme des LET bei Schwerionen am Ende der Reichweite ist die biologische Wirksamkeit in der Peakregion viel höher als in der Plateauregion, wenn die gleiche Dosis auf das gleiche Gewebe appliziert wird. Dieses Verhalten begründet die Nutzung der relativen biologischen Wirksamkeit, die als das Verhältnis aus einer Photonendosis und der entsprechenden Ionendosis definiert ist, bei der die gleiche biologische Wirkung eintritt. Der Unterschied zwischen der zunehmenden relativen biologischen Wirksamkeit in der Peak- und Plateauregion könnte für die größere therapeutische Wirkung von Kohlenstoffionen im Vergleich zu Protonen verantwortlich sein [JKD08].

2.5 Energiedeposition in der Ionisationskammer

Mit Hilfe des Programmes *SRIM*, die Erläuterungen erfolgen im Kapitel 4.1, wurde die Energiedeposition der eingestrahnten Teilchen im sensitiven Gasvolumen der Ionisations-

kammer untersucht. Das sensitive Volumen hat eine Länge von 25,0 cm, eine Breite von 20,0 cm und eine Höhe von 21,8 cm. In Abbildung 2.5 sind die energieabhängigen Reichweiten für alle verwendeten Protonen, Helium- und Kohlenstoffionen in Argon aufgetragen. Für Protonen und Alphateilchen wurden die nominellen Teilchenenergien verwendet, während für Kohlenstoff aufgrund der größeren Energieverluste, durch Streuung an der Goldfolie und beim Durchdringen der Gold- und Mylar®-Folie, die Eintrittsenergien in die Ionisationskammer genutzt wurde. Diese Eintrittsenergien sind in der vierten Spalte der Tabelle 4.2 zusammengefasst. Die zur Darstellung verwendeten dE/dx -Werte wurden mit *SRIM* berechnet und ergeben sich aus der Summe des Stoß- und des Strahlungsbremungsvermögens, welche in Kapitel 2.1 erklärt wurden.

Weiterhin ist in Abbildung 2.5 erkennbar, dass für alle Strahlungsarten sowohl innerhalb der Plateauregion als auch im Bragg-Peak gemessen wird. In den *SRIM*-Berechnungen wurde das Maximum der Energieabgabe in Argon auf $dE/dx = 91$ keV/mm bestimmt, wobei die Protonen noch eine Energie $E_P = 80$ keV besitzen. Die maximale Energieabgabe in Argon beträgt für Heliumionen ($E_\alpha = 600$ keV) $dE/dx = 234$ keV/mm und für Kohlenstoffionen ($E_{12C} = 4,0$ MeV) $dE/dx = 946$ keV/mm.

Die Kurven für Argon, Stickstoff und Luft unterscheiden sich in ihren Verläufen kaum. In Tabelle 2.2 werden die unterschiedlichen Reichweiten der Teilchen in den drei Gasen verglichen. Es ist zu erkennen, dass die Reichweiten in den verschiedenen Gasen nur um wenige Millimeter variieren.

Teilchenart	Energie in MeV	Reichweite in Argon in mm	Reichweite in Stickstoff in mm	Reichweite in Luft in mm
Protonen	1	24,3	22,7	23,3
	2	72,0	70,1	71,6
	3	139,0	138,4	141,1
Helium- ionen	3	17,8	16,4	17,0
	8	73,6	71,0	72,8
	10	104,5	102,3	104,7
	12	140,0	138,6	141,8
Kohlenstoff- ionen	14	179,9	179,8	183,7
	40	72,4	71,3	73,2
	67	152,9	153,4	156,8
	81	205,0	206,7	216,9

Tabelle 2.2:

Vergleich der mit SRIM berechneten Reichweiten für Protonen, Helium- und Kohlenstoffionen unterschiedlicher Energien in Argon, Stickstoff und Luft. Exemplarisch sind die Kurven für Protonen, Helium- und Kohlenstoffionen unterschiedlicher Energien in Argon in Abbildung 2.5 dargestellt.

Für schwere, geladene Teilchen ist eine Ionisationskammer, die 10 % größer ist als die Reichweite der Teilchen, angemessen [ICoRUM79]. Die Tabelle 2.2 bestätigt, dass diese Anforderung an die Kammerlänge für alle Teilchen, Energien und Gase erfüllt ist. Ferner wurden die laterale und die longitudinale Streuung der Teilchen mit dem Programm *SRIM* berechnet und in Tabelle 2.3 zusammengefasst. Es ist zu erkennen, dass die Streuung energieabhängig abnimmt. Aufgrund der Energieabnahme der Primärteilchen im Kammergas wird bei großen Reichweiten davon ausgegangen, dass die laterale und die longitudinale Streuung bei der verbleibenden Teilchenenergie am Ende der Teilchenbahn gering sind und die Teilchen das Kammervolumen nicht verlassen können.

Teilchenart	Energie in MeV	Argon long. Streuung in mm	Argon lat. Streuung in mm	Stickstoff long. Streuung in mm	Stickstoff lat. Streuung in mm	Luft long. Streuung in mm	Luft lat. Streuung in mm
Protonen	1	1,2	1,7	1,0	0,9	1,1	1,0
	2	3,2	4,4	2,8	2,4	2,9	2,6
	3	6,4	8,0	5,8	4,6	6,1	5,0
Helium- ionen	3	0,8	0,9	0,6	0,5	0,6	0,5
	8	3,1	2,4	2,9	1,3	3,1	1,4
	10	4,5	3,3	4,3	1,8	4,5	1,9
	12	5,8	4,2	5,7	2,3	6,0	2,5
Kohlenstoff- ionen	14	7,2	5,3	7,1	3,0	7,4	3,2
	40	2,5	1,6	2,4	0,9	2,5	1,0
	67	5,5	2,8	5,5	1,6	5,7	1,7
	81	8,0	3,5	8,1	2,0	8,5	2,2

Tabelle 2.3:

Berechnung der longitudinalen und lateralen Streuung von Primärteilchen in Abhängigkeit von der Teilchenart, der Energie und dem Gas.

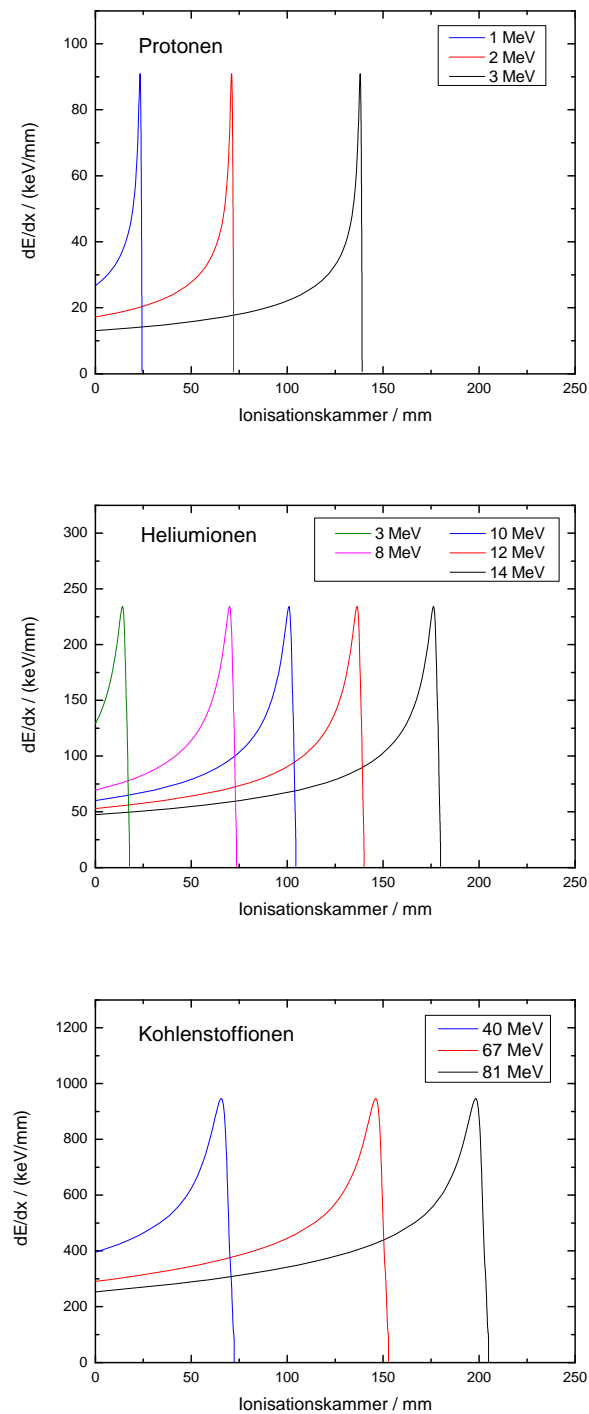


Abbildung 2.5:

Darstellung der mit SRIM berechneten Reichweiten in Argon für Protonen, Helium- und Kohlenstoffionen in Abhängigkeit von der Energie. Vergleichend dazu sind in Tabelle 2.2 die berechneten Reichweiten der Ionen in Argon, Stickstoff und Luft gegenübergestellt.

2.6 Halbleiterdetektoren

Zum Nachweis ionisierender Strahlung kann ebenfalls ein Halbleiterdetektor genutzt werden. Dabei entsteht durch das zu registrierende Teilchen ein Elektronen-Loch-Paar durch Band-Band-Anregung in einem Halbleiterkristall. Aufgrund der geringen Energie von 3,6 eV für Silizium und 2,8 eV für Germanium, die für die Erzeugung eines Ladungsträgerpaares notwendig ist, ergibt sich für diese Detektoren eine hohe Energieauflösung. Um die in den Bändern angeregten Ladungsträger nachweisen zu können, muss die Rekombination verhindert werden. Daher werden anstelle homogener Kristalle in Sperrichtung betriebene Halbleiterdioden verwendet. Die erzeugten Elektronen und Löcher wandern durch das Anlegen einer Spannung zu den jeweiligen Elektroden und können als Stromimpuls in einem externen Stromkreis nachgewiesen werden [HN95].

In p-n-Halbleiterdetektoren fällt die gesamte Spannung am sehr dünnen p-n-Übergang ab, so dass die für den Strahlungsnachweis nutzbare aktive Zone sehr dünn ist. Der durch Ladungsverarmung gekennzeichnete p-n-Übergang kann durch Dotierung mit Lithium verbreitert werden. Durch das Hinzufügen dieser eigenleitenden Schicht und des Entstehens eines p-i-n-Schichtaufbaues kann das Detektorvolumen deutlich vergrößert werden [HN95].

Im Vergleich zur gasgefüllten Ionisationskammer verfügen Halbleiterdetektoren über eine viel größere Massedichte des aktiven Volumens, wodurch auch Teilchen höherer Energien vollständig abgebremst werden können. Die Sammelzeiten für die freien Ladungsträger an den Elektroden betragen nur 10 ns bis 100 ns, was eine hohe Zählgeschwindigkeit ermöglicht [HN95].

Zum Nachweis der Teilchen wurden ionenimplantierten Oberflächensperrschichtzähler verwendet. Die Abbildung 2.6 zeigt ein Foto eines derartigen Detektors. Die aktiven Flächen, die Dicken sowie die Auflösungen der verwendeten *ORTEC ULTRA Alpha detectors* und des an die Streukammer montierten *CANBERRA partially depleted pips detectors* wurden in Tabelle 2.4 zusammengefasst. Zu Beginn der Messungen wurde je ein *ORTEC*-Zähler in der Ionisationskammer und an der Streukammer eingesetzt. Später wurde der Monitorteilchenzähler an der Streukammer durch ein *CANBERRA*-Teilchenzähler getauscht.

Bezeichnung	IK-TZ	Mon-TZ 1	Mon-TZ 2
Modell	BU-015-450-700	BU-015-450-500-S	PD 150-15-1500 AM
Firma	<i>ORTEC</i>	<i>ORTEC</i>	<i>CANBERRA</i>
Fläche (mm ²)	450	450	150
Dicke (μm)	700	500	1500
Auflösung (keV)	15	15	15

Tabelle 2.4:

Übersicht der verwendeten Teilchenzähler und ihrer Charakteristika. Die Angaben wurden aus den mitgelieferten Datenblättern der Halbleiterdetektoren übernommen.

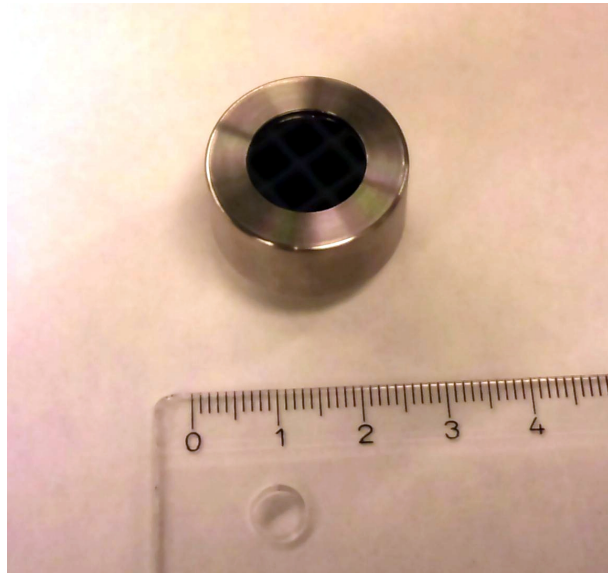


Abbildung 2.6: Foto eines Halbleiterdetektors.

Kapitel 3

Messaufbau

Zu Beginn dieses Kapitels werden die Ionenbeschleuniger der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt (PTB) und des Helmholtzzentrums für Schwerionenforschung GmbH (GSI) vorgestellt. Anschließend wird auf die Streu- und Ionisationskammer eingegangen. Für die Messungen wurde eine vorhandene Messapparatur bestehend aus Ionisations- und Streukammer genutzt, optimiert und erweitert. Diese Kammern wurden von Ulrich Giesen, Manfred Hoffmann und Kolja Beverungen entworfen und gebaut. Sie wurden 2003 bei ersten Testmessungen eingesetzt. Am Ende des Kapitels wird auf die verarbeitende Elektronik, die Datenaufnahme und -analyse eingegangen.

3.1 Teilchenbeschleuniger

Seit 1974 wird an der PTB die in Abbildung 3.1 skizzierte Beschleunigeranlage PIAF (*engl.: PTB Ion Accelerator Facility*) betrieben. Mit dem in Abbildung 3.2 dargestellten KN-3750 Van-de-Graaff-Beschleuniger der Firma *High Voltage Engineering Europa* werden durch elektrische Spannungen zwischen 0,1 MV und 3,75 MV Protonen, Deuteronen und Alpha-Teilchen beschleunigt. Das in Abbildung 3.3 gezeigte energievariable TCC-CV28 Zyklotron liefert Ionenstrahlen mit Energien bis zu 27 MeV. Mit diesen Beschleunigern werden routinemäßig Protonen von 0,1 MeV bis 19 MeV, Deuteronen von 0,2 MeV bis 13,5 MeV und Alpha-Teilchen von 0,2 MeV bis 27 MeV für verschiedenartigste Experimente und Bestrahlungen zur Verfügung gestellt [BCD⁺80]. Über das in Abbildung 3.1 skizzierte Strahlführungssystem werden die Ionenstrahlen in die Experimentierhalle geleitet, am Strahlrohr C wurde das *W*-Wert-Experiment aufgebaut.

Das Strahlführungssystem umfasst etwa 17 m inklusive der Schaltmagnete und der 90°-Umlenkmagnete. Das Vakuum beträgt etwa 10^{-6} hPa bis 10^{-7} hPa. Die Energiestabilität des Van-de-Graaff-Beschleunigers wird über Energieschlitze hinter dem 90°-Umlenkmagneten realisiert. Die Strahlfokussierung erfolgt mit magnetischen Quadrupolen. Der Van-de-Graaff-Beschleuniger wird im DC-Modus betrieben, so dass ein kontinuierlicher Strom erzeugt wird. Das Zyklotron liefert eine Pulsbreite zwischen von 2 ns bis 5 ns, die Wiederholrate beträgt zwischen 3 MHz und 50 MHz.

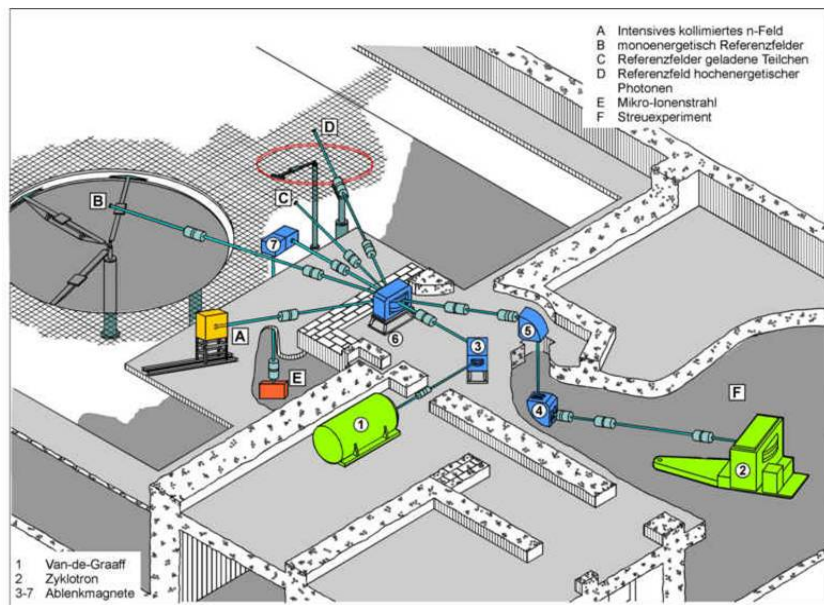


Abbildung 3.1:

Schematischer Überblick der PTB Beschleunigeranlage PIAF. Für das W-Wert-Experiment werden sowohl Protonen aus dem Van-de-Graaff-Beschleuniger als auch Heliumionen aus dem Zyklotron verwendet (nach [BCD⁺80]).

In den folgenden Abschnitten werden die Funktionsweisen der Beschleuniger erläutert.

Eine schematische Übersicht eines Van-de-Graaff-Beschleunigers ist in Abbildung 3.4 dargestellt. Von einem Ladungstransportband (2) wird die Ladung in das Innere eines Hochspannungsterminals (1) gebracht und sammelt sich auf dessen Oberfläche. Mit Hilfe eines Nadelkammes (3) wird die Ladung auf der Erdseite auf das Band gesprüht und in dem Hochspannungsterminal mit einem ähnlichen Kamm (4) wieder abgenommen. Die Bandgeschwindigkeit beträgt rund 20 m/s. Die isolierte Säule trägt das Hochspannungsterminal und in ihr läuft das Ladungsband. Ferner wird diese isolierte Säule durch Gradientenringe (8), die mit hochohmigen Widerständen untereinander verbunden sind, in gleich große Potentialstufen von 20 kV bis 50 kV unterteilt. Dies alles wird in einem Drucktank (5) untergebracht, der mit 6.000 hPa Schwefelhexafluorid SF₆ gefüllt wird. Die erreichbare Spannung beträgt 3,75 MV. In einer Ionenquelle (6) werden die zu beschleunigenden Ionen erzeugt. Dazu wird eine Gasentladung realisiert, aus deren Plasma die Ionen abgesaugt werden. Der Ionenstrahl wird dann mit Hilfe eines Elektrodensystems formiert und in das Beschleunigungsrohr (7) eingeschossen. Das Beschleunigungsrohr besteht aus isolierenden Ringen (Porzellan oder Glas) und zwischen diese Ringe werden metallische Potentialringe geklebt. Diese metallischen Ringe werden an die Gradientenringe angeschlossen, so dass ein konstanter Feldgradient erzeugt wird. Um im Beschleunigerrohr trotz des ständigen Gaseinlasses an der Ionenquelle ein gutes Vakuum zu erhalten, wird ein Vakuumsystem eingesetzt (9). Der beschleunigte Teilchenstrahl passiert nach dem Austritt aus dem Generator einen magneti-

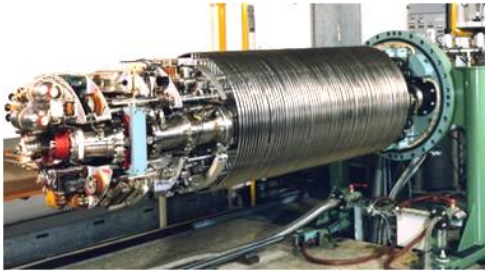


Abbildung 3.2:
Foto des geöffneten Van-de-Graaff-Beschleunigers [PTB Fotografie].



Abbildung 3.3:
Energievariables Zyklotron, das um 158° schwenkbar ist [PTB Fotografie].

schen Analysator, der aus einem Eintrittsspalt (11), einem Magneten (10) und einem Austrittsspalt (12) besteht. Entsprechend der gewünschten Teilchenenergie wird das Magnetfeld eingestellt. Dieser Analysator stabilisiert die Generatorspannung über eine Rückkopplung mit Hilfe eines Differenzverstärkers (13) und einer Koronatriode (14), die bei Bedarf negative Ladung auf die Hochspannungselektrode leitet. Diese genaue Regelung und Stabilisierung macht den Van-de-Graaff-Generator zu einem Präzisionsgerät, da bei Spannungen von einigen MeV die Ionenenergie bis auf ± 1 keV eingestellt werden kann [GS88].

Im Rahmen der Van-de-Graaff-Energiekalibrierung werden (p, γ)-Resonanzen mit ^{13}C und Al-Targets sowie die $^{13}\text{C}(p,n)^{13}\text{N}$ -Reaktion zur Bestimmung des Magnetfaktors k des Analysiermagneten benutzt. Dieser verknüpft die Teilchenenergie mit der Frequenz der NMR-Sonde. Die Energie eines 2 MeV-Protonenstrahls kann mit einer Unsicherheit von $\pm 1,2$ keV (0,06 %) bestimmt werden [Bö02].

Ein Zyklotron besteht aus einem Elektromagneten, der zwischen zwei Polschuhen ein Magnetfeld von 1-2 Tesla erzeugt. Im Zentrum dieses Magnetfeldes befindet sich eine Ionenquelle Q wie die Abbildung 3.5 zeigt. Die zur Beschleunigung genutzte Hochspannung liegt an den Duanten D_1 und D_2 an. Diese zwei halbkreisförmigen Elektroden füllen je eine Hälfte des Magnetfeldes aus und zwischen ihnen liegt der Beschleunigungsspalt. Die Duanten sind flache Hohlzylinder, in denen sich die Teilchen bewegen und befinden sich wie die Ionenquelle im Vakuum. Die in der Ionenquelle erzeugten Teilchen werden in einer bestimmten Phase der Hochfrequenz auf den Duanten D_1 zu beschleunigt. Das zu den Elektrodenflächen senkrecht stehende Magnetfeld B zwingt die Ionen innerhalb der feldfreien Elektroden auf Kreisbahnen, so dass die Teilchen im Inneren des Duanten D_1 auf den Beschleunigungsspalt zugeführt werden. In diesem magnetfeldfreien Spalt werden die Teilchen durch ein angelegtes Wechselfeld mit der Kreisfrequenz ω_0 zum Duanten D_2 beschleunigt. Hier laufen sie erneut auf einer Kreisbahn zum Beschleunigungsspalt, jedoch nun infolge ihrer höheren Energie auf einem größeren Radius. Der Radius der Teilchenbahn

erhöht sich schrittweise, bis die Teilchen an den Rand des Magneten gelangen. Dort werden sie von einem elektrostatischen Deflektor DF in tangentialer Richtung aus dem Magnetfeld in ein evakuiertes Strahlrohr, das zum experimentellen Aufbau führt, geleitet [GS88].

Im Zyklotron wird die Energie der Ionen über Flugzeitmessungen bestimmt. Die Messunsicherheit beträgt 25 keV für Alphateilchen im Energiebereich von 3 MeV bis 14 MeV.

Die für den Van-de-Graaff-Beschleuniger und das Zyklotron angegebenen Unsicherheiten werden im Anhang A in den Unsicherheitsbetrachtungen verwendet.

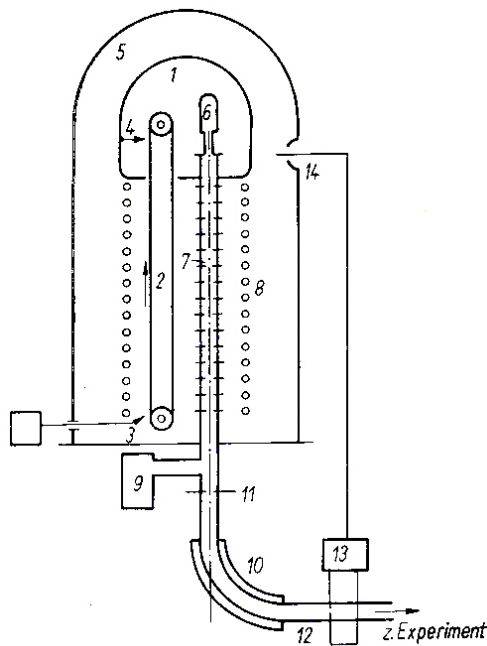


Abbildung 3.4:

Schematische Darstellung eines Van-de-Graaff-Beschleunigers [GS88]. Die mit den Zahlen 1-14 benannten Bauteile werden im Text beschrieben.

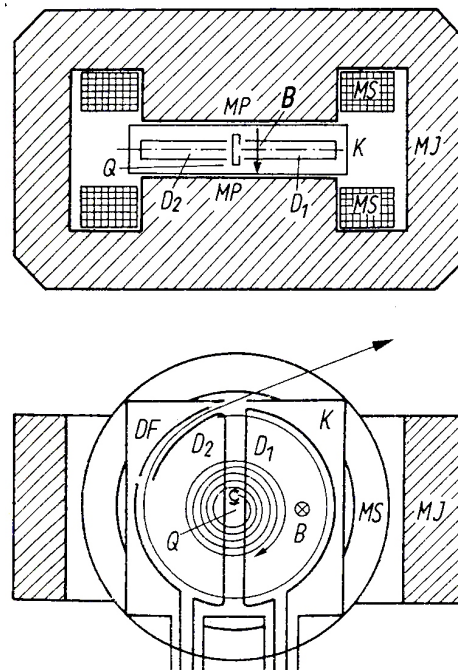


Abbildung 3.5:

Schematische Darstellung eines Zyklotrons [GS88]. Die mit ihren Anfangsbuchstaben bezeichneten Elemente werden im Text beschrieben.

Am UNILAC-Beschleuniger der GSI wurden zwei Strahlzeiten mit Kohlenstoffionen im Energiebereich von 3,6 MeV/u bis 7,1 MeV/u durchgeführt. Es wurde der 2009 angelegte UNILAC-Strahlzweig M-Zweig genutzt. Das M steht für die Materialforschung, wobei drei Messplätze in dieser Experimentierhalle zur Verfügung stehen. Die Betreuung der externen Strahlzeiten erfolgt durch Dieter Schardt, Christian Trautmann, Markus Bender, Daniel Severin und Arne Siegmund. Der Linearbeschleuniger der GSI-UNILAC (engl.: *UNI*versal *L*inear *A*ccelerator) hat eine Länge von 120 m und Ionen aller chemischen Elemente können mit dieser Beschleunigereinheit auf bis zu 20 % der Lichtgeschwindigkeit (60.000

km/s) beschleunigt werden [HfSG11]. Der UNILAC ist aus drei verschiedenen, hintereinander geschalteten Beschleunigerstrukturen zusammengesetzt: Die erste Stufe des UNILAC, nach der Ionenquelle, ist eine Wideröe-Struktur. Dabei handelt es sich um vier, in verkupfernten Stahl tanks untergebrachte Elektrodenstrukturen von insgesamt 30 Meter Länge mit etwa 130 Beschleunigungselektroden. Alle Ionenarten verlassen die Wideröe-Struktur mit einer Geschwindigkeit von etwa (16.000 km/s), das entspricht einer Energie von 1,4 MeV pro Nukleon. In der zweiten, etwa 55 Meter langen Stufe des UNILAC übernehmen Alvarez-Strukturen die Beschleunigung. Dies geschieht in vier Tanks von jeweils 13 m Länge mit über 150 Driftröhren beziehungsweise Beschleunigungsspalten. Am Ende dieses Abschnittes beträgt die Energie für alle Ionen 11,6 MeV pro Nukleon. Die dritte UNILAC-Stufe besteht aus 15 Einzelresonatoren, wobei jeder Resonator nur einen Beschleunigungsspalt hat und von einem unabhängig steuerbaren Hochfrequenzgenerator gespeist wird. Damit lässt sich die Ionengeschwindigkeit einstellen, so dass durch Beschleunigen oder Abbremsen die gewünschte Endenergie des Ionenstrahls im Bereich von 2 MeV pro Nukleon bis 18 MeV pro Nukleon einstellbar ist.

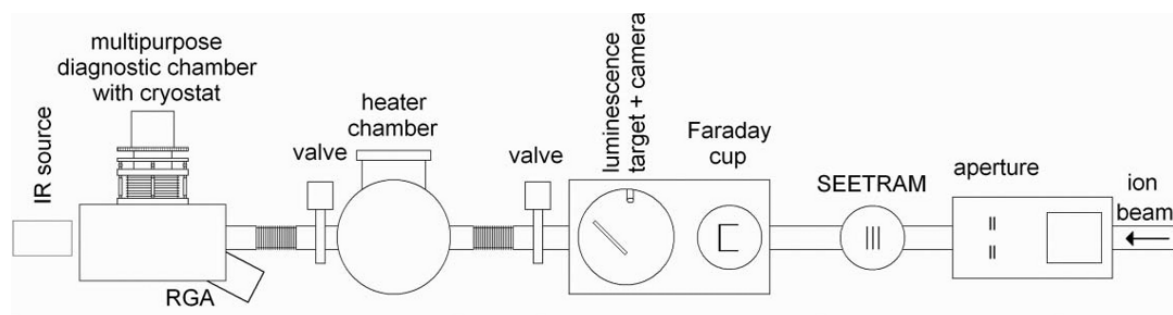


Abbildung 3.6:

Schematischer Überblick des Messplatzes am UNILAC-M-Zweig der GSI [BSHH⁺11]. Das W-Wert-Experiment wurde hinter der Diagnosekammer aufgebaut.

Der Aufbau des Messplatzes 3 ist in Abbildung 3.6 skizziert. Die Ionen passieren zuerst eine Apparatur mit einem variablen Paar x-y-Schlitze zur Strahlformung. Im Anschluss daran stehen ein Sekundärelektronen-Transmissionsmonitor (SEETRAM), ein Faraday Cup und ein Lumineszenz-Bildschirm mit einer CCD-Kamera zur Strahldiagnose zur Verfügung. Der SEETRAM wird während der Bestrahlung als online-Ionenfluss-Monitor genutzt und ist mit dem Faraday Cup kalibriert worden (Präzision: 10 % bis 20 %). Daran schließen sich eine ausheizbare Kammer und eine Diagnosekammer an [BSHH⁺11]. Hinter dieser Diagnosekammer wurde der zuvor an der PTB verwendete Messaufbau an der GSI aufgebaut. Die einzelnen Bestandteile des W-Wert Experimentes werden im Verlauf des Kapitels detailliert beschrieben.

Die Unsicherheit der Energiemessungen für Kohlenstoffionen wird mit einem Prozent im Bereich von 3,6 MeV/u bis 7,1 MeV/u angegeben [Ben12].

3.2 Streukammer

In den folgenden Abschnitten werden die in Abbildung 2.1 skizzierten Bestandteile des Experimentes erläutert. Die Streukammer ist aus Aluminium gefertigt, umfasst einen Außendurchmesser von 23,5 cm und besitzt 8 Kleinflansch-Verbindungen. An diese Flansche sind zwei Vakuummesssonden angeschlossen. Die Pirani-Sonde misst im Bereich von 400 hPa bis 10^{-3} hPa. Die Penning-Messzelle wird für den Messbereich unterhalb von 10^{-3} hPa genutzt. Weiterhin sind eine Vor- und eine Turbomolekularpumpe, ein Halbleiterdetektor, ein Faraday Cup und ein Übergang zur Ionisationskammer an die Kammer montiert. Alle Verbindungen sind durch O-Ringe mit Innenzentrierringen abgedichtet und durch Spannringe zusammengepresst. Die Ober- und Unterplatte der Streukammer sind ebenfalls über O-Ringe gedichtet, wobei die O-Ringe jeweils in eine Nut in die Kammerwand eingelassen werden. Als Dichtungsmaterial werden Buna-N- oder Viton[®]-O-Ringe verwendet.

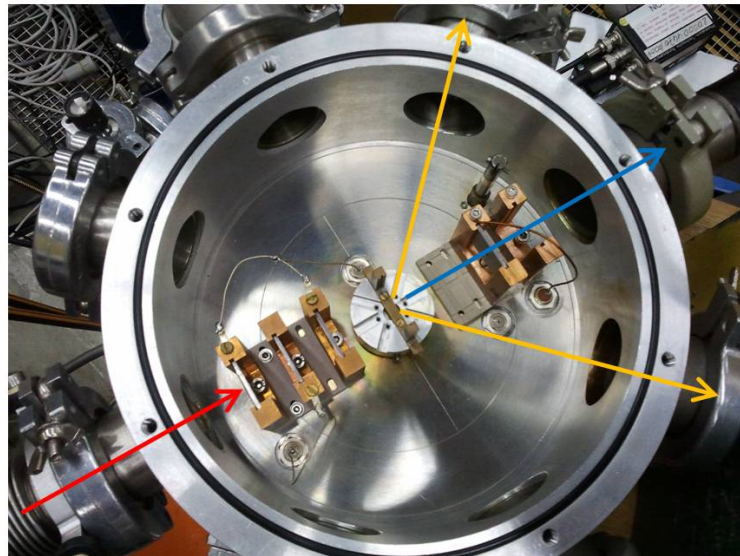


Abbildung 3.7:

Foto der geöffneten Streukammer. Es sind die Blendenhalterungen sowie der zentrale Goldfolienhalter erkennbar. Der rote Pfeil beschreibt die eingestrahelten Ionen und der blaue Pfeil deutet auf den Faraday Cup, in dem die Ionen gestoppt werden. Ein Teil der in der Goldfolie gestreuten Ionen trifft jeweils unter 45° , markiert durch die gelben Pfeile, in die Ionisationskammer und auf den Teilchenzähler.

Die Abbildung 3.7 zeigt ein Foto der geöffneten Streukammer. Der Teilchenstrahl tritt am linken unteren Bildrand in die Kammer ein. Im Inneren der Streukammer befinden sich zwei Blendensysteme. Die Montagevorrichtungen dieser Systeme bestehen aus Keramik, was gleichzeitig zur Isolation dient, die Blendenhalterungen sind aus Kupfer und die einzusetzenden Blenden sind aus Tantal. An eine Blende des ersten Systems kann eine Spannung

von -300 V angelegt werden, was der Unterdrückung der entstehenden Elektronen dient. An einer weiteren Blende kann ein Blendenstrom ausgelesen werden. Ein zweites Blendensystem wurde im Februar 2011 ergänzt, um eine weitere Strommessung durchführen und somit die Strahllage besser definieren zu können. Die Blenden sind quadratisch und besitzen unterschiedlich große Bohrungen ($\varnothing = 2 \text{ mm} - 10 \text{ mm}$).

Ferner ist in der Mitte der Streukammer eine Targethalterung für die Goldfolien eingebaut. Die $0,1 \mu\text{m}$ oder $0,5 \mu\text{m}$ dünnen Goldfolien haften aufgrund von Adhäsionskräften an dünnen Aluminiumplättchen, welche in die Targethalterung eingeführt werden. Die Abmessungen dieser Plättchen betragen $2,5 \text{ cm} \times 2,5 \text{ cm}$. Sie haben in der Mitte eine Aussparung mit einem Durchmesser von $0,8 \text{ cm}$, in der sich nur die Goldfolie befindet.

Der Ionenstrahl passiert in der Streukammer die Blendensysteme, die zwischen diesen Systemen befindliche Goldfolie und wird anschließend außerhalb der Kammer in einem Faraday Cup gestoppt, wo der Ionenstrahlstrom, im Folgenden kurz Strahlstrom genannt, gemessen wird. Der Faraday Cup besteht aus einem 45 cm langen Edelstahlrohr ($\varnothing = 3,5 \text{ cm}$), einem Keramikeinsatz zur Isolation und einem Tantalblock. Die einfallenden geladenen Ionen werden in diesem Block gestoppt. Der entstehende positive Ladungsüberschuss wird durch Elektronen, die über einen hochohmigen Widerstand zufließen, kompensiert. An diesem Widerstand entsteht ein Spannungsabfall, der als Referenzwert für die Ladung gemessen wird. Der Strahlstrom I_{Strahl} wird aus der gemessenen Ladung $Q_{\text{Scaler 12}}$, der Integratoreinstellung Int_{B} der Beschleuniger und der Messzeit t berechnet. Die Ladung $Q_{\text{Scaler 12}}$ wird sowohl auf der Zählerkarte des MPA-Systems im Scaler 12 als auch im Kalo-Messrechner registriert, im Kapitel 3.5 in Abbildung 3.20 ist dies dargestellt. Die Integratoreinstellung der Beschleuniger gibt den Strom an, der bei vollem Skalenausschlag gemessen wird. Die Skala gliedert sich in 1.000 Einheiten, so dass für den Strahlstrom I_{Strahl} folgt:

$$I_{\text{Strahl}} = \frac{Q_{\text{Scaler 12}} \cdot Int_{\text{B}}}{1.000 \cdot t} \quad (3.1)$$

In der Goldfolie findet Rutherford-Streuung statt, welche im folgenden Abschnitt erklärt wird. Ein Teil der gestreuten Ionen trifft jeweils unter 45° , nach Passieren von identischen Blenden, in die Ionisationskammer und auf den Halbleiterdetektor. In jeweils einem der Halbleiterdetektoren, die in Kapitel 2.6 beschrieben wurden, werden die Anzahl und das Energiespektrum der Teilchen gemessen. Die Anzahl und das Spektrum der Teilchen werden außerdem in der Ionisationskammer bestimmt, so dass zwei unabhängige Messungen zu Verfügung stehen. Die Messungen an der Anode in der Ionisationskammer sind jedoch nur bei positiven Spannungen bis 2.000 V sowie in Argon und Stickstoff möglich. Aus diesem Grund ist der Teilchenzähler für die Messungen in Luft und bei negativen sowie höheren positiven Spannungen unverzichtbar.

Rutherford-Streuung

Die Rutherford-Streuung charakterisiert die Streuung von geladenen Partikeln an einem geladenen Streuzentrum. Die Rutherfordsche Streuformel ist abgeleitet für die Coulombstreuung eines punktförmigen Teilchens der Ladung Z_1 an einem schweren Teilchen der Ladung Z_2 . Sie gibt den Wirkungsquerschnitt $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_\vartheta$ an:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_\vartheta = \left(\frac{Z_1 Z_2 e^2}{4E}\right)^2 \cdot \frac{1}{\sin^4\left(\frac{\vartheta}{2}\right)} \quad (3.2)$$

Damit wird die Wahrscheinlichkeit beschrieben, dass gestreute Teilchen nach einer Ablenkung um den Winkel ϑ im Raumwinkel $d\Omega = 2\pi \sin \vartheta d\vartheta$ auftreffen [MK79].

In diesem Experiment dienen Ionen-Beschleuniger als Quelle für die Teilchen der Ladung Z_1 . Die Atomkerne einer 0,1 μm oder 0,5 μm dicken Goldfolie repräsentiert das Target mit der Ladung Z_2 . In den Winkeln $\vartheta = \pm 45^\circ$ befinden sich Blenden des Radius $r = 2 \text{ mm}$, welche den zu detektierenden Raumwinkel vorgeben. Hinter einer der Blenden ist ein Halbleiterdetektor montiert, während die andere Blende den Durchgang zur Ionisationskammer beschreibt. Mit dem Halbleiterdetektor und innerhalb der Ionisationskammer werden simultan die Anzahl der gestreuten Teilchen gemessen.

Die Teilchenausbeute Y (*engl.: yield*) errechnet sich aus dem Wirkungsquerschnitt $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_\vartheta$, der Anzahl der Atome in der Goldfolie n_{Atome} , dem Raumwinkelement $d\Omega$, der Elementarladung e sowie der Kernladung Z_1 :

$$Y = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_\vartheta \cdot n_{\text{Atome}} \cdot d\Omega \cdot \frac{1}{e} \cdot \frac{1}{Z_1} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_\vartheta \cdot \left(\frac{N_A}{M} \cdot d \cdot \rho\right) \cdot \left(\frac{r^2 \cdot \pi}{R^2}\right) \cdot \frac{1}{e} \cdot \frac{1}{Z_1} \quad (3.3)$$

Hierbei sind N_A , M , d , ρ , r , R die Avogadro-Konstante, die molare Masse von Gold, die Dicke der Goldfolie, die Dichte von Gold, der Blendenradius und der Abstand der Goldfolie zum Detektor.

Bei bekanntem Strahlstrom I_{Strahl} und vorgegebener Messzeit t beträgt die Anzahl der gestreuten Teilchen:

$$N_{\text{gestreut}} = Y \cdot I_{\text{Strahl}} \cdot t \quad (3.4)$$

Während einer Messreihe variieren das geometrische Verhältnis des Versuchsaufbaus sowie die Ladung und Materialeigenschaften der Goldfolie, die als Target fungiert, nicht. Diese Parameter können als konstant angesehen werden, somit ergibt sich aus den Gleichungen 3.2 und 3.3:

$$Y_i = c_1 \cdot \left(\frac{d\sigma_i}{d\Omega_i} \right)_{\vartheta_i} \cdot \frac{1}{Z_{1i}} = c_2 \cdot \frac{Z_{1i}}{(4E_i)^2} \cdot \frac{1}{\sin^4(\frac{\vartheta_i}{2})} \quad (3.5)$$

Es ist zu erkennen, dass die Teilchenausbeute Y_i der i -ten Messreihe proportional zur Ladung Z_{1i} und umgekehrt proportional zum Quadrat der Energie E_i der geladenen Partikel ist. Die Ladungszahl Z_{1i} der Partikel beträgt 1, 2 oder 6 für Protonen, Alphateilchen und Kohlenstoffionen. Außerdem liegt eine Winkelabhängigkeit vor, so dass versucht werden muss, die Fokussierung des Strahls konstant zu halten und mit Blenden zu begrenzen.

Während der Messungen wird zur Konstanzprüfung der geometrischen Verhältnisse das Monitorverhältnis genutzt. Das Monitorverhältnis errechnet sich aus der totzeitkorrigierten Teilchenzahl im Halbleiterdetektor, der Energie der geladenen Partikel in MeV, dem Strahlstrom in nA und der Messzeit in s:

$$\text{Mon} = \frac{E^2 \cdot N_{\text{Teilchen}}}{I_{\text{Strahl}}} \cdot \frac{1}{t} \quad (3.6)$$

Für alle Messungen wurde das Monitorverhältnis errechnet. Idealerweise sollte es für eine Strahlfokussierung während aller Messungen konstant bleiben. Die erläuterten Gleichungen 3.2 bis 3.4 dienen in dieser Arbeit nicht zur Berechnung der gestreuten Teilchenanzahl. Die Verhältnisse aus den Gleichungen 3.4 und 3.6 werden zur Berechnung des benötigten Strahlstrom I_{Strahl} und zur Konstanzprüfung verwendet.

Ladungszustandsverteilung

Weiterhin könnte die Teilchenanzahl aus Messungen des Strahlstromes im Faraday Cup über die Rutherford Streuung ermittelt werden. Auf diese Methode soll in dieser Arbeit verzichtet werden, da Umladungseffekte der Ionen in der Goldfolie berücksichtigt werden müssten. Die Ladung der eingestrahnten Ionen ändert sich beim Durchdringen der Goldfolie. Für Alphateilchen sowie Kohlenstoffionen kann nicht genau genug angegeben werden, welchen Ladungszustand die Teilchen nach diesem Goldfolien-Durchgang haben.

Wenn geladene Teilchen Materie durchdringen, fangen oder verlieren sie Elektronen, bis ein Ladungsgleichgewicht der sich bewegenden Ionen erreicht ist. Die Ladungszustandsverteilung von Helium in Abbildung 3.9 stammt aus der Arbeit von Armstrong et al. [AMHM65]. Die Verteilungen für Protonen in Abbildung 3.8 und für Kohlenstoff in Abbildung 3.10 basieren auf Berechnung von C. Zaidins [Zai67]. Die Grafiken zeigen ϕ_i , die Anteile des Ionenstrahls mit der Ladung i in Abhängigkeit von der Ionengeschwindigkeit τ [MY68]. Für die Messungen mit Protonen im Rahmen dieser Arbeit sind die Umladungsverhältnisse unkritisch, da ab einer Energie von 0,3 MeV/u alle Teilchen einfach positiv geladen sind und die verwendeten Protonenenergien größer als 1 MeV/u sind. Für die Messungen mit Heliumionen beginnend bei 0,75 MeV/u kann diese Methode der Teilchenzahlbestimmung

nicht angewandt werden, da aus Abbildung 3.9 nicht hervorgeht, ab welcher Energie der zweifach positive Ladungszustand zu 100 % erreicht ist. Ebenso kann diese Bestimmungsmethode nicht für die Kohlenstoffmessungen ab 3,6 MeV/u verwendet werden, da bei dieser Energie sowohl fünffach als auch sechsfach geladene Ionen im Gleichgewicht existieren. Das Heranziehen der Ladungszustandsverteilungen für die Ermittlung der Teilchenzahlen würde die Unsicherheiten der W -Werte in Rahmen dieser Arbeit erhöhen.

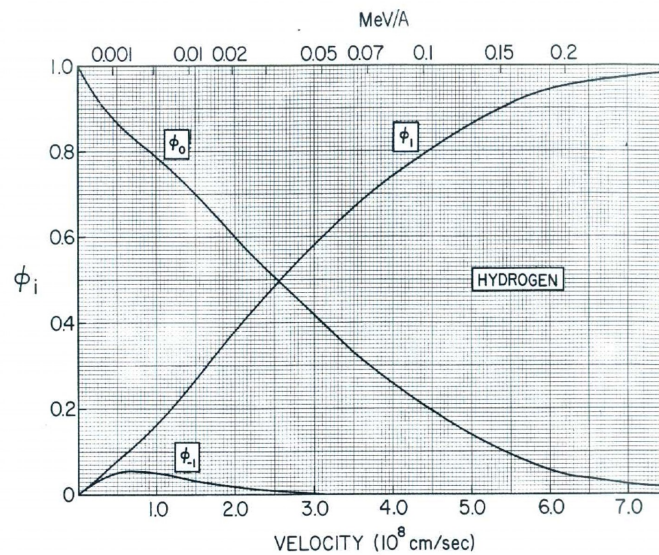


Abbildung 3.8:

Ladungszustandsverteilung für ungeladene (ϕ_0) sowie einfach positive (ϕ_1) oder negativ (ϕ_{-1}) geladene Wasserstoffionen aus [MY68] nach [Zai67]. Für die Protonen-Messungen beginnend bei 1 MeV/u sind alle Ionen einfach positiv geladen.

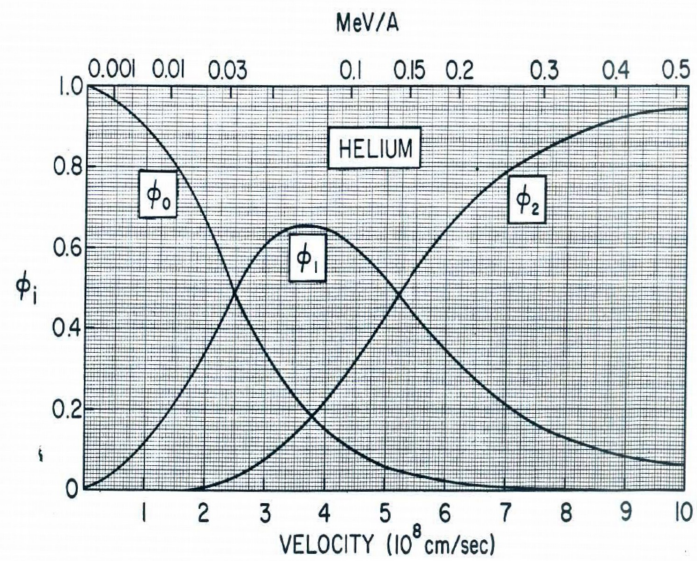


Abbildung 3.9:

Ladungszustandsverteilung für ungeladene (ϕ_0), einfach (ϕ_1) oder zweifach (ϕ_2) positiv geladene Heliumionen aus [MY68] nach [AMHM65]. Ab einer Energie von 0,5 MeV/u sind die Heliumionen zu 95 % zweifach positiv geladen.

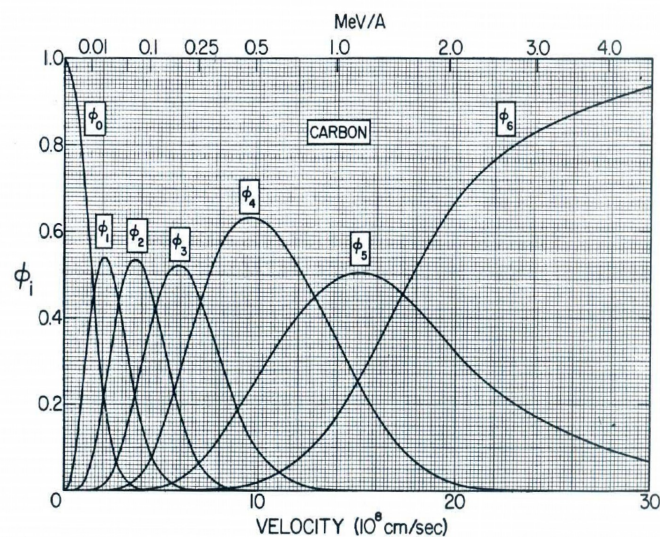


Abbildung 3.10:

Ladungszustandsverteilung für unterschiedlich geladene Kohlenstoffionen aus [MY68] nach [Zai67]. Für die Kohlenstoffmessungen mit einer Energie von 3,6 MeV/u liegt ein Gleichgewicht aus fünf- und sechsfach geladenen Ionen vor, was die Unsicherheit in der Teilchenzahlbestimmung erhöhen würde.

3.3 Ionisationskammer

Die Ionisationskammer besteht aus einem zylindrischen Hohlkörper aus Edelstahl, der mit zwei Endplatten verschraubt wird. Sie hat einen Durchmesser von 50 cm und weist eine Länge von 100 cm auf. Die Flächen der Elektroden sind mit 25 cm x 20 cm so dimensioniert, dass die Ionen ihre Energie vollständig im Volumen zwischen den Elektroden abgeben können. Die untere Elektrode wurde aus Edelstahl gefertigt und die obere besteht aus einer glasfaserverstärkten Kunststoffplatte (GF10), die mit Kupfer bedampft wurde. Das elektrische Feld zwischen Anode und Kathode wird durch einen Feldkäfig homogenisiert und verhindert die Rekombination durch Trennung der Ladungsträger. Außerdem sind die Elektroden parallel zum Teilchenstrahl angeordnet, wodurch Rekombinationsverluste minimiert werden. Da die Teilchen ihre Energie vollständig im Kammervolumen deponieren, haben Temperatur- und Luftdruckänderungen keinen Einfluss auf diese Messungen.

Die untere Elektrode liegt stets auf dem Nullpotential. Die Spannungen an der oberen Elektrode, dem Frischgitter und den Potentialdrähten des Feldkäfigs sind durch das am Hochspannungseingang angelegte Potential und die Verhältnisse der Widerstände bestimmt. Mit einem Spannungsversorgungsgerät NHQ der Firma *iseg* können Spannungen zwischen -5 kV und 5 kV angelegt werden. Dieses Modul kann wahlweise manuell oder über einen Computer eingestellt werden und verfügt über eine Strombegrenzung. Der Gasdruck in der Ionisationskammer wird gasartunabhängig mit zwei Manometern überwacht.

Die Abbildung 3.11 zeigt ein Foto der geöffneten Ionisationskammer, wobei der an eine Endplatte montierte Feldkäfig mit den Potentialdrähten, den beiden Elektroden und dem Frischgitter zu erkennen ist. Die Ionisationskammer kann gasdicht verschlossen werden, es ist ein Vakuum bis zu $5 \cdot 10^{-5}$ hPa erreichbar.

Untere Elektrode

An der unteren, über ein Elektrometer geerdeten Elektrode wird die Kammerladung gemessen. Sie ist das Produkt aus dem Ionisationskammerstrom, im Folgenden kurz Ionisationsstrom genannt, und der Messzeit. Es wird von einer Linearität zwischen Strahlungsintensität und Ionisationsstrom in der gasgefüllten Ionisationskammer ausgegangen. Die Linearität könnte verloren gehen, wenn sich die erzeugten positiv geladenen Ionen zu lange in der Ionisationskammer befinden. Sie besitzen aufgrund ihrer großen Massen eine vergleichsweise geringe Beweglichkeit und sind im Vergleich zu den Elektronen länger im Driftvolumen vorhanden. Eine große Anzahl an positiv geladenen Ionen könnte das elektrische Feld der Elektroden abschirmen und somit die effektive Spannung zwischen den Elektroden verringern [VMG11]. Auf diese Problematik wird im Kapitel 4.2 eingegangen.

Die Anzahl, der im Gasvolumen produzierten Ionenpaare, wird aus der Kammerladung berechnet. An der unteren Elektrode wird je nach Polarität die positive oder negative Ionisationskammerladung integriert und ein Kondensator aufgeladen. Mit einem *Keithley-*

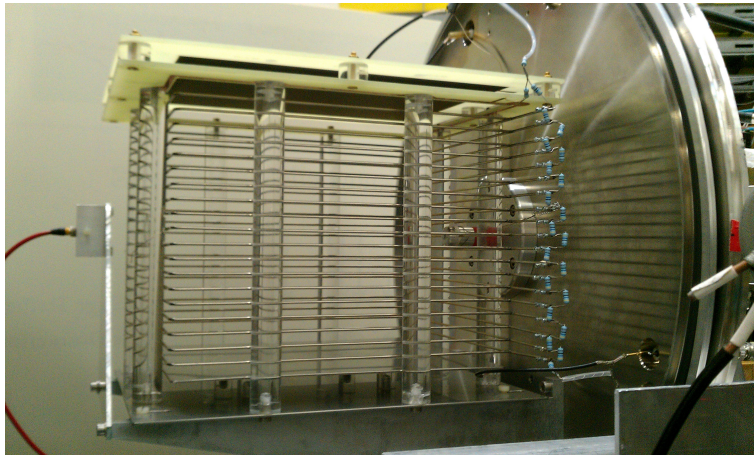


Abbildung 3.11:

Foto der Ionisationskammerbestandteile. An der Endplatte der Kammer ist der von den Elektroden begrenzte Feldkäfig mit seiner Widerstandskette zu erkennen. Die Potentialdrähte des Käfigs dienen der Homogenisierung des elektrischen Feldes zwischen Anode und Kathode. In den 2 cm vor der oberen Elektrode sitzenden Kunststoffrahmen wurden dünne Kupferdrähte eingesetzt, so dass dieses Gitter als zusätzliche Elektrode wirkt. Am linken Bildrand ist die Teilchenzähler-Halterung samt des Halbleiterdetektors zu sehen. Diese Konfiguration wird für die fernen Zählratenvergleiche genutzt.

Elektrometer Typ 642 wird die Spannung an diesem Kondensator gemessen. Die in der Ionisationskammer erzeugte Ladung ergibt sich aus dem Produkt Kondensatorkapazität C und Spannung U_{Kalo} . Das Model 642 ist ein MOSFET basiertes Elektrometer, welches für sensitive Strom-, Spannungs- und Ladungsmessungen geeignet ist. Das Gerät besitzt einen Spannungsmessbereich von $10 \mu\text{V}$ bis 10V und verfügt über einen Eingangswiderstand von $10^6 \Omega$ [Kei80]. Die Auslese der Daten erfolgt über das Programm *Kalo* und einen *Kalo*-Messrechner, der über RS232-Schnittstelle mit dem Netzwerk verbunden wird.

Je nach Polarität der an der oberen Elektrode angelegten Spannung U_{IK} wird ein positiver oder negativer Ionisationsstrom gemessen. Bei einer positiven Ionisationskammerspannung U_{IK} driften die positiv geladenen Ionen an die untere Elektrode und es ergibt sich ein positiver Ionisationsstrom. Im Falle einer negativen Ionisationskammerspannung U_{IK} driften die Elektronen zur unteren Elektrode, was den negativen Ionisationsstrom hervorruft.

Der verwendete 10nF -Glaskondensator wird in ein *Keithley*-Elektrometer Remote Head 642 eingesetzt und mit dem Elektrometer verbunden. Der 10nF -Glaskondensator wurde am 21.05.2012 an der PTB im Direktmessverfahren kalibriert. Die Messfrequenz und Spannung betragen 50Hz und 5mV . Die Kondensatorkapazität beträgt $C = 9,9592 \text{nF}$ mit einer erweiterten Unsicherheit ($k = 2$) von $(1,3 \cdot 10^{-3}) \text{nF}$ (Kalibrierzeichen: 21132 PTB 10).

Das gesamte System aus *Keithley*-Elektrometer, *Keithley*-Elektrometer Remote Head und 10nF -Glaskondensator wurde am 15.02.2012 mit einer *Knick*-Spannungsquelle und einem

100 pF-Kondensator kalibriert. Die *Knick*-Spannungsquelle (Type JS 3010) verfügt im Messbereich 9,0 V über eine erweiterte Unsicherheit von $(1,2 \cdot 10^{-4})$ V und im Messbereich 80,0 V über eine erweiterte Unsicherheit von $(1,2 \cdot 10^{-3})$ V, das entspricht einer relativen Unsicherheit kleiner als 0,0015 % (Kalibrierzeichen: 21698 PTB 10). Die Kapazität des verwendeten Kondensators beträgt $C = 111,810$ pF mit einer erweiterten Unsicherheit von $(3,0 \cdot 10^{-5})$ pF (Kalibrierzeichen: 20090 PTB 11).

Damit ergibt sich für eine 80,0 V-Messungen eine Ladung von 8,95 nC mit einer Unsicherheit von $(1,34 \cdot 10^{-4})$ nC, dies entspricht einer relativen Unsicherheit von $(1,5 \cdot 10^{-3})$ %. Die Kalibrierung des *Keithley*-Elektrometers ergab einen Faktor $1,0041 \pm 0,0003$. Dieser Kalibrierfaktor und seine Unsicherheit sowie die Kalibrierung des 10 nF-Glaskondensators und dessen Unsicherheit gehen in die Berechnungen im Anhang A ein.

Oberer Elektrode

In einem Abstand von 21,8 cm zur geerdeten Elektrode sitzt die zweite Elektrode, mit der die Teilchenzahl und das Energiespektrum der Teilchen gemessen werden. Bei positiven Spannungen werden die Elektronen aufgrund des elektrischen Feldes zur Anode hin beschleunigt und dort detektiert. Es sind Messungen mit positiven Spannungen bis 2.000 V in Argon und Stickstoff möglich, da der Vorverstärker nur bis zu dieser Spannung ausgelegt ist. Aufgrund des elektronegativen Sauerstoffs in Luft und dessen Eigenschaft die Elektronen zu binden, ist keine Messung eines Teilchenspektrums in Luft möglich. Die Elektronegativität ist ein relatives Maß für die Fähigkeit eines Atoms Elektronen einer Bindung anzuziehen. Argon besitzt als Edelgas eine Edelgaskonfiguration mit acht Elektronen in der äußeren Schale. Im Gegensatz zum elektronegativen Sauerstoff hat Argon eine negative Elektronen-Affinität [Leo94].

Es wurde eine unsegmentierte Elektrode verwendet, so dass keine orts aufgelösten Messungen der Dosiskurven aus Abbildung 2.5 möglich sind. Die an der Elektrode anliegende Hochspannung beträgt 94 % der am Hochspannungsnetzteil angelegten Spannung, da an den dazwischen sitzenden Widerständen Spannungsabfälle auftreten. Dieser Faktor wird in die Datenanalyse berücksichtigt.

Feldkäfig

Für eine gasgefüllte Ionisationskammer ist ein großes Driftvolumen mit einem homogenen elektrischen Feld zwischen Anode und Kathode charakteristisch. Das elektrische Feld wird durch einen Feldkäfig bestehend aus 19 Potentialdrähten homogenisiert. Die Potentialdrähte sind durch eine Kette bestehend aus 20 10 M Ω -Widerständen voneinander getrennt. Am obersten Draht liegt ein Potential von 75 % der am Hochspannungsnetzteil angelegten Spannung an.

An der Vorder- und der Rückseite des Feldkäfigs gibt es jeweils einen Freiraum zwischen den Potentialdrähten, in denen ein Vakuumfenster und ein Halbleiterdetektor eingesetzt sind. Das Vakuumfenster stellt die Abgrenzung zwischen dem Gasvolumen in der Ionisationskammer und dem Vakuum in der Streukammer dar. Es ist mit der Endplatte der Ionisationskammer verschraubt und ragt durch die Potentialdrähte bis in das Innere des Feldkäfigs. Dieses Vakuumfenster besteht aus zwei Aluminium- und einem Trovidur[®]-Zylinder, die über O-Ringe gedichtet miteinander verschraubt werden. Trovidur[®] ist ein Hart-PVC Werkstoff, der sich durch seine Formstabilität und gute Verarbeitungsmöglichkeit auszeichnet. Das in Abbildung 3.12 dargestellte Vakuumfenster hat eine Öffnung von 4 mm. Seine Oberfläche ist mit einer Folie als Vakuumabschluss gasdicht verklebt. Dazu wird eine nominell 1,27 μm oder eine nominell 2,5 μm dicke Mylar[®]-Polyesterfolie verwendet.

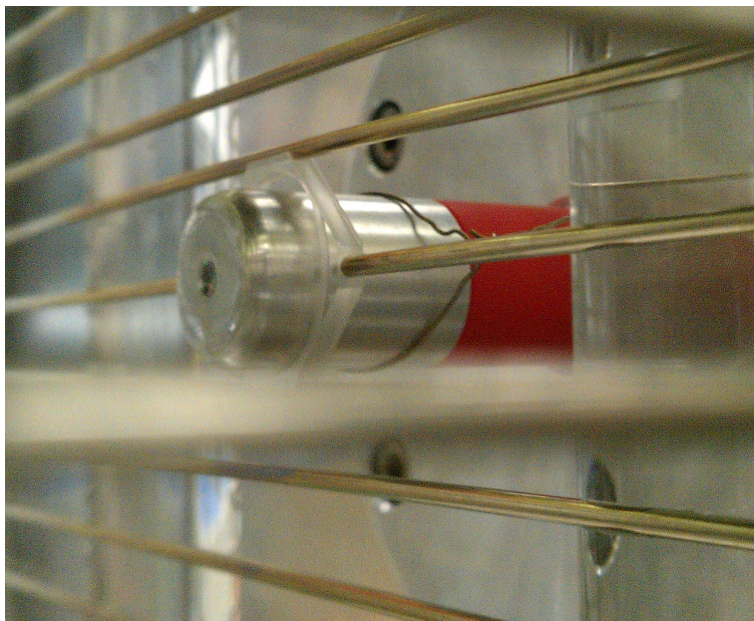


Abbildung 3.12:

Foto des Vakuumfensters bestehend aus verschraubten Aluminium- und Trovidur[®]-Zylindern. Es sind einige Potentialdrähte, die mit Mylar[®]-Folie zugeklebte Öffnung, der in die Ionisationskammer reichende Aluminiumzylinder mit der Potentialschlinge sowie der rote Trovidur[®]-Einsatz erkennbar.

Um das vordere Aluminium-Element des dreiteiligen Vakuumfensters wird eine Metallschlinge gelegt, die mit dem achten Potentialdraht des Feldkäfigs verbunden ist. Ohne diese Schlinge würde das Fenster aufgrund der Verschraubung geerdet sein. Der Trovidur[®]-Einsatz stellt die Isolation zwischen den Metallbestandteilen dar. Der achte Draht hat ein Potential von 46 % der am Hochspannungsnetzteil angelegten Spannung. Somit erfahren die in die Ionisationskammer einfallenden Teilchen eine abstoßende Wirkung. In Falle der positiven Spannungen liegt das Vakuumfenster auf einem positiveren Potential als die benachbarten Potentialdrähte und die Ionen werden ins Innere des Feldkäfigs abgestoßen. Bei

negativen Spannungen liegt das Fenster vergleichend zu den angrenzten Drähten auf einem negativen Potential, so dass die entstehenden Elektronen abgestoßen werden. Bei negativen Spannungen findet in der Ionisationskammer nur die Ladungssammlung an der unteren Elektrode statt, es werden keine Pulse für ein Teilchenspektrum gemessen.

Frisch-Gitter

Zwischen Anode und Kathode befindet sich als zusätzliche Elektrode ein Frisch-Gitter, welches nach seinem Erfinder Otto Robert Frisch benannt wurde [Fri44]. Es trennt den Kollektorraum vor der oberen Elektrode von dem empfindlichen Volumen. Dadurch driften die Elektroden, unabhängig von ihrem Entstehungsort, zunächst zum Gitter. Erst wenn sie dies passiert haben, wird am Elektrodenwiderstand ein Signal erzeugt [BWW08].

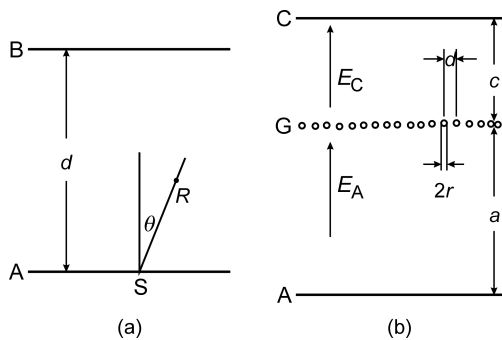


Abbildung 3.13:
Schematische Darstellung
des Frischgitters [CW65].

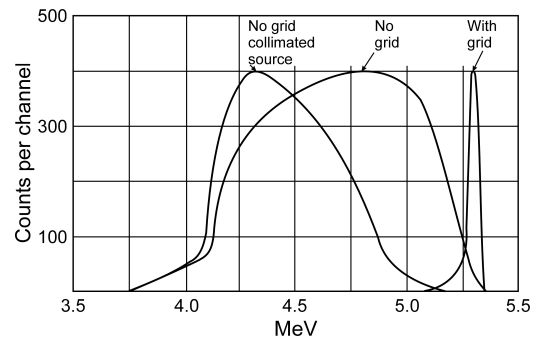


Abbildung 3.14:
Pulse einer Alphaquelle, die mit
und ohne Gitter gemessen wurden
([CW65] nach [BCH49]).

In Abbildung 3.13 (a) ist ein positives Teilchen dargestellt, welches unter einen Winkel θ vom Punkt S emittiert wird. Die Gesamtladung aller durch Ionisation erzeugten Elektronen sei Q und die Kondensatorkapazität der Ionisationskammer und des Gitters C . Somit wäre die Spannung in (a), die erzeugt wird, wenn ein Elektron die Elektrode B erreicht nicht $\frac{Q}{C}$, sondern $\frac{Q}{C} \cdot \left(1 - \frac{R \cos \theta}{d}\right)$. Der zweite Term stammt von den durch die langsamen positiven Ionen erzeugten Ladungen [CW65]. Das Gitter in (b) ist somit nützlich, um den Kollektorraum vom Einfluss dieser positiven Ionen abzuschirmen und die Spannungsreduktion durch abgelenkte fliegende Teilchen zu minimieren. In Abbildung 3.14 sind Pulse einer Alphaquelle, welche mit und ohne Gitter von O. Bunemann, T. E. Cranshaw und J. A. Harvey gemessen wurden, vergleichend dargestellt [CW65], [BCH49]. Der Einfluss des Frisch-Gitters ist eindeutig zu erkennen, denn die positiven Ionen werden von der Anode abgeschirmt und tragen nicht zur Pulsform bei. Eine Elektronensammlung auf dem Gitter wäre nachteilig. In diesem Falle würde die Pulshöhe und das Signal-zu-Rausch-Verhältnis reduziert werden und es würde eine Abhängigkeit von der Orientierung der Teilchenspur vorliegen [BCH49].

Für die verwendete Ionisationskammer und das darin befindliche Gitter sind diese Einflüsse vernachlässigbar, da das Gitter mit einer Spannung, die prozentual in einem festen Verhältnis zur oberen Elektrode steht, betrieben wird und der Teilchenstrahl immer orthogonal zum elektrischen Feld in die Kammer eintritt. Das Gitter schirmt das Gasvolumen vor der Anode vor positiv geladenen Ionen ab und verbessert so das Auflösungsvermögen der zu messenden Energiespektren.

Gasversorgung

Für die ersten Messungen wurde Argon und Stickstoff der Qualität 5.0 von der Firma *Linde* verwendet. Ab Juni 2010 wurden Argon und Stickstoff der Firma *Air products* in BIP®-Qualität verwendet. Dieser Gaslieferant bietet Filtersysteme (Built-in-Purifier-Gasreinigungssystem) in den Gasflaschen an, so dass eine bessere Gasqualität garantiert werden kann [Pro10]. In Tabelle 3.1 sind die Reinheiten der verwendeten Gase zusammengefasst, wobei sich die Angaben auf Volumenanteile beziehen. Im Kapitel 4.7 wird ausführlich auf die Gasreinigung und den Durchfluss des Ionisationskammerngases eingegangen.

Gas	Reinheit	H ₂ O	O ₂	KW	CO+CO ₂	N ₂	H ₂
Argon	5,7 (BIP®)	0,02	0,01	0,1	0,1	1	-
	5,0	3	2	0,2	-	5	-
Stickstoff	5,7 (BIP®)	0,02	0,01	0,1	0,5	-	1
	5,0	5	3	0,2	-	-	-

Tabelle 3.1:

Übersicht über die Reinheit der verwendeten Gase. Die maximalen Fremdgasanteile (Wasser, Sauerstoff, Kohlenwasserstoffe, Kohlenstoffmonoxid und -dioxid, Stickstoff und Wasserstoff) sind in mol ppm angegeben [LA11b], [Pro10].

3.4 Zählratenvergleich

Die zur Berechnung des *W*-Wertes genutzten Messgrößen werden in unterschiedlichen Elementen des Aufbaus gemessen, so dass das geometrische Verhältnis zwischen diesen Bauelementen in der Berechnung berücksichtigt werden muss. Die Teilchenzahl wird im Halbleiterdetektor, der an die Streukammer montiert ist, gemessen, während der Ionisationsstrom in der Ionisationskammer gemessen wird. Sowohl der Halbleiterdetektor als auch die Ionisationskammer sind unter einem Winkel von 45° an die Streukammer montiert, so dass bei gleichen Blenden und Raumwinkeln davon ausgegangen werden kann, dass gleich viele in der Goldfolie gestreute Teilchen beide Detektoren erreichen. Um diese Annahme zu überprüfen und den Faktor zwischen den beiden messenden Elementen zu verifizieren, wurden

verschiedene Zählratenvergleiche entwickelt. Einflussfaktoren wie die Strahllage oder die nicht identische Ausrichtung von Streu- und Ionisationskammer können den idealen Zustand verfälschen, so dass eine Messung des Zählratenverhältnisses unverzichtbar ist.

1. **Naher Zählratenvergleich:** Für diese Messung des Zählratenverhältnisses wird der Feldkäfig samt Elektroden aus der Ionisationskammer entfernt und der Halbleiterdetektor direkt vor das Vakuumfenster, das in Abbildung 3.12 gezeigt ist, gesetzt. Aufgrund des zeitaufwendigen Aus- und Einbaus des Feldkäfigsystems wird diese Art des Zählratenvergleichs nur einmal pro Strahlzeit für eine Energie und Teilchenart durchgeführt. Zeitnah zu dieser Nahmessung wird ein ferner Zählratenvergleich durchgeführt, so dass aus diesen beiden Messungen ein Normierungsfaktor bestimmt werden kann. Für die übrigen Einstellungen werden dann ferne Zählratenvergleiche aufgenommen und mit diesem Normierungsfaktor umgerechnet.
2. **Ferner Zählratenvergleich:** An der Rückseite des Feldkäfigs ist eine Aussparung der Proportionaldrähte vorgesehen, um an dieser Stelle einen Halbleiterdetektor anbringen zu können. Die Aussparung in den Proportionaldrähten wird hinter dem eingesetzten Teilchenzähler mit einem Draht überbrückt, so dass die Konfiguration des elektrischen Feldes erhalten bleibt. Dieser Zählratenvergleich kann jeweils vor bzw. zwischen den Gasmessungen in Verbindung mit einem Gaswechsel durchgeführt werden, es muss ein Vakuum von mindestens $3 \cdot 10^{-3}$ hPa in der Ionisationskammer vorhanden sein. Für diese Art des Zählratenvergleichs sind keine Umbaumaßnahmen erforderlich, das Setup ist in Abbildung 3.11 dargestellt. Jedoch wird davon ausgegangen, dass durch Aufstreuung ein Teil der Teilchen nicht in dem entfernten Teilchenzähler detektiert wird. Dies erklärt den geringen Unterschied zwischen den fernen und nahen Zählratenvergleichsmessungen, die gemessene Teilchenanzahl ist in der Fernmessung stets kleiner als in der Nahmessung. Die Unterschiede zwischen fernen und nahen Zählratenmessungen betragen bis zu 7,1 % für 1 MeV-Protonen, im Durchschnitt liegt die Abweichung dieser Methoden bei $(4,0 \pm 0,2)$ %.
3. **Gasbasierter Zählratenvergleich:** Die Anzahl und das Energiespektrum der eingestrahnten Teilchen werden für positive Kammeranspannungen sowohl im an der Streukammer montierten Halbleiterdetektor als auch an der Anode der Ionisationskammer gemessen. Aus diesen beiden Teilchenspektren kann ebenfalls ein Zählratenverhältnis während der Messungen in Argon und in Stickstoff ermittelt werden. Um den Einfluss der Ionisationskammeranspannung ausschließen zu können, wurden die gasbasierten Zählratenvergleiche stets bei 800 V durchgeführt. Für diese Zählratenvergleiche sind keine Umbaumaßnahmen erforderlich und die Messungen sind Bestandteil der spannungsabhängigen Messungen für die Sättigungskorrektur, die in Kapitel 4.4 erklärt werden. Der argonbasierte Zählratenvergleich ist aussagekräftiger als der stickstoffbasierte Vergleich, da die Argon-Spektren klarer und besser auswertbar sind. Die nahen und fernen Zählratenvergleiche sind reproduzierbarer und damit aufschlussreicher als die gasbasierten Messungen, dennoch bieten diese Vergleiche eine gute Konstanzprüfung während der einzelnen Spannungsmessreihen.

In den Abbildungen 3.15 bis 3.17 sind die verschiedenen Zählratenverhältnisse für alle PTB-Strahlzeiten zusammengefasst. An der Abszisse sind die verschiedenen Fokussierungen der Beschleuniger bzw. Umbaumaßnahmen an den Kammern chronologisch aufgetragen. Die täglichen Strahlfokussierungen, erneute Strahlfokussierungen, Energieumstellungen oder Teilchenartwechsel entsprechen dabei jeweils einer neuen Einstellung und wurden separat aufgeführt. Die Werte an der Abszisse entsprechen den gemessenen Zählratenverhältnissen. Die detaillierten Zählratenvergleiche der elf Strahlzeiten inklusive der GSI-Strahlzeiten werden im Anhang A diskutiert. Das Zählratenverhältnis wird jeweils aus dem totzeitkorrigierten Verhältnis der in der Ionisationskammer und im Halbleiterdetektor (abgekürzt: *Mon* für Monitorzähler) registrierten Teilchenzahlen errechnet:

$$c_{ZV} = \frac{N_{IK}}{N_{Mon}} \quad (3.7)$$

In Abbildung 3.15 sind die Zählratenvergleiche für den ersten Aufbau der Ionisations- und Streukammer, der von August 2009 bis Juli 2010 betrieben wurde, dargestellt. Es wurden in diesem Zeitraum Messungen mit Protonen aus dem Van-de-Graaff-Beschleuniger und mit Alphateilchen aus dem Zyklotron aufgenommen. Ende November 2009 wurde die Ionisationskammer entfernt und vor der Strahlzeit im März 2010 wieder installiert. Im Mai 2010 fand ein Umbau statt. Die Distanz zwischen den beiden Kammern wurde vergrößert und die Blenden ausgetauscht. Abgesehen von den fernen Zählratenvergleichen im November 2009 zeigen die Messungen von August 2009 bis März 2010 Zählratenverhältnisse im Bereich $1,26 \pm 0,04$ (3,2 %). Durch die großen Abweichungen in den Fernmessungen im November 2009 wurden fortan bevorzugt Nahmessungen durchgeführt. Im Mai 2010 wurde aus Zeitgründen nur ein ferner Zählratenvergleich durchgeführt. Die verschiedenen stickstoffbasierten Werte von Mai und Juli 2010 streuen im selben Rahmen wie die vorherigen Messungen und betragen $0,925 \pm 0,025$ (2,7 %). Diese Streuungen können auf tages- und energieabhängige Beschleunigereinstellungen zurückgeführt werden.

Die Zählratenverhältnisse des zweiten PTB-Aufbaus von Oktober 2010 bis Februar 2011 sind in Abbildung 3.16 gezeigt. Es wurde erneut mit unterschiedlichen Beschleunigern und Teilchenarten gearbeitet. Die Unterschiede in den Messungen der 4. Strahlzeit resultieren aus tages- und energieabhängigen Einstellungen und betragen zwischen dem ersten und dritten argonbasierten Wert 5,15 %. Diese Betrachtungen werden im Anhang A ausführlich erklärt. Die Annahmen für die 5. und 6. Strahlzeit und die Bildung eines mittleren Zählratenverhältnisses aus fernen und argonbasierten Zählratenvergleichen werden ebenfalls im Anhang A erläutert. In Tabelle A.24 sind die dazugehörigen Rechnungen dargestellt. Ab der 7. Strahlzeit wurde für jede Energie- und Teilchenart ein naher Zählratenvergleich aufgezeichnet und die täglichen fernen Zählratenvergleiche darauf normiert.

In Abbildung 3.17 sind die Vergleiche für den dritten Aufbau an der PTB, der von August 2011 bis März 2012 betrieben wurde, dargestellt. Es ist die Häufigkeit der nahen und fernen Zählratenverhältnisse zu erkennen. Aufgrund der Erkenntnisse aus früheren Strahlzeiten wurden nun mehrfach täglich ferne Zählratenvergleiche aufgenommen, um Schwankungen

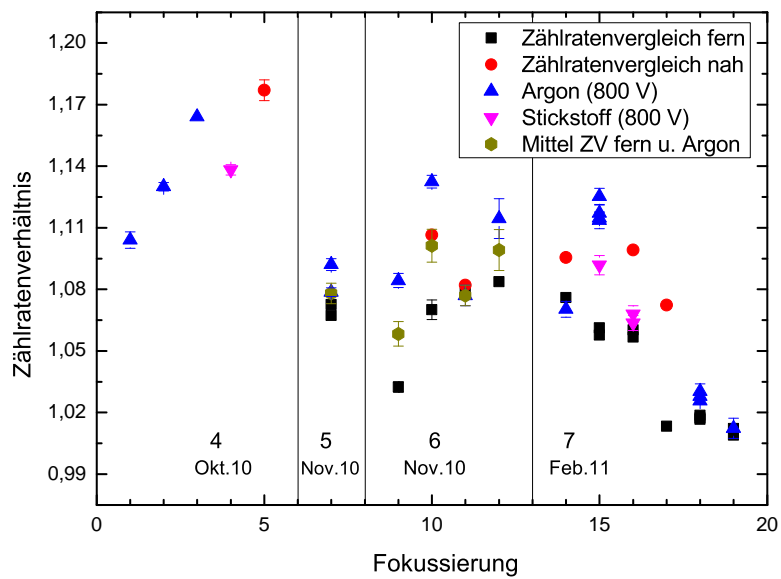


Abbildung 3.16:

Darstellung der Zählratenverhältnisse von Oktober 2010 bis Februar 2011. Während der 4. - 6. Strahlzeiten wurden die Zählratenverhältnisse aus fernen und argonbasierten Messungen bestimmt und die Annahmen mit nahen Zählratenvergleichen überprüft. Details zu dieser Methode werden in der Tabelle A.24 im Anhang A beschrieben. Ab der 7. Strahlzeit wurde für jede Energieumstellung und jeden Teilchenartwechsel ein naher Zählratenvergleich aufgenommen und die Fernmessungen darauf normiert.

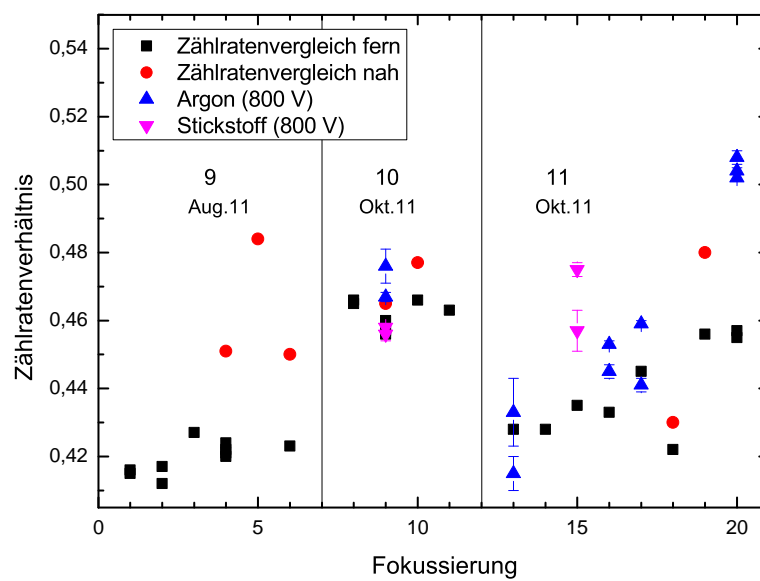


Abbildung 3.17:

Darstellung der Zählratenverhältnisse von August 2011 bis Oktober 2011. In den fern- und nahen Zählratenvergleichen sind Streuungen aufgrund der tages- und energieabhängigen Beschleunigereinstellungen zu erkennen. Die Fernmessungen werden für die Analyse jeweils auf die Nahmessungen umgerechnet.

3.5 Messelektronik und Datenaufnahme

Um die Signale aus der Ionisationskammer und den Halbleiterdetektoren nachzuweisen, wird eine Auslese-Elektronik benötigt. Die aus den Detektoren kommenden Signale werden auf Vorverstärker geleitet und passieren verschiedene Elektronikmodule. Im Anschluss daran werden sie digitalisiert, um aus ihnen ein Energiespektrum zu erzeugen. Die Schaltpläne für die Signalverarbeitung sind in Abbildung 3.18 bis 3.20 dargestellt. Die Arten der Module, ihre Hersteller, ihre Typenbezeichnung sowie die gewählten Einstellungen sind in den Plänen notiert. Die Verstärkungen und Anpassungen stammen aus der 11. Strahlzeit mit 3 MeV-Protonen in Argon. Die Geräte und Verarbeitungsschritte sind im folgenden Text beschrieben.

Die Spannungsversorgungen, die Hauptverstärker, die Diskriminatoren, der Pulsgenerator und die Verzögerungsstufe sind NIM-Module, die in 19-Zoll Racks untergebracht werden. Das NIM-System (*Nuclear Instrument Module*) ist ein standardisiertes System für Elektronikkomponenten in der Kern- und Teilchenphysik [Leo94]. Die Basis ist ein 19-Zoll-Einschubgehäuse, welches zwölf NIM-Module über Rückwandsteckverbinder mit Spannung versorgt.

Die Verarbeitung der Halbleiterdetektor-Signale aus der Ionisationskammer und aus der Streukammer ist bis auf die gerätespezifischen Einstellungen an den Modulen identisch. Über ein Spannungsmodul wird jeweils eine Hochspannung an die Halbleiterdetektoren angelegt. Auf die Testeingänge der Vorverstärker wird das Pulsgeneratorsignal mit 100 Hz gegeben, das in der Datenauswertung zur Totzeitkorrektur benutzt wird. Die Signale aus den Vorverstärkern werden in den *Shaping Amplifiern* zu gaußförmigen Signalen verarbeitet. Die unipolaren Signale aus den *Shaping Amplifiern* gehen direkt in die ADCs. Die bipolaren Signale werden in *Single Channel Analyzer* gegeben, die aus zwei Amplituden-Diskriminatoren bestehen. Es werden logische TTL-Signale ausgegeben, wenn die Eingangssignale die unteren Schwellen überschreiten und unterhalb der oberen Schwellen bleiben [tec10]. Diese logischen Signale werden auf die *Sample*-Eingänge der ADCs gegeben.

Für die Verarbeitung des Anodensignals wird ebenfalls ein Vorverstärker, ein *Shaping Amplifier* und ein *Single Channel Analyzer* genutzt, um das Ionisationskammersignal auf den ADC-Eingang zu geben. Das Pulssignal wird in diesem Falle über eine Dämpfungsstufe reduziert, so dass die Amplituden des Pulsers und Anodensignals in der gleichen Größenordnung liegen. Parallel zu der beschriebenen Messelektronik wird das Vorverstärkersignal auf einen *Timing Filter Amplifier* gegeben. Das Anodensignal besitzt eine längere Anstiegszeit und wird in diesem speziellen Verstärker gefiltert. Im *Constant Fraction Discriminator* wird aus dem gefilterten Signal ein zeitlich exakter Ausgangspuls generiert. Dieser wird in einem *Gate Delay Generator* verzögert, so dass das *Sample*-Signal zeitgleich mit dem Ionisationskammersignal des parallelen Verarbeitungszweiges am ADC ankommt. Außerdem wird im *Gate Delay Generator* ein Zeitfenster von 160 μs erzeugt, so dass während dieser

Zeit kein anderes Ionisationskammersignal im ADC detektiert werden kann. Diese Zeitsperre wird benötigt, um zu gewährleisten, dass das Eingangssignal am ADC wieder auf dem Nullpotential ist.

Die in gaußförmige Pulse gewandelten Signale werden in Analog-Digital-Wandler (*engl.: Analog to digital converter, ADC*) geführt. Es wurden 7423UHS-ADCs der Firma *Silena* verwendet. Die Diskriminator-Einheit des ADC selektiert nur Signale oberhalb einer eingestellten Schwelle, womit das Triggern auf Rauschen reduziert werden kann. Anschließend wird die Höhe des Eingangspulses durch Abgleichen mit bekannten Spannungen in ein digitales Signal konvertiert. Ein Vielkanalanalysator ordnet diese Signale entsprechend ihrer Amplituden in ADC-Kanäle ein. Jeder Kanal stellt einen Energiebereich dar, so dass der entstehenden Pulshöhenverteilung über eine Kalibrierung Energien zugeordnet werden können.

Die verwendeten ADCs wurden für spezifische Anwendungen umgebaut, so dass die Länge der *Sample*-Zeitdauer mit dem Schalter *Rise Time Protection* eingestellt werden kann. Für diese Dauer wird der interne Spannungsfolger offen gehalten, und somit der während dieser Zeit maximal auftretende Spannungswert festgehalten. Danach wird dieser Spannungswert konvertiert. Der *Sample Modus* wird durch ein logisches Signal am *Sample*-Eingang des ADC gestartet.

Die eingesetzten ADCs wurden mit einer Auflösung von 13 Bit (8192 Kanäle) verwendet. Die Nullpunkt-Bestimmung wurde mit einem Präzisionspulser durchgeführt. Dieser wurde anstelle der Detektoren und Vorverstärker in die Signalverarbeitung geschaltet, so dass die Messkette identisch zu den normalen Messungen war. Es wurden neun äquidistante Pulser-signale appliziert, wobei der gesamte Wandlerbereich genutzt wurde. An die Pulser-signale wurden Gaußfunktionen angepasst und so deren Position bestimmt. Eine lineare Regression dieser neun Positionen ergibt den Nullpunkt, der den Offset des ADCs beschreibt. Dieser Offset wird in der Datenanalyse berücksichtigt.

Die Verbindung zum Computer wurde über ein *MPA*-System (*engl.: Multiparameter Analyzer System*) realisiert. Es besteht aus einem *MPA-3* Basismodul, einer Steckkarte im PCI-Format und einem Scalermodul, das zwölf Impulsähler umfasst. Die Visualisierung der Spektren erfolgt in der zugehörigen Software *MPANT*.

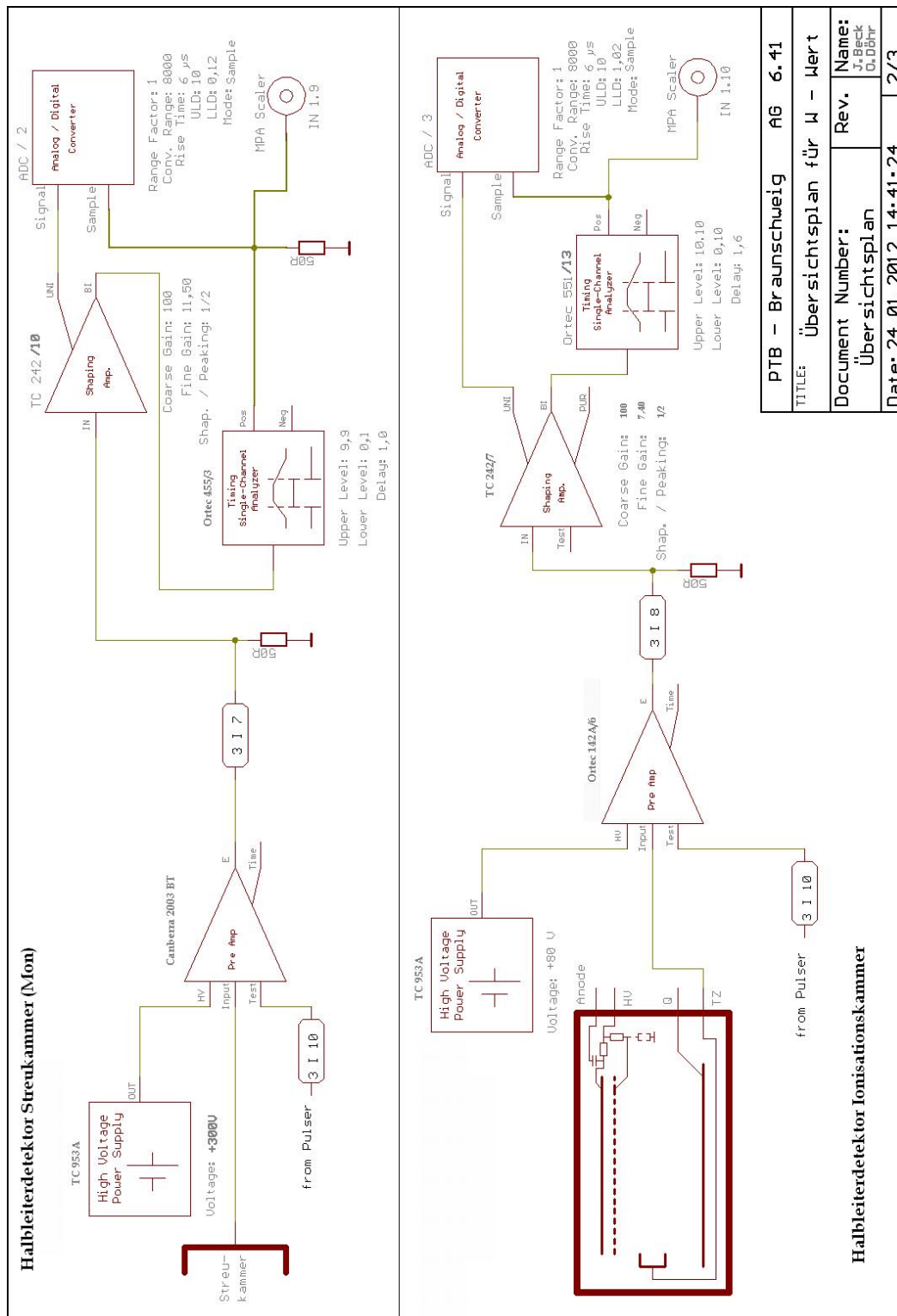


Abbildung 3.18: Schaltplan der Elektronikmodule für die Signalverarbeitung aus den Halbleiterdetektoren, die sich an der Streukammer bzw. in der Ionisationskammer befinden.

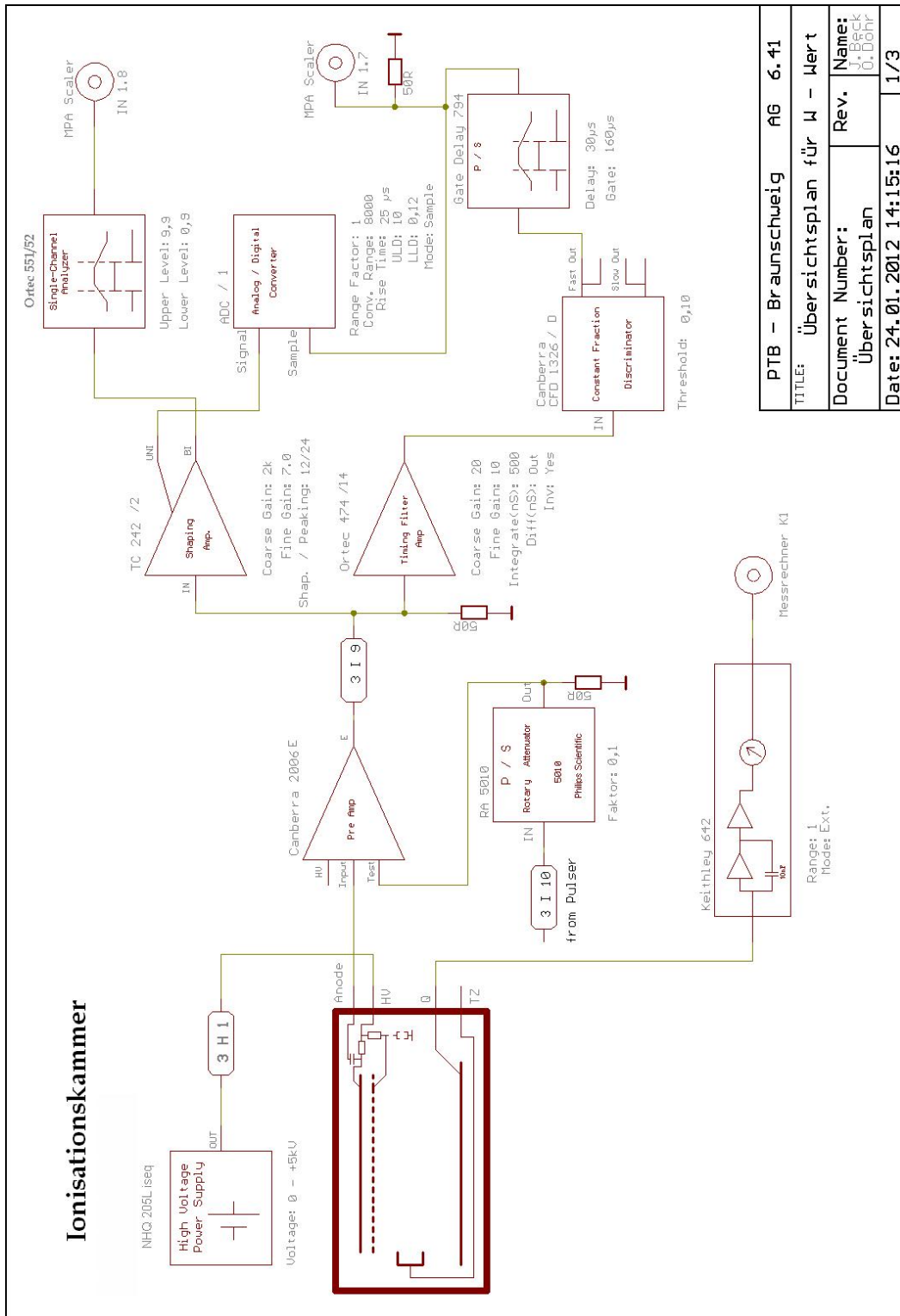


Abbildung 3.19: Schaltplan der Elektronikmodule für die Signalverarbeitung des Anodensignals aus der Ionisationskammer.

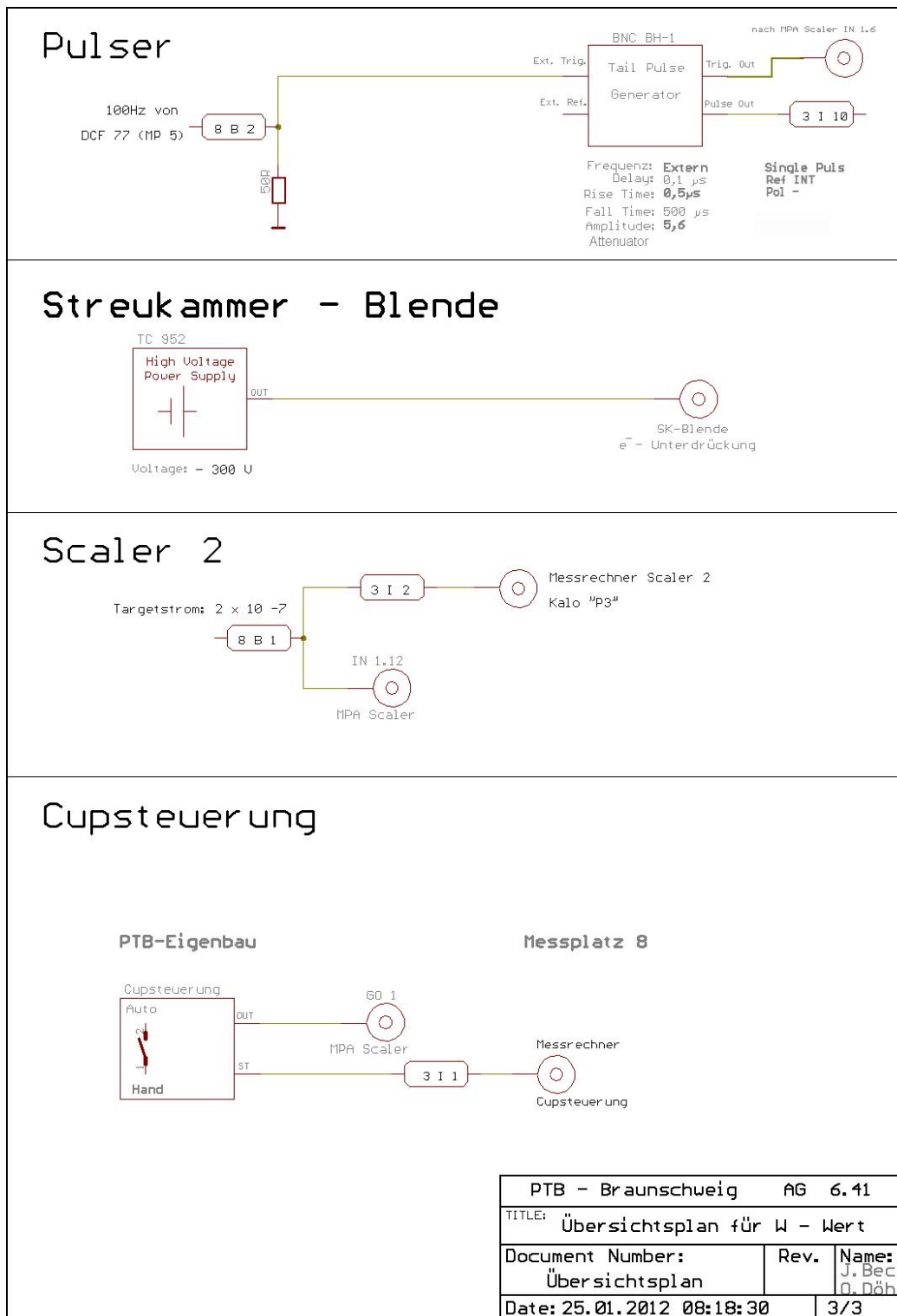


Abbildung 3.20: Schaltplan der Elektronikmodule für den Pulser, für die Blende in der Streukammer, für die Messungen des Strahlstromes und für die Cupsteuerung.

3.6 Datenauswertung

Während der Strahlzeit werden die Daten zeitnah visualisiert und analysiert. Diese Kontrolle ist während der Messungen unverzichtbar, um Schwankung im Strahlstrom feststellen zu können, den Strahlstrom regulieren zu lassen oder Veränderung an sonstigen Messbestandteilen vorzunehmen. Die detaillierte, konsistente Auswertung aller Messdaten erfolgt in dem Datenanalyse-Paket *ROOT*, das für die Verarbeitung großer Datenmengen und statistischer Analysen ausgelegt ist [CER11].

3.6.1 Bestimmung der Teilchenzahl aus Energiespektren

Die Auswertung der Energiespektren aus dem Halbleiterdetektor und der Anode der Ionisationskammer erfolgt mit Hilfe eines Zählalgorithmusses, der die kumulative Teilchenzahl ausgibt. Der Zählalgorithmus wurde in der Programmiersprache *C++* geschrieben und wird in *ROOT* ausgeführt, so dass er durch Anpassung der vordefinierten Parameter auf alle Datensätze anwendbar ist. Das in Abbildung 3.21 dargestellte Spektrum des Halbleiterdetektors wird in das Programm *MPA* eingelesen und dann systematisch in verschiedene Regionen eingeteilt. Diese Regionen werden in den folgenden Abschnitten einzeln erklärt:

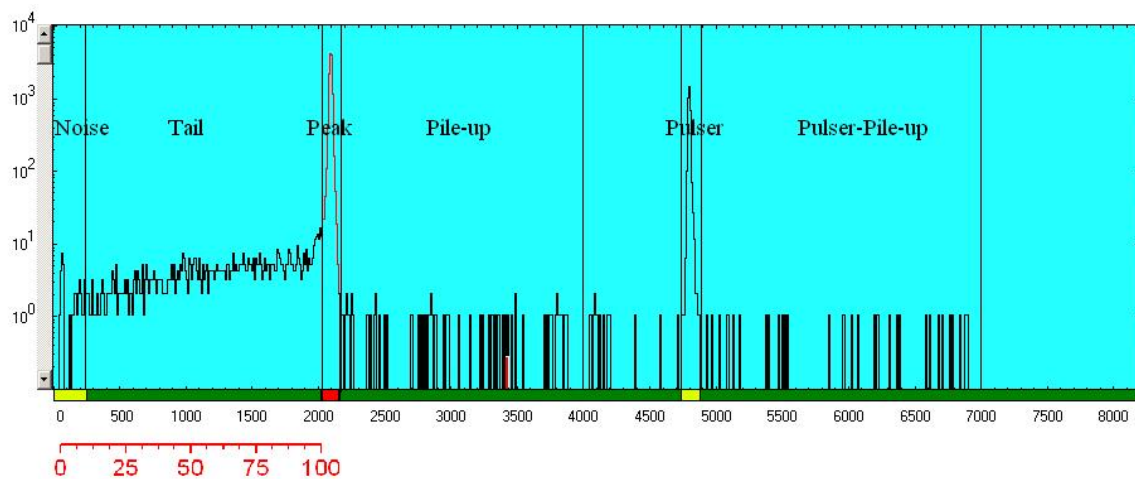


Abbildung 3.21:

Auswertung der Energiespektren: Der Bildausschnitt zeigt das mit 8192 ADC-Kanälen aufgezeichnete Spektrum des Halbleiterdetektors. An der Abszisse sind die ADC-Kanäle aufgetragen und an der Ordinate die Anzahl der pro ADC-Kanal detektierten Ereignisse. Dieses Spektrum wird in verschiedene Regionen eingeteilt und die Einträge in diesen Regionen werden gezählt. Innerhalb der Tail-Region wird eine Energieskala eingeführt, um gestreute Anteile berücksichtigen zu können.

Es werden einige Noise-Parameter und eine grobe Pulser-Region festgelegt. Nach dem Einlesen der Datei wird das Pulser-Signal in der vordefinierten Region gesucht und an die Verteilung eine Gaußfunktion nach Gleichung 3.8 angepasst. Im Folgenden wird die Breite des Pulser-Peaks ermittelt, indem die Einträge in der Pulser-Peripherie mit der vorgegebenen Schwelle verglichen werden. Der Anstieg bzw. der Abfall über diese Schwelle begrenzt die Pulser-Region.

$$f(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{x-\mu}{\sigma}\right)^2} \quad (3.8)$$

Für die Abgrenzung des Noise werden ebenfalls eine Noise-Höhe, eine Noise-Schwelle sowie eine Noise-Grenze vordefiniert. Die eingelesenen Daten werden in dem Bereich bis zur vordefinierten Noise-Grenze mit der vorgegeben Noise-Höhe verglichen. Wird diese Vorgabe überschritten, wird eine Noise-Region definiert. Die Noise-Region beginnt bei null bzw. dem ADC-Offset und endet beim Unterschreiten der Noise-Schwelle. Die Anzahl der Einträge innerhalb der Noise-Region sowie deren Ende werden ermittelt und als Kontrolle ausgegeben.

Zur Definition der übrigen vier Bereiche wird der Teilchen-Peak oberhalb des Noise und unterhalb einer vordefinierten Peak-Grenze gesucht. An diesen Peak wird ebenfalls eine Gaußfunktion der Form 3.8 angepasst. Dem Teilchen-Peak wird ein Intervall im Abstand von n Standardabweichungen um den Wert μ zugeordnet: $\mu \pm n \cdot \sigma$. Die Anzahl n Standardabweichungen liegt zwischen 2 und 11 und variiert mit der Teilchenart, der Teilchenenergie und dem Detektor. Es werden exemplarisch optische Prüfungen durchgeführt, so dass sichergestellt wird, dass für den Wert $\mu + n \cdot \sigma$ ein Abfall des Teilchen-Peaks auf das Pile-up-Level erreicht ist. Da die Teilchen-Peakform gaußförmig ist, wird angenommen, dass alle Ereignisse in der Peak-Region $\mu \pm n \cdot \sigma$ die vollständige Energie aufweisen.

In Abbildung 3.22 sind zwei Teilchen-Peaks sowie die angepassten Gaußfunktionen dargestellt. Die Daten stammen aus der 4. Strahlzeit und wurden mit 2 MeV-Protonen in Argon gemessen. Das linke obere Bild zeigt die vergrößerte Darstellung des Halbleiterdetektor-Spektrums aus Abbildung 3.21. Der Mittelwert liegt bei ADC-Kanal 2088 und Sigma beträgt 8,15 Kanäle. In der unteren linken Darstellung ist dieser Peak logarithmisch aufgetragen, um den Anstieg des Tails zum Peak erkennen zu können. Die in *ROOT* ermittelten Peak-Grenzen sind rot eingezeichnet. Aufgrund der geringen Halbwertsbreite des Peaks sind 8 Sigmas notwendig, um diese Peak-Region zu begrenzen. Vergleichend dazu ist rechts der Peak aus dem Ionisationskammer-Spektrum dargestellt. Dessen Mittelwert liegt bei ADC-Kanal 1540 und Sigma beträgt 163 Kanäle. In der unteren rechten Grafik ist die 4-Sigma-umfassende Peak-Region in rot eingetragen. Außerdem sind die Noise-Region, das Tail und das Pile-up erkennbar. In Abbildung 3.22 beträgt die Energieauflösung im Halbleiterdetektor 0,4 % und in der Ionisationskammer 4,7 %. Unter günstigen Bedingungen wurden im Halbleiterdetektor Auflösungen von 0,1 % und in der Ionisationskammer von 0,8 % erreicht (12 MeV-Alphaeilchen in Argon).

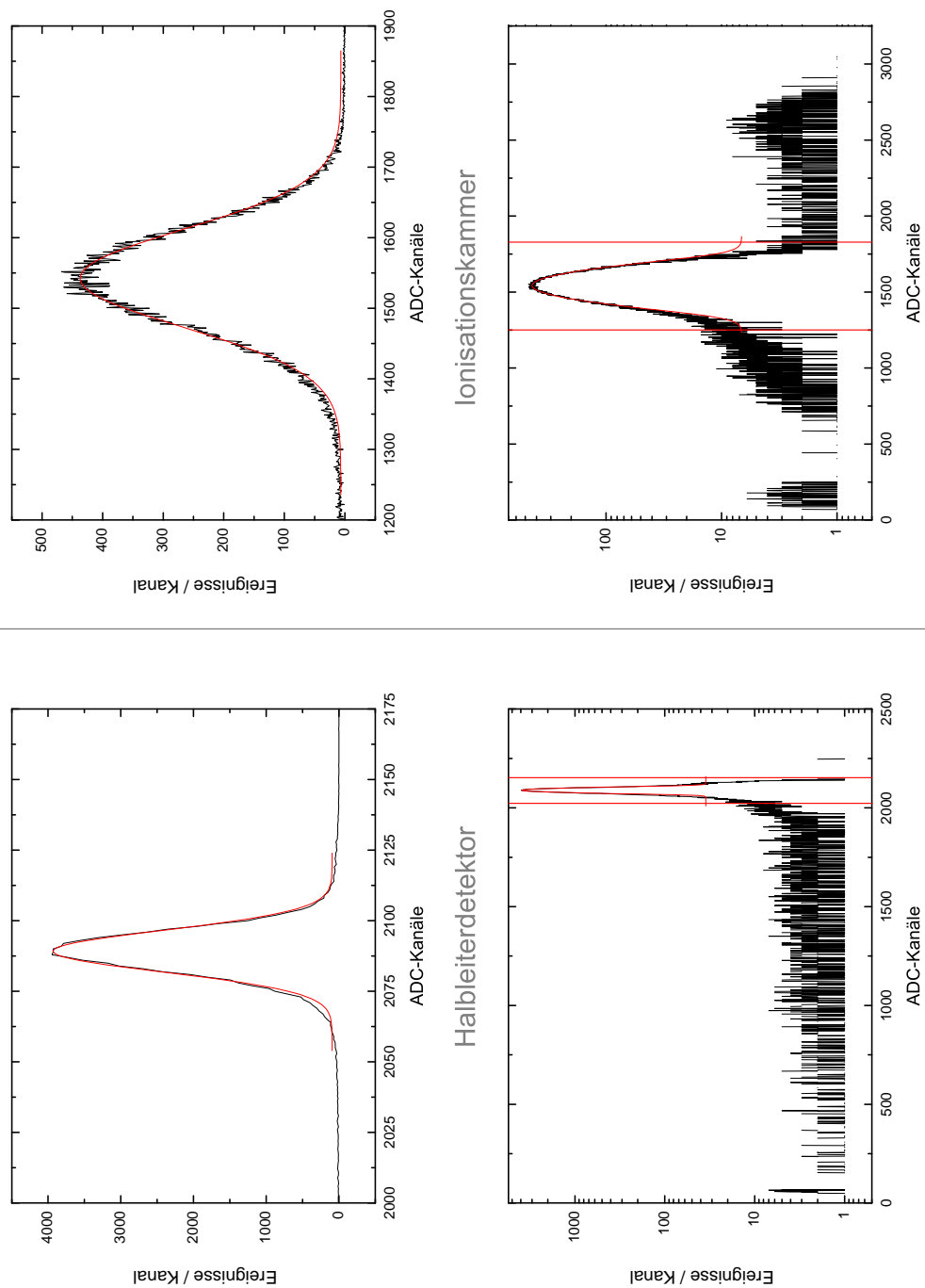


Abbildung 3.22:

Darstellung eines Halbleiterdetektors- und eines Ionisationskammerspektrums für 2 MeV-Protonen in Argon. Die Peak-Regionen inklusive der Gaußanpassungen sind vergrößert dargestellt, um die unterschiedlichen Halbwertsbreiten der Peaks und die resultierenden Peak-Regionen (rot begrenzt) deutlich zu machen.

Der Bereich oberhalb des Noise bzw. ADC-Offsets und unterhalb der Grenze $\mu - n \cdot \sigma$ wird mit Tail benannt. Die Tail-Anteile, die unter dem vorhandenen Noise liegen, werden im Bereich oberhalb des ADC-Offsets und unterhalb der Noise-Grenze extrapoliert. Für die Extrapolation wird der Mittelwert der ersten 10 % des Tails verwendet. Die Tailextrapolation des Halbleiterdetektor-Datensatzes in Abbildung 3.22 beträgt 12 Teilchen und hat damit einen 0,51 % Anteil am Tail und 0,01 % an der Teilchenanzahl.

Die Ereignisse in der Tail-Region treten im Halbleiterdetektor und in der Ionisationskammer auf, tragen zur Ionisation bei und müssen daher in der Analyse berücksichtigt werden. Sie haben durch elastische Stöße an den Goldatomen oder durch in die Goldfolie eingelagerte Atome einen Teil ihrer Energie verloren. In Abbildung 3.23 sind im Bereich des Tails weitere Peaks zu erkennen, die aus elastischen Stößen der Alphateilchen an Kohlenstoffatomen oder an eingelagerten Alphateilchen resultieren können. Die Energieverluste aufgrund dieser Streuung wurden in dem Programm *RELKIN* berechnet, die Programmbeschreibung erfolgt in Kapitel 4.1. Der 1. angeregte Zustand von Gold liegt bei 77,35 keV. Die Teilchen mit der um 77,35 keV verminderten Energie fallen bei dieser Analysemithe mit dem eigentlich Teilchen-Peak zusammen und können im Spektrum nicht unterschieden werden.

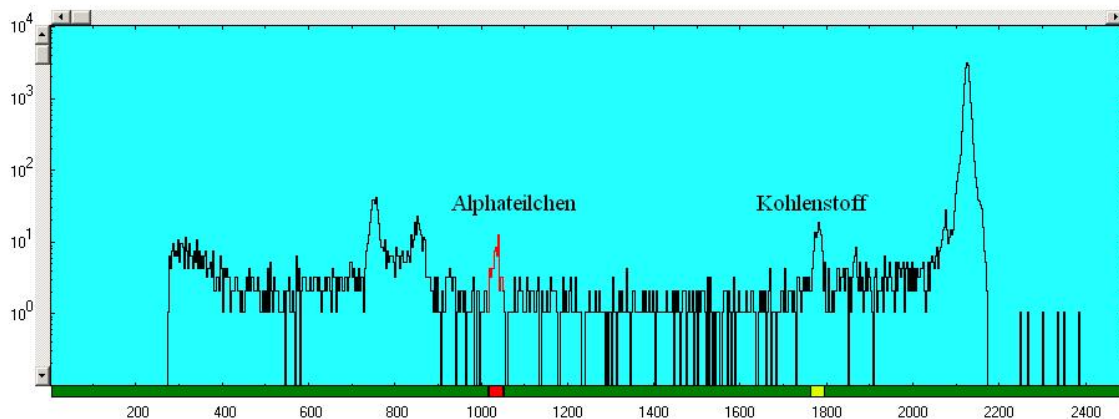


Abbildung 3.23:

Darstellung eines Halbleiterdetektorspektrums für 12 MeV-Heliumionen. An der Abszisse sind die ADC-Kanäle aufgetragen und an der Ordinate die Anzahl der pro ADC-Kanal detektierten Ereignisse. Elastische Stöße der Alphateilchen an den Goldatomen oder in die Folie eingelagerten Atome verursachen einen Energieverlust, so dass die Ereignisse in der Tail-Region registriert werden. Um diese Peaks und deren Energie in der Analyse beachten zu können, wird ein energiegewichtetes Tail errechnet.

Aus diesem Grund wird eine Energie-Skala eingeführt, die oberhalb des ADC-Offsets beginnt und unterhalb der Teilchen-Peak-Grenze endet. Diese Skala wird in 99 äquidistante Abschnitte unterteilt, so dass eine Energiewichtung der Ereignisse möglich ist. Das in Ab-

Abbildung 3.21 dargestellte Energiespektrum wurde mit der zuvor beschriebenen Energieskala (rot eingetragen) ergänzt. Die Ereignisse des Tails werden mit dem Energiewichtungsfaktor multipliziert. Dieser Faktor ist der Quotient aus dem Abschnitt des Spektrums, in dem das Ereignis registriert wird, und dem Zahlenwert 100.

Der Energiebereich oberhalb der Peak-Grenze im Spektrum wird als Pile-up bezeichnet und entsteht durch die zufällige Koinzidenz zweier Ereignisse, deren Pulshöhen sich addieren. Der zeitliche Abstand zwischen diesen Pulsen ist zu kurz, um beide Ereignisse getrennt im ADC zu registrieren. Je nach zeitlichem Abstand zwischen den Pulsen kommt es zu einer vollständigen oder nur teilweisen Energieaddition. Aus diesem Grund werden alle Ereignisse im Intervall $\mu + n \cdot \sigma$ bis $2 \cdot (\mu + n \cdot \sigma)$ mit dem Faktor 2 multipliziert, da 2 Teilchen zeitgleich oder geringfügig versetzt detektiert wurden.

Ähnliches kann aufgrund der zeitgleichen Registrierung eines Pulser- und Teilchenereignisses passieren. Die Ereignisse werden oberhalb des Pulser im Spektrum erfasst und als Pulser-Pile-up bezeichnet. Der Bereich erstreckt sich von der oberen Pulser-Grenze $x_{\text{Pulser}2}$ bis zu der Addition aus oberer Teilchen-Peak-Grenze und oberer Pulser-Grenze $\mu + n \cdot \sigma + x_{\text{Pulser}2}$. Alle Ereignisse des Pulser-Pile-up werden sowohl zum Teilchen-Peak als auch zum Pulser gezählt. Die Anzahl der Pulser-Ereignisse ist die Addition der normalen Pulser-Einträge sowie der Pulser-Pile-up-Einträge.

Die kumulative Teilchenzahl errechnet sich aus der Addition der Einträge im energiegewichteten Tail, im Teilchen-Peak, im Pile-up und im Pulser-Pile-up.

Alle registrierten Ereignisse können als unabhängig aufgefasst werden, daher ist die relative statistische Unsicherheit der Teilchenzahl die reziproke Quadratwurzel aus der kumulativen Teilchenzahl (\sqrt{N}). Durch die Energie- und Ionenartabhängigkeit der Rutherford-Streuung und den angepassten Einstellungen des Ionen-Strahlstromes ergeben sich für die Protonen-Messungen Teilchenzahlen zwischen 50.000 und 300.000 Ionen, so dass die relativen statistischen Unsicherheiten der Teilchenzahlen für eine Einzelmessung nur 0,2 % bis 0,4 % betragen. Für die Messungen mit Heliumionen an der PTB lag die Teilchenzahl zwischen 20.000 bis 50.000 Ionen, daraus resultieren relative Unsicherheiten von 0,5 % bis 0,7 %. Die 3 MeV-Alpha-Teilchen-Messung stellt mit 130.000 Teilchen und einer relativen Unsicherheit von 0,3 % eine Ausnahme dar. Bei den GSI-Strahlzeiten wurden in Abhängigkeit von der Energie nur 1.000 bis 9.000 Teilchen im Halbleiterdetektor registriert. Infolge des geringen Stromes bei der zweiten GSI-Strahlzeit ergaben sich sehr große Monitorverhältnisse. Die maximale relative Unsicherheit beträgt für die 40 MeV- und 67 MeV-Messungen 1,3 % und für die 81 MeV-Messung 2,4 %. Die Teilchenzahlen, die Strahlströme und die Monitorverhältnisse der einzelnen Strahlzeiten sind als Übersicht in Abbildung 3.24 dargestellt. Es wurde jeweils nur ein Datensatz ausgewählt, detaillierte Angaben zu allen Datensätzen der einzelnen Strahlzeiten befinden sich im Anhang A.

In Abbildung 3.25 sind die prozentualen Anteile des Teilchen-Peaks, des energiegewichteten Tails sowie des Pulser in verschiedenen Halbleiterdetektor-Energiespektren dargestellt. Der Anteil des Pile-up beträgt maximal 1,3 % für 1 MeV-Protonen und liegt für alle anderen

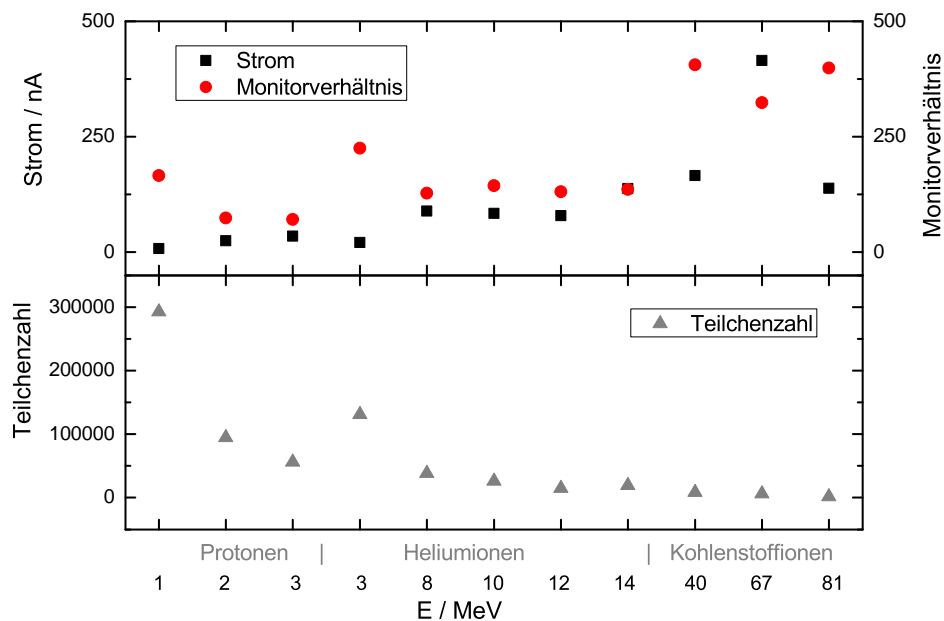


Abbildung 3.24:

Übersicht über die Teilchenzahlen, die Strahlströme und die Monitorverhältnisse. Die Energieskala gliedert sich in Protonen von 1 MeV bis 3 MeV, Heliumionen von 3 MeV bis 14 MeV und Kohlenstoffionen von 40 MeV bis 81 MeV.

Energien und Teilchen unter 0,4 %, der Anteil der Pulser-Pile-ups ist mit maximal 0,06 % noch geringer, so dass dieser in der Darstellung vernachlässigbar ist. Die Zahlen an der Abszisse beziehen sich auf die elf verschiedenen Strahlzeiten. Es werden Spektren aus dem Halbleiterdetektor für Messungen mit Protonen, Heliumionen und Kohlenstoffionen in unterschiedlichen Energiebereichen verglichen. Infolge der Stromeinstellungen sind deutliche Unterschiede in den Strahlzeiten zu erkennen. Für die PTB-Strahlzeiten nehmen die Peak-Einträge mit zunehmender Energie ab. Aufgrund der geringen Rate des Kohlenstoffionen-Strahls an der GSI überwiegt der Pulser-Anteil bei diesen Messungen.

Auflösungsvermögen in den Energiespektren

Die Auflösung der Signale in der Ionisationskammer kann aus der Standardabweichung des Peaks σ bestimmt werden. Die Peak-Form entspricht näherungsweise einer Gaußverteilung, wobei die Breite der Peak-Region $n \cdot \sigma$ in der Datenanalyse variieren kann. Die Gründe für die Variation der Größe dieser Region können vielfältig sein. Aus Beschleunigerinstabilitäten resultieren Schwankungen in der Anzahl der einfallenden Teilchen und daraus wiederum Änderungen in der Anzahl der erzeugten Ladungsträger. Um diese Einflüsse

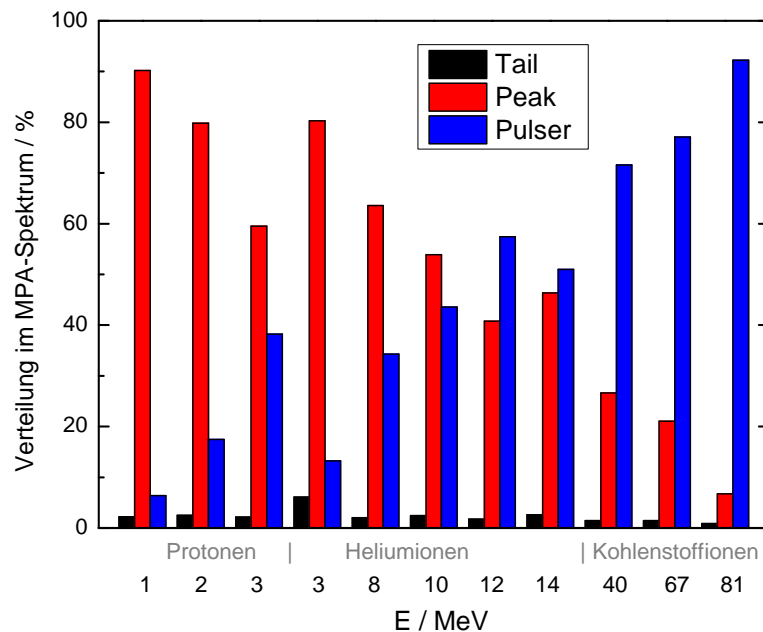


Abbildung 3.25:

Prozentuale Verteilung des Teilchen-Peaks, des energiegewichteten Tails sowie des Pulsers in verschiedenen Energiespektren. Es wurden Spektren des Halbleiterdetektors genutzt. Die Energieskala gliedert sich in Protonen von 1 MeV bis 3 MeV, Heliumionen von 3 MeV bis 14 MeV und Kohlenstoffionen von 40 MeV bis 81 MeV.

abschätzen zu können, werden in Kapitel 4.5 Untersuchungen zur Beschleunigerstabilität vorgestellt. Verunreinigung in den Gasen und die unterschiedliche Reaktivität der verwendeten Gase können ebenfalls zu Schwankungen in der Anzahl der erzeugten Ladungsträger führen. Auf Gasverunreinigungen und deren Auswirkungen wird in Kapitel 4.7 eingegangen. Weiterhin wirkt sich das Rauschen in den angeschlossenen Vorverstärkern und der zur Signalverarbeitung genutzten Elektronik nachteilig auf die Pulse und deren Peak-Form aus. Zur Minimierung der Pulsbreite durch die Einflüsse positiver Ionen trägt das Frisch-Gitter bei.

3.6.2 Auswertung des Ionisations- und des Strahlstromes

Die in der Ionisationskammer erzeugten positiven oder negativen Ladungen Q_{IK} werden auf der unteren Elektrode detektiert. Mit dieser Ladung wird ein Kondensator aufgeladen und die Spannung über diesem Kondensator wird mit einem Elektrometer gemessen. Aus der Kondensatorkapazität C , der gemessenen Spannung U_{Kalo} und der Messzeit t wird nach Gleichung 3.9 der Ionisationsstrom errechnet. Im folgenden Abschnitt wird die Analyse dieses Spannungssignals U_{Kalo} vorgestellt.

$$I_{Ion} = \frac{Q_{IK}}{t} = \frac{C \cdot U_{Kalo}}{t} \quad (3.9)$$

Die Ladung $Q_{Scaler12}$ zur Berechnung des Strahlstromes wird im Faraday Cup gemessen und sowohl auf der Zählerkarte des *MPA*-Systems als auch im *Kalo*-Messrechner registriert. Die Berechnung des Strahlstroms I_{Strahl} erfolgt nach Gleichung 3.1.

Die Datenaufnahme erfolgt mit dem Programm *Kalo*, welches an der PTB entwickelt wurde und auf *MATLAB* basiert [Lan11]. Es ermöglicht eine online-Darstellung der Messdaten sowie die Anpassungen von linearen Funktionen, die in Abbildung 3.26 dargestellt sind.

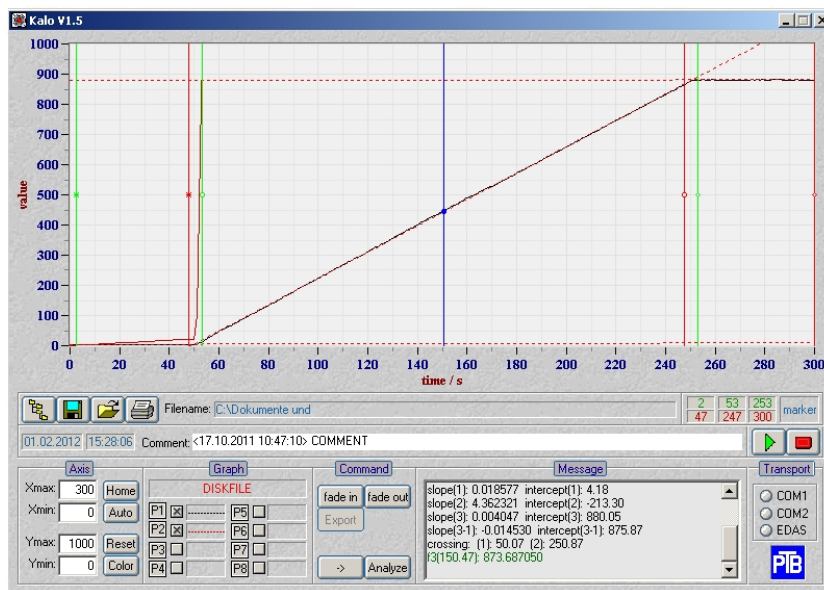


Abbildung 3.26:

Kalo-Programm für die online Visualisierung und Auswertung: Die Ladung $Q_{Scaler12}$ bzw. das Spannungssignal U_{Kalo} zur Berechnung des Strahl- und Ionisationsstromes werden simultan gemessen.

Für die konsistente Auswertung der Daten wurde ein Programm in *ROOT* entwickelt. Im ersten Analyseschritt werden die zeitlichen Intervalle ermittelt. Diese sind in Abbildung

3.27 eingezeichnet. In Abschnitt I und III handelt es sich um einen Vorlauf bzw. Nachlauf, um mögliche Untergrund- und Langzeitschwankungen abziehen zu können. Während dieser zwei Zeitintervalle ist der Ionenstrahl ausgeschaltet, so dass nur Untergrund detektiert wird. Zum Zeitpunkt g_1 wird der Ionenstrahl über die Cup-Steuerung angeschaltet und mittels eines Relais wird die Computersteuerung aktiviert und die Signale werden detektiert. Zum Zeitpunkt g_2 wird der Ionenstrahl abgeschaltet. Die Vor- und Nachlaufzeit (g_1, g_2) sowie die Messzeit t können in dem *Kalo*-Programm definiert werden und über eine Netzwerkverbindung zum *Kalo*-Messrechner gestartet werden.

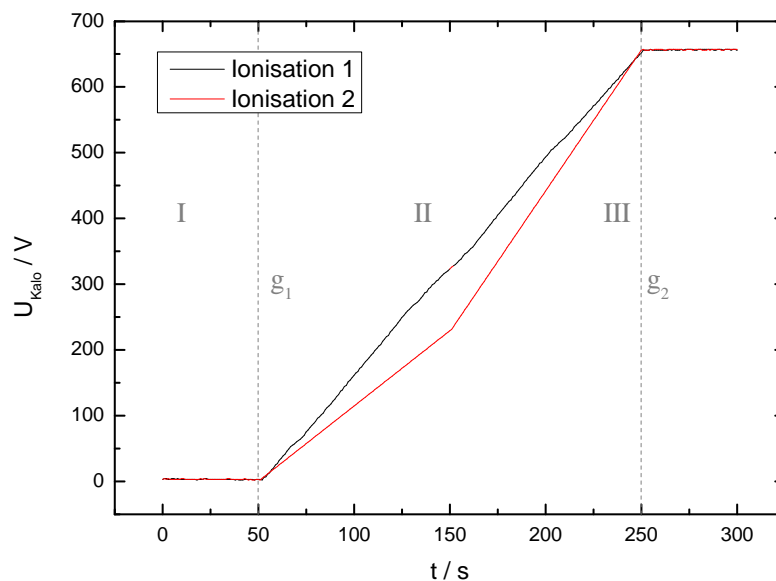


Abbildung 3.27:

Einteilung der drei Abschnitte in den Kalo-Daten zur Messung des Spannungssignals U_{Kalo} inklusive der Grenzen des Vorlaufes g_1 und des Nachlaufes g_2 . Der Verlauf der Daten ist unkritisch, da die Differenz aus der ersten und der dritten Funktion den Messwert beschreibt.

Die Verifizierung der Zeiten g_1 und g_2 erfolgt über die Anstiegsänderung in den Daten der Ladung $Q_{\text{Scaler 12}}$ bedingt durch das Ein- und Ausschalten des Ionenstrahls. Als Kontrolle für die Zeitpunkte g_1 und g_2 wird die Anstiegsänderung des Spannungssignals U_{Kalo} genutzt. Wenn beide dieser Zeitbestimmungsmethoden übereinstimmen, wird aus der Differenz von g_1 und g_2 die Messzeit t errechnet und die Abschnitte I-III werden definiert.

Die *ROOT*-Klassen TGraph und TH1 enthalten Methoden zur Funktionsanpassung, so dass für die Spannungen in allen drei Abschnitten lineare Funktionen ($U_{\text{K},i} = a_i + b_i \cdot t$) an die Daten angepasst werden können. Es werden die Parameter a_i und b_i sowie deren Unsicherheiten ausgegeben. Die Differenz von Funktion III und Funktion I zur Zeit t_0 beschreibt

die gemessene Spannung während der Messzeit t . Die Zeitspanne t_0 entspricht der halben Messzeit nach dem Einschalten des Ionenstrahls. Mit $t_0 = (t/2) + g_1$ gilt für die Spannungsdifferenz U_{Kalo} :

$$U_{\text{Kalo}} = \frac{(a_{III} + b_{III} \cdot t_0) - (a_I + b_I \cdot t_0)}{t} \quad (3.10)$$

Die Unsicherheit der Spannungsdifferenz errechnet sich mit Hilfe der Gaußschen Fehlerfortpflanzung, wobei die Unsicherheit der Zeit t vernachlässigbar ist:

$$\Delta U_{\text{Kalo}} = \frac{1}{t} \sqrt{\Delta a_{III}^2 + (\Delta b_{III} \cdot t_0)^2 + \Delta a_I^2 + (\Delta b_I \cdot t_0)^2} \quad (3.11)$$

Die relativen Messunsicherheiten für $\Delta U_{\text{Kalo}}/U_{\text{Kalo}}$ variieren von 0,01 % bis 0,26 %.

Analog zu den Gleichungen 3.10 und 3.11 wird die Ladung $Q_{\text{Scaler 12}}$ zur Berechnung des Strahlstromes analysiert.

In den drei Abschnitten werden die Residuen als Subtraktion der angepassten Geraden von den Daten ausgegeben. Sie definieren den Anteil der Variabilität, der durch die angepassten Funktionen nicht erfüllt wird. Durch das Prüfen der Residuen sowie der Messunsicherheiten kann die Güte der Modellgeraden abgeschätzt werden. Die Abbildung 3.28 zeigt eine grafische *ROOT*-Ausgabe. Es werden die Verläufe des Spannungssignals U_{Kalo} zur Berechnung des Ionisationsstromes und die Ladung $Q_{\text{Scaler 12}}$ zur Berechnung des Strahlstromes sowie die dazugehörigen Residuen dargestellt. An den Residuen, die im dritten und vierten Teil der Abbildung 3.28 dargestellt sind, ist deutlich zu erkennen, dass die Ströme miteinander korreliert sind.

Diese Analyse nach Gleichung 3.10 macht die Spannungs- und Ladungsmessung unabhängig vom eigentlichen Verlauf des Ionisations- und Strahlstromes. Schwankungen des Strahlstromes spiegeln sich als Wellenlinien, Steigungsänderungen, kleine Sprünge oder Aussetzer im Ionisationsstrom wieder und würden in die W -Wert-Berechnungen und Messunsicherheiten eingehen, wenn der Anstieg direkt aus dem zweiten Abschnitt zwischen g_1 und g_2 berechnet werden würde. In Abbildung 3.27 sind zwei unterschiedliche Anstiege im zweiten Abschnitt dargestellt, die die gleiche Spannung U_{Kalo} und somit den gleichen Ionisationsstrom nach Gleichung 3.10 ergeben.

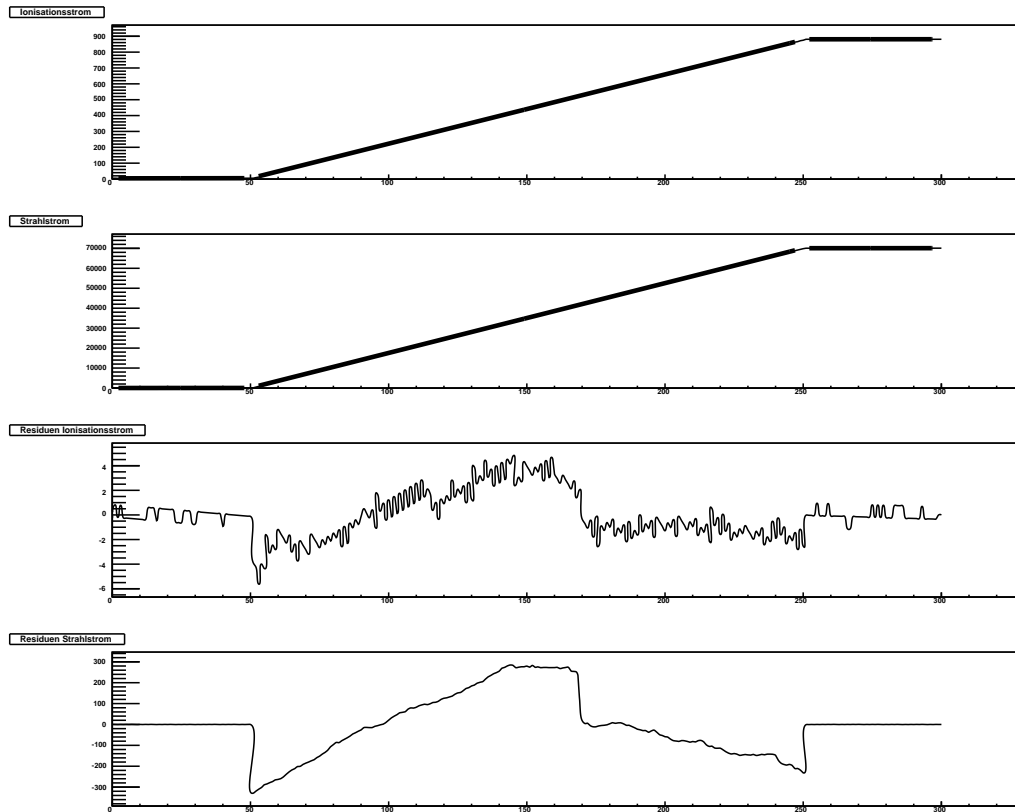


Abbildung 3.28:

Grafische Zusammenfassung der Ionisations- und Strahlstromauswertung in ROOT. Die Daten zur Berechnung des Ionisations- und Strahlstromes werden in drei Bereiche unterteilt, um Geraden anpassen zu können. Die Spannungen bzw. die Ladungen werden aus den Differenzen der ersten und dritten Abschnitte ermittelt. Die abgebildeten Residuen stellen die Differenz zwischen den Anpassungen und den Messdaten dar. Im dritten Teil der Grafik sind die Residuen für den Ionisationsstrom und im vierten Teil für den Strahlstrom abgebildet.

Kapitel 4

Messungen und Korrekturen

Während der verschiedenen Strahlzeiten wurden mit dem beschriebenen Aufbau der Ionisationsstrom sowie die Teilchenzahl im Halbleiterdetektor und in der Ionisationskammer in Abhängigkeit von

- der Energie der geladenen Teilchen,
- der Teilchenart,
- dem Ionisationskammergas,
- der Ionisationskammerspannung und
- der Polarität der Ionisationskammerspannung

gemessen.

Mit der Gleichung 1.5 aus dem Kapitel 1.2 kann der W -Wert wie folgt aus den gemessenen Größen berechnet werden:

$$W(E) = \frac{E}{N} = \frac{E_T \cdot N_T}{N_{\text{Ion}}} = \frac{E_T \cdot N_T}{\frac{Q_{\text{IK}}}{e}}$$

Die Energie der geladenen Teilchen E_T wird über das Magnetfeld im 90° -Magneten bestimmt. Die Genauigkeit dieser Messung beträgt für Ionen aus dem Van-de-Graaff-Beschleuniger 0,06 %, für Ionen aus dem Zyklotron 25 keV und an der GSI 1,0 %.

Die Anzahl der geladenen Teilchen N_T wird im Halbleiterdetektor und in der Ionisationskammer innerhalb der Messzeit t detektiert, energieabhängig aufsummiert und als Spektrum ausgegeben.

Die Anzahl der erzeugten Ladungsträgerpaare wird aus der Ladung Q_{IK} in der Ionisationskammer und der Elementarladung e bestimmt. Die Kammerladung Q_{IK} ist das Produkt aus der Kondensatorkapazität C und der gemessenen Spannung U_{Kalo} :

$$Q_{\text{IK}} = C \cdot U_{\text{Kalo}} \quad (4.1)$$

Unter Berücksichtigung der geometrischen Verhältnisse zwischen dem Halbleiterdetektor und der Ionisationskammer mit Hilfe des Zählratenverhältnisses c_{ZV} aus Kapitel 3.4 folgt aus Gleichung 1.5 und Gleichung 4.1:

$$W(E_{\text{T}}) = c_{\text{ZV}} \cdot \frac{E_{\text{T}} \cdot N_{\text{T}}}{\frac{Q_{\text{IK}}}{e}} = c_{\text{ZV}} \cdot \frac{E_{\text{T}} \cdot N_{\text{T}}}{\frac{C \cdot U_{\text{Kalo}}}{e}} \quad (4.2)$$

Die W -Wert-Abhängigkeit $W(E_{\text{T}})$ von der Teilchenart und -energie wurde in Argon, Stickstoff und Luft untersucht. Die Messungen mit unterschiedlichen Ionisationskammerspannungen ermöglichen eine Sättigungskorrektur der Daten, die im Verlauf dieses Kapitels erklärt wird. Um Polaritätseffekte verifizieren zu können, wurden diese Messungen sowohl für positive wie auch für negative Kammer Spannungen durchgeführt. Die Messungen unterliegen statistischen Schwankungen, so dass jede Einzelmessung drei- bzw. viermal wiederholt wurde.

Es werden im nachfolgenden Kapitel die in der Auswertung verwendeten Korrekturen und Analysemethoden vorgestellt. Zu Beginn wird auf die Energieverluste, die die Teilchen beim Durchgang durch die Gold- und der Mylar[®]-Folie erfahren, eingegangen. Anschließend werden Polaritätseffekte und Totzeitkorrekturen diskutiert. Bezugnehmend auf die Messdaten werden die Sättigungskorrektur und der strahlinduzierte Untergrund erläutert. Weiterhin werden Beschleuniger-Stabilitätsmessungen vorgestellt sowie die Gasqualität und deren Effekte erklärt. Am Ende des Kapitels wird ein Messunsicherheitsbudget berechnet.

4.1 Energieverluste der Ionen

Die eingestrahnten Ionen erleiden durch die Streuung an der Goldfolie sowie beim Durchdringen der Gold- und der Mylar[®]-Folie Energieverluste, welche mit den Programmen *RELKIN* und *SRIM* quantifiziert werden können. In den folgenden Abschnitten werden diese Programme und die darin zugrundeliegenden Formeln erklärt. Weiterhin werden die Energieverluste der im W -Wert-Experiment verwendeten Ionen tabellarisch zusammengefasst.

Streuung an der Goldfolie

Für die Energieangabe der eingestrahnten Ionen ist die Streuung dieser an der Goldfolie wichtig. Um die elastische Streuung der Projektile am Target zu berechnen, wird das auf *Fortran* basierende Programm *RELKIN* (*RELativistic KINematics*) verwendet. Es berechnet Zwei-Körper-Kernreaktionen mit relativistischen Formeln und gibt die Energien und

Streuwinkeln der beiden Reaktionsprodukte im Laborsystem und die Teilchenenergien im Schwerpunktkoordinatensystem aus [PT67]. Experimentelle Beobachtungen werden im Laborsystem gewonnen und vor der physikalischen Interpretation in das Schwerpunktsystem umgerechnet. Im Laborsystem bewegt sich nur eins der wechselwirkenden Teilchen und das Targeteilchen ruht. Im Schwerpunktsystem ist die Summe der Impulse gleich Null, so dass die Reaktionspartner nach dem Stoß in entgegengesetzte Richtung auseinander laufen und es nur einen Streuwinkel gibt. Details zu den im Programm hinterlegten Formeln können aus [MK79] und [BGR63] entnommen werden.

Für das *W*-Wert-Experiment ist die Streuung der Projektile an der Goldfolie, welche als Target fungiert, in Abhängigkeit von der Einschussenergie und dem Streuwinkel von Interesse. Für alle Teilchenarten und Energien wurden *RELKIN*-Berechnungen ausgeführt. Dazu wurden jeweils die Ionen- und Targeteigenschaften über Reaktionen wie $^{197}\text{Au}(^1\text{H}, ^1\text{H})^{197}\text{Au}$ für Protonen auf Gold vorgegeben. Ferner werden Einschussenergie- und Einschusswinkelbereich für die eingestrahnten Ionen definiert. Die Ausgabe stellte eine Energie- und Winkelverteilung für die gestreuten Partikel dar, wobei jeweils die zur Einschussenergie gehörende Energie der gestreuten Teilchen und der Winkel 45° gewählt wurden.

Ein monoenergetischer Ionenstrahl mit der Energie E_0 erleidet beim Durchdringen eines Targets einen mittleren Energieverlust $\overline{\Delta E}$. Diese Aufstreuung der Energieverteilung wird als *Stragglng* bezeichnet. Da angenommen wird, dass der Halbleiterdetektor und die Ionisationskammer unter identischen Winkeln an der Streukammer sitzen, kann das Aufstreuen vernachlässigt werden.

In Tabelle 4.1 sind die Einschussenergien aller für das *W*-Wert-Experiment genutzten Teilchen sowie die Energien der an der Goldfolie gestreuten Teilchen zusammengefasst. In der vierten Spalte sind die relativen Energieverluste aufgeführt, wobei ein deutlicher Unterschied zwischen den Teilchenarten, aber kaum eine Energieabhängigkeit in den gewählten Energiebereichen auffällt.

4.1.1 Durchdringen der Gold- und Mylar®-Folie

Die Energieverluste der Ionen in der Gold- und der Mylar®-Folie können mit Hilfe des Monte-Carlo-Simulationsprogramms *SRIM* (*Stopping and Ranges of Ions in Matter*) bestimmt werden [Zie11]. Dieses Programm basiert auf semiempirischen Formeln für (dE/dx) von J. F. Ziegler [Zie85]. Mit *SRIM* können das Stoß- und Strahlungsbremsvermögen, die Ionenreichweite sowie das longitudinale und laterale *Stragglng* in Abhängigkeit von der Ionenenergie berechnet werden.

In Tabelle 4.2 sind die mit *SRIM* ermittelten Energieverluste in den verwendeten Gold- und Mylar®-Folien zusammengefasst. Die Mylar®-Folie für die Protonen- und Alphateilchen-Strahlzeiten hatte eine nominelle Dicke von $1,27 \mu\text{m}$, während die für Kohlenstoffionen verwendete Folie eine nominelle Dicke von $2,5 \mu\text{m}$ hatte. An der GSI wurde als Trennung zwischen Vakuum und Gasvolumen ein Einsatz mit einer größeren Öffnung verwendet,

Teilchenart	Energie eingestrahler Teilchen in MeV	Energie gestreuter Teilchen in MeV	Energieverlust in %
Protonen	1,000	0,997	0,30
	2,000	1,994	0,30
	3,000	2,991	0,30
Helium- ionen	3,000	2,964	1,20
	8,030	7,935	1,18
	10,060	9,941	1,18
	12,050	11,907	1,19
	14,190	14,021	1,19
Kohlenstoff- ionen	43,056	41,543	3,51
	71,592	69,073	3,52
	85,620	82,605	3,52

Tabelle 4.1:

Zusammenfassung der Energien der eingestrahnten und an der Goldfolie gestreuten Teilchen. Mittels RELKIN wurden für alle Teilchenarten und -energien des W-Wert-Experimentes Berechnungen durchgeführt. Zur Verdeutlichung der Unterschiede zwischen den verschiedenen Ionenarten wurde ebenso die relativen Energieverluste berechnet.

so dass eine dickere Folie verklebt werden musste, um den Druckunterschied zwischen Streu- und Ionisationskammer trotz der größeren Öffnung auszuhalten. Für alle Protonen und Alphateilchen-Strahlzeiten sowie für die ersten Messungen an der GSI mit 40 MeV-Kohlenstoffionen wurden 0,1 μm dicke Goldfolien verwendet. Für die zweite GSI-Strahlzeit mit höheren Energien wurde eine 0,5 μm dicke Goldfolie eingesetzt. Diese verursacht zwar einen größeren Energieverlust in der Folie sowie eine größere Energieaufstreuung, aber aufgrund der höheren Anzahl an Targetatomen ist die Intensität der gestreuten Teilchen höher. Die Energieverluste in Tabelle 4.2 beziehen sich auf die jeweiligen Foliendicken. Ferner ist der relative Energieverlust der Teilchen beim Durchdringen der Folien angegeben.

SRIM berechnet das Stoppen von Protonen und Heliumionen in Materie mit einer Unsicherheit kleiner als 2 % [Ziel1]. Für die Unsicherheit der Streuung in der Gold- und der Mylar[®]-Folie werden jeweils 5 % Unsicherheit für die Energieverluste angenommen. Weiterhin werden 10 % Unsicherheit für die Foliendicken berücksichtigt, so eine Gesamtunsicherheit von 12,4 % daraus resultiert. Die in den Tabellen 4.1 und 4.2 berechneten Energieverluste werden von den Teilchenenergien abgezogen und die angegebenen Unsicherheiten werden in den Energiekorrekturen berücksichtigt.

Teilchenart	Energie gestreuter Teilchen in MeV	Energieverlust in Gold in keV	Energieverlust in Mylar [®] in keV	verbleibende Teilchenenergie in MeV	Energieverlust in %	Unsicherheit der Korrektur in %
Protonen	0,997	14	42	0,941	5,62	0,69
	1,994	11	27	1,956	1,91	0,23
	2,991	8	20	2,963	0,94	0,12
Helium- ionen	2,964	69	215	2,680	9,58	1,17
	7,935	44	108	7,783	1,98	0,24
	9,941	39	92	9,810	1,32	0,16
	11,907	35	80	11,792	0,97	0,12
Kohlenstoff- ionen	14,021	32	70	13,919	0,73	0,09
	41,543	267	1206	40,070	3,55	0,43
	69,073	1026	849	67,198	2,71	0,33
	82,605	929	739	80,937	2,02	0,25

Tabelle 4.2:

Der Teilchenstrahl erleidet beim Einschuss durch die Mylar[®]-Folie und Goldfolie Energieverluste, welche für die verwendeten Ionenarten und Einschussenergien errechnet wurden. Die Foliendicken sind im Text angegeben. Als Ausgangsenergien für die SRIM-Berechnung wurden die Energien der gestreuten Teilchen aus Tabelle 4.1 angenommen. Die relativen Energieverluste beziehen sich auf diese Energien, so dass der Energieverlust aus Durchdringen der Gold- und Mylar[®]-Folie angegeben wird. Es wird eine Unsicherheit von 12,4 % für die Energiekorrekturen angenommen.

4.2 Polarität der Kammerspannung

Der Polaritätseffekt bezeichnet die Änderung im Ansprechvermögen einer Ionisationskammer bei Umpolung der Kammerspannung. Polaritätseffekte können durch die Aufladung von Isolatoren an ihren dem Meßvolumen zugewandten Oberflächen verursacht werden. Auf diesen Oberflächen bilden sich Haftladungen, die das elektrische Feld verändern [RR90].

Innerhalb des sensitiven Kammervolumens entsteht bei positiver Kammerspannung eine zur unteren Elektrode driftende positive Raumladung, da sich die Elektronen ($v_{\text{Drift}} \approx \mu\text{m}/\mu\text{s}$) schnell zur oberen Elektrode bewegen, wohingegen sich die positiven Ionen ($v_{\text{Drift}} \approx \text{cm}/\mu\text{s}$) vergleichsweise langsam zur unteren Elektrode bewegen. Bei negativer Kammerspannung bewegt sich die positive Raumladung wie die Ionen in Richtung oberer Elektrode.

Um den Einfluss dieser Polaritätseffekte messen und berücksichtigen zu können, wurden alle Messungen mit positiver und negativer Kammerspannung durchgeführt. Die Energien der in die Ionisationskammer eintretenden Protonen, Helium- und Kohlenstoffionen müssen aufgrund der anliegenden Ionisationskammerspannung korrigiert werden:

$$E_{\text{IK}}(U_{\text{IK}}) = E_{\text{IK}} - \frac{U_{\text{IK}} \cdot z \cdot e}{2} \quad (4.3)$$

Hierbei ist z die Ladungszahl der eingestrahnten Teilchen, die auf halber Höhe des Feldkäfigs bei einer Kammerspannung $U_{\text{IK}}/2$ in das elektrische Feld eintreten.

E_{IK} bezeichnet die verbleibende Teilchenenergie aus Tabelle 4.2, bei der die Energieverluste aus Streuung an der Goldfolie sowie das Durchdringen der Gold- und Mylar®-Folien berücksichtigt sind. Bei positiver Kammerspannung verringert sich die effektive Teilchenenergie, weil die positiv geladenen Ionen im elektrischen Feld ($E_{\text{IK}} > 0$) abgebremst werden. Bei negativer Kammerspannung erhöht sich die effektive Teilchenenergie, da die Ionen im elektrischen Feld ($E_{\text{IK}} < 0$) beschleunigt werden.

Die Korrektur hängt von der Energie und der Ladungszahl der eingestrahnten Teilchen sowie der angelegten Ionisationskammerspannung ab. Bei den kleinen Spannungen ($U_{\text{IK}} = 400 \text{ V}$) beträgt die Korrektur für 1 MeV-Protonen 0,02 %, für Alphateilchen und Kohlenstoffionen maximal 0,01 %. Bei der maximalen Kammerspannung ($U_{\text{IK}} = 4800 \text{ V}$) beträgt die Korrektur für 1 MeV-Protonen 0,24 % und nimmt bis auf 0,02 % für 81 MeV-Kohlenstoffionen stetig ab.

In Gleichung 4.3 wird die Energie $E_{\text{IK}}(U_{\text{IK}})$ berechnet, die als E_{T} in die W -Wert-Berechnung in Gleichung 4.2 eingeht. In der Eingangsgröße E_{IK} wurden die Energieverluste durch Streuung und Materiedurchgang aus den Tabellen 4.1 und 4.2 bereits berücksichtigt.

4.3 Totzeitkorrektur

Die Umwandlung eines Signals in der Verarbeitungskette und im ADC benötigt eine bestimmte Zeit, welche Totzeit genannt wird. Während dieser Zeitspanne wird jedes weitere Signal verworfen. In Abbildung 4.1 wird beispielsweise das dritte Signal verworfen, da es in die Totzeit τ des zweiten Signals fällt (*engl.: non-extendable dead time*).

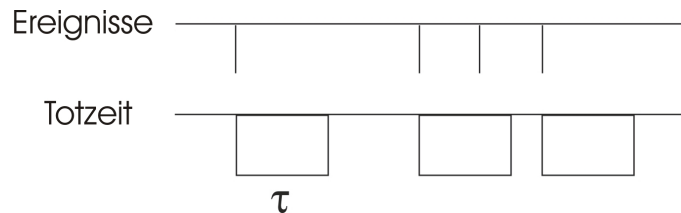


Abbildung 4.1:

Darstellung der Totzeit τ nach [Leo94], wobei drei der vier Ereignisse von der Datenerfassung registriert werden können und eins verworfen wird.

Angenommen m sei die wahre Rate der Ereignisse und k sei die Anzahl der registrierten Ereignisse in der Zeit t . Jedes registrierte Ereignis k verursacht eine Totzeit τ , so dass in der Zeit t eine Gesamttotzeit von $k \cdot \tau$ entsteht. Während der Totzeit werden $m \cdot k \cdot \tau$ Ereignisse verworfen [Leo94]:

$$m \cdot t = k + m \cdot k \cdot \tau \quad (4.4)$$

Durch Umstellen der Gleichung 4.4 nach m und der Substitution $(k/t) = n$ für die registrierte Rate während der gesamten Messzeit folgt:

$$m = \frac{k/t}{1 - (k/t) \cdot \tau} = \frac{n}{1 - (n \cdot \tau)} \quad (4.5)$$

Die Totzeitkorrektur ist der Quotient aus der wahren Ergebnisrate m und der registrierten Rate n :

$$c_{\text{Totzeit}} = \frac{m}{n} = \frac{1}{1 - (n \cdot \tau)} \quad (4.6)$$

Zur Totzeitbestimmung wurde ein Signal, abgeleitet vom DCF-77-Signal mit 100 Hz auf einen Pulsgenerator vom Typ BH-1 der Firma BNC gegeben. Die Ausgangspulse des Pulsgenerators wurden auf die Testeingänge der Vorverstärker gegeben. Die Frequenz wurde gewählt, um nicht zu viel Totzeit durch den Pulser zu erzeugen und gleichzeitig eine hinreichende Präzision bei der Korrektur zu erzielen. Die Amplitude des Pulsersignals wurde

an die jeweilige Teilchenenergie angepasst, so dass der Pulser im hinteren Teil des ADC-Spektrums detektiert wird. Bei der Einstellung der Amplitude muss darauf geachtet werden, dass der Pulser weder mit dem Peak oder dem Pile-up zusammenfällt. Weiterhin sollte das Pulser-Pile-up, was die zufällige Koinzidenz zwischen Teilchen- und Pulser-signal beschreibt, komplett im Spektrum enthalten sein. Im ADC-Spektrum erscheinen die Impulse des Pulsers als eine schmale gaußörmige Linie. Das Pulser-Pile-up ähnelt in seiner Form und Breite dem normalen Pile-up und wird oberhalb des Pulser im Spektrum registriert.

1. Die Totzeit kann mit dem Pulser und einem Impulszähler (*engl.: Scaler*), der die tatsächliche Anzahl der Pulse aus dem Pulsgenerator während der Messzeit zählt, bestimmt werden. Das Verhältnis der im Scaler 6 aufsummierten Pulser dividiert durch die im Spektrum ermittelten Pulser-einträge entspricht der Totzeitkorrektur:

$$C_{\text{Totzeit Pulser}} = \frac{m}{n} = \frac{N_{\text{Scaler 6}}}{N_{\text{Pulser}}} \quad (4.7)$$

2. Vergleichend dazu wurden ebenfalls die in die ADCs gehenden Signale aus dem Halbleiterdetektor und von der Anode der Ionisationskammer auf Impulszähler übertragen. Für den Halbleiterdetektor (abgekürzt: *Mon* für Monitorzähler) kann aus der Impulsanzahl im Scaler 9, der Totzeit des verwendeten ADCs $t_{\text{tot}} = 9 \mu\text{s}$ sowie der Messzeit t_{det} aus Gleichung 4.6 eine Totzeitkorrektur errechnet werden:

$$C_{\text{Totzeit Mon}} = \frac{1}{1 - (n \cdot \tau)} = \frac{1}{1 - \left(N_{\text{Scaler 9}} \cdot \frac{t_{\text{tot}}}{t_{\text{det}}} \right)} \quad (4.8)$$

Für das Anodensignal aus der Ionisationskammer wurde über die in Kapitel 3.5 beschriebene Elektronik eine Gate generiert. Während dieses Gates wurden alle übrigen Signale verworfen, so dass aus der Gate-Zeitspanne $t_{\text{Gate}} = 120 \mu\text{s}$ sowie der Impulsanzahl der detektierten Anodensignale im Scaler 7 eine Totzeitkorrektur bestimmt werden kann:

$$C_{\text{Totzeit IK}} = \frac{1}{1 - (n \cdot \tau)} = \frac{1}{1 - \left(N_{\text{Scaler 7}} \cdot \frac{t_{\text{Gate}}}{t_{\text{det}}} \right)} \quad (4.9)$$

Während der ersten Strahlzeiten wurde eine Übereinstimmung der beiden Totzeitkorrektur-Methoden festgestellt, so dass für die Totzeitkorrektur in der Datenauswertung die Pulser-Methode nach Gleichung 4.7 verwendet wurde. Die Vorteile dieser Methode bestehen darin, dass alle Information aus einem Spektrum entnommen werden können und alle störenden Einflüsse sowohl im Teilchen- als auch im Pulser-Peak registriert würden. Mit der Pulser-Korrektur kann aus der gemessenen Teilchenzahl die totzeitkorrigierte Anzahl berechnet werden:

$$N_{\text{korr}} = N_{\text{mess}} \cdot c_{\text{Totzeit Pulser}} = N_{\text{mess}} \cdot \frac{N_{\text{Scaler 6}}}{N_{\text{Pulser}}} \quad (4.10)$$

Die totzeitkorrigierte Teilchenzahl N_{korr} geht in die Berechnung des W -Wertes in Gleichung 4.2 als N_{T} ein.

In Abbildung 4.2 sind die berechneten Korrekturen $c_{\text{Totzeit Pulser}}$ prozentual für die einzelnen Strahlzeiten dargestellt. Die prozentuale Totzeit nimmt linear mit der Rate der Ereignisse in den Spektren zu (Verhältnis = $(2,6 \pm 0,4) \cdot 10^{-6} \% / \text{Eintrag}$). Die maximale Totzeit beträgt 0,9 % bei den Messungen mit 1 MeV-Protonen. Für zunehmende Protonenergien wurden kleinere Monitorverhältnisse eingestellt, wodurch sich die Teilchenzahlen und damit auch die Totzeiten verringert haben. Für 3 MeV-Protonen, für 8 MeV- bis 14 MeV-Heliumionen und für 67 MeV- bis 81 MeV-Kohlenstoffionen betragen die Totzeitkorrekturen maximal 0,1 %.

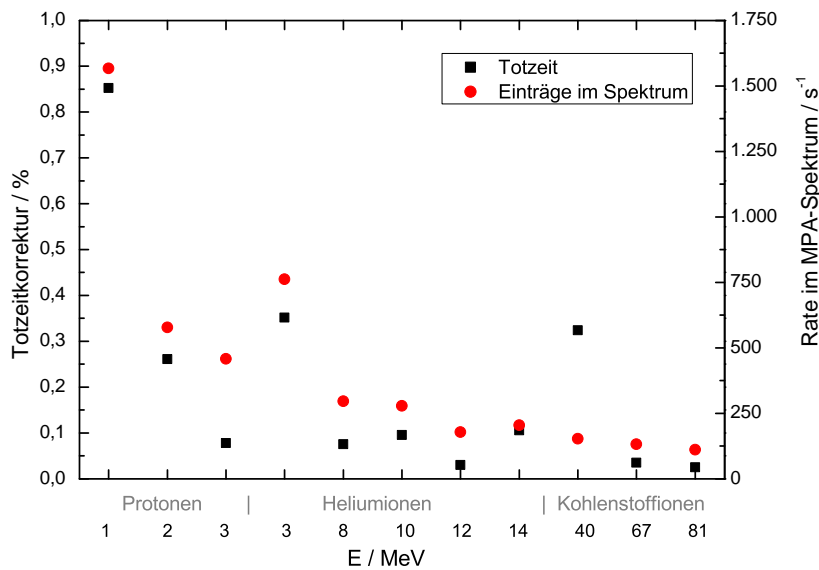


Abbildung 4.2:

Darstellung der prozentualen Totzeitkorrekturen für die MPA-Spektren des Halbleiterdetektors. Der Totzeitanteil steigt mit der Rate der im Spektrum detektierten Ereignisse. Die Energieskala gliedert sich in Protonen von 1 MeV bis 3 MeV, Heliumionen von 3 MeV bis 14 MeV und Kohlenstoffionen von 40 MeV bis 81 MeV.

4.4 Sättigungskorrektur

Die in der Ionisationskammer erzeugten Ladungsträger stoßen auf ihrem Weg zu den Elektroden mit anderen Ladungsträgern zusammen, so dass es zu Rekombinationen kommen kann. Die zunehmende elektrische Feldstärke beim Erhöhen der angelegten Ionisationskammerspannung U_{IK} verringert die Wahrscheinlichkeit der Rekombination. Abbildung 4.3 zeigt eine Strom-Spannungscharakteristik für 1 MeV-Protonen gemessen in Luft. Der aufgetragene Ionisationsstrom I_{Ion} ist der Quotient aus der Kammerladung Q_{IK} und der Messzeit t nach Gleichung 3.9. Bei kleinen Spannungen liegt ein steiler Stromanstieg vor, der sich bei zunehmender Feldstärke verringert und schließlich einer horizontalen Spannungsgrenze, der Sättigungsspannung, nähert. Nach [RR90] können oberhalb der Sättigungsspannung, die in Abbildung 4.3 etwa $U_{IK} = 600$ V beträgt, Rekombinationsverluste vernachlässigt werden. Im Rahmen dieser Arbeit werden für alle Messungen Sättigungskorrekturen durchgeführt.

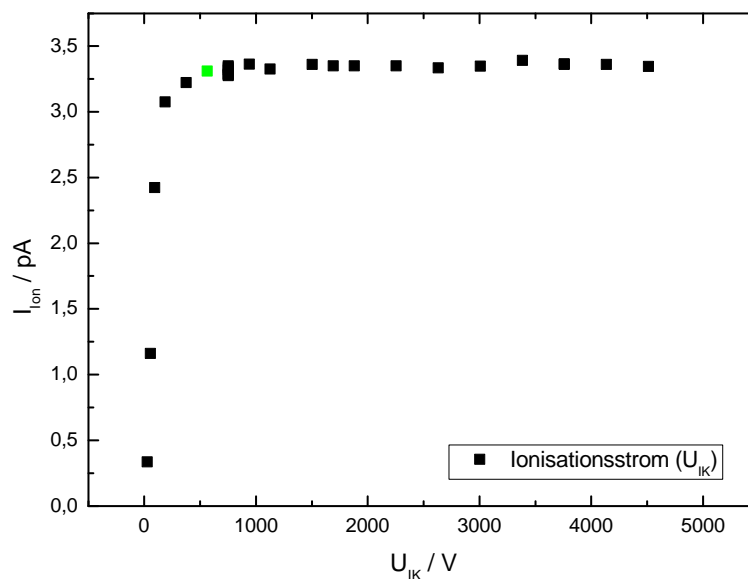


Abbildung 4.3:

Strom-Spannungscharakteristik für 1 MeV-Protonen gemessen in Luft, wobei die Sättigungsspannung $U_{IK} = 600$ V grün markiert ist.

Die Rekombinationsrate ist vom anliegenden elektrischen Feld, dem Druck und der Reaktivität des Gases abhängig. In inerten Gasen wie Edelgasen oder reinem Stickstoff ist die Rekombinationsrate geringer als in Luft [Kri01]. Elektronegative Gase wie Luft neigen durch Anlagerung von Elektronen zur Bildung negativer Molekülonen [RR90]. In Abbildung 4.4 sind die Ionisationsstrommessungen in Argon, Stickstoff und Luft mit einer Alpha-Quelle

der Energie $E_\alpha = 5,5 \text{ MeV}$ dargestellt. Die ^{241}Am Americium-Quelle hat eine Aktivität von $5,36 \text{ kBq}$, aufgrund des Aufbaus und der Befestigung der Quelle wird aber nur eine Rate von circa 1300 Teilchen pro Sekunde detektiert. Der Gasdruck betrug für alle drei Messungen 1030 hPa , so dass die Unterschiede in Abbildung 4.4 nur auf den chemischen Eigenschaften der Gase resultieren können. Es ist zu erkennen, dass die Sättigungsspannung in Argon und Stickstoff schon bei etwa $U_{\text{IK}} = 200 \text{ V}$ erreicht ist, während der Strom in Luft bis etwa $U_{\text{IK}} = 1.000 \text{ V}$ stark und darüber hinaus weiterhin geringfügig ansteigt. Die Messungen in Argon wurden bei $U_{\text{IK}} = 2.600 \text{ V}$ beendet, da es bei höheren Spannungen zu Überschlügen im Gas kommen würde. Beim Vergleich der Messungen in Luft in den Abbildungen 4.3 und 4.4 wird deutlich, dass die Sättigungsspannungen von den Ionendosisleistungen abhängig sind [RR90].

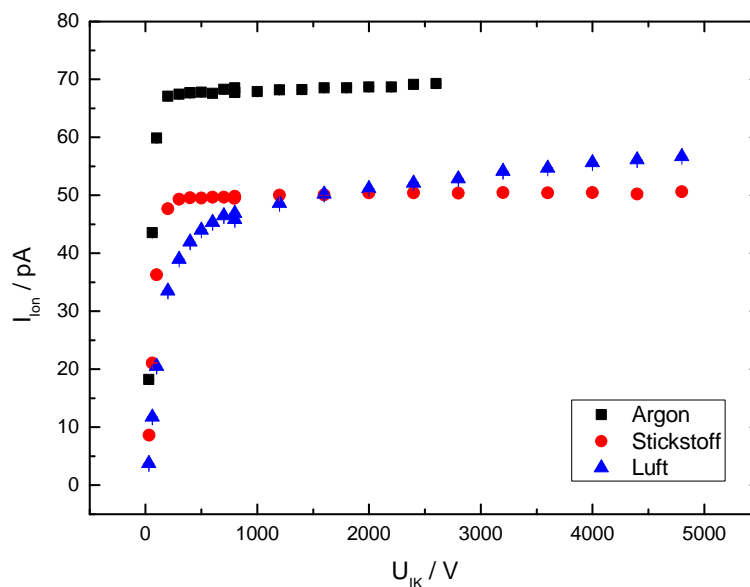


Abbildung 4.4:

Messungen mit einer Alpha-Quelle der Energie $E_\alpha = 5,5 \text{ MeV}$ in Argon, Stickstoff und Luft. Die Teilchenrate sowie der Gasdruck waren für alle drei Messungen konstant. Aufgrund der geringeren Rekombination zwischen Elektronen und positiven Ionen ist in reinen Edelgasen wie Argon oder in reinem Stickstoff die Sättigung leichter zu erreichen als in elektronegativen Gasen wie Luft [RR90].

Rekombinationsverluste werden in Anfangs- und Volumenrekombination sowie Diffusion klassifiziert:

- Anfangsrekombination liegt vor, wenn sich positive und negative Ionen, erzeugt durch ein geladenes Teilchen, längs ihrer Teilchenbahn treffen und rekombinieren [Boa66]. Die Anfangsrekombination hängt von der Ionisierungsdichte ab und ist bei Teilchen

mit hohen LET sehr ausgeprägt, da diese ihre Energie entlang einer kompakten Spur deponieren. In Ionisationskammern mit parallelen Elektroden ist die Anfangsrekombination proportional zur Kammer-spannung und unabhängig von der Strahlungsrate [RR90].

- Aufgrund der Diffusion und des Ionendriffs wird die anfängliche Teilchenspur zerstreut und die Volumenrekombination setzt ein [Boa66]. Sie resultiert aus Zusammenstößen von Ladungsträgern die unterschiedlichen Teilchenbahnen angehören. Bei gepulster Strahlung ist die Volumenrekombination proportional zur Kammer-spannung und Strahlungsrate. Dazu muss die Pulsdauer sehr viel kürzer sein als die Laufzeit der Ionen im Ionisationsvolumen, und die Zeitabstände zwischen den Pulsen müssen größer als die Ionenlaufzeiten sein. Der Sättigungsverlust für kontinuierliche Strahlung ist proportional zum Quadrat der angelegten Kammer-spannung [RR90].
- Bei der durch Diffusion verursachten Rekombination gelangt ein Teil der Ionen durch Diffusion entgegen des angelegten Feldes zur falschen Elektrode. Dieser Beitrag hängt von der angelegten Kammer-spannung ab [RR90].

Obwohl in Boags Theorie nur Volumenrekombination betrachtet wurde, konnte in Messungen mit gepulster Strahlung gezeigt werden, dass die $1/U$ -Abhängigkeit sowohl auf die Volumenrekombination als auch auf die Anfangs- und Diffusionsrekombination angewendet werden kann [KH04]. Die Abbildung 4.5 stellt die Bedingungen für gepulste Strahlung grafisch dar.



Abbildung 4.5:

Bedingungen für die Annahme gepulster Strahlung nach [RR90]. Die Pulsdauer ist viel kürzer als die Laufzeit der Ionen im sensitiven Kammervolumen und die Zeit zwischen den Pulsen ist größer als die Ionenlaufzeit.

Aufgrund der Rutherford Streuung in der Goldfolie und der daraus resultierende Reduzierung der Teilchenrate wird von gepulster Strahlung ausgegangen. In Tabelle 4.3 sind die im Halbleiterdetektor registrierten Teilchen pro Sekunde als Monitorrate für die einzelnen Strahlzeiten mit Angabe der Teilchenart und -energie aufgeführt. Desweiteren sind die gemessenen und aus den Zählratenverhältnissen errechneten Teilchenraten in der Ionisationskammer zusammengefasst. Der einzustellende Strahlstrom wurde aus Gleichung 3.6 bestimmt, so dass sich ein möglichst konstantes Monitorverhältnis ergibt.

Durch den geringen Pile-up-Anteil im Energie-Spektrum des Halbleiterdetektors kann angenommen werden, dass die Teilchen jeweils als Einzelereignis im Teilchenzähler detektiert werden. Die Anteile des Energie-Spektrums wurden in Kapitel 3.6.1 erklärt. Die pro-

zentualen Anteile des Pile-ups im Halbleiterdetektor-Spektrum sind in Tabelle 4.3 aufgeführt. Ferner sind die prozentualen Anteile des Pile-ups für die Ionisationskammerspektren angegeben. Diese Anteile sind aufgrund der längeren Totzeit in der Ionisationskammer-Elektronik deutlich größer als im Halbleiterdetektor-Spektrum. Trotz des höheren Pile-up-Spektrenanteils wird von gepulster Strahlung ausgegangen, da die Teilchen in der Goldfolie gestreut werden und unter identischen Winkeln in die Ionisationskammer und den Halbleiterdetektor einfallen. Aus den errechneten Teilchenraten in der Ionisationskammer kann der zeitliche Abstand zwischen zwei Pulsen ermittelt werden. Die Ionen-Driftgeschwindigkeiten liegen im Bereich von einigen $\mu\text{m}/\mu\text{s}$, während die Elektronen-Driftgeschwindigkeiten einige $\text{cm}/\mu\text{s}$ betragen [Kra05]. Für die folgenden Betrachtungen wurden aus jeder Strahlzeit ein Datensatz ausgewählt, um für diese Daten repräsentative Zeitabstände angeben zu können. Der minimale zeitliche Abstand zwischen zwei Pulsen beträgt 1,6 ms bei 1 MeV-Protonen. Innerhalb dieser Zeitspanne können sich die Ionen mehrere Millimeter vom Ort der Wechselwirkung entfernen und die Elektronen werden nach wenigen Mikroskunden detektiert. Während der übrigen Strahlzeiten wurden eine Rate von maximal 200 bis 300 Teilchen pro Sekunde angestrebt. Der zeitliche Abstand zwischen zwei Pulsen beträgt dann 3,3 ms bis 5 ms, so dass sich die Ionen bis zum nächsten Puls einige Zentimeter von Wechselwirkungsort entfernen können. In Tabelle 4.3 ist zu erkennen, dass die Teilchenraten bei den Messungen mit 1 MeV- und 2 MeV-Protonen größer als 500 Teilchen pro Sekunde waren. Aus diesem Grund wurden die longitudinale und laterale Streuung von Primärteilchen in den verwendeten Gasen mit *SRIM* berechnet und in Tabelle 2.3 dargestellt. Die entstehenden Ionen bewegen sich zwischen zwei Pulsen einige Millimeter vom Wechselwirkungsort fort. Die Streuung des Primärstrahls liegt mit wenigen Millimetern in der gleichen Größenordnung, so dass es zur Rekombination zwischen Ladungsträgern aus verschiedenen Pulsen kommen kann. Dies ist normal für die Volumenrekombination, so dass auf alle Daten die von Ch. P. Karger und G. H. Hartmann beschriebene $1/U$ -Abhängigkeit angenommen werden kann [KH04]. Der Nachweis für die gepulste Strahlung wird durch den sehr geringen Pile-up-Anteil im MPA-Spektrum des Halbleiterdetektors und durch die Abschätzung der Ionenreichweite in der Zeit zwischen zwei Pulsen erbracht. In Tabelle 4.3 sind Messungen in Argon dargestellt, die Analyse für die Messungen in Stickstoff und in Luft wurde in gleicher Weise durchgeführt und ergab die gleichen Resultate.

Im Gegensatz zu den Ionenstrahlen an der PTB, die als kontinuierlicher Teilchenstrahl in der Ionisationskammer detektiert wurden, bestand der Kohlenstoffstrahl an der GSI aus Teilchenpaketen. Die Kohlenstoffionen wurden mit einer Frequenz von 50 Hz aus dem Beschleuniger emittiert. Dieser Strahl wurde zeitweise zwischen mehreren Nutzern aufgeteilt, so dass stets zwischen 25 Hz und 40 Hz zur Verfügung standen. Während der ersten GSI-Strahlzeit wurde am Ionisationskammersignal auf dem Oszilloskop festgestellt, dass nur ein Teil der Signale detektiert wurde. Die übrigen Signale lagen innerhalb des Gates der Ionisationskammer und wurden im ADC nicht detektiert. Die Ladungsmessung mit dem *Keithley*-Elektrometer und die Messung der Teilchenzahl mit dem Halbleiterdetektor konnten die hohe Teilchenrate verarbeiten und die Daten konnten wie gewohnt analysiert werden. Aufgrund dieser undefinierbaren Teilchenrate können in Tabelle 4.3 keine aussagekräftigen

Annahmen für die Kohlenstoffionen getroffen werden. Es wurden die pro Sekunde gemessenen Raten angegeben, wobei beachtet werden muss, dass die Teilchen trotz der Rutherford-Streuung in der Goldfolie nicht kontinuierlicher, sondern als gepulster Strahl in der Ionisationskammer detektiert wurden. Daher kann keine mittlere Zeitspanne t_{Diff} zwischen Pulsen in der Ionisationskammer angegeben werden.

Teilchenart	Energie in MeV	Rate Mon in s^{-1}	Rate IK _{mess} in s^{-1}	Rate IK _{ZV} in s^{-1}	ZV	Pile-up Mon in %	Pile-up IK in %	t_{Diff} IK in ms
Protonen	1	1462	87	645	0,441	1,3	36,2	1,6
	2	472	482	527	1,116	0,3	5,5	1,9
	3	280	292	307	1,098	0,1	2,2	3,3
Helium- ionen	3	655	101	285	0,436	0,4	5,2	3,5
	8	192	229	246	1,286	0,1	2,5	4,1
	10	129	137	139	1,078	0,2	1,0	7,2
	12	74	91	95	1,281	0,1	0,7	10,5
Kohlenstoff- ionen	14	96	117	121	1,255	0,1	1,6	8,3
	40	42	80	89	2,137	1,2	5,0	
	67	30	60	69	2,307	1,7	6,7	
	81	8	17	19	2,258	1,8	5,0	

Tabelle 4.3:

Zusammenfassung der gemessenen und errechneten Teilchenraten im Halbleiterdetektor und in der Ionisationskammer in Argon. Die geringen Pile-up-Anteile in den Halbleiterdetektor-Spektren bestätigen die Annahme der gepulsten Strahlung. Aufgrund der höheren Pile-up-Anteile in Ionisationskammer-Spektren wurde die mittlere Zeitspanne t_{Diff} zwischen Pulsen in der Ionisationskammer berechnet.

Die Tabelle 2.3 zeigt, dass die 3 MeV-Protonen im Vergleich zu den 3 MeV-Heliumionen sowohl longitudinal als auch lateral mehr streuen. Dies resultiert aus dem unterschiedlichen LET der Teilchen, die 3 MeV-Protonen haben einen Energieverlust von 13 keV/mm, während der Energieverlust der 3 MeV-Heliumionen mit 129 keV/mm rund zehnmal so groß ist. Vergleichend dazu haben 3 MeV-Kohlenstoffionen einen Energieverlust von 923 keV/mm. Diese Werte bestätigen die Zuordnung der Protonen zur locker ionisierenden Strahlung, während die Helium- und Kohlenstoffionen, aufgrund der kompakten Verteilung der Ionisationsereignisse um die Teilchenspur, zur dicht ionisierenden Strahlung zählen.

Die unvollständige Sättigung infolge der Ionenrekombination erfordert die Berücksichtigung in der Datenaufnahme und -auswertung. Vorteilhaft für die Reduzierung der Rekombination ist die Richtung des elektrischen Feldes senkrecht zur Strahlrichtung. Dadurch bewegen sich die positiv und negativ geladenen Ladungsträger zu den verschiedenen Elektroden und werden voneinander separiert. Die Messmethode für die Korrektur der Ionenrekombination ist die Messung des Ionisationsstromes in Abhängigkeit von den Kammeranspannungen U_{IK} .

Bei gepulster Strahlung unter Sättigungsbedingungen führt die Rekombination zu einer annähernd linearen Beziehung zwischen dem reziproken Ionisationskammerstrom und der reziproken Kammerstromspannung. Aufgrund der indirekten Proportionalität von Ionisationsstrom und W -Wert erfolgt die Aufzeichnung des W -Wertes in Abhängigkeit von der reziproken Elektrodenstromspannung. Der W -Wert unter vollständiger Sättigung ist der Schnittpunkt der linearen Darstellung der Daten mit der Ordinate [DIfNe97]. Nach der *DIN 6800-2* ist Messunsicherheitsbudget die Standardabweichung der Extrapolation auf vollständige Sättigung anzusetzen [DIfNe97].

Im Folgenden wird die Korrektur der Ionenrekombination auf die Daten aus Abbildung 4.3 angewandt. Die Messungen mit 1 MeV-Protonen wurden bewusst für die Erklärung der Sättigungskorrektur in kleinen Spannungsschritten durchgeführt, da die Protonen bei dieser Energie den stärksten Sättigungseffekt aufweisen, im Anhang A wird darauf eingegangen. Aufgrund der hohen Rate von 645 Teilchen pro Sekunde in der Ionisationskammer sind dies die kritischsten Daten und beschreiben somit die maximale Unsicherheit. Als Ionisationskammerfüllung wurde Luft verwendet, da sie im Vergleich zu Argon und Stickstoff einen sehr ausgeprägten Sättigungseffekt zeigt. Weiterhin ist der strahlinduzierte Untergrund bei 1 MeV-Protonen mit einem Anteil von 0,02 % am Ionisationsstrom am geringsten. Die Abbildung 4.6 zeigt den W -Wert in Abhängigkeit vom Kehrwert der Kammerstromspannung. Die Anpassung einer linearen Funktion ergibt den Wert $(34,40 \pm 0,12)$ eV. Die graue Markierung lässt erkennen, wie stark die Messwerte einer Spannung, hier $U_{IK} = 800$ V, bei wiederholten Messungen streuen. Mit Hilfe dieser Abbildung kann die Reproduzierbarkeit der Daten eingeschätzt werden. Die streuenden 800 V-Messungen wurden innerhalb von 8,5 Stunden aufgenommen, wobei die Beschleunigereinstellungen während dieser Zeit konstant waren. Im folgenden Abschnitt wird detailliert auf diese Problematik eingegangen.

Weiterhin ist in Abbildung 4.6 ein geringer Anstieg der W -Wert ab 2.000 V, hier $U_{IK}^{-1} = 0,0005 \text{ V}^{-1}$, zu erkennen. Dieser Effekt tritt bei mehreren Datensätzen in verschiedenen Strahlzeiten auf, wie im Anhang A zu erkennen sein wird. Im *ICRU Report 31* wird angegeben, dass der Ionisationsstrom bei hohen Kammerstromspannungen abnimmt und dafür bisher keine Erklärung vorliegt [ICoRUM79]. Aufgrund der indirekten Proportionalität zwischen Ionisationsstrom und W -Wert kann davon ausgegangen werden, dass es sich um den gleichen Effekt handelt. In der Literatur [Col69] und [WB75], auf die im *ICRU Report 31* für Messungen mit Elektronen verwiesen wird, wurden keine vergleichbaren Messungen dieses Effektes gefunden.

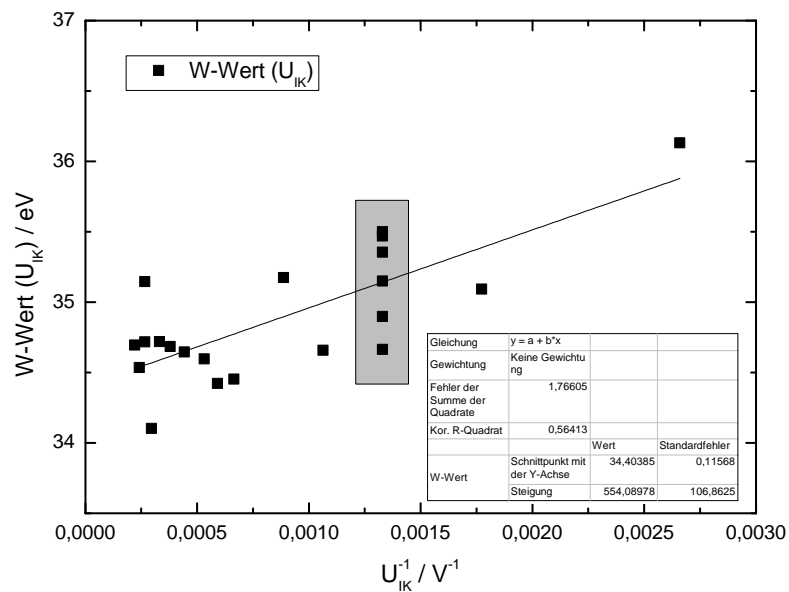


Abbildung 4.6:

Bei gepulster Strahlung besteht für Diffusion, Volumen- und Anfangsrekombination ein linearer Zusammenhang zwischen dem reziproken Ionisationskammerstrom und der reziproken Kammerstromspannung. Die Sättigungskorrektur erfolgt mit einer $1/U_{IK}$ -Darstellung und einer Extrapolation zu unendlich hoher Spannung. Die graue Schattierung begrenzt die Streuung der 800 V-Messungen und ist ein Maß für die Reproduzierbarkeit der Daten.

4.5 Stabilitätsmessungen

Um die Reproduzierbarkeit der Daten verifizieren zu können, wurden Messungen zur Strahlstabilität des Van-de-Graaff-Beschleunigers mit Luft, Stickstoff und Argon in der Ionisationskammer im Oktober 2011 getätigt. Nach dem Einstellen des Beschleunigers blieben alle Parameter an der Strahlführung sowie an dem W -Wert-Aufbau unverändert, um die Streuung der W -Wert-Daten unter identischen Bedingungen einschätzen zu können. Die Ionisationskammer wurde analog zur der vorangegangenen Strahlzeit Anfang Oktober 2011 im Gasdurchfluss betrieben und 3 MeV-Protonen genutzt. An der Ionisationskammer lagen konstant 800 V an und es wurde das Zählratenverhältnis aus der letzten Strahlzeit angenommen. Die Ergebnisse dieser drei Messungen sind in Abbildung 4.7 bis Abbildung 4.9 zusammengefasst. Es wurde jeweils der Strahlstrom nach Gleichung 3.1, das Monitorverhältnis nach Gleichung 3.6 sowie der W -Wert nach Gleichung 4.2 berechnet. In Abhängigkeit von der Zeit wurden unter (a.) die prozentuale Abweichung des Strahlstromes, des Monitorverhältnisses und des W -Wertes vom Mittelwert dargestellt.

Um die Abhängigkeit des W -Wertes vom Monitorverhältnis zu bestimmen, wurden diese Daten in (b.) jeweils gegeneinander aufgetragen. In Abbildung 4.8 (b.) deutet sich ein linearer Anstieg der W -Werte als Funktion des Monitorverhältnisses an, so dass die Daten detaillierter untersucht wurden. Es sollte festgestellt werden, wie groß die Streuung der W -Werte ist, wenn diese zuvor auf ein Monitorverhältnis normiert werden. Dazu wurden die Datensätze nach den aufsteigenden Monitorverhältnissen sortiert und in Abhängigkeit der Reihenfolge N analysiert. An die sortierten Verhältnisse und zugehörigen W -Wert-Daten wurden jeweils lineare Funktionen angepasst, um die Steigungen dieser Funktionen von den Daten abzuziehen. Die Ergebnisse dieser Berechnung sind in Abbildung 4.8 (c.) zusammengefasst. Für die Monitorverhältnisse ergibt diese Korrektur einen nahezu glatten Verlauf, während bei den W -Werten nach wie vor deutliche Streuungen zu kennen sind. Die unkorrigierten W -Werte (schwarz) zeigen eine Streuung 0,20 eV um den Mittelwert 35,24 eV. Nach der Korrektur verringert sich die Streuung auf 0,16 eV (rot). Die geringe Verkleinerung der Streuung belegt, dass die W -Werte nicht direkt vom Monitorverhältnis abhängig sind und eine Normierung der W -Werte auf ein Monitorverhältnis keine wesentliche Reduzierung der Unsicherheit ergibt.

In Analogie zu den Messungen mit dem Van-de-Graaff-Beschleuniger wurde am 07.03.2012 ein Stabilitätstest mit 10 MeV-Alphaeilchen aus dem Zyklotron durchgeführt. Da keine absoluten W -Werte gemessen werden sollten, wurden die Daten auf die Messungen für 10 MeV-Heliumionen in Argon am 01.11.2010 normiert. In Abbildung 4.10 sind die Daten dieser zehnstündigen Messung dargestellt. Der Strahlstrom wurde einmal nachgeregelt und die Ionenquellenposition wurde zweimal justiert. Diese Änderungen sind am Monitorverhältnis zu erkennen, aber scheinen die Streuung der W -Werte nicht zu beeinflussen. Innerhalb aller Strahlzeiten, die im Anhang A erklärt werden, wurde der Strahlstrom nachgeregelt, wenn die Abweichungen zu groß wurden, so dass dies die normalen Bedingungen widerspiegelt.

Die Strahlstromschwankungen bis zu 45 % und die Variation im Monitorverhältnis von bis 15 % in Abbildung 4.8 haben nur einen geringen Einfluss (3 %) auf die Messung der W -Werte. In Tabelle 4.4 sind die Kenngrößen und Ergebnisse der Messungen zusammengefasst. Die Streuung ist der Quotient aus der Standardabweichung der Einzelmessungen und dem Mittelwert. Aus diesen Stabilitätsmessungen kann eine mittlere, spannungsunabhängige Streuung des W -Wertes bis zu 0,60 % für den Van-de-Graaff-Beschleuniger und bis zu 0,75 % für das Zyklotron angegeben werden. Aus den Ergebnissen der Van-de-Graaff-Messungen in Argon, Stickstoff und Luft wurde ein Mittelwert gebildet, da die Streuung als gasunabhängig angenommen wird. Diese ermittelten Streuungen, unter weitgehend konstanten Beschleunigereinstellungen und Messbedingungen, werden in der Daten-Auswertung berücksichtigt.

Beschleuniger	Gas	Mittelwert W -Wert in eV	Standardabweichung Einzelmessung in eV	Anzahl N der Messungen	Standard- abw. des Mittelwertes in eV	Streuung der Daten in %
Van-de-Graaff	Luft	34,26	0,25	48	0,04	0,73
Van-de-Graaff	Stickstoff	35,24	0,20	114	0,02	0,57
Van-de-Graaff	Argon	26,13	0,12	132	0,01	0,46
Zyklotron	Argon	26,74	0,20	116	0,02	0,75

Tabelle 4.4:

Stabilitätsuntersuchungen mit dem Van-de-Graaff-Beschleuniger und Zyklotron, um die Streuung der W -Werte unter konstanten Bedingungen verifizieren zu können. Dafür wurden Messungen mit unterschiedlichen Gasen in der Ionisationskammer und einer Kammer-Spannung von 800 V durchgeführt. Es wurden der Mittelwert, die Standardabweichung der Einzelmessungen und die Standardabweichung des Mittelwertes berechnet. Die Streuung der Van-de-Graaff-Daten beträgt im Mittel 0,60 % und die Streuung der Zyklotron -Daten 0,75 %.

Die ermittelten Streuungen sind mit 0,60 % bzw. 0,75 % deutlich größer als die statistischen Unsicherheiten der drei bzw. vier Einzelmessungen, die pro Spannung für jede Energie und jedes Gas aufgenommen wurden. In Abbildung 4.11 wurde eine Datensatz, gemessen mit dem Van-de-Graaff-Beschleuniger, zur Veranschaulichung dieser Problematik ausgewählt. Es ist die Streuung der an einem Tag mehrfach gemessenen 800 V-Daten zu erkennen. Die Daten sind in rot und die Standardabweichungen vom Mittelwert sind in schwarz dargestellt. Die lineare Anpassung unter Berücksichtigung der statistischen Unsicherheiten der Messungen ergibt einen W -Wert von $(25,88 \pm 0,14)$ eV (0,54 %). Die schwarzen Unsicherheiten der 800 V-Messungen verdeutlichen, dass die Daten im Rahmen der statistischen Unsicherheit nicht übereinstimmen. Da alle Messungen drei- bis viermal wiederholt wurden, wurden für die Messung bei einer Ionisationskammerspannung 30 Minuten benötigt. Aufgrund dieser Zeitspanne und den Erkenntnissen über die Stabilität des Systems wurden nicht die Standardabweichungen der Messungen, sondern die ermittelten Streuungen als Unsicherheit für

die Daten angenommen [Mie12].

Die dargestellten vier 800 V-Messungen wurden innerhalb von 9 Stunden aufgenommen und unterscheiden sich um bis zu 0,42 eV. Die roten Unsicherheiten in Abbildung 4.11 kennzeichnen die Streuung um 0,60 %. In diesem Fall ergibt die lineare Anpassung einen W -Wert von $(25,84 \pm 0,12)$ eV (0,46 %) und mehrere Werte stimmen im Rahmen der statistischen Unsicherheit überein. Die Streuung aus diesen Stabilitätsmessungen wird auf alle Datensätze übertragen und geht in die Auswertung ein.

Für alle Strahlzeiten wurden die Standardmessunsicherheit aus der Teilchenzahl \sqrt{N} sowie die Standardmessunsicherheit des Ionisationsstromes, die aus ΔU_{Kalo} berechnet wird, errechnet. Die quadratische Addition dieser unabhängigen Messunsicherheiten liegt in derselben Größenordnung wie die Stabilitätsmessungen.

Durch die Energie- und Ionenartabhängigkeit der Rutherford-Streuung betragen die Teilchenzahlen bei Messungen mit Protonen 50.000 und 300.000, so dass die relativen statistischen Unsicherheiten der Teilchenzahlen für eine Einzelmessung 0,2 % bis 0,4 % betragen. Die Unsicherheit in der Auswertung des Ionisationsstromes beträgt im Mittel 0,20 % bis 0,25 %. Aus dem Verhältnis N/U_{Kalo} resultiert eine Unsicherheit bis zu 0,46 %.

Für die Messungen mit Heliumionen lag die Teilchenzahl zwischen 20.000 bis 50.000 Ionen, daraus resultieren relative Unsicherheiten von 0,5 % bis 0,7 %. Die Unsicherheit in der Auswertung des Ionisationsstromes beträgt maximal 0,20 %. Aus dem Verhältnis N/U_{Kalo} resultiert eine maximale Unsicherheit bis zu 0,73 %.

Diese Unsicherheiten aus der Teilchenzahl und dem Ionisationsstrom sind kleiner als die Unsicherheiten der jeweiligen Stabilitätsmessungen. Es wurde nur die Streuung der Stabilitätsmessungen in der Datenauswertung berücksichtigt, da davon ausgegangen wurde, dass die Unsicherheiten in der Teilchenzahl und dem Ionisationsstrom in den Stabilitätsmessungen enthalten sind.

Bei den GSI-Strahlzeiten wurden in Abhängigkeit von der Energie nur eine Rate 1.000 bis 9.000 Teilchen im Halbleiterdetektor registriert. Diese Unsicherheit des Ionisationsstromes beträgt energieunabhängig maximal 0,2 %. Für die 40 MeV-Messungen beträgt die maximale Unsicherheit in der Teilchenzahl 1,2 %, für 67 MeV-Messungen 1,5 % und für 81 MeV-Messungen 2,7 %. Da aus Zeitgründen keine Stabilitätsmessungen an der GSI möglich waren, wurden die maximale Unsicherheit in der Teilchenzahlbestimmung und die Unsicherheit in der Auswertung des Ionisationsstromes quadratisch addiert und auf alle Daten übertragen.

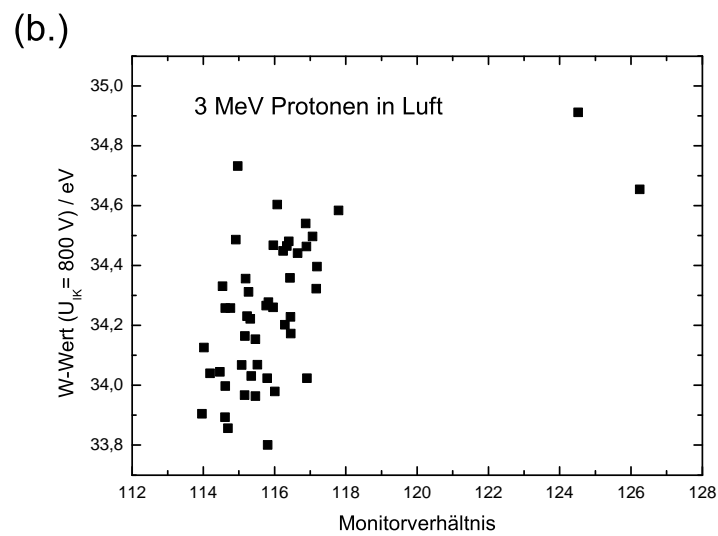
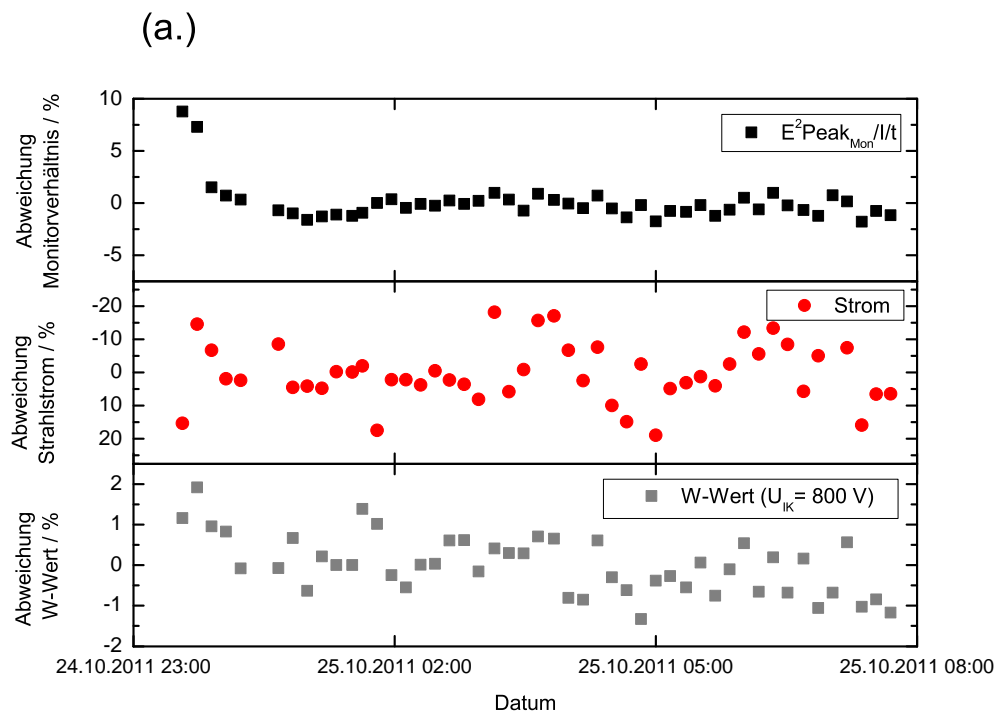


Abbildung 4.7:

Stabilitätsuntersuchung des Messsystems mit dem Van-de-Graaff-Beschleuniger mit 3 MeV-Protonen in Luft. Prozentuale Abweichung des Monitorverhältnisses, des Strahlstromes und des W-Wertes vom Mittelwert (a.). Abhängigkeit des W-Wertes vom Monitorverhältnis (b.).

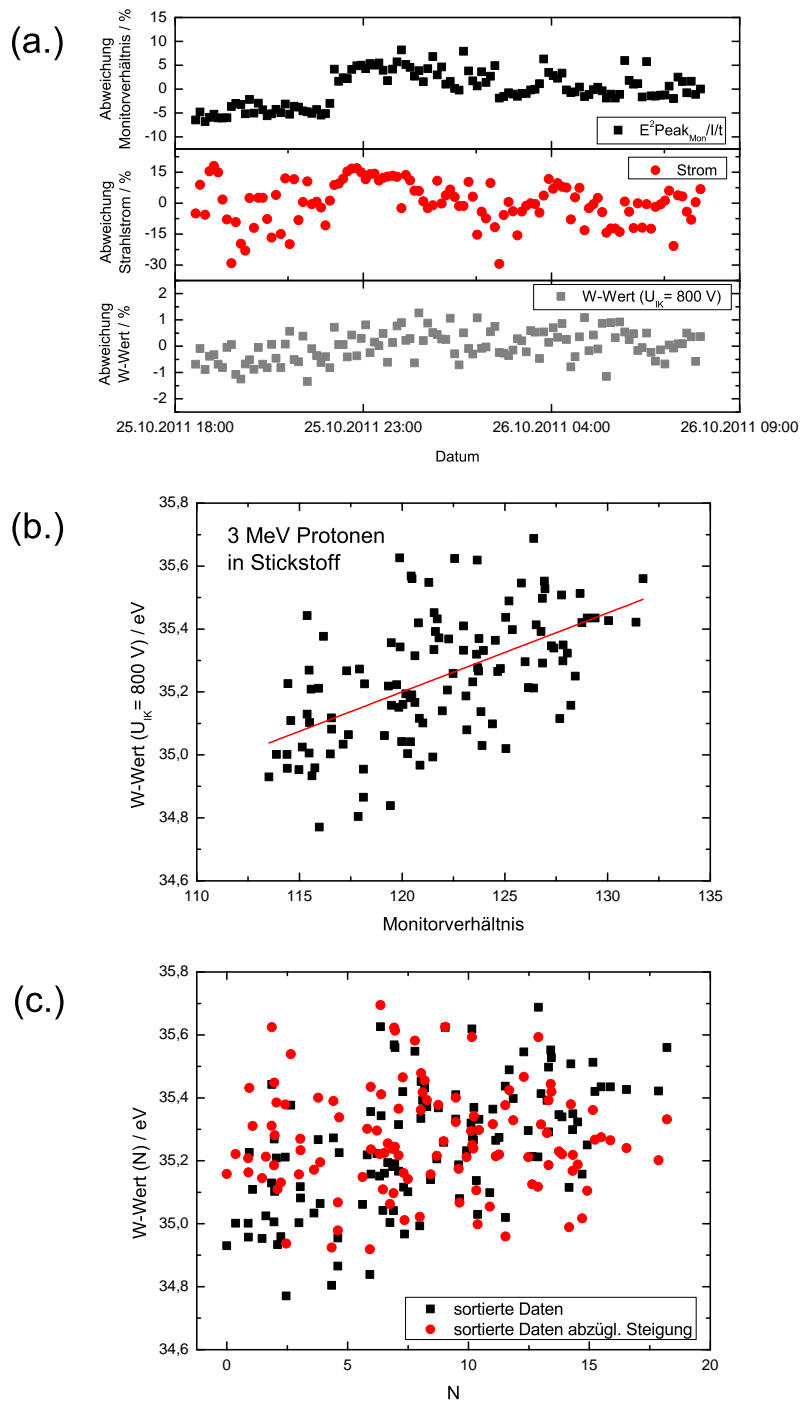


Abbildung 4.8:

Stabilitätsuntersuchung des Systems mit dem Van-de-Graaff-Beschleuniger mit 3 MeV-Protonen in Stickstoff. Prozentuale Abweichung des Monitorverhältnisses, des Strahlstromes und des W-Wertes vom Mittelwert (a.). Abhängigkeit des W-Wertes vom Monitorverhältnis (b.). Betrachtung der Streuung der auf ein Monitorverhältnis normierten W-Werte (c.). Die Streuung der Messungen wird durch dieses Verfahren kaum minimiert, so dass keine Normierung der W-Werte auf ein Monitorverhältnis notwendig ist.

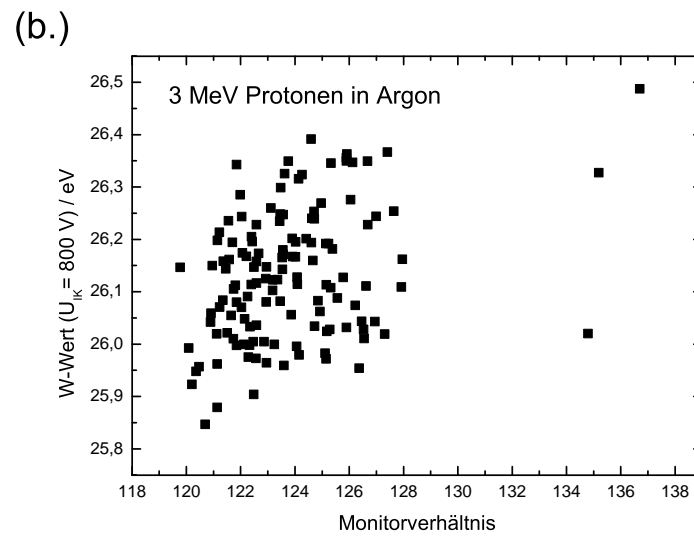
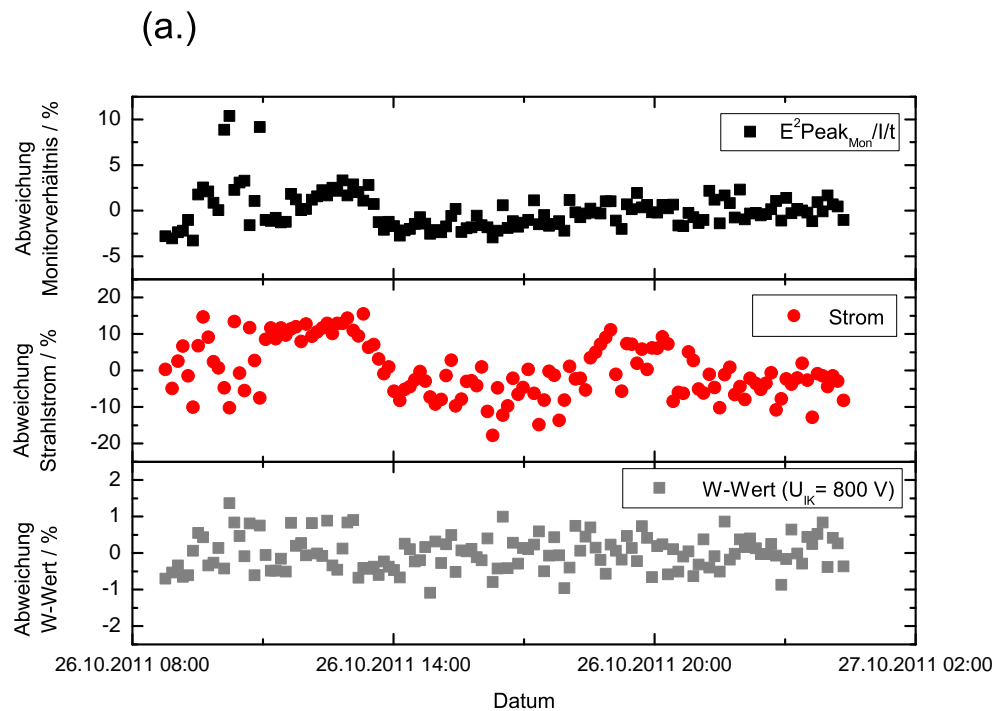


Abbildung 4.9:

Stabilitätsuntersuchung des Messsystems mit dem Van-de-Graaff-Beschleuniger mit 3 MeV-Protonen in Argon. Prozentuale Abweichung des Monitorverhältnisses, des Strahlstromes und des W-Wertes vom Mittelwert (a.). Abhängigkeit des W-Wertes vom Monitorverhältnis (b.).

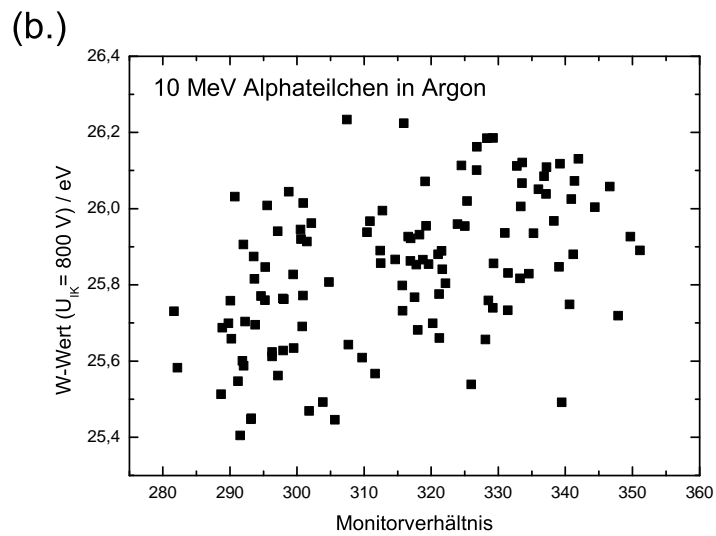
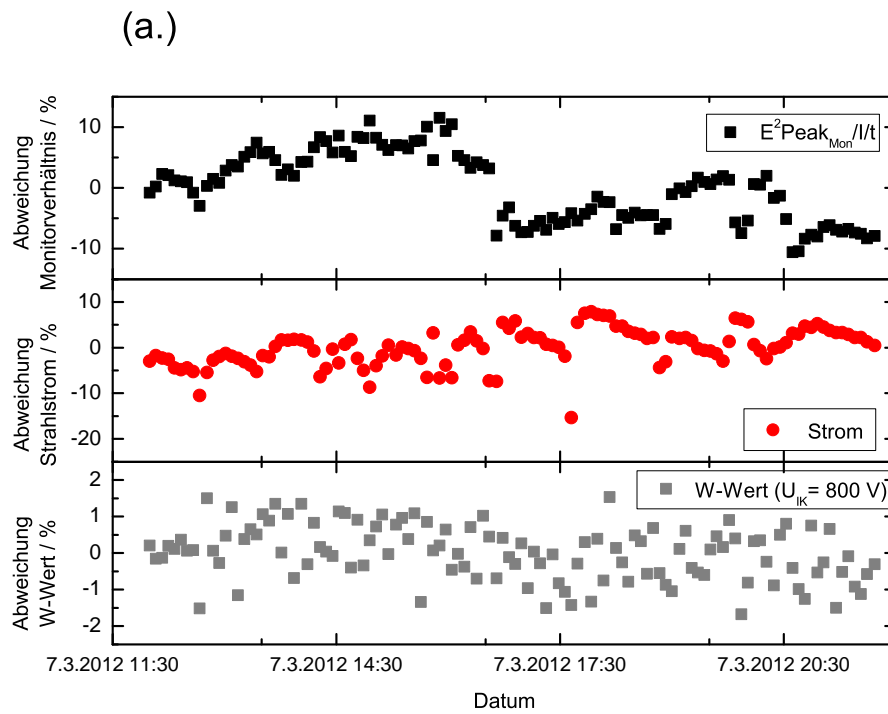


Abbildung 4.10:

Stabilitätsuntersuchung des Messsystems mit dem Zyklotron mit 10 MeV-Alphateilchen in Argon. Prozentuale Abweichung des Monitorverhältnisses, des Strahlstromes und des W-Wertes vom Mittelwert (a.). Abhängigkeit des W-Wertes vom Monitorverhältnis (b.).

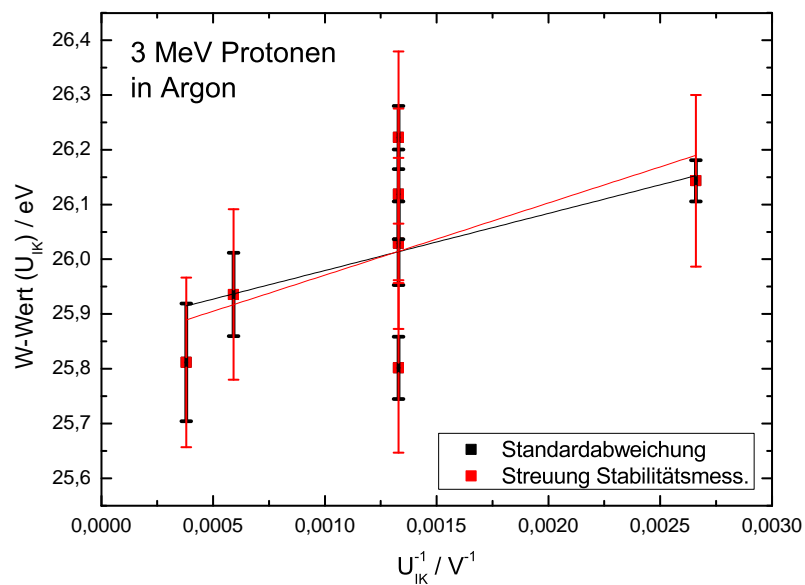


Abbildung 4.11:

Stabilitätskontrolle während der Strahlzeiten mit 3 MeV-Protonen in Argon. Die 800 V-Messungen ($U_{IK}^{-1} = 0,0013 V^{-1}$) unterscheiden sich um bis zu 0,42 eV und stimmen im Rahmen der Standardabweichungen der Einzelmessungen (schwarze Balken) nicht überein. Die Stabilitätsmessungen ergaben eine Streuung der Werte von 0,60 % für den Van-de-Graaff-Beschleuniger und wurden hier als Unsicherheit der Daten (rote Balken) angenommen.

4.6 Strahlinduzierter Untergrund

In den Testmessungen 2009 wurde festgestellt, dass die W -Werte mit zunehmender Teilchenenergie abnehmen. Es wurden Testmessungen zur Untergrundkorrektur durchgeführt, welche in den folgenden Abschnitten erklärt werden. Die Ionisation, die durch den strahlinduzierten Untergrund verursacht wird, erhöht den Ionisationsstrom und verringert somit den W -Wert.

Die Wechselwirkungen der stark fokussierten Ionenstrahlen mit den Bestandteilen der Streukammer und insbesondere dem Faraday Cup produzieren Gammastrahlung. Diese haben ausreichend Energie, um die Ionisationskammerwände zu durchdringen und im Inneren der Ionisationskammer das Detektorgas zu ionisieren. Die neutrale Gammastrahlung kann das Gas nur indirekt durch elektromagnetische Wechselwirkungen wie Photoeffekt, Compton-Effekt und Paarbildung ionisieren, wobei sie ihre Energie auf geladene Teilchen überträgt, die dann ihrerseits freie Ladungsträgerpaare im Gas erzeugen können.

Um eine effiziente Untergrundunterdrückung zu erreichen, wurden ab der zweiten Strahlzeit (Mai 2010) Bleiblöcke als Abschirmung verwendet. In Abbildung 4.12 wurden jeweils zwei Blöcke zwischen der Streu- und Ionisationskammer sowie zwischen der Ionisationskammer und dem Faraday Cup aufgebaut. Weiterhin wurde innerhalb der zweiten Strahlzeit (Juni 2010) ein magnetischer Blocker zwischen Streu- und Ionisationskammer eingebaut, so dass für alle Einstellungen Untergrundmessungen durchgeführt werden können, wobei verhindert wird, dass Teilchenstrahlen in die Ionisationskammer gelangen. Zuvor waren für Untergrundmessungen das Öffnen der Streukammer und das Einsetzen einer Abschirmung notwendig.

Diese durch Gammastrahlung verursachte Ionisation, die im Folgenden strahlinduzierter Untergrund genannt wird, erfolgt zusätzlich zu der durch Ionenstrahlen gewünschten Ionisation im sensitiven Detektorvolumen. Der zur Berechnung der W -Werte gemessene Ionisationsstrom $I_{\alpha\gamma}$ muss um den strahlinduzierten Untergrund I_γ reduziert werden:

$$I_\alpha = I_{\alpha\gamma} - I_\gamma \quad (4.11)$$

Der Ionisationsstrom, welcher in der Berechnung der W -Werte eingeht und durch die eingestrahlten Ionen erzeugt wird, wird in diesem Kapitel mit I_α benannt. Die ionisierende Wirkung der Gammastrahlung wird für die Betrachtungen in dieser Arbeit als WU_γ bezeichnet. In allen Strahlzeiten wurden Messungen der Teilchenzahl und des Ionisationsstromes in Abhängigkeit von der Ionisationskammerspannung U_{IK} durchgeführt. Ergänzend zu diesen Messungen wurden Untergrundmessungen in Abhängigkeit von der Ionisationskammerspannung aufgezeichnet. Es ist keine Ionisationskammerspannungsabhängigkeit für den strahlinduzierten Untergrund erkennbar, so dass diese Messungen gemittelt und eine

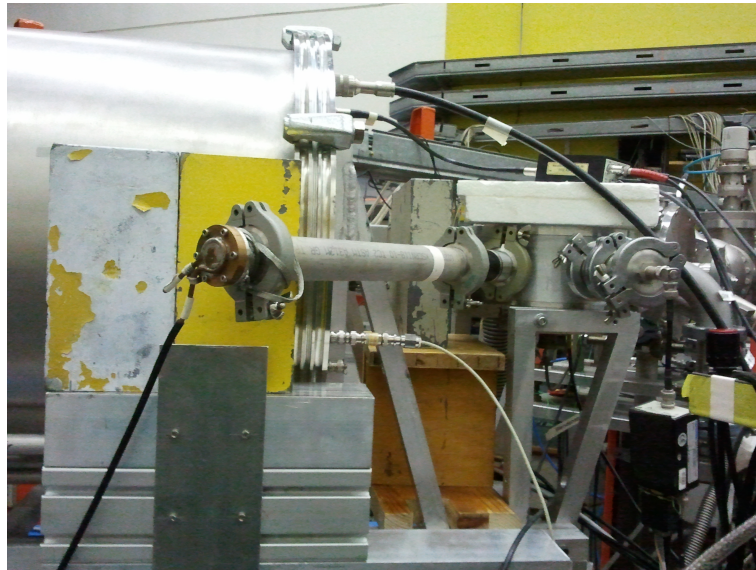


Abbildung 4.12:

Aufgestellten Bleiblöcke zwischen der Ionisations- und der Streukammer sowie zwischen der Ionisationskammer und dem Faraday Cup. Die Abschirmung aus 2 x 2 Bleiblöcken soll den strahlinduzierten Untergrund in der Ionisationskammer minimieren.

statistische Unsicherheit $\Delta W U_\gamma$ angegeben wurde. Die ionisierende Wirkung der Gammastrahlung $W U_\gamma$ wird aus dem strahlinduzierten Untergrund-Ionisationsstrom I_γ und der Ionen-Teilchenzahl aus dem Halbleiterdetektor errechnet.

Der W -Wert ist umgekehrt proportional zum Ionisationsstrom, so dass die Einflüsse des strahlinduzierten Untergrundes abgezogen werden können:

$$W_{\alpha\gamma}(U_{IK}) \propto \frac{1}{I_{\alpha\gamma}(U_{IK})} \Rightarrow I_{\alpha\gamma}(U_{IK}) \propto \frac{1}{W_{\alpha\gamma}(U_{IK})}$$

Durch Einsetzen und Umstellen der Gleichung 4.11 ergeben sich folgende Beziehungen:

$$\frac{1}{W_\alpha(U_{IK})} = \frac{1}{W_{\alpha\gamma}(U_{IK})} - \frac{1}{W U_\gamma} \quad (4.12)$$

$$W_\alpha(U_{IK}) = \frac{1}{\frac{1}{W_{\alpha\gamma}(U_{IK})} - \frac{1}{W U_\gamma}} \quad (4.13)$$

Mit Gleichung 4.13 wurden die W -Werte um die strahlinduzierten Untergründe korrigiert. Diese Korrektur erfolgt im Programm *Origin*[®], wobei die Excel-Berechnungen der spannungsabhängigen W -Werte sowie die dazugehörigen Untergründe hineinkopiert und ver-

linkt wurden. Durch diese Verlinkungen konnte eine Automatisierung der Berechnung und der grafischen Ausgabe erreicht werden.

Mit der beschriebenen Sättigungskorrektur der spannungsabhängigen W -Werte $W_\alpha(U_{IK})$ kann aus der Extrapolation der spannungsunabhängige W -Wert W_α ermittelt werden. Nach der Korrektur der Sättigungseffekte folgt durch Umstellen der Gleichung 4.12:

$$\frac{W_\alpha}{WU_\gamma} = \frac{W_\alpha}{W_{\alpha\gamma}} - 1 \quad (4.14)$$

Gleichung 4.14 gibt die Größe der Korrektur des strahlungsinduzierten Untergrundes an. Aus der relativen Unsicherheit ($\Delta WU_\gamma/WU_\gamma$) des strahlinduzierten Untergrundes und der Größe der Untergrundkorrektur folgt für die Unsicherheit dieser Korrektur:

$$\frac{\Delta WU_\gamma}{WU_\gamma} \cdot \frac{W_\alpha}{WU_\gamma} \quad (4.15)$$

Die Untergrundkorrekturen sowie deren Unsicherheiten werden energie- und gasabhängig in allen Rechnungen berücksichtigt. In den detaillierten Darstellungen im Anhang A ist für jede Strahlzeit eine Tabelle mit Untergrundkorrekturen zu finden. Die Abbildungen 4.13 und 4.14 fassen die nach Gleichung 4.14 ermittelten Untergrunddaten zusammen. Es wurde der prozentuale Anteil des strahlinduzierten Untergrundes WU_γ am korrigierten W -Wert W_α in Abhängigkeit von der Teilchenenergie und Gasart in der Ionisationskammer dargestellt.

In Abbildung 4.14 ist ein Ausschnitt des strahlinduzierten Untergrundes vergrößert dargestellt. Es ist zu erkennen, dass der strahlinduzierte Untergrund signifikant mit der Teilchenstrahlenergie zunimmt. Es gibt Argon-Untergrundmessungen vor und nach dem Umbau im Mai 2010, so dass die Untergrundreduzierung durch die schwarz und grau eingetragenen Messungen deutlich wird. Die Messungen für 3 MeV-Protonen und 3 MeV-Heliumionen wurden separat aufgeführt, indem die 3 MeV-Heliumionen bei $E = 4$ MeV eingetragen wurden. In Abbildung 4.13 ist zu erkennen, dass bei der ersten GSI-Strahlzeit mit $E = 40$ MeV mehr Untergrund detektiert wurde als bei der zweiten Strahlzeit mit $E = 67$ MeV. Dies ist durch eine größere Entfernung des Faraday Cup von den Kammern zu erklären. Dennoch überwiegt bei $E = 81$ MeV das Untergrundsignal gegenüber des zu messenden Ionisationstromes.

In Abbildung 4.15 sind die Messdaten aus der zweiten Strahlzeit mit und ohne Untergrundkorrektur vergleichend dargestellt, wobei die Zunahme des strahlinduzierten Untergrundes an der Abnahme der rot eingetragenen W -Wert-Messungen veranschaulicht wird. Es wurden 8 MeV- bis 13 MeV-Alphateilchen in Stickstoff untersucht, detailliertere Angaben zu dieser Strahlzeit befinden sich im Anhang A.

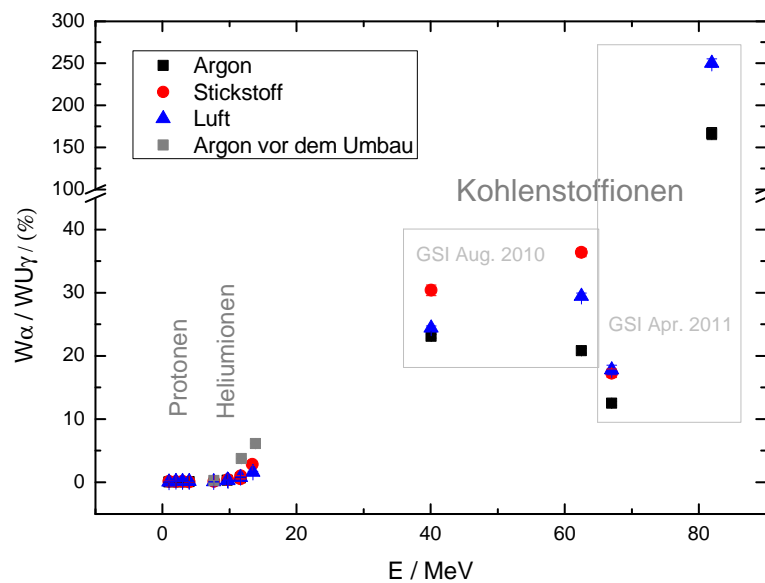


Abbildung 4.13:

Darstellung des Anteils des strahlinduzierten Untergrundes am korrigierten W-Wert in Abhängigkeit von der Teilchenenergie und Gasart in der Ionisationskammer. Der Ionisationsstrom im gasgefüllten Detektorvolumen entsteht durch die eingestrahlt Ionen und einem strahlinduzierten Untergrund. Um die unerwünschten Einflüsse der Untergrundstrahlung eliminieren zu können, werden Untergrundmessungen durchgeführt und der W-Wert um den strahlinduzierten Untergrund reduziert.

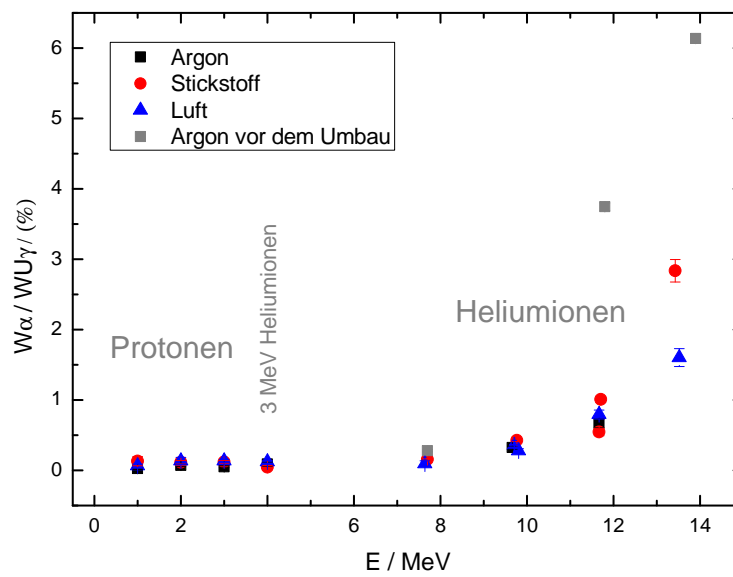


Abbildung 4.14:

Vergrößerte Darstellung des strahlinduzierten Untergrundes in Abhängigkeit von der Teilchenenergie und der Gasart in der Ionisationskammer. Für die 1 MeV- bis 3 MeV-Ionen liegen die Untergrundmessungen unterhalb von 0,14 %. Für die Alphateilchen ist ein energieabhängiger Anstieg zu erkennen.

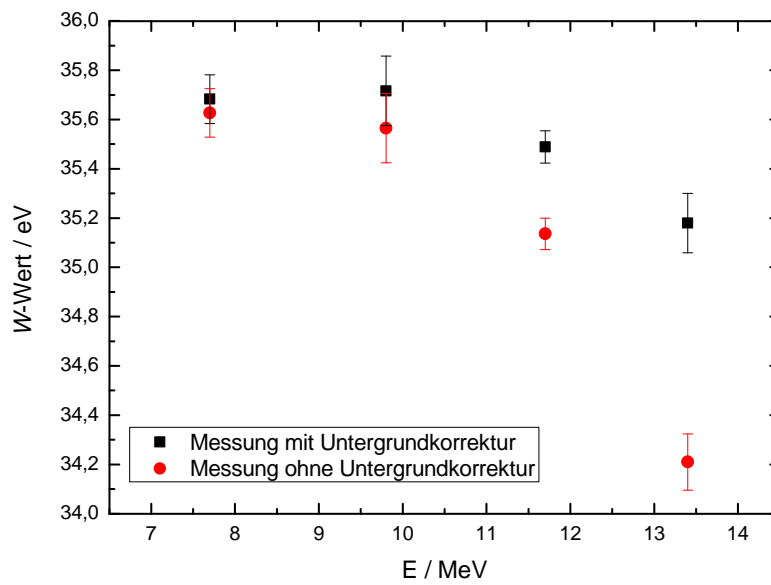


Abbildung 4.15:

Korrektur des strahlinduzierten Untergrundes für 8 MeV- bis 13 MeV-Alpha-teilchen in Stickstoff. Die energieabhängige Zunahme des Untergrundes ist an der Abnahme der W-Werte veranschaulicht.

4.7 Gasreinigung und Gasdurchfluss

Vor den Messungen wird die Ionisationskammer bis auf ein Vakuum von $5 \cdot 10^{-4}$ hPa ausgepumpt und anschließend mit Gas gefüllt. Zu Beginn wurden alle Messungen mit einer stationären Gasfüllung durchgeführt, wobei das Gas bis zu fünf Tagen in der Kammer bleibt. Innerhalb der Testmessungen im August und November 2009 wurde festgestellt, dass sich die Anstiegszeit des Anodensignals, das auf einem Oszilloskop dargestellt wurde, veränderte. Die Anstiegszeit im frischen Gas ist reproduzierbar, so dass die zeitabhängigen Veränderungen aus einer zunehmenden Verunreinigung des Gases resultieren müssen. Die Gasverunreinigung bewirkt eine Zunahme des Ionisationsstromes und damit eine Abnahme des W -Wertes.

Nach dem *ICRU Report 31* bewirkt bereits die Zugabe kleinster Gasmengen zu Edelgasen einen Anstieg der Ionisation, die durch geladene Teilchen erzeugt wird [ICoRUM79]. Es wurden Korrelationen zwischen der Zunahme der Ionisation und dem Ionisationspotential des Fremdgases festgestellt. Wenn das Ionisationspotential der Fremdgase geringer ist als das tieflieste Anregungspotential des Edelgases, ist der Effekt am größten und es genügen kleinste Zumischungen. Dieser Effekt wurde als Jesse-Effekt bezeichnet, da W. P. Jesse und J. Sadauskis 1952 als Erste die Ionisationszunahme mit Alphateilchen in Helium beobachteten. Sie stellten einen Ionisationsanstieg durch die Zumischung von kleinen Argonmengen zu Helium und Neon fest. Der W -Wert von reinem Helium beträgt 41,3 eV und wird durch die Zugabe von 0,13 % Argon auf 29,7 eV reduziert [ICoRUM79].

J. Sharpe fand 1952 ähnliche Ergebnisse bei der Zugabe von Sauerstoff und Kohlenstoffdioxid zu Argon. Die Ionisationspotentiale dieser Gase liegen über den metastabilen Zuständen des Argons und können nicht mit dem Jesse-Effekt erklärt werden. 1953 verwendeten G. Bertolini, M. Bettoni und A. Bisi Argon-Mischungen mit Ionisationspotentialen, die über und unter den metastabilen Zuständen des Argons liegen. Sie schlussfolgerten, dass je geringer das Ionisationspotential des Fremdgases ist, umso größer ist die Anzahl an Ionenpaaren in der Gasmischung [ICoRUM79].

Um die Auswirkungen der Gasverunreinigung einschätzen und in der Datenanalyse berücksichtigen zu können, wurden verschiedene Messungen mit verschiedenen Gasen und unterschiedlichen Bedingungen durchgeführt. In Abbildung 4.17 ist eine Langzeitmessung einer stationären Gasfüllung mit einer ^{241}Am Americium-Quelle der Aktivität 5,36 kBq in Argon dargestellt. Während der gesamten Messzeit wurde eine konstante Spannung $U_{\text{IK}} = 800$ V angelegt. In Abhängigkeit von der Zeit wurden der Ionisationsstrom, die Anstiegszeit und die Amplitude des Anodensignals detektiert. Alle Strommessungen wurden auf die erste Messung normiert. Aufgrund der indirekten Proportionalität von Ionisationsstrom und W -Wert erfolgt die Aufzeichnung des reziproken Ionisationsstromes. Es ist eine Annahme des reziproken Ionisationsstromes um 5 % innerhalb der ersten acht Tage erkennbar, danach stellt sich eine Sättigung ein. Ebenso sind für die Anstiegszeiten und Amplituden innerhalb der ersten acht Tage starke Veränderungen erkennbar, die im zeitlichen Verlauf immer geringer werden. Der kammerspannungsabhängige Ionisationsstrom kann in den normalen

Messungen nicht in dieser Weise monitoriert werden, daher wird das Anodensignal aus der Ionisationskammer genutzt. An der Anstiegszeit und Amplitude des Anodensignals ist die Güte der Gasqualität ebenso erkennbar.

Um diese Verunreinigungen aus den Kammergasen zu entfernen, wurde die in Abbildung 4.16 skizzierte Gasreinigungsanlage gebaut. Das Gas wird durch einen Gaszirkulator aus der Ionisationskammer angesaugt, in dem Gasreinigungssystem aufbereitet und strömt anschließend wieder in die Ionisationskammer. Der Gaszirkulator GK-M 04 der Firma *Thomas* hat einen maximalen Volumenstrom von 4,2 l/min. Das Ionisationskammervolumen beträgt rund 200 l, so dass das Gas innerhalb von 48 Minuten einmal komplett gereinigt werden kann. Der Zirkulator basiert auf einer ölfreien Drehschieberpumpe. Um den Pumpenraum hermetisch abzudichten, ist der Antrieb über eine elektromagnetische Kupplung von der Pumpe getrennt. Zur Überwachung des Zirkulators wurde ein Rotamesser mit konischem Glasmessrohr mit frei rotierendem Schwebekörper der Firma *Yokogawa* eingesetzt.

Die Reinigungsanlage setzt sich aus einer Hydrosorb- und einer Indikator-Oxisorb-Patrone zusammen, so dass 1,1 l Wasserdampf und 0,1 l Sauerstoff aus Argon oder Stickstoff gefiltert werden können [MCWG10]. Das Reinigungsprinzip des Hydrosorb basiert auf der Adsorption von Feuchtigkeit an einem hochreaktivem Molekularsieb (5 Å) [LA11a]. Das Prinzip des Oxisorb beruht auf der Chemisorption von Sauerstoff an einer reaktiven Chromverbindung [LA11a]. Dazu wird Silicagel mit aufgetragenem Chromoxid verwendet und als Nebeneffekt wird Feuchtigkeit physikalisch gebunden und entfernt [MCWG10]. Die Beladung der Oxisorb-Glas-Patrone kann am Farbumschlag quantifiziert werden. Obwohl Reinigungsverfahren weitestgehend temperatur- und druckunabhängig sind, werden sie unter konstanten Temperatur- und Druckbedingungen eingesetzt [Sli78].

In Abbildung 4.18 sind Alpha-Quellen-Messungen in Argon mit der beschriebenen Gasreinigungsanlage dargestellt. Im Rahmen dieser Messung lief die Gasreinigungsanlage drei Tage und wurde dann abgeschaltet, um die einsetzende Gasverunreinigung messen zu können. Innerhalb der ersten drei Tage blieben die Parameter alle weitestgehend konstant und der reziproke Ionisationsstrom nahm um $(0,75 \pm 0,38) \%$ ab. Die verwendeten Hydrosorb- und Oxisorb-Patronen sind unter Helium als Schutzgas gefüllt [MCWG10]. Während des Einsetzens der Patronen wird das System mit Argon gespült und anschließend bis auf ein Vakuum von $5 \cdot 10^{-4}$ hPa ausgepumpt. Die 0,75 %-ige Zunahme des Ionisationsstromes innerhalb der ersten Stunden könnte auf geringe Gasrückstände in den Patronen zurückzuführen sein. Der Einfluss geringer Gasverunreinigungen wurde am Beispiel des Jesse-Effektes zu Beginn dieses Abschnittes erklärt. Bezugnehmend auf die Abbildung 4.18 wurde in der darauffolgenden Woche das gesamte System ausgepumpt, um Argon, Feuchtigkeit und andere Restgase zu entfernen. In der nächsten Messung wurde Argon eingelassen, die Gasverunreinigung detektiert und anschließend die Hydrosorb- und Oxisorb-Patrone zugeschaltet, um die Reinigungswirkung nachzuweisen. Ohne Gasreinigungsanlage sind Zunahme des Ionisationsstromes um 4 % erkennbar. Zeitgleich haben sich die Signalamplitude und die Anstiegszeit verändert.

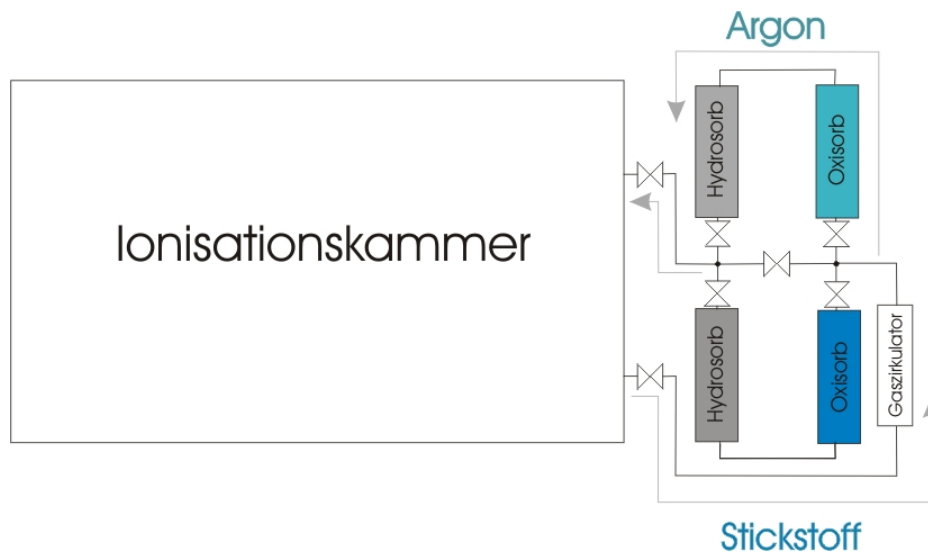


Abbildung 4.16:

Das in der Ionisationskammer verwendete Gas wird zur Entfernung von Wasser- und Sauerstoffverunreinigungen durch eine Gasreinigungsanlage geleitet. Die Filterung beruht auf chemischen und physikalischen Vorgängen in den Oxisorb- und Hydrosorb-Patronen. Es wurde je ein Reinigungsweig für Argon und Stickstoff aufgebaut, so dass keine zusätzliche Verunreinigung durch Restgase in den Patronen verursacht wird.

Die Gasreinigungsergebnisse der Messungen in Stickstoff sind in Abbildung 4.19 zusammengefasst. Hierzu wurde vier Tage mit der Gasreinigungsanlage gemessen, dann weitere vier Tage ohne die Gasreinigungsanlage und abschließend drei Tage mit der Gasreinigung, um die Verunreinigungen herausfiltern zu können. Die Änderung des Ionisationsstromes und des Anodensignals sind in Stickstoff viel geringer als in Argon. Der reziproke Ionisationsstrom nimmt mit laufender Reinigungsanlage innerhalb des ersten Tages um $(0,50 \pm 0,50) \%$ ab. Ab dem zweiten Tag wurde ein konstanter Wert gemessen, die Abnahme betrug bis dahin $(1,20 \pm 0,50) \%$. Trotz Aus- und Zuschalten der Reinigung blieb der Wert auf diesem Level. Analog zur anfänglichen Abnahme des reziproken Ionisationsstromes nimmt die Amplitude um 50 mV zu. Das Ab- und erneute Zuschalten der Gasreinigung ist an der Anstiegszeit und der Amplitude des Anodensignals auf dem Oszilloskop etwas besser zu erkennen als am Ionisationsstrom, die Werte werden in Tabelle 4.5 zusammenfasst.

Der Gaszirkulator arbeitete im Januar 2011 nicht mehr zuverlässig und fiel gelegentlich aus, deshalb wurde die Gasreinigungsanlage entfernt und die Gasversorgung der Ionisationskammer auf Durchflussbetrieb umgestellt. Um diesen Durchfluss einzustellen, wurden ein Gasflussregler Mass-Flo[®] Controller Type 1179B und ein Steuergerät für Druckregler PR4000B-S der Firma mks verwendet. Der Regler wurde mit Stickstoff kalibriert, so dass die stickstoffäquivalente Durchflussmenge mit den Gaskorrekturfaktoren ($GKF_{\text{Argon}} = 1,39$ und $GKF_{\text{Luft}} = 1,00$) bestimmt werden muss [MKS96]. Um die Gasqualität im Durchflussbetrieb einschätzen zu können, wurden für Argon, Stickstoff und Luft Messungen des Ionisationsstromes mit Durchfluss und anschließend mit abgeschlossenen Gasvolumen durchgeführt.

Die Resultate dieser Messungen sind in Abbildung 4.20 zusammengefasst. Während für Argon eine deutliche Zunahme des Ionisationsstromes nach dem Abschalten des Gasflusses zu sehen ist, treten in Stickstoff kaum Veränderungen auf. Aufgrund der Streuung der Werte wird auch für den Durchflussbetrieb eine Ionisationsstromkorrektur von $(0,25 \pm 0,25) \%$ für Argon und von $(0,13 \pm 0,38) \%$ für Stickstoff in die Rechnungen einbezogen.

Bis April 2011 wurde die Ionisationskammer für alle Messungen in Luft gefüllt und anschließend verschlossen. In Abbildung 4.20 ist für diesen stationären Zustand eine Abnahme des reziproken Ionisationsstromes um bis zu 2 % innerhalb von acht Tagen erkennbar. Die Messungen in Luft dauerten maximal zwölf Stunden, da zusätzlich argonbasierte, ferne oder nahe Zählratenvergleiche notwendig waren. Innerhalb von zwölf Stunden nimmt der reziproken Ionisationsstrom um $(0,75 \pm 0,50) \%$ ab, was in Abbildung 4.21 unter der Bezeichnung *stationär* dargestellt ist. Ab August 2011 wurden die Messungen in Luft ebenfalls im Durchflussbetrieb durchgeführt. In der Abbildung 4.21 sind in zwei unabhängigen Messungen mit Luft-Durchfluss Zunahme des reziproken Ionisationsstromes zu erkennen, so dass eine Ionisationsstromkorrektur von $(-0,25 \pm 0,38) \%$ angewendet wurde. Langfristig zeigen die Messungen im Luft-Durchfluss ebenfalls eine Abnahme des reziproken Ionisationsstromes, aber die Messungen dauerten maximal zwölf Stunden.

Die Ergebnisse der Messungen mit der Gasreinigungsanlage und mit dem Durchflussregler werden in Tabelle 4.5 verglichen. Für die Argon- und Stickstoff-Messungen mit der Gasreinigungsanlage wird gas- und zeitabhängig eine Korrektur bis zu 1,2 % angenommen, während für die Messungen mit Argon und Stickstoff im Durchflussbetrieb kleinere Korrekturen ausreichen. Dies zeigt die Verbesserung der Gasqualität und -reinheit. Für die Luft-Messungen im stationären Zustand und im Durchfluss wird eine zeitabhängige Korrektur ermittelt. Die zeit- und gasabhängigen Korrekturen und deren Unsicherheiten wurden in jeder Strahlzeitanalyse gesondert betrachtet und werden im Anhang A diskutiert.

Gas		Korrektur I_{Ion} in %	Unsicherheit der Korr. in %
Argon	Gasreinigung	0,75	0,38
Argon	Durchfluss	0,25	0,25
Stickstoff	Gasreinigung (1. Tag)	0,50	0,50
Stickstoff	Gasreinigung (ab 2. Tag)	1,20	0,50
Stickstoff	Durchfluss	0,13	0,38
Luft	stationär	0,75	0,50
Luft	Durchfluss	-0,25	0,38

Tabelle 4.5:

Zusammenfassung der Ergebnisse der Gasreinigung bzw. des Durchflussbetriebs in Argon und Stickstoff. An der Verkleinerung der Korrekturen ist die Effektivität des Gasdurchflusses zu erkennen. Für Luft wurde die Ionisationsströme im stationären und durchflössenen Zustand gemessen.

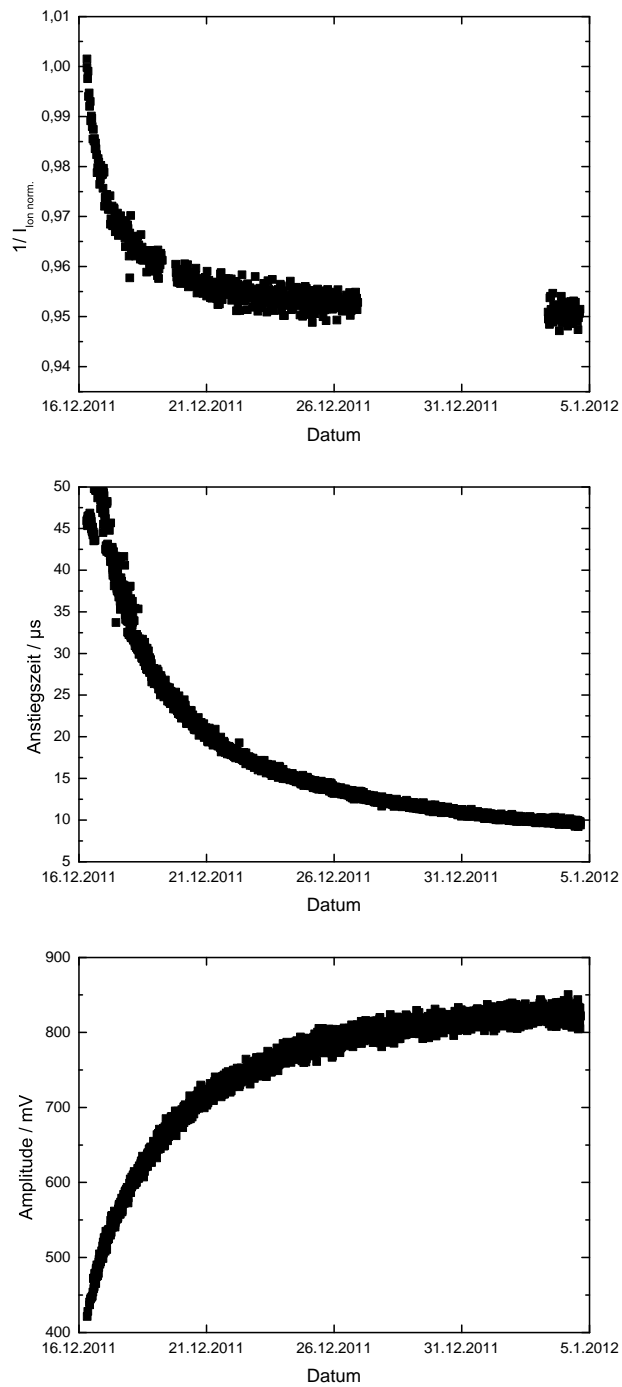


Abbildung 4.17:

Abnahme des Ionisationsstromes in Argon in Abhängigkeit von der Zeit. Simultan nehmen die Anstiegszeit des Anodensignals ab und dessen Amplitude zu. Mit dieser Kenntnis kann während der Strahlzeiten das Anodensignal überwacht werden.

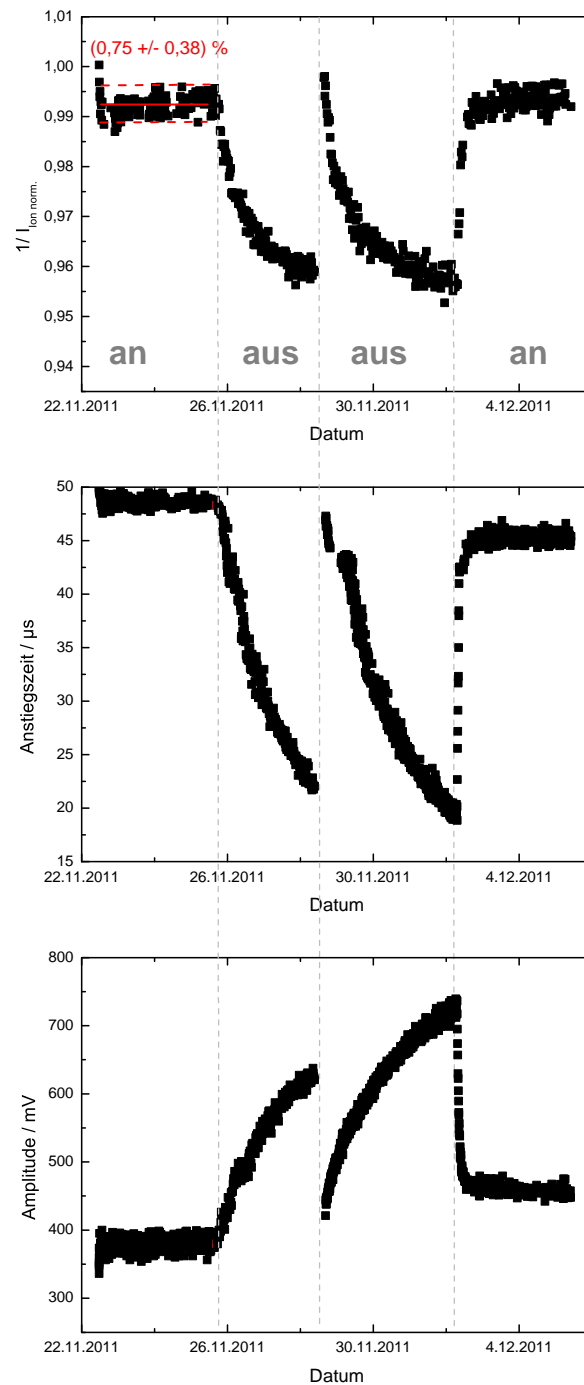


Abbildung 4.18:

Darstellung einer Messung in Argon, wobei die Gasreinigungsanlage in Betrieb war. Während der dreitägigen Messung verringerte sich der reziproken Ionisationsstrom um $(0,75 \pm 0,38) \%$. Nach dem Abschalten der Reinigungsanlage nahm der reziproke Ionisationsstrom um 4 % ab. Eine zweite Messung zeigt eine Zunahme des Stromes um 4 %, nachdem verunreinigtes Gas in der Anlage gereinigt wurde. Die Anstiegszeit und die Amplitude des Anodensignals fungieren ebenfalls als Indikator für die Gasqualität.

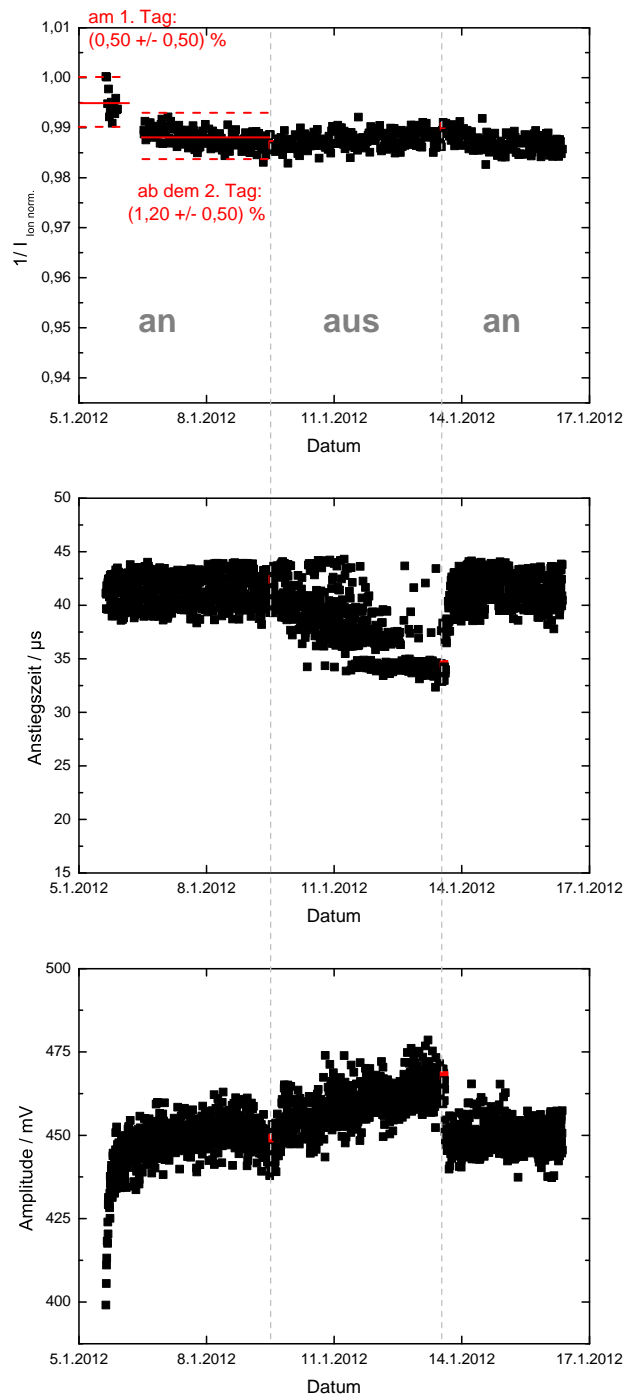


Abbildung 4.19:

Darstellung einer Messung in Stickstoff, während die Gasreinigungsanlage lief, aus- und wieder zugeschaltet wurde. Innerhalb der ersten beiden Tage ist der reziproken Ionisationsstrom um $(1,20 \pm 0,50) \%$ gesunken und blieb danach im Bereich der Streuung konstant. An kleinen Änderungen in den Anstiegszeiten und den Amplituden der Anodensignale sind das Ab- und Zuschalten (rot markiert) der Gasreinigung erkennbar.

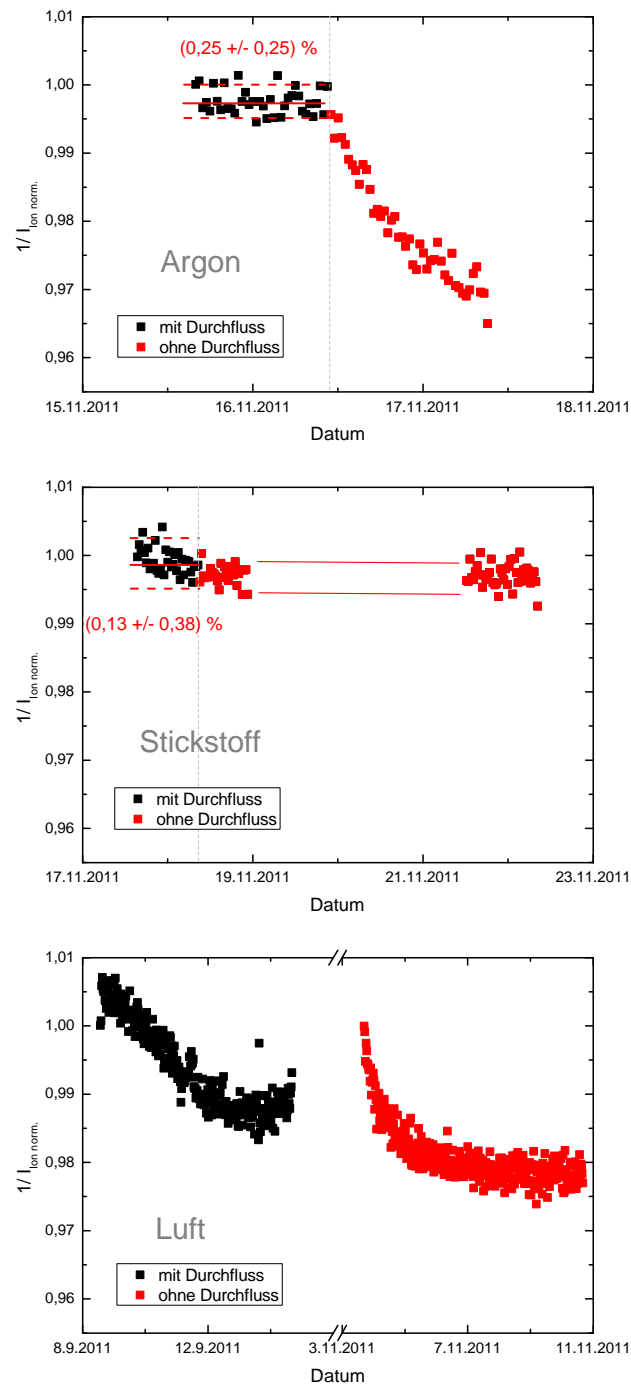


Abbildung 4.20:

Messung des reziproken Ionisationsstromes im Gasdurchfluss. In Argon ist das Abschalten des Durchflusses (rot markiert) deutlich an der I_{Ion}^{-1} -Abnahme erkennbar. Die anfängliche Streuung der Stickstoffwerte im Durchflussbetrieb ist betragsmäßig genauso groß wie die Argon-Streuung innerhalb der ersten 24 Stunden im Durchflussbetrieb. Aufgrund dieser Streuung ist keine Änderung im abgeschlossenen Stickstoff-Volumen messbar. In Luft ändern sich die Werte mit und ohne Durchfluss um bis zu 2 %.

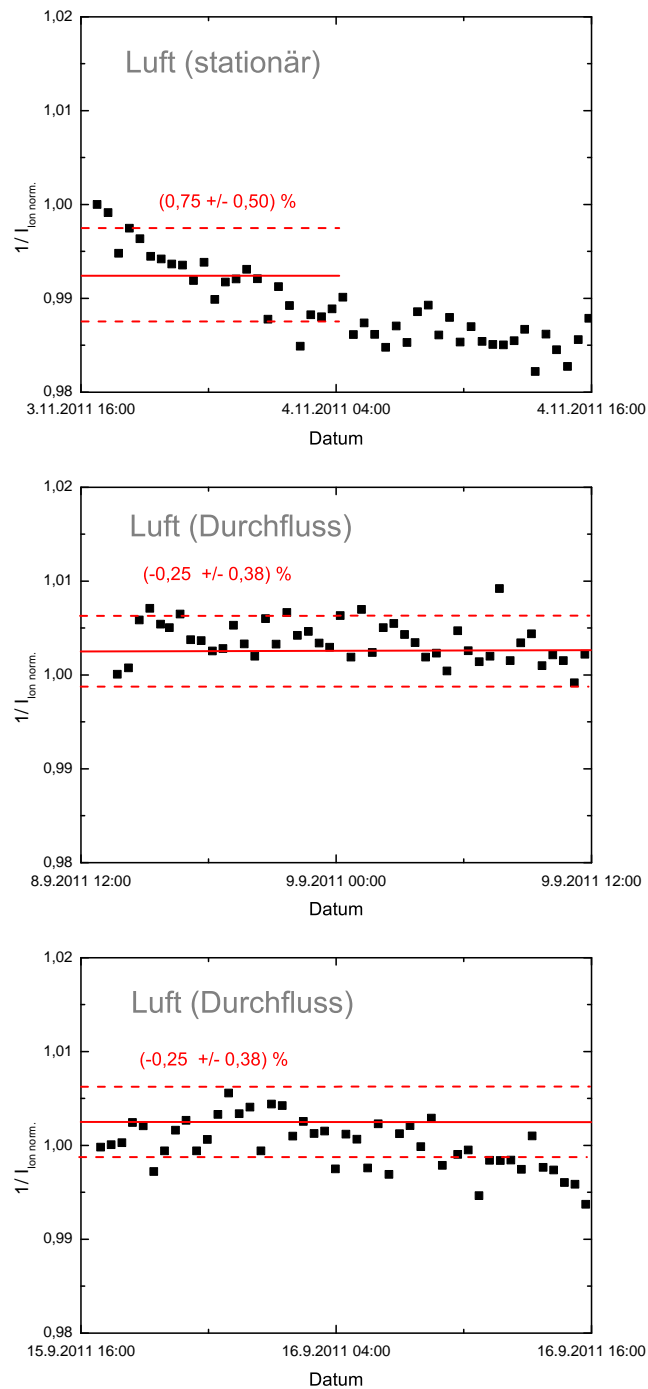


Abbildung 4.21:

Messung des reziproken Ionisationsstromes im Luft. Im stationären Zustand ist eine Abnahme um bis zu $(0,75 \pm 0,50) \%$ innerhalb von 12 Stunden erkennbar. Im Durchflussbetrieb wurden in zwei unabhängigen Messungen anfängliche Zunahmen des reziproken Ionisationsstromes gemessen, so dass eine Korrektur von $(-0,25 \pm 0,38) \%$ angewendet wurde.

4.8 Luftfeuchte

Ionisationskammern werden oft mit atmosphärischer Luft gefüllt, die einen gewissen Anteil Wasserdampf enthält. Die Abbildung 4.22 beschreibt das Verhältnis des W -wertes W_h in Luft mit einer Luftfeuchtigkeit h zum W -Wert W_d in trockener Luft in Abhängigkeit von der Luftfeuchtigkeit h bei konstanter Temperatur und konstantem Druck [ICoRUM79]. Es ist eine deutliche Abnahme des W -wertes bei zunehmender Luftfeuchte zu erkennen. Diese Kurve kann zur Korrektur experimenteller Ergebnisse, gemessen mit luftgefüllten Ionisationskammern, genutzt werden. Die Daten basieren auf Messungen des Ionisationsstromes in einer free-air chamber von M. T. Niatel [ICoRUM79]. Die Unsicherheiten beschreiben das 95 %-ige Vertrauensintervall.

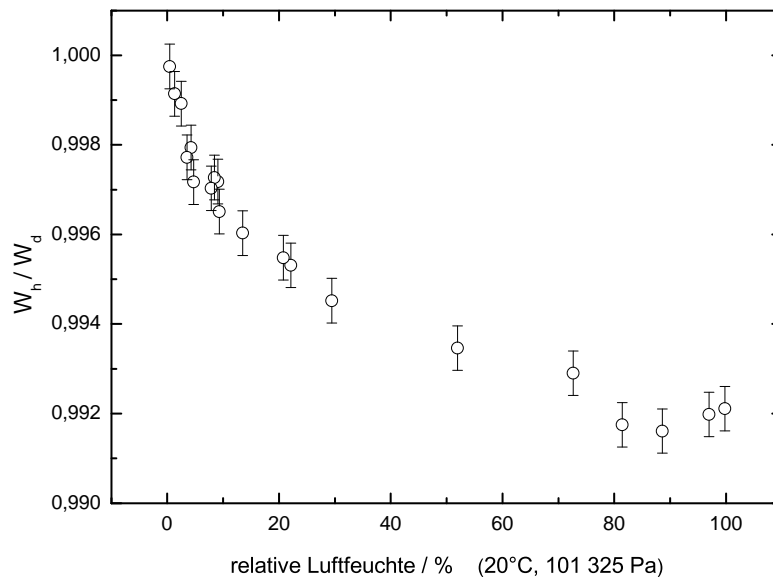


Abbildung 4.22:

Luftfeuchtekorrektur für W -Werte W_h nach Daten von M. T. Niatel [ICoRUM79].

Nach dem *Technical Reports Series TRS 398* ist keine Korrektur der Luftfeuchte notwendig, wenn sich der Ionisationskammer-Kalibrierfaktor auf eine Luftfeuchtigkeit von 50 % bezieht und die Kammer im Bereich von 20 % bis 80 % Luftfeuchte genutzt wird. Bezieht sich der Kalibrierfaktor auf trockene Luft wird ein Korrekturfaktor von $K_h = 0,997$ empfohlen [IAEA00].

In Abbildung 4.23 sind Messungen bei unterschiedlichen Luftfeuchten dargestellt. Der durch eine Alphaquelle ($E_\alpha = 5,5 \text{ MeV}$) hervorgerufene Ionisationsstrom wurde in Abhängigkeit

von der Ionisationskammerspannung und der Luftfeuchte gemessen. Es ist zu erkennen, dass die feuchte Luft ($h = 26,5\%$) eine stärkere Spannungsabhängigkeit zeigt als die trockenere Luft ($h \approx 8,3\%$). Die Spannungsabhängigkeit des Ionisationsstromes wurde mit Messungen mit 3 MeV-Alphaeilchen in trockener Luft verglichen, um sicher zu stellen, dass die Steigungen ähnlich sind.

Aus den Daten und linearen Anpassungen in Abbildung 4.23 folgt:

$$\frac{I_h^{-1}}{I_d^{-1}} = \frac{75,42\%}{78,91\%} = 0,956$$

Die aus den Messungen resultierenden Ionisationsströme unterscheiden sich um 4,4%. Die gemessenen Einflüsse sind deutlich größer als die empfohlenen Korrekturen aus Abbildung 4.22. Aus diesem Grund wurde die Messung in umgekehrter Reihenfolge mit trockener und anschließend feuchter Luft in der Ionisationskammer wiederholt.

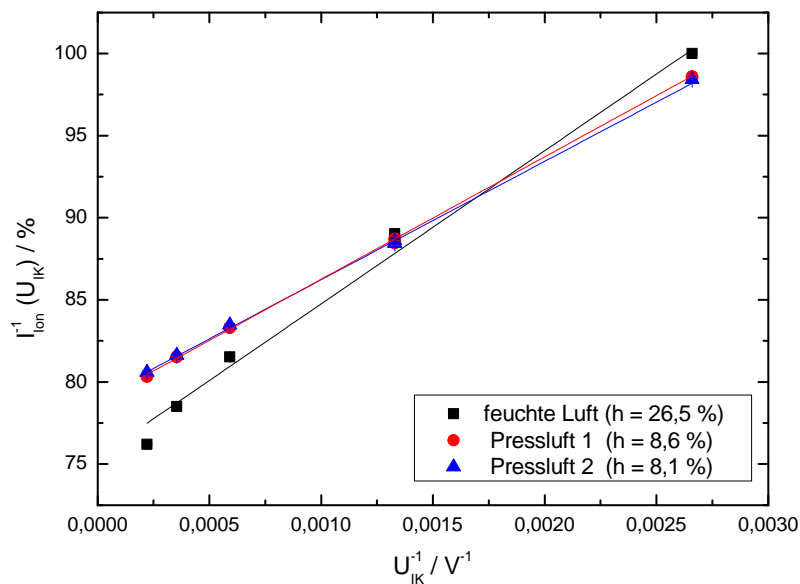


Abbildung 4.23:

Darstellung des reziproken Ionisationsstromes in Abhängigkeit von der reziproken Ionisationskammerspannung und Luftfeuchte. Aus der Änderung der Luftfeuchte von 26,5% auf 8,3% resultiert eine Abnahme des reziproken Ionisationsstromes um 4,4%.

Die Resultate dieser Wiederholung sind in Abbildung 4.24 dargestellt. Erneut zeigt sich ein größerer Unterschied (2,9%) als in den Empfehlungen aus Abbildung 4.22. Weitere und

detaillierte Messungen zu dieser Thematik wären notwendig, um die Ergebnisse bestätigen oder widerlegen zu können. Ferner ist fraglich bei welcher Kammeranspannung die Messungen in Abbildung 4.22 aufgenommen wurden und ob die Spannungen variiert wurden. In den Abbildungen 4.23 und 4.24 ist deutlich zu erkennen, dass der Ionisationsstrom-Unterschied zwischen den Messungen in feuchter und trockener Luft stark von der angelegten Ionisationskammeranspannung abhängt. Bei einer Kammeranspannung von 800 V unterscheiden sich die Messungen maximal nur um 0,3 %.

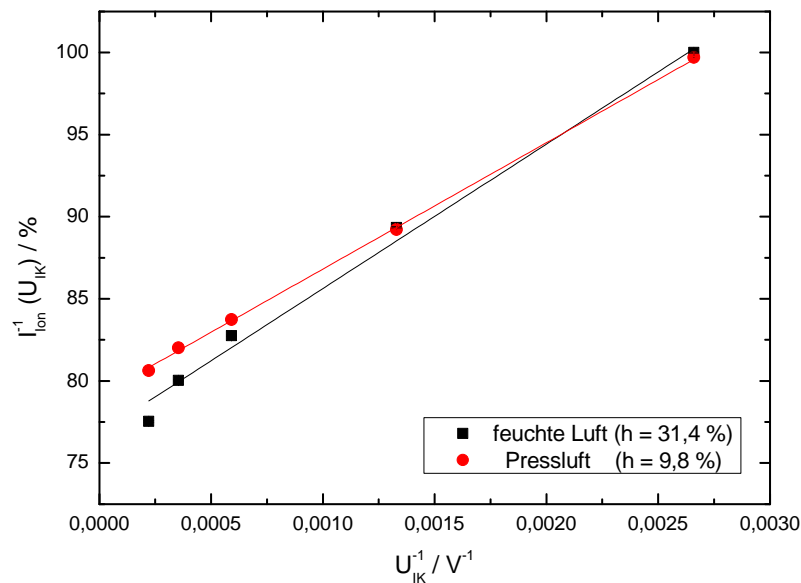


Abbildung 4.24:

Wiederholungsmessung des reziproken Ionisationsstromes in Abhängigkeit von der reziproken Ionisationskammeranspannung und Luftfeuchte. Aus der Änderung der Luftfeuchte von 31,4 % auf 9,8 % resultiert erneut eine Abnahme des reziproken Ionisationsstromes, sie beträgt 2,9 %.

Die Ergebnisse dieser Untersuchungen zeigen, dass eine Angabe der Luftfeuchte zu den gemessenen W -Werten erforderlich ist. Während der PTB-Strahlzeiten wurde stets Pressluft mit einer relativen Luftfeuchte von $h \approx 8,3 \%$ verwendet. Bei den Strahlzeiten an der GSI wurde Luft mit einer relativen Luftfeuchte von $h \leq 5 \%$ genutzt.

4.9 Unsicherheiten

Am Beispiel der Messungen mit 3 MeV-Protonen in Argon aus Abbildung 4.11 soll die Auswertung und die Unsicherheitsbetrachtung dargestellt werden. Es wurde eine Messreihe beginnend mit 800 V aufgezeichnet. Nach der Variation der positiven Ionisationskammer-spannungen wurden erneut 800 V gemessen. Anschließend wurden Untergrundmessungen und Messungen mit negativen Spannungen durchgeführt, zwischen und nach diesen Mes-sungen wurden erneut 800 V gemessen.

Für jede Kammer-spannung wurden innerhalb von 30 Minuten vier Datensätze aufgenom-men, in denen die Teilchenzahl als Spektrum und der Ionisationsstrom gemessen wurden. Aus diesen Werten wurde der spannungsabhängige W -Wert nach Gleichung 4.2 berechnet. In diese Berechnung geht die Energie ein, deren Verluste durch Streuung und Materiedurch-gang mit den Programmen *RELKIN* und *SRIM* abgezogen wurden. Es wurden Korrekturen für Polaritätseffekte nach Kapitel 4.2 sowie die Kalibrierung des *Keithley*-Elektrometers und der Kondensatorkapazität berücksichtigt. Aus den Energiespektren wurden die Teil-chenzahlen bestimmt und um die Totzeit des Aufnahmesystems korrigiert. Ferner wurden jeweils das Monitorverhältnis aus Gleichung 3.6 und der Strahlstrom nach Gleichung 3.1 errechnet.

Für den spannungsabhängigen W -Wert wurden der Mittelwert sowie die Standardabwei-chung des Mittelwertes berechnet. Aufgrund der Stabilitätsmessungen aus Kapitel 4.5 wur-de diese Streuung als Unsicherheit für die Daten angenommen. Die Teilchenzahl wurde in dieser Messreihe mit einer maximalen Unsicherheit von 0,46 % und der Ionisationsstrom mit einer maximalen Unsicherheit von 0,25 % bestimmt. Die quadratische Addition dieser Unsicherheiten ergibt 0,52 % und ist damit kleiner als die Streuung aus der Stabilitätsmes-sung mit dem Van-de-Graaff-Beschleuniger. Es wurde davon ausgegangen, dass diese Un-sicherheiten in den Stabilitätsmessungen enthalten sind.

Die so berechneten Mittelwerte und Unsicherheiten wurden grafisch dargestellt und eine lineare Funktion zur Korrektur von Sättigungseffekten angepasst. Im Rahmen der Software *Origin*[®] wurde eine instrumentale Gewichtung der Unsicherheiten verwendet. Diese Ex-trapolation zu unendlich hohen Kammer-spannungen ergab den W -Wert $(25,84 \pm 0,12)$ eV. Diese Vorgehensweise wurde für die positive und negative Sättigungskorrektur angewen-det und aus den Geradenanpassungen und deren Unsicherheiten ein gewichteter Mittelwert bestimmt. Nach Tabelle A.29 beträgt der gewichtete Mittelwert $(25,93 \pm 0,04)$ eV, dies ent-spricht einer statistischen Unsicherheit von 0,14 %.

Die Bestimmung der systematischen Fehler für die 3 MeV-Protonen-Daten wurde in Ta-belle 4.6 zusammengefasst. Es wurden die Energie aus der Beschleunigerkalibrierung, die kalibrierte Kondensatorkapazität und die Kalibrierung des *Keithley*-Elektrometers mit ihren prozentualen Unsicherheiten angegeben. Die Unsicherheit des Zählratenverhältnisses wur-de aus fünf Einzelmessungen bestimmt und deren Standardabweichung von Mittelwert als Unsicherheit angenommen. Die Korrekturen wie der Energieverlust der Ionen (*SRIM*), die

Korrektur des Ionisationsstromes infolge der Gasreinigung bzw. des Gasdurchflusses und die Untergrundkorrektur werden mit ihren Unsicherheiten angegeben.

Parameter / Korrektur	Wert	Unsicherheit in %	Beitrag ΔW in %
Energiekalibrierung Beschleuniger	3 MeV	0,06	1,9
Kondensatorkapazität	9,9592 nF	0,013	0,1
Keithley-Elektrometer-Kalibrierung	1,0041	0,032	0,5
Zählratenverhältnis	1,098	0,29	44,5
Energiekorrektur (SRIM)	28 keV	0,12	7,2
strahlinduzierter Untergrund	1,0005	0,01	0,2
Gasdurchfluss (Argon)	1,0025	0,25	33,8

Tabelle 4.6:

Messunsicherheitsbudget der systematischen Unsicherheiten für 3 MeV-Protonen in Argon. Die Übersicht dient als Erklärung der Messunsicherheitsbudgets im Anhang A. Die Messwerte und Korrekturen werden mit ihrer relativen Unsicherheit angegeben. Ferner wird der Beitrag der einzelnen Werte zur Gesamtunsicherheit ΔW aufgeführt. Es wird deutlich, dass Faktoren wie das Zählratenverhältnis, die Gasreinigung bzw. der Gasdurchfluss und die statistische Unsicherheit aus der Sättigungskorrektur ($\Delta W_{\text{stat.}} = 10,7\%$) die Messunsicherheit stark beeinflussen. Für höherenergetische Teilchen nimmt der Beitrag des strahlinduzierten Untergrundes zu. Je nach Teilchenart und -energie können die SRIM-Korrekturen ebenfalls anwachsen und die Messunsicherheitsbudgets dominieren. Die unterschiedlichen Teilchenbeschleuniger weisen ebenfalls verschiedene Energiekalibrierungen auf, die Unsicherheit des Van-de-Graaff-Beschleunigers ist mit 0,06 % minimal. Für Ionen aus dem Zyklotron werden 25 keV Unsicherheit und für Kohlenstoffionen 1 % Unsicherheit angenommen [Ben12]. Ohne Gasreinigungsanlage oder -durchfluss würde der zeitabhängige Einfluss der Gasverunreinigung ebenfalls zunehmen.

Abschließend wurden die systematischen Unsicherheiten aus Tabelle 4.6 und die statistische Unsicherheit aus der Sättigungskorrektur (Beitrag zur Gesamtunsicherheit $\Delta W_{\text{stat.}} = 10,7\%$) quadratisch addiert [Mie12]. Der W -Wert für 3 MeV-Protonen in Argon beträgt $(25,93 \pm 0,43)$ eV, dies entspricht einer relativen Messunsicherheit von 1,66 %. Das Messunsicherheitsbudget sowie die W -Werte aller 3 MeV-Protonen-Messungen wurden in den Tabellen A.30 und A.31 angegeben.

Aufgrund der Datenmenge von 3.000 Einzelmessungen wurde davon abgesehen separate GUM-Messunsicherheitsbudgets zu erstellen (*Guide to the expression of uncertainty in measurement GUM*). Die Messunsicherheitsbetrachtung wurde in die Auswertung integriert und wird für alle Strahlzeiten dargestellt.

Kapitel 5

Ergebnisse

In diesem Kapitel werden die im Anhang A erklärten Messungen mit den vorhandenen Daten verglichen und alle Ergebnisse zusammengefasst. Im Anhang A wurden alle Strahlzeiten in chronologischer Reihenfolge aufgearbeitet, um auf Veränderungen und Verbesserungen im Messaufbau eingehen zu können. Die Besonderheiten sowie die getroffenen Annahmen zu den jeweiligen Datensätzen werden eingangs erklärt und wurden so in der jeweiligen Strahlzeitanalyse angewendet. Details zu Zählratenverhältnissen, Gasreinigung bzw. -durchfluss, Sättigungs- und Untergrundkorrekturen sowie die Angaben zu Strahlströmen und Monitorverhältnissen werden ausführlich für jede Strahlzeit diskutiert.

In diesem Kapitel werden weiterhin Umrechnungsfaktoren angegeben, so dass der W -Wert von Luft aus Messungen in Argon bzw. in Stickstoff bestimmt werden kann. Im letzten Abschnitt dieses Kapitels werden die Sättigungskorrekturen aus dem Anhang A und deren gas- und energieabhängige Anstiege analysiert.

5.1 Darstellung der W -Werte

Messungen mit Protonen in Argon und Stickstoff

Im *ICRU Report 31* wurden die Messungen von Protonen und Alphateilchen in Argon und Stickstoff grafisch dargestellt sowie deren Unsicherheiten angegeben. Zur Veranschaulichung der Ergebnisse dieser Arbeit wurden die gemessenen Daten in den Grafiken des *ICRU Report 31* eingetragen. In der Abbildung 5.1 (a.) und (b.) sind die Messungen mit Protonen in Argon und Stickstoff dargestellt. Die im Report empfohlenen W -Werte ($W_{\text{Ar}} = (27,0 \pm 1,0) \text{ eV}$ und $W_{\text{N}_2} = (36,5 \pm 1,5) \text{ eV}$) für den Energiebereich 10 keV bzw. 20 keV bis 4 MeV wurden als Linie eingefügt. Die gemessenen W -Werte in Stickstoff sowie deren Unsicherheiten (maximal 2,4 %) liegen innerhalb der vorgeschlagenen Grenzen. Die gemessenen W -Werte in Argon liegen teilweise innerhalb oder bis zu 0,3 % unter diesem Bereich. Im Rahmen ihrer maximal 3,0 %-igen Unsicherheiten liegen die Werte in den angegebenen Grenzen.

Die im Rahmen dieser Arbeit mit Protonen gemessenen Werte ergänzen den Energiebereich von 1 MeV bis 3 MeV. Sowohl die Messwerte für Argon, Stickstoff und Luft sind 2,8 % kleiner als die Daten von H. V. Larson [Lar58]. Wie in Kapitel 1.3 erklärt wurde, werden die Streuung der Protonen an den Blenden und die Sättigungscharakteristik nicht explizit erwähnt. Es ist ungewiss, ob diese Korrekturen in der Datenanalyse berücksichtigt wurden. Aus der Veröffentlichung [Lar58] geht nicht hervor, bei welcher Ionisationskammerspannung die Messungen durchgeführt wurden. Die in Kapitel 4.4 vorgestellte und auf alle Daten angewandte Sättigungskorrektur zeigt eine Abnahme der W -Werte mit zunehmender Ionisationskammerspannung (Abbildung 4.6). Die Vernachlässigung dieser Korrektur erhöht die W -Werte.

Die Gruppe J. E. Parks *et al.* nutzte für die w -Werte-Messungen mit 3,6 MeV-Protonen tabellierten dE/dx -Werte [PHSW72]. Alle systematischen Unsicherheiten im Bremsvermögen verursachen systematische Unsicherheiten im w -Wert. Die Unsicherheit des Bremsvermögens wurde näherungsweise mit 1 % angegeben. Ferner wurde in [PHSW72] erwähnt, dass einige Experten diesem Wert widersprechen und Unsicherheiten bis zu 2 % annehmen würden. Der W -Wert in Argon $W_{\text{Ar}} = (26,6 \pm 0,5) \text{ eV}$ stimmt im Rahmen der Unsicherheit mit dem gemessenen Wert $W_{\text{Ar}} = (26,93 \pm 0,43) \text{ eV}$ überein. Die Daten für Stickstoff $W_{\text{N}_2} = (36,6 \pm 0,7) \text{ eV}$ und $W_{\text{N}_2} = (35,39 \pm 0,49) \text{ eV}$ stimmen im Rahmen der Unsicherheit nicht überein, der aktuelle Wert ist 3,4 % kleiner. Im Vergleich zu den Messungen Parks konnten die Unsicherheiten in den aktuellen Messungen verringert werden.

Messungen mit Alphateilchen in Argon und Stickstoff

Die Messungen mit Alphateilchen in Argon und Stickstoff wurden in Abbildung 5.2 (a.) und (b.) zusammengefasst. Sie erweitern die experimentellen Daten, die bei etwa 9 MeV endeten. Die Messwerte gliedern sich in die mit zunehmender Teilchenenergie abnehmenden W -Werte ein. Im Rahmen der Messunsicherheit liegen die Messungen von W. P. Jesse mit 8,8 MeV-Alphateilchen für Argon und Stickstoff zwischen den aktuellen Messungen mit 8 MeV- und 10 MeV-Alphateilchen [Jes61], [ICoRUM79].

Der Vergleich der Messungen mit 1 MeV- bis 4 MeV-Alphateilchen in Stickstoff zeigt, dass die Messungen mit 2,7 MeV-Alphateilchen nicht mit Messungen von S. E. Chappell und J. H. Sparrow konform sind, während sie mit den Messungen von M. Whillock und A. Edwards übereinstimmen [WE83]. Die Grafik mit den Messungen in Argon bestätigt diese Aussage, die Messungen von S. E. Chappell und J. H. Sparrow liegen erneut unterhalb der hiesigen Messung mit 2,7 MeV-Alphateilchen [CS67]. Die Daten aus dem *ICRU Report 31* wurden durch Messungen von H. Tawara u. a. ergänzt. Die Gruppe um H. Tawara führte Messungen in einer argon- und stickstoffgefüllten Ionisationskammer mit einer ^{210}Po Polonium-Quelle ($E_{\alpha} = 5,30 \text{ MeV}$) durch [TIKD87]. Die Energie der Quelle wurde durch Folien verschiedener Dicke reduziert, so dass Messdaten im Bereich von 0,93 MeV

bis 5,30 MeV vorliegen. Der Vergleich der Werte von H. Tawara und den jetzigen Messungen bestätigt eine Energieabhängigkeit in Argon und Stickstoff, im Gegensatz zu den Daten von S. E. Chappell und J. H. Sparrow.

Im *ICRU Report 31* wurde aus verschiedenen Messungen von 1952 bis 1968 mit radioaktiven Alphaquellen (^{239}Pu Plutonium ($E_\alpha = 5,14$ MeV) und ^{210}Po Polonium ($E_\alpha = 5,30$ MeV)) in Stickstoff ein gewichteter Mittelwert errechnet [ICoRUM79]. Dieser Wert ergab $(36,39 \pm 0,23)$ eV und wurde in der Abbildung 5.2 (b.) als Mittel für 5,30 MeV eingetragen. Die relative Unsicherheit aus dieser Berechnung beträgt 0,6 %. Die Messungen mit Alphateilchen in Stickstoff im Anhang A ergaben Unsicherheiten zwischen 1,7 % und 3,3 %. Aus 13 Messungen von 1952 bis 1976 wurde der W -Wert-Umrechnungsfaktor $r = 0,723$ für Messungen in Argon und Stickstoff ermittelt. Daraus resultiert ein W -Wert von $(26,31 \pm 0,18)$ eV (0,7 %) für Argon, der in Abbildung 5.2 (a.) eingetragen wurde. Die aktuellen Messungen mit Alphateilchen in Argon ergaben Unsicherheiten zwischen 2,4 % und 4,7 %.

Während die Messungen mit Protonen im Energiebereich von 10 keV bis 3 MeV in Argon und Stickstoff im Rahmen von 4 % konstant scheinen, zeigt sich für die Messungen mit Heliumionen in beiden Gasen eine Energieabhängigkeit im Bereich von 10 keV bis 14 MeV. In Stickstoff fallen die W -Werte in diesem Energiebereich um 41 % und in Argon um 23 %. Aus der Abbildung A.29 im Anhang A kann ein Abnahme der W -Werte von 7,9 % in Argon, 6,9 % in Stickstoff und 7,8 % in Luft im Energiebereich 2,7 MeV bis 14 MeV entnommen werden.

Ferner weisen die aktuellen Messungen mit Protonen und Alphateilchen in Argon ähnliche und in Stickstoff kleinere Messunsicherheiten auf als die vorhandenen Daten. Im direkten Vergleich wird ebenfalls deutlich, dass die Unsicherheiten der Messungen in Argon prozentual größer sind als die Unsicherheiten in Stickstoff.

Messungen in Luft

Sowohl in den Veröffentlichungen von D. T. L. Jones [Jon06] als auch von G. H. Hartmann und O. Jäkel [HJH⁺99] wurden W -Werte in Luft von unterschiedlichen Autoren verglichen.

Die vorhandenen W -Werte für Protonen in Luft oberhalb von 1 MeV, zusammengefasst von D. T. L. Jones [Jon06], wurden um die vorliegenden Messungen mit 1 MeV- bis 3 MeV-Protonen ergänzt und in Abbildung 5.3 dargestellt. Details zu den vorhandenen Messungen, Autoren und angegebenen Unsicherheiten können aus der Tabelle 1.1 entnommen werden. Der sich in den berechneten und direkt gemessenen Daten in Abbildung 5.3 andeutende starke Abfall der W -Werte für Protonen von 4,3 % im Bereich von 1 MeV bis 10 MeV konnte nicht bestätigt werden. Im gemessenen Energiebereich ist ein minimaler Abfall der W -Werte von 1,1 % bis 1,5 % in Luft, Argon und Stickstoff in Abbildung A.19 im Anhang A erkennbar. Die errechneten Messunsicherheiten für die aktuellen Messungen in Luft sind mit 1,3 %

bis 2,7 % kleiner als die abgebildeten Messunsicherheiten für die meisten der vorhandenen Daten.

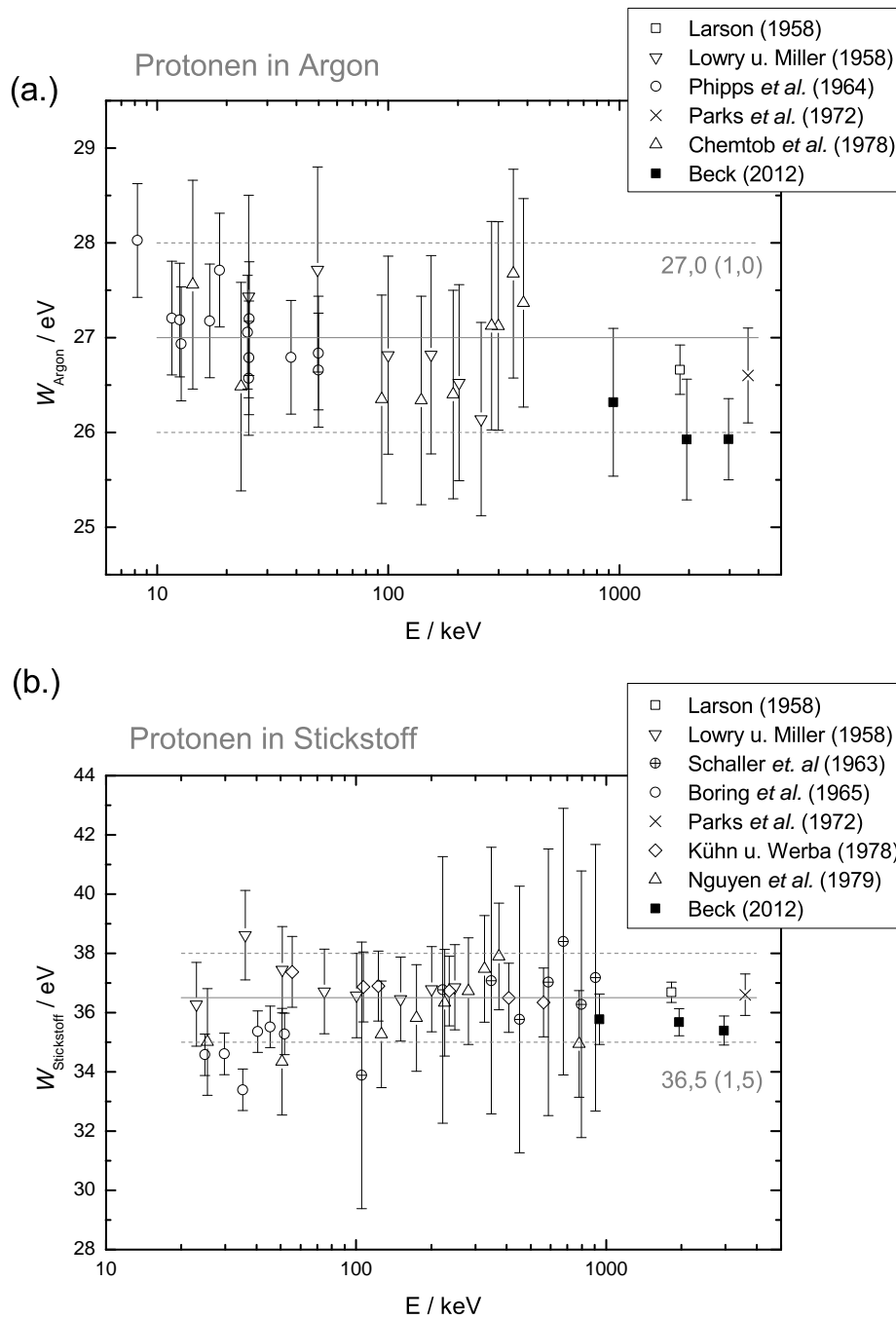
Der gewichtete Mittelwert aus den Messungen mit 1 MeV- bis 3 MeV-Protonen beträgt $W_{\text{Luft}} = (34,20 \pm 0,33) \text{ eV}$, wobei die relative Luftfeuchte $h \approx 8,3 \%$ betrug. Der ermittelte Wert stimmt sehr gut mit der Empfehlung der IAEA im *Technical Reports Series TRS 398* ($w_{\text{Luft}} = 34,23 \text{ eV} \pm 0,4 \%$ für trockene Luft überein.

In Abbildung 5.4 wurde der Ausschnitt von 0,1 MeV/u bis 1000 MeV/u aus der Abbildung 1.4 von G. H. Hartmann gewählt und um die gemessenen W -Werte für Protonen, Heliumionen und Kohlenstoffionen in Luft ergänzt [HJH⁺99]. Die W -Werte für Kohlenstoffionen aus der Tabelle 1.3 wurden in der Grafik von G. H. Hartmann unter anderen mit leichten Ionen bezeichnet. Es ist zu erkennen, dass nicht alle gemessenen Werte innerhalb des im *ICRU Report 59* für Protonen angegebenen Bereich von $W_{\text{Luft}} = (34,8 \pm 0,7) \text{ eV}$ liegen. Das von G. H. Hartmann u. a. vorgeschlagene Unsicherheitsintervall $W_{\text{Luft}} = (34,8 \pm 1,4) \text{ eV}$ stimmt besser mit den aktuellen Daten überein. Die Messungen mit 2,7 MeV/u-Alphaeilchen an der PTB und mit 6,8 MeV/u-Kohlenstoffionen an der GSI genügen dieser Anforderung nur im Rahmen ihrer Messunsicherheiten.

Weiterhin wird deutlich, dass die aktuellen Messwerte in Luft tendenziell etwa 1,8 % kleiner sind als die vorhandenen Werte. Dazu wurde in Abbildung 5.4 der Mittelwert aller Messungen in Luft $W_{\text{Luft}} = (34,15 \pm 0,21) \text{ eV}$, ausgenommen der Messung mit 2,7 MeV/u-Alphaeilchen an der PTB und mit 6,8 MeV/u-Kohlenstoffionen an der GSI, als violette Linie eingetragen.

Im *Technical Reports Series TRS 398* der IAEA wurden die vorhandenen W -Werte für Schwerionen dargestellt und der W -Wert $W_{\text{Luft}} = 34,50 \text{ eV}$ mit einer Standardunsicherheit von 1,5 % empfohlen [IAEA00]. Zum Vergleich wurde der gewichtete Mittelwert aus den Messungen mit 40 MeV- und 67 MeV-Kohlenstoffionen in Luft gebildet. Er beträgt $W_{\text{Luft}} = (34,08 \pm 1,09) \text{ eV}$ und stimmt im Rahmen der Unsicherheit mit dem empfohlenen Wert der IAEA überein.

Die Messungen oberhalb 100 MeV/u aus Abbildung 5.4 beschreiben die Messungen im Plateau der Dosiskurven in Abbildung 1.1, während die aktuellen niederenergetischen Messungen den Teilchenenergien im Bragg-Peak entsprechen.

**Abbildung 5.1:**

Darstellung der im ICRU Report 31 angegebenen und gemessenen W-Werte für Protonen in Argon (a.) und in Stickstoff (b.) (nach [ICoRUM79]). Die gemessenen W-Werte stimmen im Rahmen ihrer Unsicherheiten mit den Werten $W_{\text{Ar}} = (27,0 \pm 1,0) \text{ eV}$ und $W_{\text{N}_2} = (36,5 \pm 1,5) \text{ eV}$, die für die Bereiche 10 keV bzw. 20 keV bis 4 MeV angegeben wurden, überein.

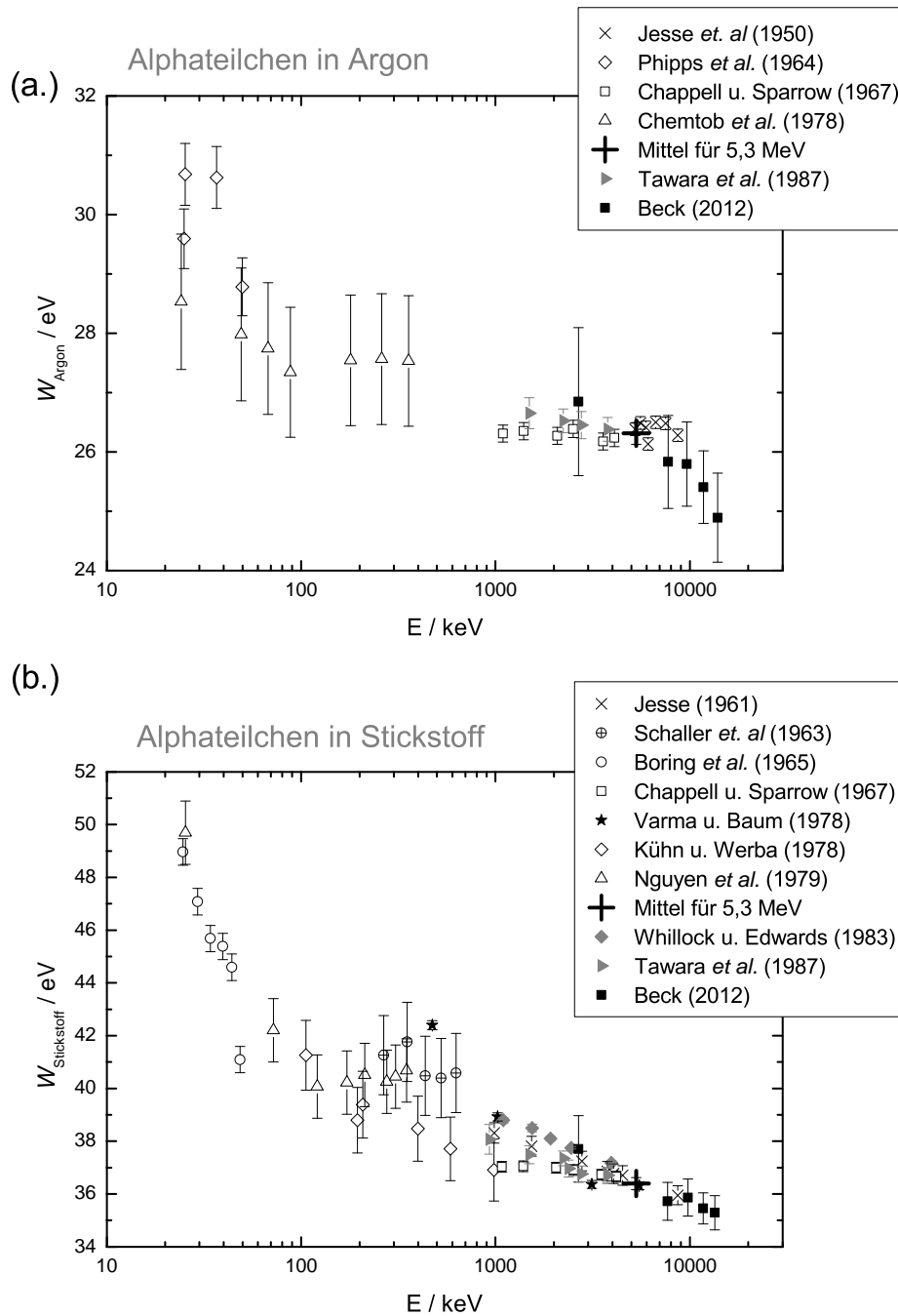


Abbildung 5.2:

Darstellung der im ICRU Report 31 angegebenen und aktuell gemessenen W -Werte für Alphateilchen in Argon (a.) und in Stickstoff (b.) (nach [ICoRUM79]). Der Energiebereich konnte von 9 MeV auf 14 MeV erweitert werden. Die Messungen bestätigen die Abnahme der W -Werte mit zunehmenden Ionenenergien.

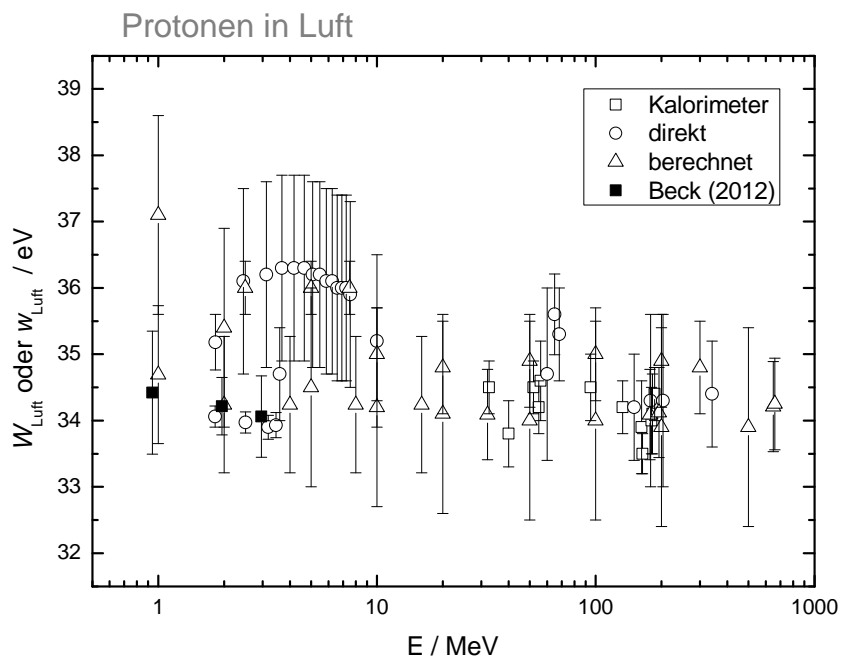


Abbildung 5.3:

Darstellung der von D. T. L. Jones zusammengefassten und gemessenen W-Werte für Protonen in Luft (nach [Jon06]). Die vorhandenen Daten konnten bestätigt und die Messunsicherheiten reduziert werden.

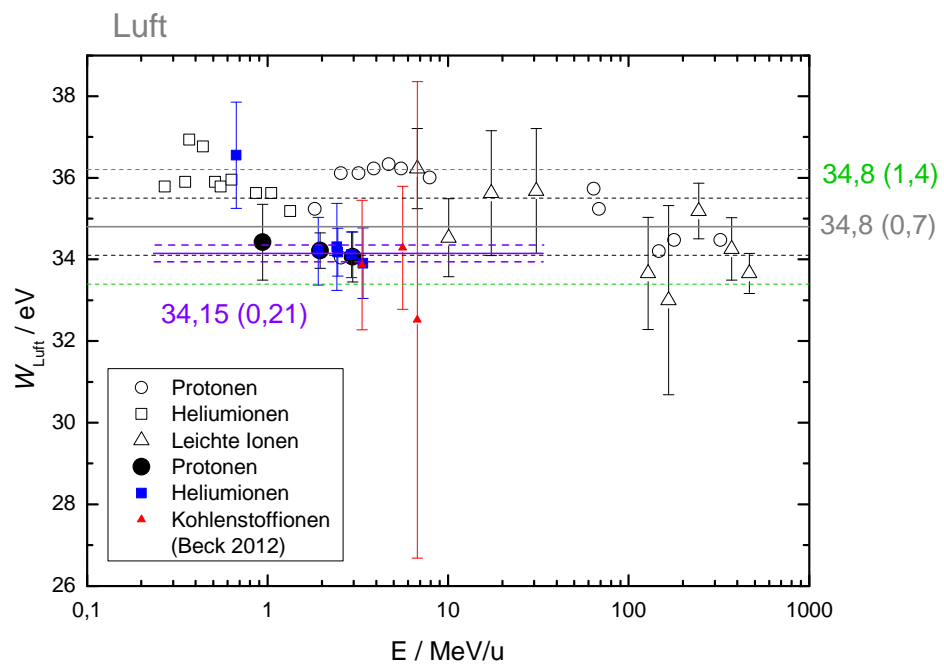


Abbildung 5.4:

Darstellung der von G. H. Hartmann u. a. zusammengefassten und der aktuell gemessenen W -Werte für Protonen, Helium- und Kohlenstoffionen in Luft (nach [HJH⁺99]). Es ist zu erkennen, dass die an der PTB und an der GSI gemessenen Daten nur unzureichend mit denen im ICRU Report 59 angegebenen Bereich von $W_{\text{Luft}} = (34,8 \pm 0,7) \text{ eV}$ übereinstimmen. Das von G. H. Hartmann u. a. angegebene Unsicherheitsintervall $W_{\text{Luft}} = (34,8 \pm 1,4) \text{ eV}$ stimmt besser mit den aktuellen Werten überein.

Vergleich aller aktuellen Messungen

In Abbildung 5.5, in der alle durchgeführten Messungen zusammengefasst wurden, überwiegen die Unsicherheiten der Messungen mit 81 MeV-Kohlenstoffionen. Es ist deutlich zu erkennen, dass die Messunsicherheiten für Protonen am geringsten und für Kohlenstoffionen am größten sind. Für alle Gase wurde ein energieunabhängiger Mittelwert aus den W-Werten von 1 MeV bis 67 MeV sowie die Standardabweichung gebildet und in die Abbildung 5.5 eingetragen.

Es ist zu erkennen, dass alle Messungen, außer die Messungen mit 2,7 MeV-Alphateichen und 67 MeV- und 81 MeV-Kohlenstoffionen, innerhalb dieses Mittelwertes liegen. Der Anstieg bei den niederenergetischen Alphateichen wurde bereits im Rahmen anderer Arbeiten beobachtet und kann mit den aktuellen Daten bestätigt werden.

Es wurden nur die Datensätze zur Mittelwert-Bildung genutzt, bei denen sowohl eine positive als auch eine negative Sättigungskurve gemessen wurde (ausgefüllte Elemente). Diese Auswahl wird im folgenden Abschnitt erklärt. Die relativen Unsicherheiten aus der Division der Standardunsicherheit und des Mittelwertes ergeben für Argon 2,6 %, für Stickstoff 2,0 % und für Luft 2,1 %.

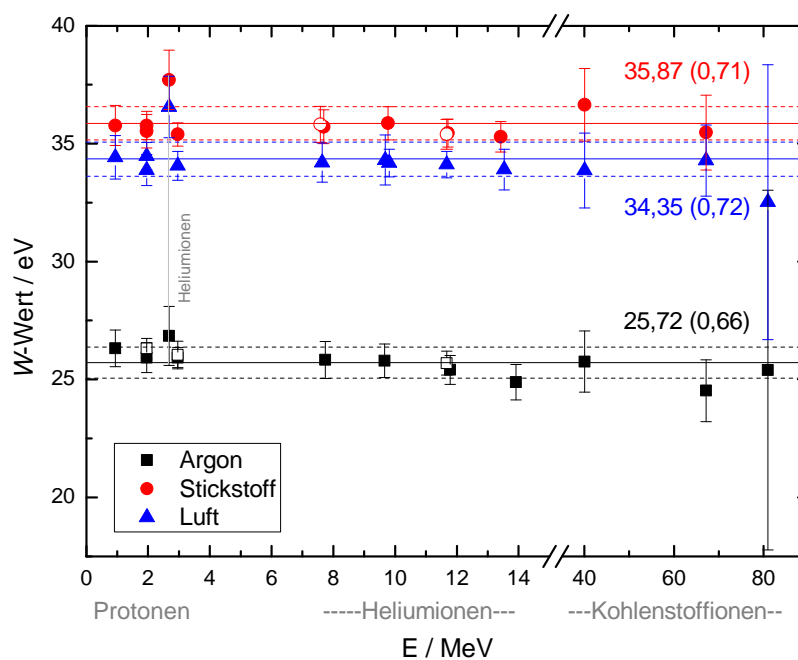


Abbildung 5.5:

Überblick der in Argon, Stickstoff und Luft mit Protonen, Helium- und Kohlenstoffionen gemessenen W-Werte.

Alle an der PTB und der GSI gemessenen W -Werte für Argon, Stickstoff und Luft im Energiebereich von 1,0 MeV bis 81 MeV wurden in Tabelle 5.1 dargestellt. Die unabhängigen, mehrfach durchgeführten Messungen wurden zusätzlich zum gewichteten Mittelwert separat in grau aufgeführt, um die Reproduzierbarkeit zu bestätigen.

Umrechnungsfaktoren

Die Umrechnungsfaktoren für die W -Werte verschiedener Gasen ineinander sind in Tabelle 5.2 zusammengefasst. Die Faktoren wurden aus den einzelnen Messungen im Anhang A errechnet. Bei den Messungen mit Protonen und Kohlenstoffionen wurden während einer Strahlzeit jeweils alle drei Gase verwendet, so dass der Umrechnungsfaktor weitgehend unabhängig vom Aufbau ist. Das tages- und energieabhängige Zählratenverhältnis berücksichtigt Änderungen in der Strahlmenge und -fokussierung.

Für die Alphateilchen wurden gasspezifische Strahlzeiten durchgeführt, so dass sich die Energien geringfügig unterscheiden und der Umrechnungsfaktor vom Experimentaufbau beeinflusst werden kann, denn zwischen den Messungen in Argon, Stickstoff und Luft wurde der Aufbau verschoben oder komplett abgebaut. Während der 10. Strahlzeit wurden die W -Werte für alle drei Gase mit der Energie 12 MeV-Alphateilchen gemessen. Allerdings wurde in diesem Fall aus Zeitgründen für Argon und Stickstoff nur positive Spannungen appliziert. In Tabelle 5.2 wurden die jeweiligen Energien $E_{\text{Ar}}/E_{\text{N}_2}/E_{\text{Luft}}$ in Argon, Stickstoff und Luft für die Messungen mit von 8 MeV- bis 14 MeV-Heliumionen separat notiert.

Zusammenfassend lassen sich die folgenden energieunabhängigen Umrechnungsfaktoren angeben: Argon zu Stickstoff ($0,72 \pm 0,02$), Argon zu Luft ($0,75 \pm 0,02$), und Stickstoff zu Luft ($1,04 \pm 0,01$). Diese Werte entsprechen den Mittelwerten und den Standardabweichungen aus Tabelle 5.2. Im *ICRU Report 31* wurden für das Verhältnis von Argon zu Stickstoff ($0,723 \pm 0,003$) und für das Verhältnis von Stickstoff zu Luft ($1,037 \pm 0,005$) angegeben [ICoRUM79]. Im Rahmen der statistischen Unsicherheiten stimmen die ermittelten Werte mit den Werten des *ICRU Report 31* überein.

Im Kapitel 1.3 und Tabelle 1.3 wurden die vorhandenen W -Werte für Schwerionen dargestellt [IAEA00]. Bei der Durchsicht der Literatur fiel auf, dass die Messungen mit Kohlenstoffionen von L. D. Stephens u. a. [STK76] und R. H. Thomas u. a. [TLDC80] nicht in Luft, sondern in Stickstoff durchgeführt wurden. Aus 1.3 wurde ein Umrechnungswert von 1,037 für Stickstoff zu Luft bestimmt. Dieser Wert konnte mit den aktuellen Messungen bestätigt werden.

Teilchen- art	E_{Ar} in MeV	W_{Ar} in eV	ΔW_{Ar} in eV	$\frac{\Delta W_{Ar}}{W_{Ar}}$ in%	E_{N_2} in MeV	W_{N_2} in eV	ΔW_{N_2} in eV	$\frac{\Delta W_{N_2}}{W_{N_2}}$ in%	E_{Luft} in MeV	W_{Luft} in eV	ΔW_{Luft} in eV	$\frac{\Delta W_{Luft}}{W_{Luft}}$ in%
Protonen	0,94	26,32	0,78	3,0	0,94	35,77	0,85	2,4	0,94	34,42	0,93	2,7
					1,96	35,77	0,60	1,7	1,96	34,48	0,58	1,7
					1,96	35,53	0,71	2,0	1,96	33,88	0,65	1,9
	1,96	25,92	0,64	2,5	1,96	35,67	0,46	1,3	1,96	34,21	0,43	1,3
	2,96	25,93	0,43	1,7	2,96	35,39	0,49	1,4	2,96	34,06	0,61	1,8
Helium- ionen	2,68	26,85	1,25	4,7	2,68	37,70	1,26	3,3	2,68	36,55	1,30	3,6
	7,74	25,83	0,78	3,0	7,69	35,72	0,72	2,0	7,64	34,20	0,83	2,4
									9,68	34,31	1,06	3,1
									9,81	34,18	0,59	1,7
	9,66	25,79	0,71	2,8	9,77	35,86	0,71	2,0	9,7	34,21	0,51	1,5
	11,78	25,40	0,61	2,4	11,71	35,45	0,59	1,7	11,67	34,11	0,56	1,6
	13,92	24,89	0,75	3,0	13,43	35,29	0,65	1,8	13,53	33,91	0,86	2,6
Kohlenstoff- ionen	40,07	25,76	1,30	5,0	40,07	36,64	1,54	4,2	40,07	33,86	1,58	4,7
	67,20	24,53	1,31	5,3	67,20	35,47	1,58	4,5	67,20	34,28	1,51	4,4
	80,94	25,40	7,63	30,1					80,94	32,52	5,83	17,9

Tabelle 5.1:

Zusammenfassung aller gemessenen W-Werte in Argon, Stickstoff und Luft in Abhängigkeit von der Teilchenart und -energie. Die zwei unabhängigen Messungen mit 2 MeV-Protonen und 10 MeV-Alpha-Teilchen wurden separat in grau aufgeführt, um die Reproduzierbarkeit zu bestätigen. In schwarz sind die gewichteten Mittelwerte sowie deren Unsicherheiten dargestellt.

Teilchenart	Energie in MeV	Strahl- zeit	Ar / N ₂	Ar / Luft	N ₂ / Luft
Protonen	0,94	9	0,74	0,77	1,04
	1,96	4	0,73	0,76	1,05
	1,96	7	0,74	0,76	1,03
	2,96	7	0,73	0,76	1,03
Helium- ionen	2,68	11	0,71	0,74	1,04
	7,6 / 7,7 / 7,7	1,2,6	0,72	0,76	1,04
	9,7 / 9,8 / 9,8	2,5,6	0,71	0,75	1,05
	11,8 / 11,7 / 11,7	1,2,10	0,71	0,75	1,05
	11,67	10 (+)	0,73	0,76	1,04
	13,9 / 13,4 / 13,5	1,2,6	0,70	0,73	1,05
Kohlenstoff- ionen	40,07	3	0,70	0,76	1,08
	67,48	3	0,69	0,73	1,06
	67,20	8	0,69	0,71	1,03
	80,94	8		0,78	

Tabelle 5.2:

Umrechnungsfaktoren für die W-Wert-Verhältnisse von Argon, Stickstoff und Luft zueinander. Im Rahmen der Messunsicherheiten stimmen die Faktoren mit den Daten des ICRU Report 31 (Argon zu Stickstoff $0,723 \pm 0,003$ und Stickstoff zu Luft $1,037 \pm 0,005$) überein [ICoRUM79]. Für die Heliumionen wurden gasspezifische Strahlzeiten durchgeführt, so dass sich die Energien $E_{Ar}/E_{N_2}/E_{Luft}$ geringfügig unterscheiden.

5.2 Steigung der Sättigungskorrekturen

Während der Strahlzeiten und in der Datenanalyse konnte gezeigt werden, dass die Steigungen der Sättigungskorrekturen von den Teilchenarten, den Teilchenenergien, den Ionisationskammergasen und den Spannungspolaritäten abhängen.

In den Grafiken im Anhang A zeigte sich, dass die Sättigungskurven für die positiven Spannungen in 35 von 38 Messungen stärker oder im gleichem Maß ansteigen wie die Kurve für die negativen Spannungen. Um diese Systematik zwischen den Spannungspolaritäten zu berücksichtigen, wurden die Daten, die mit positiven und negativen Ionisationskammerspannungen gemessen wurden, gemittelt. Daher konnten nur Datensätze in diese Analyse einbezogen werden, bei denen Messungen mit positiven und negativen Spannungen durchgeführt wurden. Aus den Anpassungen zur Sättigungskorrektur für positive und negative Kammerspannungen wurden gewichtete Mittelwerte für die W-Werte und deren Steigungen gebildet. Die statistischen Unsicherheiten aus den Anpassungen zur Sättigungskorrektur gehen in die Berechnungen für die W-Werte und die Steigungen ein. In Abbildung 5.6 sind die

Steigungen der Sättigungskorrekturen in Abhängigkeit von der Energie dargestellt. Es sind gas- und teilchenartspezifische Anstiege mit abnehmender Energie zu erkennen.

Um diese Systematik zwischen den Spannungspolaritäten zu kennzeichnen, wurden in den zusammenfassenden W -Wert-Übersichten in Kapitel 5.1 und im Anhang A gefüllte und leere Elemente verwendet. Die leeren Elemente verweisen auf Messungen, bei denen nur positive Spannungen appliziert wurden. Der stärkere Anstieg dieser Daten würde den W -Wert verringern.

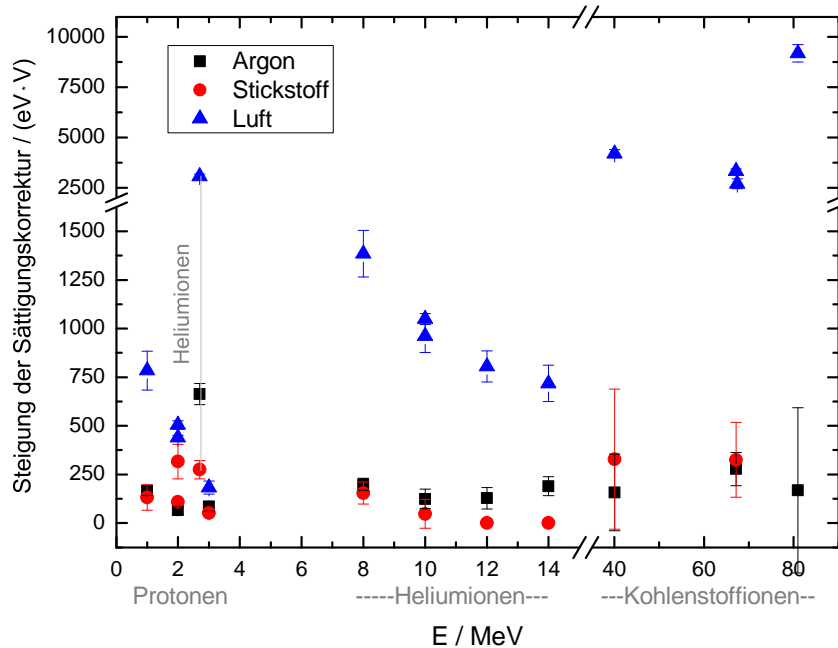


Abbildung 5.6:

Steigungen der Sättigungskorrekturen in Argon, Stickstoff und Luft in Abhängigkeit von der Teilchenart und -energie.

Für alle Teilchenarten und -energien wurden im *SRIM* das Bremsvermögen und die Reichweite der Teilchen berechnet [Zie11]. Aus der Reichweite und der Teilchenenergie wurde der mittlere Energieverlust $(dE/dx)_{\text{mittel}}$ der Teilchen in keV/mm berechnet. In Abbildung 5.7 wurden die Ergebnisse dieser Berechnungen verwendet. Es wurden die Steigungen der Sättigungskorrekturen in Abhängigkeit von den mittleren Energieverlusten $(dE/dx)_{\text{mittel}}$ der Teilchen dargestellt. In der Grafik sind gaspezifische Anstiege erkennbar.

Der Ausreißer in Luft bei $(dE/dx)_{\text{mittel}} \approx 374$ keV/mm gehört zu den Messungen mit 81 MeV-Kohlenstoffionen an der GSI. In diesem Fall ergibt die angepasste Steigung etwa 3.500 (eV·V) anstelle von 9.182 (eV·V). Die Abbildung A.21 bestätigt die Aussage. Die positive Kurve hat einen Anstieg von (4.965 ± 2.293) (eV·V), während die negative Kurve

einen Anstieg von (9.339 ± 440) (eV·V) aufweist. Aufgrund der geringeren Unsicherheit dominiert die negative Kurve den gewichteten Mittelwert.

Der größte Teil der Daten wird von den eingezeichneten Anpassungen in Abbildung 5.7 erfasst. Mit Hilfe dieser linearen Anpassungen könnten weitere W -Wert-Messungen durchgeführt werden. Die zu messenden Sättigungskurven könnten für weitere Messungen auf drei Punkte reduziert werden. Die so ermittelten Daten und deren Anstiege könnten mit diesen Geradenanpassungen verglichen werden, so dass die Messzeit reduziert werden könnte. Es ist ein erheblicher Unterschied der Anstiege zwischen den Messungen in Argon bzw. Stickstoff und den Messungen in Luft erkennbar. Die Anstiege in Argon und Stickstoff betragen $1,00$ (eV·V) \pm 48 % und $1,08$ (eV·V) \pm 37 %, während der Anstieg in Luft mit $8,51$ (eV·V) \pm 14 % deutlich größer ist.

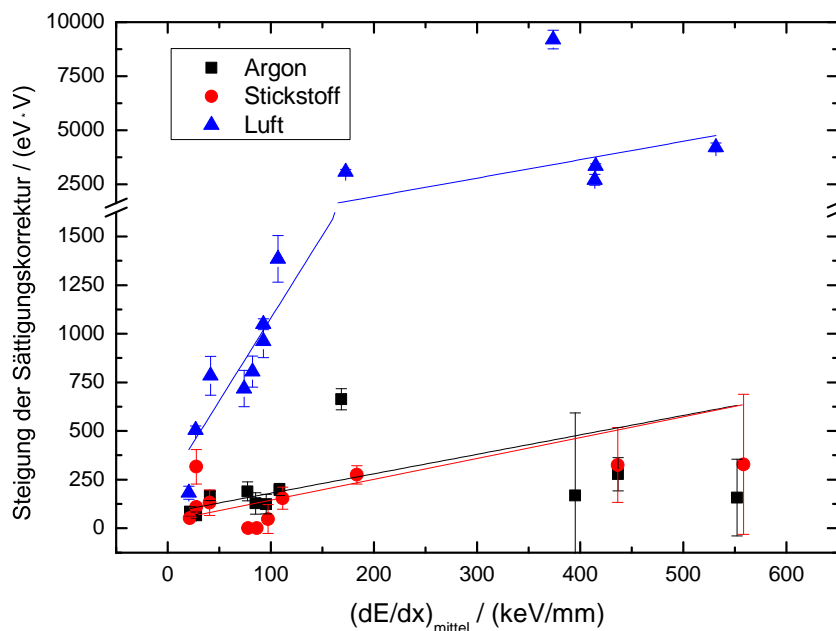


Abbildung 5.7:

Steigungen der Sättigungskorrekturen in Argon, Stickstoff und Luft in Abhängigkeit von dem mittleren Energieverlust $(dE/dx)_{\text{mittel}}$ der Teilchen. Mit diesen Anpassungen kann die Messzeit für künftige Strahlzeiten reduziert werden, da weniger spannungsabhängige Messungen für die Sättigungskorrekturen notwendig sind.

Kapitel 6

Zusammenfassung

In der Strahlentherapie muss die Strahlendosis mit einer Messunsicherheit von wenigen Prozent bestimmt werden. Für die Dosimetrie werden luftgefüllte Ionisationskammern eingesetzt. Zur Umrechnung von gemessener Ladung in Energiedosis werden W -Werte als Basisgröße benötigt. Jedoch weisen die vorhandenen experimentellen W -Werte für Protonen in Luft Unsicherheiten von bis zu 4,0 % auf. Mit dem Vermerk *until more information is available* werden im *Technical Reports Series TRS 398* W -Werte in Luft für Protonen und Schwerionen sowie zugeordnete Unsicherheiten empfohlen.

Gegenstand dieser Arbeit war es, die W -Werte für Protonen, Helium- und Kohlenstoffionen in Luft, Argon und Stickstoff im Energiebereich von 1 MeV/u bis 7 MeV/u konsistent und mit geringeren Unsicherheiten zu messen. Die Beschreibungen aller Annahmen und Korrekturen sowie die Angaben von detaillierten Messunsicherheitsbudgets machen die Datenauswertung transparent und nachvollziehbar. In vielen Veröffentlichungen über W -Werte wurden die angewendeten Korrekturen nicht erklärt und keine Angaben zu den Unsicherheitsberechnungen dargestellt.

Für die hiesigen Messungen wurde ein Messaufbau bestehend aus einer Streu- und einer Ionisationskammer sowie mehreren Halbleiterdetektoren in Betrieb genommen. Für die Daten dieser Arbeit wurden die Messungen von neun Strahlzeiten an der PTB und zwei externen Strahlzeiten an der GSI verwendet. Für die Messungen mit Protonen wurden Teilchen mit Energien von 1 MeV bis 3 MeV aus dem Van-de-Graaff-Beschleuniger an der PTB genutzt. Die Energie der Alphateilchen variierte zwischen 3 MeV bis 14 MeV, es wurden der Van-de-Graaff-Beschleuniger und das Zyklotron eingesetzt. An der GSI wurden Messungen mit 40 MeV- bis 81 MeV-Kohlenstoffionen durchgeführt. Alle Messungen wurden mit dem gleichen Messaufbau durchgeführt und konsistent ausgewertet. Es wurden Computerprogramme für die Analyse der Energiespektren sowie der Ionisationsströme entwickelt, so dass alle Daten unter identischen Bedingungen ausgewertet werden konnten. Durch die Verknüpfung verschiedener Programme konnte die Analyse weitgehend automatisiert werden.

Für alle Teilchenarten, Teilchenenergien und Ionisationskammern wurden Sättigungskorrekturen vorgenommen. Dazu wurden alle Messungen bei verschiedenen Ionisationskam-

merspannungen und Polaritäten mehrfach wiederholt. Stabilitätsmessungen mit den PTB-Beschleunigern verifizierten die Reproduzierbarkeit der wiederholten Messungen. Während der Strahlzeiten wurden verschiedenartige Zählratenvergleiche und Messungen des strahlinduzierten Untergrundes durchgeführt. Die Ergebnisse flossen in die Datenauswertungen sowie Unsicherheitsberechnungen ein. In den Berechnungen wurden ebenso die Energieverluste der Ionen an der Gold- und Mylar®-Folie berücksichtigt. Außerdem wurden Totzeitkorrekturen angewandt und Polaritätseffekte der Ionisationskammerspannungen beachtet. Weiterhin wurde eine Gasreinigungsanlage eingesetzt bzw. die Ionisationskammer im Gasdurchfluss betrieben, um Gasverunreinigungen zu entfernen und die Messungen nicht zu verfälschen. Am Beispiel des Jesse-Effektes konnte dokumentiert werden, welche Auswirkungen kleinste Mengen von Fremdgasen haben.

Im Rahmen der Datenauswertungen wurden alle Messungen sowie die zugehörigen Sättigungskorrekturen grafisch dargestellt. Die statistischen Messunsicherheiten aus den Sättigungskorrekturen wurden in Messunsicherheitsbudgets mit den systematischen Unsicherheiten verglichen und eine Gesamtunsicherheit errechnet. Für alle Messungen mit Protonen und Alphateilchen tragen das Zählratenverhältnis, die Gasreinigung bzw. der Gasdurchfluss sowie die Energiekalibrierung der Beschleuniger und Energieverlust-Berechnung mit *SRIM* in unterschiedlicher Wichtung zu den Messunsicherheiten bei. Die Unsicherheitsbeträge der Untergrundkorrekturen sind für die Messungen mit Protonen und Alphateilchen minimal. Die wiederholten Messungen mit 2,0 MeV-Protonen und 10,0 MeV-Alphateilchen zeigen, dass die W -Werte im Rahmen der angegebenen Unsicherheiten reproduzierbar sind.

In Abbildung 5.1 und Tabelle 5.5 wurden die in dieser Arbeit ermittelten W -Werte zusammengefasst. Für die Messungen mit Protonen wurde eine maximale Unsicherheit von 3,0 % erreicht. Die Messungen mit Heliumionen weisen Unsicherheiten von bis zu 4,7 % auf. Durch die Messungen mit Alphateilchen konnte der untersuchte Energiebereich von 9 MeV auf 14 MeV erweitert werden. Ferner konnte in Argon, Stickstoff und Luft eine Energieabhängigkeit der W -Werte bestätigt werden, mit zunehmender Energie der Heliumionen werden die W -Werte kleiner. Die Messungen mit Kohlenstoffionen weisen im Energiebereich 40 MeV bis 67 MeV maximale Unsicherheiten von 5,3 % auf, während die Unsicherheiten für 81 MeV-Daten bis zu 30,1 % betragen. Um diese Unsicherheiten reduzieren zu können, wären mehrere und längere Strahlzeiten an der GSI notwendig gewesen. Durch höhere Teilchenraten und reduzierten Untergrund könnten die Ergebnisse verbessert werden.

In dieser Arbeit konnten die Messunsicherheiten der W -Werte für Protonen und Alphateilchen in Stickstoff verbessert werden. Die Messungen mit Protonen und Alphateilchen in Argon weisen ähnliche Unsicherheiten wie die vorhandene Daten auf. Die gemessenen W -Werte für Protonen und Kohlenstoffionen betragen $(W_{\text{Luft}})_P = 34,20 \text{ eV} \pm 1,0 \%$ und $(W_{\text{Luft}})_{12C} = 34,08 \text{ eV} \pm 3,2 \%$ und stimmen damit im Rahmen der Unsicherheiten mit den Empfehlungen der IAEA im *Technical Reports Series TRS 398* $(W_{\text{Luft}})_P = 34,23 \text{ eV} \pm 0,4 \%$ und $(W_{\text{Luft}})_{12C} = 34,50 \text{ eV} \pm 1,5 \%$ überein.

Anhand der Messungen mit Protonen, Helium- und Kohlenstoffionen in den Abbildungen 5.1, 5.2, 5.3 und 5.4 im Kapitel 5 ist erkennbar, dass die aktuellen W -Werte tendenziell kleiner sind als die vorhandenen Daten. Mit dieser Kenntnis könnten die W -Werte der Dosimetrieprotokolle für die Teilchentherapie überarbeitet und herabgesetzt werden. Da die zur Umrechnung von gemessener Ladung in Energiedosis genutzten W -Werte bisher zu groß angenommen werden, impliziert dies, dass die angenommene Dosis ebenfalls zu groß ist.

Kapitel 7

Danksagung

Mein erster Dank geht an Prof. Dr. Rolf Michel von der *Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover* für seine Bereitschaft diese Arbeit universitär zu betreuen.

Für die Themenstellung und die Betreuung seitens der *Physikalisch-Technischen Bundesanstalt* danke ich PD Dr. Frank Wissmann.

Prof. Dr. Clemens Walther und PD Dr. Frank Wissmann danke ich für ihre Bereitschaft als Gutachter der Dissertation und Prüfer bei der Disputation zu fungieren. Prof. Dr. Gunnar Friege danke ich für seine Bereitschaft den Vorsitz der Disputation zu übernehmen.

Besonders möchte ich mich bei Dr. Ulrich Giesen für die Möglichkeit bedanken, in seiner Arbeitsgruppe diese Dissertation anzufertigen. Ich danke ihm, dass er mir in der gesamten Zeit für Rat und Tat zur Seite stand und für seine hilfreichen Anregungen bei der Erstellung dieser Arbeit.

Für die Unterstützung während der letzten drei Jahre danke ich den Fachbereichen 6.4 und 6.5 der PTB, es war eine schöne Zeit hier.

Den Operateuren der PTB-Beschleunigeranlage Oliver Döhr, Helmut Eggestein, Thomas Heldt und Manfred Hoffmann sowie der GSI-Beschleunigeranlage möchte ich herzlich danken, denn ohne sie wären keine Messungen und diese Doktorarbeit nicht möglich gewesen.

Weiterhin danke ich Dr. Ulrich Giesen und Elke Eggestein für die Unterstützung und Übernahme von internen und externen Strahlzeit-Schichten.

Für die Übernahme technischer Arbeiten möchte ich mich bei Friedhelm Basse, Oliver Döhr, Andreas Eckert, Helmut Eggestein, Manfred Hoffmann und Michael Laschinski bedanken.

Ferner möchte ich Dr. Dieter Schardt für die Herstellung des Kontaktes zu der Materialforschungsgruppe an der GSI danken. Ein besonderer Dank geht an Dr. Markus Bender, Dr. Daniel Severin, Arne Siegmund und Dr. Christian Trautmann für die Betreuung während der GSI-Strahlzeiten.

Dr. Oleksiy Burda und Dipl.-Ing. Johannes Rahm danke ich für die freundliche Arbeitsatmosphäre im Raum 303 des Chadwick-Baus und für die Hilfe bei kleineren und größeren Computer-Problemen. Weiterhin möchte ich *meiner* Essensgruppe Oleksiy, Sven und Adalbert für die lustigen Pausen danken.

Desweiteren möchte ich mich an dieser Stelle bei den *WissensForschern* sowie allen *Expäds* bedanken. Die Arbeit mit den Kindern hat mir stets großen Spaß bereitet und war eine schöne Abwechslung und Bereicherung.

Gabriele Beck, Dipl.-Biol. Lisa Heimann, Dr. Andreas Schöps, Dr. Adrian Vogel und Dr. Andreas Zimbal danke ich für das kritische Korrekturlesen der Arbeit und ihre konstruktiven Vorschläge.

Für die vielen schönen Stunden in meiner Heimat Großörner sowie meiner Wahlheimat Braunschweig in den letzten drei Jahren möchte ich Nadine und Martin mit Anni, Nico und Katharina, Steffi und Carsten, Nancy, Kristin und Marco, Daniel, Steve, Sebastian, Stephan, Diana, Mareike, Tina, Stefanie, Lisa und Uli danken.

Außerdem möchte ich die Gelegenheit nutzen, um mich bei Andre, Heike, Nadine, Silvin und Thorsten für die Skiurlaube und ihre Geduld auf der Piste zu bedanken.

Zuletzt, aber am meisten danke ich meinen Eltern, Gabriele und Günter Beck, sowie meiner Oma Christel Beck. Sie haben mich während meines Studiums und im Anschluss daran in jeder Hinsicht unterstützt und mir immer einen sicheren Rückhalt gegeben.

Anhang A

Übersicht über die Messungen

Im folgenden Anhang sind alle Strahlzeiten aus Tabelle A.1 in chronologischer Reihenfolge aufgearbeitet. Die zeitliche Abfolge ermöglicht auf Neuerungen und Verbesserungen im Messaufbau einzugehen. Die Besonderheiten sowie die getroffenen Annahmen zu den jeweiligen Datensätzen werden eingangs erklärt und wurden so in der jeweiligen Strahlzeitanalyse angewendet.

Nummer	Datum	Energie in MeV	Teilchenart		Gase	
1	März 2010	8, 12, 14	α	Argon		
2	Mai 2010	8 - 14	α		Stickstoff	
3	Aug. 2010	40, 67	^{12}C	Argon	Stickstoff	Luft
4	Okt. 2010	2	P	Argon	Stickstoff	Luft
5	Nov. 2010	10	α	Argon		
6	Nov. 2010	8, 14, 10	α			Luft
7	Feb. 2011	2, 3	P	Argon	Stickstoff	Luft
8	Apr. 2011	67, 81	^{12}C	Argon	Stickstoff	Luft
9	Aug. 2011	1	P	Argon	Stickstoff	Luft
10	Okt. 2011	12, 10	α	Argon	Stickstoff	Luft
11	Okt. 2011	3 3	α P	Argon Argon	Stickstoff	Luft

Tabelle A.1:

Strahlzeitübersicht mit der Angabe der Teilchenenergie und -art sowie den verwendeten Gasen. Die Strahlzeiten werden in chronologischer Reihenfolge erläutert, um die Neuerungen und Verbesserungen im Messaufbau zu erklären.

Für jede Messung wurde das Monitorverhältnis aus Gleichung 3.6 und der Strahlstrom nach Gleichung 3.1 berechnet. Diese beiden Kontrollparameter sind in Abhängigkeit von der Zeit bzw. der fortlaufenden Dateinummer dargestellt. In Analogie dazu sind die verschiedenartigen Zählratenvergleiche nach Gleichung 3.7 dargestellt.

Ferner sind die Spannungsabhängigkeiten der W -Werte (U_{IK}) detailliert für jede Teilchenart, jede Energie und jedes Gas dargestellt. Pro Strahlzeit wurden jeweils mehrere Energien oder Gase bearbeitet, was im Folgenden im Einzelnen diskutiert wird. Die Extrapolation der Sättigungskorrektur ergibt den W -Wert und dessen statistische Unsicherheit [DifNe97]. Aus der positiven und der negativen Sättigungskorrektur und deren Unsicherheiten wird ein gewichteter Mittelwert und dessen Unsicherheit gebildet.

In den Ausführungen werden die Korrekturen und Unsicherheiten für die Untergrundmessungen sowie die Gasreinigung bzw. den Gasdurchfluss erläutert. Für jede Strahlzeit werden die verschiedenartigen Zählratenvergleiche sowie deren Unsicherheiten diskutiert, da sie die Messunsicherheit stark beeinflussen. Die Unsicherheiten aus der Energiekalibrierung der Beschleuniger und der Energiekorrektur mit Hilfe des Programms *SRIM* werden in Tabelle A.2 für alle Teilchen und Energien zusammengefasst und in die Datenanalyse übernommen. Der Kalibrierfaktor des *Keithley*-Elektrometers die Kondensatorkapazität sowie deren Unsicherheiten werden ebenfalls in alle Unsicherheitsberechnung einbezogen. In den Messunsicherheitsbudgets werden die Anteile des *Keithley*-Kalibrierfaktors und der Kondensatorkapazität nicht aufgeführt, da diese maximal 0,5 % betragen. Alle systematischen Unsicherheiten sowie die statistischen Unsicherheit aus der Sättigungskorrektur werden quadratisch addiert.

Teilchenart	Teilchenenergie in MeV	Unsicherheit $E_{\text{Beschleuniger}}$ in %	Korrektur E_{SRIM} in %	Unsicherheit E_{SRIM} in %
Protonen	1	0,06	5,62	0,69
	2	0,06	1,91	0,23
	3	0,06	0,94	0,12
Heliumionen	3	0,06	9,58	1,17
	8	0,31	1,98	0,24
	10	0,25	1,32	0,16
	12	0,21	0,97	0,12
	14	0,18	0,73	0,09
Kohlenstoffionen	40	1,00	3,55	0,43
	67	1,00	2,71	0,33
	81	1,00	2,02	0,25

Tabelle A.2:

Angabe der Energiekorrekturen und deren Unsicherheiten, die in der Datenauswertung verwendet wurden. Details zu den Beschleunigern und dem Programm SRIM wurden in den Kapiteln 3.1 und 4.1 erläutert. In SRIM werden die Energieverluste der Ionen beim Durchgang durch die Gold- und die Mylar®-Folie berechnet. Die Unsicherheit dieser Energiekorrektur beträgt 12,4 %.

A.1 W-Werte für 8, 12 und 14 MeV-Heliumionen in Argon

Im März 2010 wurden für 7,7 MeV-, 11,8 MeV- und 13,9 MeV-Alphaeilchen positive und negative Sättigungskurven in Argon gemessen. In dieser Woche wurde erstmals die Gasreinigungsanlage eingesetzt. Es ergibt sich aus den Daten der Gasreinigung in Kapitel 4.7 und der Abbildung 4.18 eine Korrektur von $(0,75 \pm 0,38) \%$ für den Ionisationsstrom.

Außerdem wurden Testmessungen mit einer Bleiabschirmung zur Minimierung des Untergrundes durchgeführt, wobei die in Abbildung A.2 dargestellten Werte ohne Bleiabschirmung aufgenommen wurden. Am Ende der Woche wurde eine Metallvorrichtung in der Streukammer aufgestellt, die verhinderte, dass Teilchen in die Ionisationskammer gelangen konnten. Mit dem modifizierten Aufbau konnten Messungen des gammainduzierten Untergrundes vorgenommen werden, der anschließend von den Messwerten abgezogen werden konnte. Die Ergebnisse dieser Untergrundmessungen wurden in Tabelle A.3 zusammengefasst.

Energie E in MeV	Untergrund $WU_{\gamma} \pm \Delta WU_{\gamma}$ in eV	rel. Unsicherheit $\frac{\Delta WU_{\gamma}}{WU_{\gamma}}$ in %	korr. W-Wert W_{α} in eV	Korrektur $\frac{W_{\alpha}}{WU_{\gamma}}$ in %	rel. Unsicherheit $\Delta \frac{W_{\alpha}}{WU_{\gamma}}$ in %
7,7	9264 ± 546	5,9	25,73	0,28	0,02
11,8	671 ± 10	1,4	25,10	3,74	0,05
13,9	392 ± 3	0,7	24,70	6,30	0,04

Tabelle A.3:

Untergrundberechnung für 8 MeV-, 12 MeV- und 14 MeV-Alphaeilchen in Argon.

Leider konnten für die Untergrundmessungen nach den Energieumstellungen keine aktuellen Zählratenverhältnisse bestimmt werden, so dass das Zählratenverhältnis der letzten Messung eingesetzt wurde. Innerhalb dieser Strahlzeit wurden viele Messungen mit einer Kammer Spannung von 800 V durchgeführt, so dass das Zählratenverhältnis mit den Gasmessungen überwacht werden konnte. Ein separater naher Zählratenvergleich wurde am 23.02.2010 mit 3 MeV-Protonen aus dem Zyklotron durchgeführt. Aus diesem Wert und dem Mittelwert aller 800 V-Einzelmessungen wurde ein Verhältnis c_{norm} gebildet, mit dem alle Daten normiert wurden. Es wurde ein tages- und energieabhängiger Wert für das Zählratenverhältnis bestimmt und mit dem Faktor c_{norm} multipliziert. Beispielsweise wurden mit 14 MeV-Ionen an zwei aufeinander folgenden Tagen 800 V gemessen. An diesen Daten ist zu erkennen, dass eine tagesabhängige Betrachtung des Argonzählratenverhältnisses notwendig ist. Ebenso wurde nach dem Umstellen der Energie im Rahmen der normalen Messreihe stets eine argonbasierte Messung des Zählratenverhältnisses durchgeführt. Die Linien in Abbildung A.1 entsprechen dem normierten tages- und energieabhängigen Wert,

der letztlich in die Berechnung einging. Aus den argonbasierten Messungen und deren statistischen Messunsicherheiten wurden die Messunsicherheiten für die Zählratenverhältnisse abgeleitet (chronologische Reihenfolge in Abbildung A.1: 12 MeV: 0,24 %, 8 MeV: 0,50 % und 14 MeV: 0,46 %).

Die Güte dieser Normierung ist an den grünen Daten in Abbildung A.2 zu erkennen. Die grünen Punkte in den Sättigungskurven sind Messungen aus anderen Strahlzeiten im Mai und November 2010, welche die Reproduzierbarkeit der Daten wiedergibt. Zwischen den Strahlzeiten im März und im Mai 2010 fanden Umbauarbeiten zur Vergrößerung des Abstandes zwischen Ionisationskammer und Streukammer statt. Im Sommer 2010 wurde der komplette Aufbau demontiert und erneut aufgebaut. In der Zusammenfassung in Abbildung A.2 sind zur Veranschaulichung die Ergebnisse der Messung der 10 MeV-Alphaeilchen in Argon aus November 2010 sowie die Wiederholungsmessung für 12 MeV-Ionen in Argon aus Oktober 2011 in grün eingetragen. Diese Strahlzeiten bestätigen die getroffenen Annahmen für die Zählratenverhältnisse und werden im weiteren Verlaufe dieses Anhangs diskutiert. In Tabelle A.4 wurden die Ergebnisse aus den Anpassungen für die positiven und negativen Sättigungskorrekturen zusammengefasst und mit den statistischen Unsicherheiten ein gewichteter Mittelwert gebildet.

Gas	E in MeV	W_+ in eV	ΔW_+ in eV	W_- in eV	ΔW_- in eV	$W_{\text{gew.}}$ in eV	$\Delta W_{\text{gew.}}$ in eV	$\frac{\Delta W_{\text{gew.}}}{W_{\text{gew.}}}$ in%
Argon	7,7	25,73	0,09	25,93	0,09	25,83	0,06	0,24
Argon	11,8	25,10	0,18	25,49	0,10	25,40	0,09	0,34
Argon	13,9	24,70	0,16	25,03	0,13	24,89	0,10	0,41

Tabelle A.4:

Sättigungskorrekturen und statistische Unsicherheiten aus der Abbildung A.2 für 8 MeV-, 12 MeV- und 14 MeV-Alphaeilchen in Argon. Bildung gewichteter Mittelwerte aus diesen Anpassungen.

Trotz der Untergrundkorrektur ist in Abbildung A.2 und Tabelle A.6 eine signifikante Abnahme der W -Werte mit zunehmender Teilchenenergie zu erkennen. In Tabelle A.5 ist das Messunsicherheitsbudget für diese Messungen dargestellt. Es besteht ein ausgewogenes Verhältnis zwischen den Unsicherheitsbeiträgen der Beschleunigerenergie, der *SRIM*-Energiekorrektur, der Gasreinigung, des Zählratenverhältnisses und der Sättigungskorrektur.

A.1 W-Werte für 8, 12 und 14 MeV-Heliumionen in Argon

E in MeV	Energiecorr. Beschleuniger in %	Energiecorr. <i>SRIM</i> in %	Gas- reinigung in %	Untergrund- korr. in %	Zählraten- verhältnis in %	Sättigungs- korr. in %
7,7	17,2	9,6	22,9	0,0	40,8	9,3
11,8	12,0	3,8	37,5	0,8	15,4	30,4
13,9	5,7	1,4	24,9	0,8	37,5	29,4

Tabelle A.5:

Messunsicherheitsbudget für 8 MeV-, 12 MeV- und 14 MeV-Alphaeilchen in Argon.

Gas	E in MeV	W in eV	ΔW in eV	$\frac{\Delta W}{W}$ in%
Argon	7,74	25,83	0,78	3,03
Argon	11,78	25,40	0,61	2,41
Argon	13,92	24,89	0,75	3,02

Tabelle A.6: *W-Werte für 8 MeV-, 12 MeV- und 14 MeV-Alphaeilchen in Argon.*

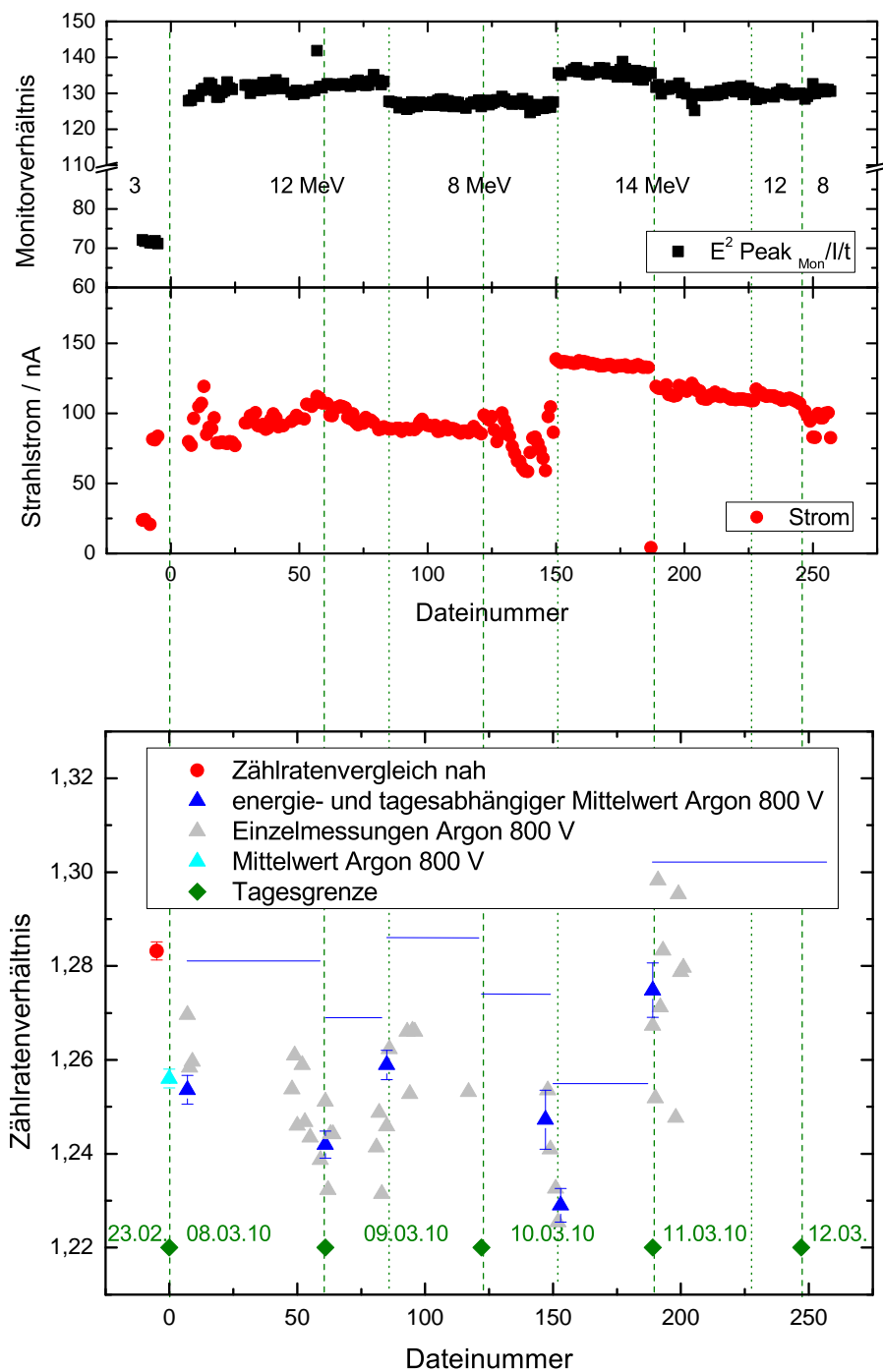


Abbildung A.1:

1. Strahlzeit: Darstellung des Monitorverhältnisses, des Strahlstromes und der verschiedenartigen Zählratenvergleiche.

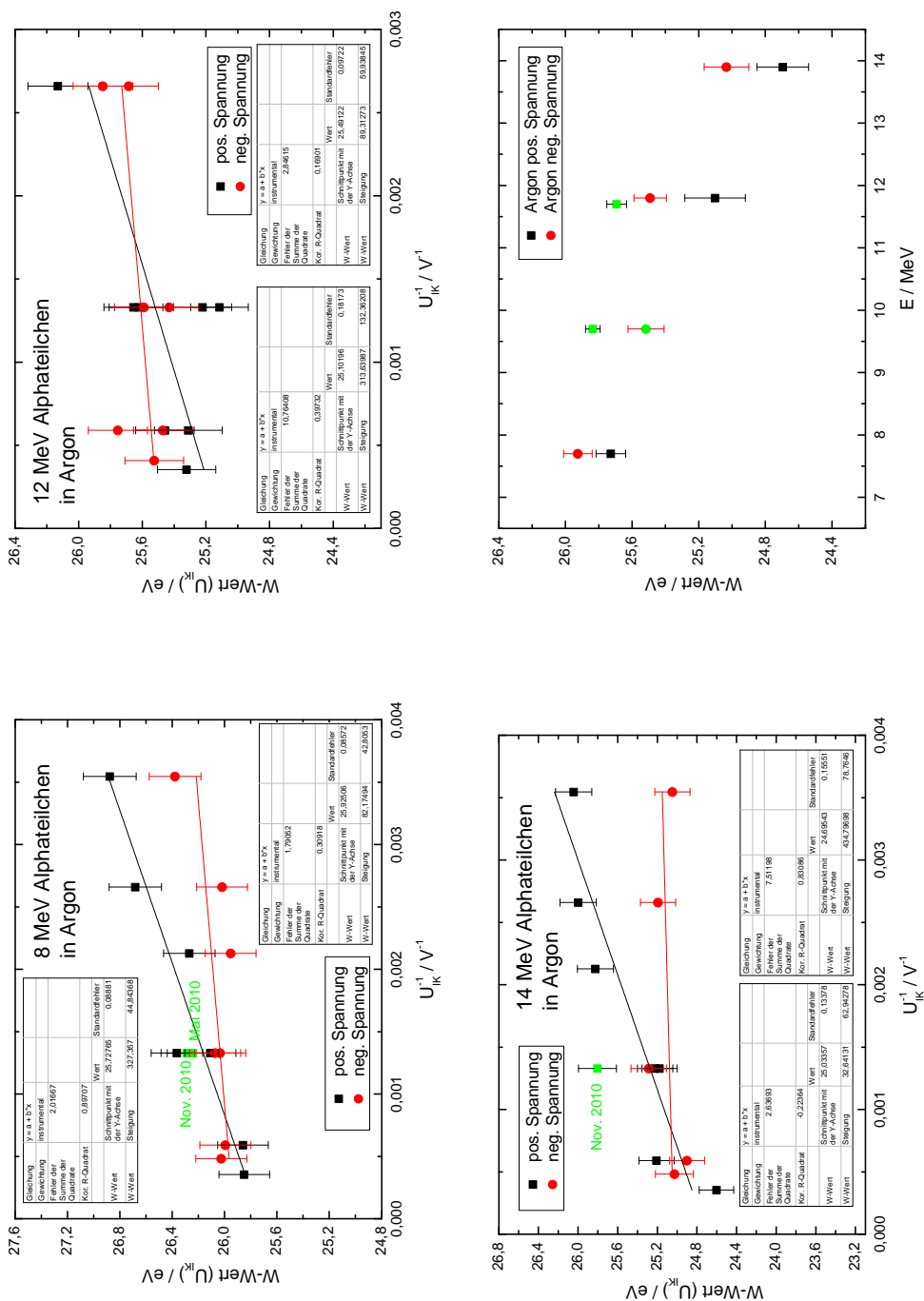


Abbildung A.2:

1. Strahlzeit: Messungen der W-Werte für 7,7 MeV-, 11,8 MeV- und 13,9 MeV- Alphateilchen in Argon in Abhängigkeit von der Ionisationskammerspannung zur Korrektur von Sättigungseffekten.

A.2 W-Werte für 8-13 MeV-Heliumionen in Stickstoff

Diese Strahlzeit setzt sich aus Messungen im Mai und im Juli 2010 zusammen, bei denen ausschließlich Sättigungskurven für Stickstoff gemessen und 8 MeV- bis 13 MeV-Alpha-Teilchen genutzt wurden. Ab dieser Strahlzeit war immer eine Bleiabschirmung an der Ionisationskammer und zwischen der Ionisations- und Streukammer vorhanden. Dafür wurden Anfang Mai 2010 die Distanz zwischen der Ionisations- und der Streukammer um 22,4 cm vergrößert und die Blende zur Ionisationskammer aufgebohrt.

Ferner wurden für alle Energien Untergrundmessungen vorgenommen, die jeweils am gleichen Tag wie die Spannungsreihe aufgenommen wurden, so dass das tagesaktuelle Zählratenverhältnis genutzt werden konnte. Die Notwendigkeit dieser tagesaktuellen Zählratenverhältnisse ist in Abbildung A.4 für die 8 MeV-Messungen zu kennen. In grün ist ein Messwert vom 21.05.2010 zur Kontrolle eingetragen, während alle anderen Messungen mit dieser Energie am 17.05.2010 durchgeführt wurden. Im Juni 2010 wurde zwischen der Streukammer und der Ionisationskammer ein magnetischer Blocker installiert, so dass die Untergrundmessungen ab diesem Zeitpunkt kein Öffnen der Streukammer mehr erforderten. Alle Untergrundmessungen wurden in Tabelle A.7 zusammengefasst.

Energie E in MeV	Untergrund $WU_\gamma \pm \Delta WU_\gamma$ in eV	rel. Unsicherheit $\frac{\Delta WU_\gamma}{WU_\gamma}$ in %	korr. W-Wert W_α in eV	Korrektur $\frac{W_\alpha}{WU_\gamma}$ in %	rel. Unsicherheit $\Delta \frac{W_\alpha}{WU_\gamma}$ in %
7,7	22754 ± 1570	6,9	35,68	0,16	0,01
9,8	8396 ± 344	4,1	35,72	0,43	0,02
11,7	3535 ± 147	4,2	35,49	1,00	0,04
13,4	1241 ± 70	5,6	35,18	2,83	0,16
7,6	46753 ± 3993	8,5	35,82	0,08	0,01

Tabelle A.7: Untergrundberechnung für 8 MeV- bis 13 MeV-Alpha-Teilchen in Stickstoff.

Am 17.05.2011 wurde eine 800 V-Messung mit Argon in der Ionisationskammer aufgenommen, so dass diese für das Zählratenverhältnis genutzt werden konnte. Das direkt danach gemessene Zählratenverhältnis für Stickstoff wurde mit dem Argon-Wert ins Verhältnis gesetzt und ergab einen Normierungsfaktor c_{norm} . Alle Stickstoff-Zählratenmessungen wurden mit diesem Faktor c_{norm} multipliziert. Weiterhin wurde am 25.05.2011 ein ferner Zählratenvergleich mit 20 MeV-Heliumionen durchgeführt, dieser Wert liegt in der gleichen Größenordnung wie die Stickstoffwerte. Jedoch wurde die Argon-Normierung favorisiert, denn für den 17.05.2011 liegt je eine Messung in Argon und in Stickstoff bei derselben Beschleunigereinstellung und Teilchenenergie vor. Die in die Berechnungen eingehenden Zählratenverhältnisse sind als Linien in Abbildung A.3 eingetragen. Aus den stickstoffbasierten Messungen und deren statistischen Messunsicherheiten wurden die Messunsicherheiten für die Zählra-

tenverhältnisse abgeleitet (chronologische Reihenfolge in Abbildung A.3: 8 MeV: 0,23 %, 12 MeV: 0,17 %, 13 MeV: 0,23 % und 10 MeV: 0,38 %, 8 MeV: 0,29 %).

Im Mai waren zwei Oxisorb-Patronen anstelle einer Oxi- und einer Hydrosorb-Patrone in der Gasreinigungsanlage eingebaut und der Bypass zwischen den Gasreinigungspatronen war geöffnet. Die Oxisorb-Patronen können sowohl Sauerstoff als auch Wasser aus dem Gas herausfiltern, so dass der Einsatz zweier Oxisorb-Patronen unkritisch ist. Durch den geöffneten Bypass konnte das Gas ohne Passieren der Gasreinigungspatronen zurück in die Ionisationskammer strömen, so dass die Gasreinigung nicht vollständig funktioniert hat und in späteren Strahlzeiten Vergleichsmessungen notwendig sind.

Im Juli war die letztere Gasreinigungspatrone nicht korrekt angeschnitten, so dass ein Gasfluss durch beide Patronen nicht möglich war. In Abbildung A.5 (c.) ist die erste Messung mit frischem Gas sowie der Verlauf der Anstiegszeit (a.) und Amplitude (b.) des Ionisationskammersignals über die beiden Messtage dargestellt. Die Abnahme der Anstiegszeit und die Zunahme der Amplitude sind Indikatoren für die nicht funktionierende Gasreinigung. Aus diesem Grund kann in der Zusammenfassung in Abbildung A.5 (d.) nur die erste Juli-Messung verwendet und mit den vorangegangenen 8 MeV-Daten verglichen werden.

In Kapitel 4.7 sind Stickstoff- und Argon-Messungen mit und ohne Gasreinigung dargestellt. Die Daten belegen, dass die verunreinigungsbedingten Änderungen des Ionisationsstromes in Stickstoff deutlich geringer sind als in Argon. Bezugnehmend auf die Messung in Stickstoff in die Abbildung 4.19 wurde für den ersten Messtag eine Korrektur von $(0,50 \pm 0,50) \%$ für den Ionisationsstrom angenommen. Aufgrund der zeitabhängigen Abnahme des reziproken Ionisationsstromes in der Abbildung 4.19 wurde ab dem zweiten Tag eine Korrektur von $(1,20 \pm 0,50) \%$ für den Ionisationsstrom verwendet. In Abbildung A.5 (d.) ist in grün eine Wiederholungsmessung für 12 MeV-Heliumionen in Stickstoff aus Oktober 2011 eingetragen. Während dieser Messung wurde die Ionisationskammer im Gasdurchfluss betrieben.

An die positiven Sättigungskurven der 12 MeV- und 13 MeV-Messungen sowie an die negativen Kurven der 10 MeV-, 12 MeV- und 13 MeV-Daten wurden Geraden ohne Steigung angepasst. Die Daten zeigen tendenziell negative Steigungen, was der Strom-Spannungscharakteristik aus Abbildung 4.3 widerspricht. Demnach würde die Rekombination mit zunehmender Kammer Spannung abnehmen. Die angepassten Geraden stimmen im Rahmen der Unsicherheiten mit den Daten überein. Alle Sättigungskorrekturen wurden in Tabelle A.8 zusammengefasst.

In Tabelle A.9 ist das Messunsicherheitsbudget für diese Strahlzeit dargestellt, wobei die Unsicherheit der Gasreinigung dominiert. Die Unsicherheitsbeiträge aus der Untergrundkorrektur werden mit zunehmender Energie größer. Die übrigen Beiträge sind ausgeglichen. Trotz aller Korrekturen ist erneut eine tendenzielle Abnahme der W -Werte mit zunehmender Teilchenenergie in Tabelle A.10 zu erkennen. Aus dieser Tabelle geht hervor, dass die unabhängigen 8 MeV-Messungen im Mai und Juli 2010 im Rahmen ihrer Unsicherheiten übereinstimmen.

Anhang A Übersicht über die Messungen

Gas	E in MeV	W_+ in eV	ΔW_+ in eV	W_- in eV	ΔW_- in eV	$W_{\text{gew.}}$ in eV	$\Delta W_{\text{gew.}}$ in eV	$\frac{\Delta W_{\text{gew.}}}{W_{\text{gew.}}}$ in%
Stickstoff	7,7	35,68	0,10	35,77	0,12	35,72	0,08	0,22
Stickstoff	9,8	35,72	0,14	35,88	0,04	35,86	0,04	0,10
Stickstoff	11,7	35,49	0,07	35,44	0,04	35,45	0,04	0,10
Stickstoff	13,4	35,18	0,12	35,36	0,10	35,29	0,08	0,22
Stickstoff	7,6	35,82	0,10			35,82	0,10	0,29

Tabelle A.8:

Sättigungskorrekturen und statistische Unsicherheiten aus den Abbildungen A.4 und A.5 für 8 MeV- bis 13 MeV-Alphaeilchen in Stickstoff. Bildung gewichteter Mittelwerte aus diesen Anpassungen.

E in MeV	Energiecorr. Beschleuniger in %	Energiecorr. <i>SRIM</i> in %	Gas- reinigung in %	Untergrund- korr. in %	Zählraten- verhältnis in %	Sättigungs- korr. in %
7,7	20,5	11,4	48,5	0,0	10,3	9,1
9,8	13,1	5,2	50,2	0,1	29,0	2,1
11,7	12,9	4,0	71,0	0,8	8,2	2,8
13,4	8,3	1,9	59,6	6,0	12,6	11,3
7,6	18,5	10,0	42,6	0,0	14,3	14,3

Tabelle A.9: Messunsicherheitsbudget für 8 MeV- bis 13 MeV-Alphaeilchen in Stickstoff.

Gas	E in MeV	W in eV	ΔW in eV	$\frac{\Delta W}{W}$ in%
Stickstoff	7,69	35,72	0,72	2,01
Stickstoff	9,77	35,86	0,71	1,97
Stickstoff	11,71	35,45	0,59	1,67
Stickstoff	13,43	35,29	0,65	1,84
Stickstoff	7,58	35,82	0,77	2,14

Tabelle A.10: W -Werte für 8 MeV- bis 13 MeV-Alphaeilchen in Stickstoff.

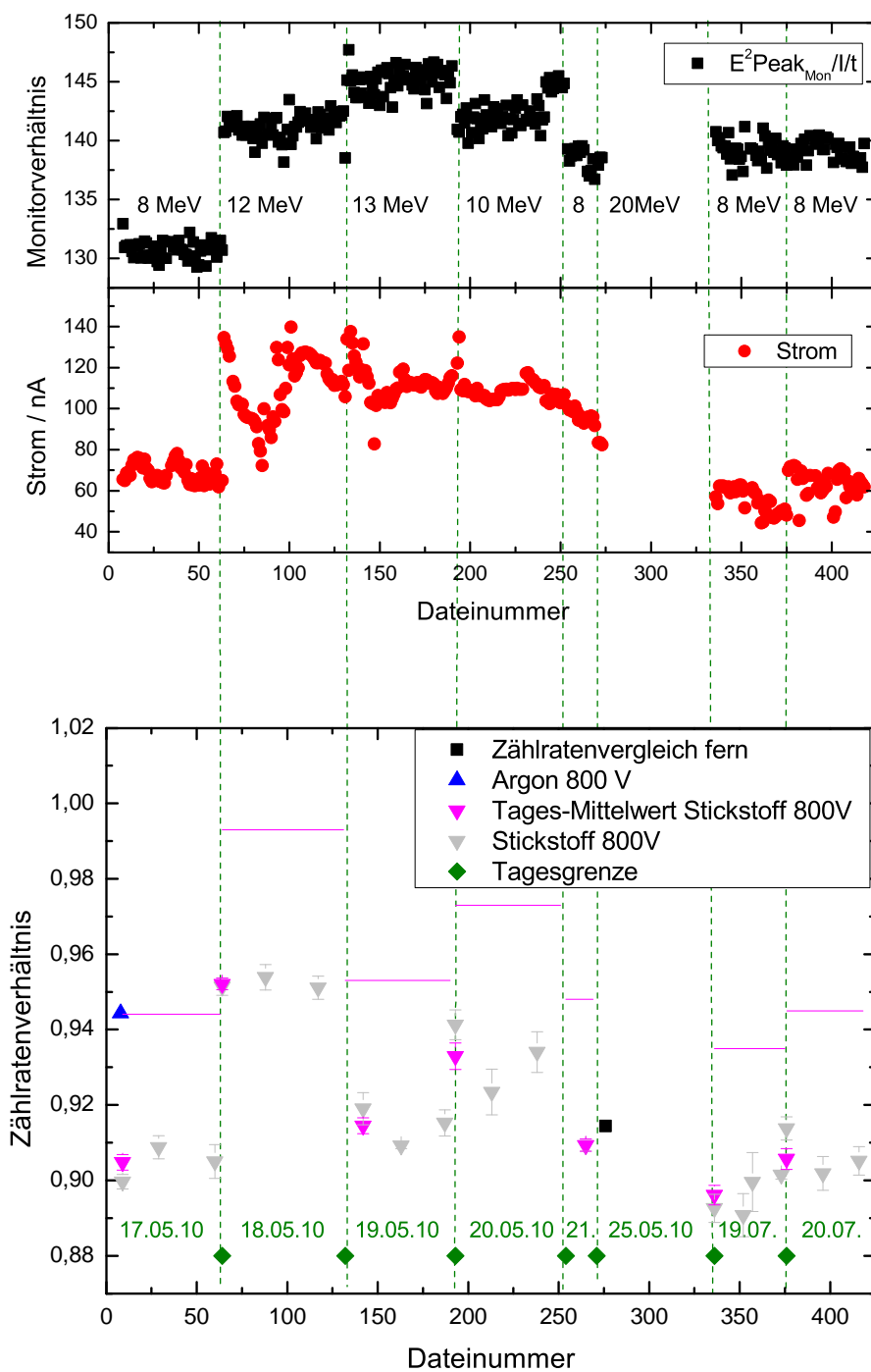


Abbildung A.3:

2. Strahlzeit: Darstellung des Monitorverhältnisses, des Strahlstromes und der verschiedenartigen Zählratenvergleiche.

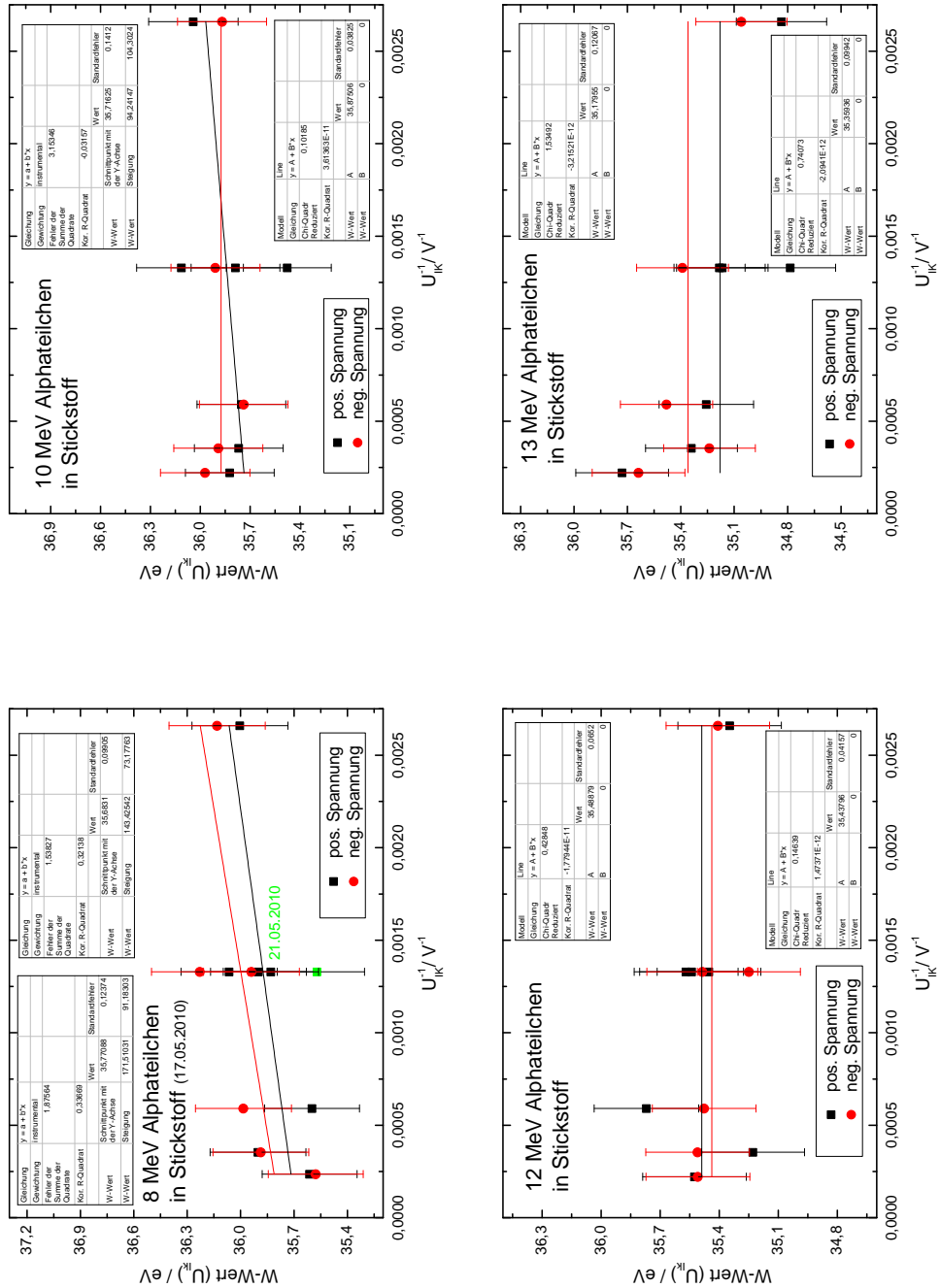


Abbildung A.4:

2. Strahlzeit: Messungen der W-Werte für 7,7 MeV-, 9,8 MeV-, 11,7 MeV- und 13,4 MeV- Alphateilchen in Stickstoff in Abhängigkeit von der Ionisationskammerspannung zur Korrektur von Sättigungseffekten.

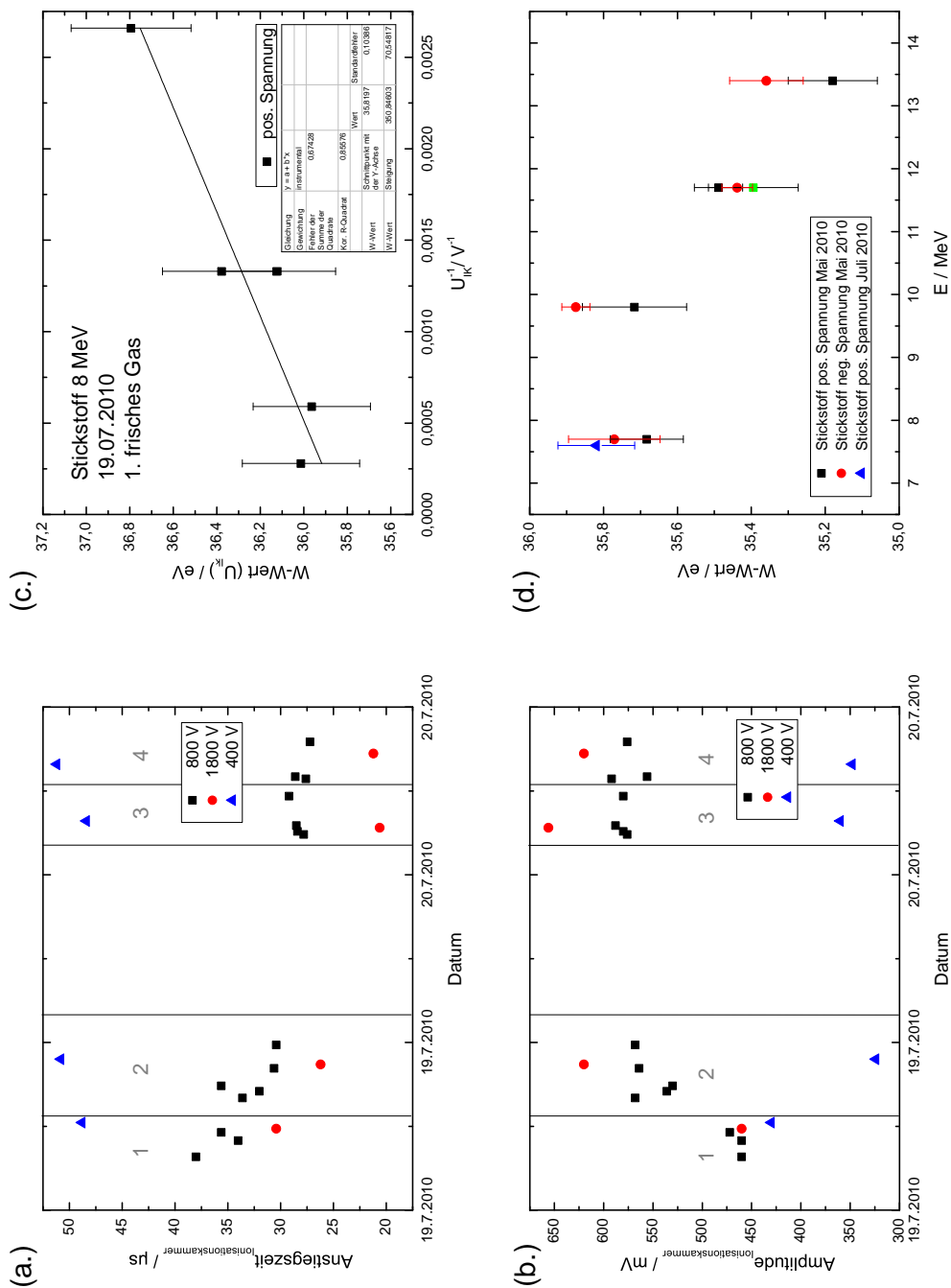


Abbildung A.5:

2. Strahlzeit: Messungen des W-Wertes für 7,6 MeV-Alphaeilchen in Stickstoff sowie die Amplituden und Anstiegszeiten des Ionisationskammersignals in Abhängigkeit von der Zeit.

A.3 W-Werte für 40 und 67 MeV-Kohlenstoffionen in Argon, Stickstoff und Luft

Im August 2010 fand die erste Strahlzeit am Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH (GSI) in Darmstadt statt. Hierfür konnte ein Strahlrohr der Materialforschungsgruppe genutzt werden, an dem das Experiment spiegelverkehrt zur PTB aufgebaut wurde.

Es wurden Messungen mit 40,1 MeV- und 67,5 MeV-Kohlenstoffionen in Argon, Stickstoff und Luft durchgeführt. Diese Kohlenstoffionen verlieren durch Streuung und Materiedurchgang an der Gold- und Mylar®-Folie bis zu 6,9 % ihrer Energie. Die Berechnungen sind in Kapitel 4.1 angegeben. In den folgenden Abschnitten werden jeweils die reduzierten Energien verwendet.

Für alle Messungen in Argon und in Stickstoff wurde die Gasreinigung betrieben, wobei es separate Patronen für beide Gase gab. Die Argonfüllungen waren jeweils 4 bis 6 Stunden in der Ionisationskammer, so dass nach Abbildung 4.18 eine Korrektur der Argon-Daten um $(0,75 \pm 0,38) \%$ notwendig ist. Während der Messungen mit Stickstoff befand sich das Füllgas maximal 4,5 Stunden in der Kammer, so dass nach der Abbildung 4.19 eine Korrektur von $(0,50 \pm 0,50) \%$ angewendet wurde. Für die Luftmessungen wurde Luft mit einer relativen Feuchte $h \leq 5 \%$ verwendet und eine Korrektur von $(0,75 \pm 0,50) \%$ angenommen.

Durch Bleiblöcke zwischen der Ionisations- und der Streukammer sowie vor der Ionisationskammer sollte der strahlinduzierte Untergrund minimiert werden. Der strahlinduzierte Untergrund, der durch Reaktionen an den Blenden und dem Faraday Cup entsteht, betrug wie in Abbildung 4.13 dargestellt bis zu 36,3 % und wurde in Tabelle A.11 zusammengefasst. Für alle positiven Spannungen wurden zeitnah Untergrundmessungen durchgeführt und diese für die positiven und negativen Spannungen als Korrekturen verwendet.

Gas	Untergrund $WU_\gamma \pm \Delta WU_\gamma$ in eV	rel. Unsicherheit $\frac{\Delta WU_\gamma}{WU_\gamma}$ in %	korr. W-Wert W_α in eV	Korrektur $\frac{W_\alpha}{WU_\gamma}$ in %	rel. Unsicherheit $\Delta \frac{W_\alpha}{WU_\gamma}$ in %
Argon	108,5 ± 1,4	1,3	25,10	23,14	0,30
Stickstoff	114,9 ± 2,8	2,4	35,10	30,55	0,74
Luft	137,4 ± 1,9	1,4	33,65	24,49	0,34
Argon	102,8 ± 1,9	1,8	21,42	20,83	0,39
Stickstoff	86,3 ± 1,6	1,9	31,30	36,27	0,67
Luft	97,8 ± 1,9	1,9	28,71	29,36	0,57

Tabelle A.11:

Untergrundberechnung für 40,1 MeV- und 67,5 MeV-Kohlenstoffionen in Argon, Stickstoff und Luft.

Für alle Messungen wurde das Zählratenverhältnis angenommen, welches mit 67,5 MeV-Kohlenstoffionen am Ende der Strahlzeit bestimmt wurde und als Linie in Abbildung A.6 dargestellt ist. Es konnte nur ein naher Zählratenvergleich durchgeführt werden, da die Umbauten dazu jeweils mindestens eine Stunde betragen und die Strahlzeit streng begrenzt war. Der nahe Zählratenvergleich konnte mit einer Unsicherheit von 0,43 % angegeben werden. Vergleichend dazu wurde die relative Unsicherheit der gasbasierten Zählratenvergleiche ermittelt. Deren mittlere Unsicherheit lag für die 40,1 MeV-Kohlenstoffionen bei 0,44 % und für die 67,5 MeV-Kohlenstoffionen bei 1,20 %. Als Unsicherheit für das Zählratenverhältnis wurden die gasbasierten Unsicherheiten verwendet, um die Unsicherheit nicht zu unterschätzen.

In Abbildung A.7 sind alle Messungen für 40,1 MeV-Kohlenstoffionen zusammengefasst. Es wurden pro Kammeranspannungen drei bis vier Einzelmessungen durchgeführt, aber keine wiederholenden Messungen zu den Kammeranspannungen, da die Strahlzeit nur zwei Tage umfasste. Die Geradenanpassungen sind für Messungen mit Luft sehr gut und zeigen den gewohnten steilen Verlauf. Die Streuung der Argon- und Stickstoffwerte sind größer als die Streuungen, die während der PTB-Messungen beobachtet wurden. Dies kann an der geringen Teilchenrate und der daraus resultierenden Unsicherheit von 1,2 % liegen. Diese Unsicherheit wurde als Stabilitätsäquivalent auf alle Daten übertragen. Für die Messungen mit negativen Kammeranspannungen in Argon und Stickstoff wurden Geraden ohne Anstieg angepasst. In Abbildung A.7 ist zu erkennen, dass die Anpassungen und die Daten innerhalb der statistischen Unsicherheiten übereinstimmen. Die Anpassungen wurden in Tabelle A.12 zusammengefasst.

Die Messungen mit 67,5 MeV-Kohlenstoffionen sind in Abbildung A.8 dargestellt. Die Unsicherheit in der Teilchenzahl beträgt 1,5 %. Für die Messungen mit negativen Kammeranspannungen in Argon und Stickstoff können innerhalb der statistischen Unsicherheiten keine Geraden angepasst werden, da die Daten einen negativen Anstieg zeigen. Ein negativer Anstieg in der Sättigungskorrektur würde bedeuten, dass die Rekombination mit zunehmender Spannung abnimmt. Aus diesem Grund wurden diese Messungen in der nächsten GSI-Strahlzeit wiederholt.

In Tabelle A.13 ist das Messunsicherheitsbudget dieser Messungen dargestellt. Aufgrund des höheren strahlinduzierten Untergrundes ist der Beitrag dieser Korrektur deutlich höher als bei den vorangegangenen Strahlzeiten. Bei der kleineren Energie überwiegt der Unsicherheitsbeitrag der Beschleunigerenergie. Bei der größeren Energie nimmt der Unsicherheitsbeitrag der Energie ab und die Beiträge des Zählratenverhältnisses und der Sättigungskorrektur steigen an. In Tabelle A.14 wurden die errechneten *W*-Werte und ihre Messunsicherheiten zusammengefasst.

Anhang A Übersicht über die Messungen

Gas	E in MeV	W_+ in eV	ΔW_+ in eV	W_- in eV	ΔW_- in eV	$W_{\text{gew.}}$ in eV	$\Delta W_{\text{gew.}}$ in eV	$\frac{\Delta W_{\text{gew.}}}{W_{\text{gew.}}}$ in%
Argon	40,07	25,10	0,43	25,78	0,07	25,76	0,07	0,28
Stickstoff	40,07	35,10	0,76	36,71	0,16	36,64	0,16	0,43
Luft	40,07	33,65	0,40	34,13	0,44	33,86	0,30	0,87
Argon	67,48	21,42	0,21	22,26	0,29	21,71	0,17	0,77
Stickstoff	67,48	31,30	1,66	31,31	0,30	31,31	0,30	0,96
Luft	67,48	28,71	0,55	30,40	0,55	29,56	0,39	1,31

Tabelle A.12:

Sättigungskorrekturen und statistische Unsicherheiten aus den Abbildungen A.7 und A.8 für 40,1 MeV- und 67,5 MeV-Kohlenstoffionen in Argon, Stickstoff und Luft. Bildung gewichteter Mittelwerte aus diesen Anpassungen.

Gas	Energiekorr. Beschleuniger in %	Energiekorr. <i>SRIM</i> in %	Gas- reinigung in %	Untergrund- korr. in %	Zählraten- verhältnis in %	Sättigungs- korr. in %
Argon	59,1	11,2	8,3	5,3	11,4	4,6
Stickstoff	42,2	8,0	10,6	23,4	8,2	7,6
Luft	39,8	7,5	10,0	4,6	7,7	30,3
Argon	29,1	3,2	4,1	4,3	41,9	17,3
Stickstoff	24,0	2,6	6,0	10,8	34,5	22,0
Luft	20,7	2,3	5,2	6,7	29,8	35,3

Tabelle A.13:

Messunsicherheitsbudget für 40,1 MeV- und 67,5 MeV-Kohlenstoffionen in Argon, Stickstoff und Luft.

Gas	E in MeV	W in eV	ΔW in eV	$\frac{\Delta W}{W}$ in%
Argon	40,07	25,76	1,30	5,05
Stickstoff	40,07	36,64	1,54	4,20
Luft	40,07	33,86	1,58	4,68
Argon	67,48	21,71	1,85	8,54
Stickstoff	67,48	31,31	2,04	6,52
Luft	67,48	29,56	2,20	7,44

Tabelle A.14:

W-Werte für 40,1 MeV- und 67,5 MeV-Kohlenstoffionen in Argon, Stickstoff und Luft.

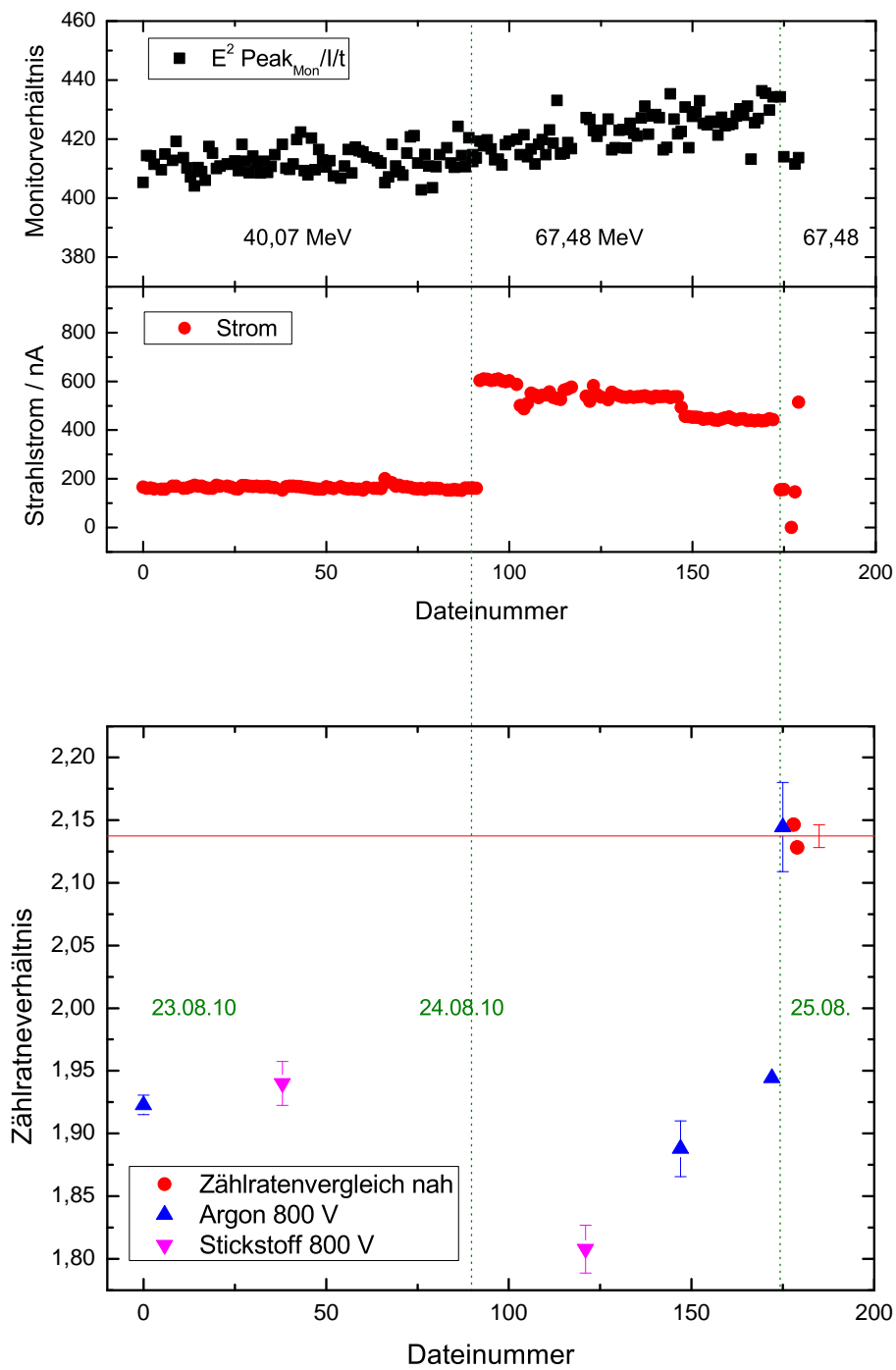


Abbildung A.6:

3. Strahlzeit: Darstellung des Monitorverhältnisses, des Strahlstromes und der verschiedenartigen Zählratenvergleiche.

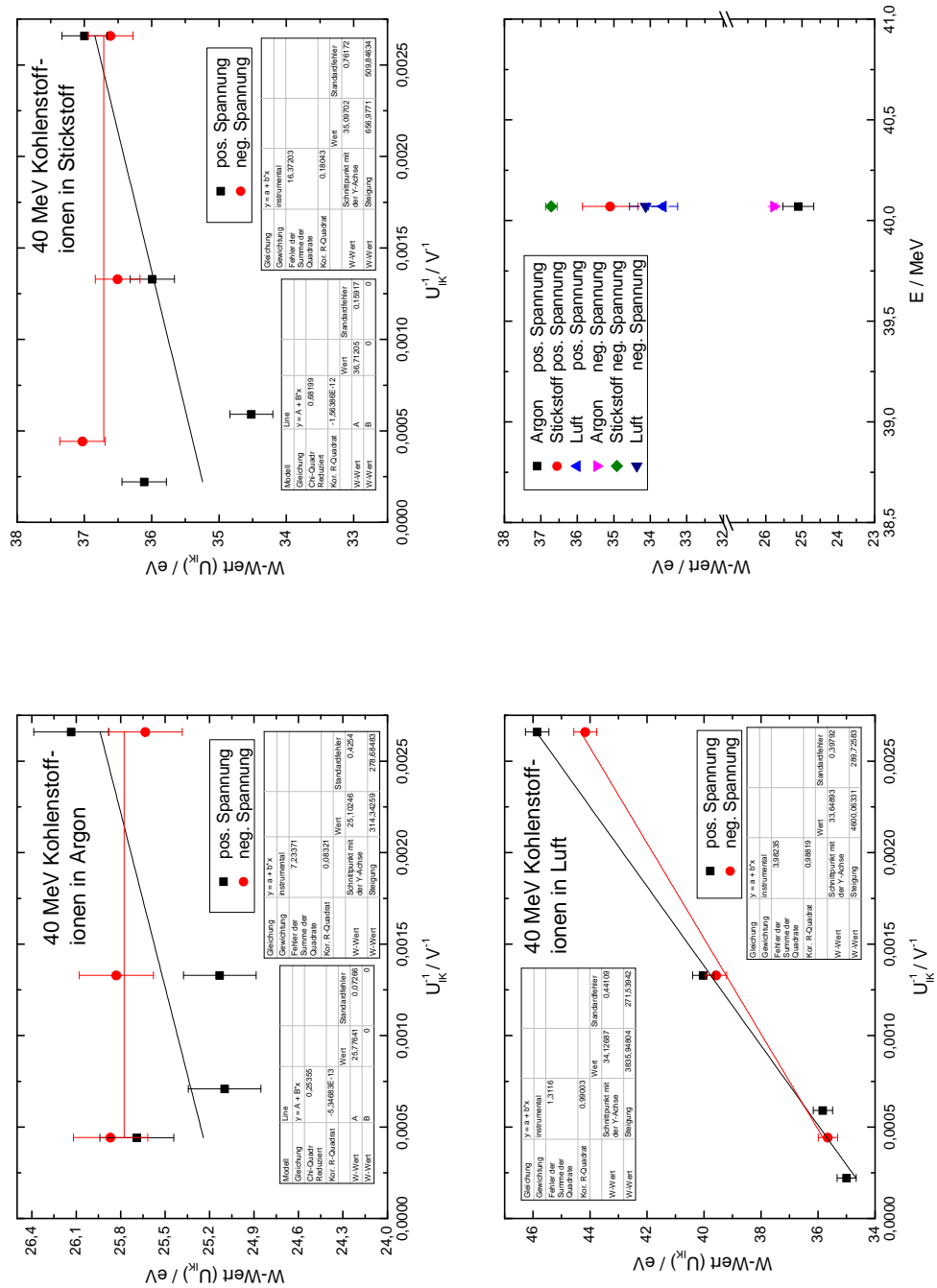


Abbildung A.7:

3. Strahlzeit: Messungen der W-Werte für 40,1 MeV-Kohlenstoffionen in Argon, Stickstoff und Luft in Abhängigkeit von der Ionisationskammerspannung zur Korrektur von Sättigungseffekten.

A.3 W-Werte für 40 und 67 MeV-Kohlenstoffionen in Argon, Stickstoff und Luft

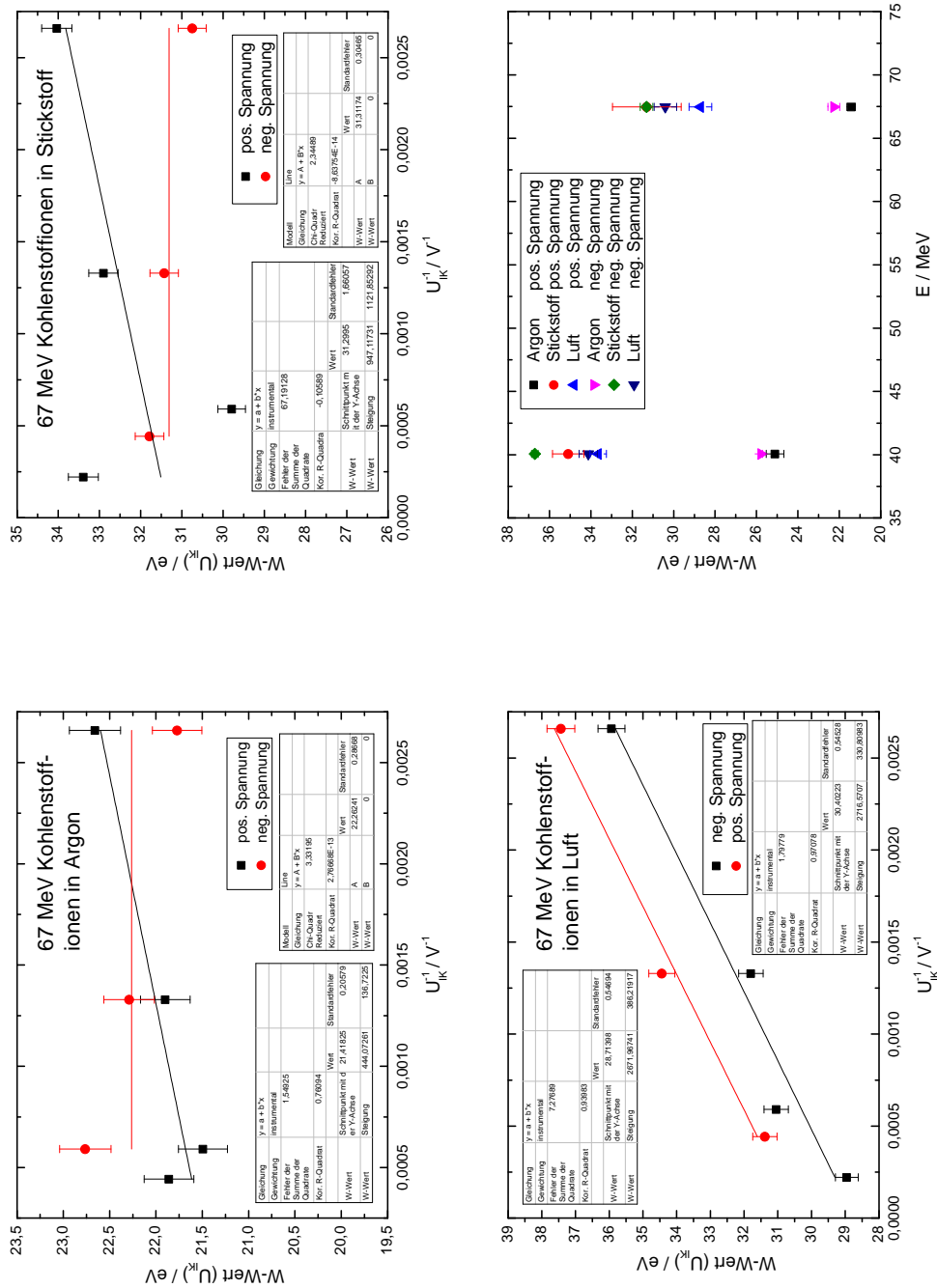


Abbildung A.8:

3. Strahlzeit: Messungen der W-Werte für 67,5 MeV-Kohlenstoffionen in Argon, Stickstoff und Luft in Abhängigkeit von der Ionisationskammerspannung zur Korrektur von Sättigungseffekten.

A.4 W-Werte für 2 MeV-Protonen in Argon, Stickstoff und Luft

Im Oktober 2010 wurden die Messungen für 2,0 MeV-Protonen in Argon, Stickstoff und Luft mit Gasreinigung und Bleiabschirmung durchgeführt. Das Argon war 30 Stunden in der Ionisationskammer, so dass nach Abbildung 4.18 eine Korrektur von $(0,75 \pm 0,38) \%$ notwendig ist. Die Messungen mit Stickstoff und Luft wurden jeweils an einem Tag durchgeführt, so dass nach Abbildung 4.19 eine Korrektur von $(0,50 \pm 0,50) \%$ für die siebenstündige Messung in Stickstoff angenommen wurde. Für die fünfstündige Messung in Luft wurde die Ionisationskammer nur einmal gefüllt und dann verschlossen. Nach Abbildung 4.20 resultiert daraus eine Abnahme im Ionisationsstrom von $(0,40 \pm 0,40) \%$.

Es wurden Untergrundmessungen für Argon getätigt und die Argon-Daten damit korrigiert. Für Stickstoff und Luft wurden erst im Februar 2011 Untergrundmessungen mit 2 MeV-Protonen ergänzt und auf diese Messungen übertragen. Die Untergrundkorrekturen betragen zwischen 0,07 % und 0,13 %, sie und die Unsicherheiten dieser Korrektur wurden in Tabelle A.15 zusammengefasst.

Gas	Untergrund $WU_\gamma \pm \Delta WU_\gamma$ in eV	rel. Unsicherheit $\frac{\Delta WU_\gamma}{WU_\gamma}$ in %	korr. W-Wert W_α in eV	Korrektur $\frac{W_\alpha}{WU_\gamma}$ in %	rel. Unsicherheit $\Delta \frac{W_\alpha}{WU_\gamma}$ in %
Argon	38423 ± 8607	22,4	25,80	0,07	0,02
Stickstoff	31869 ± 7276	22,8	35,42	0,11	0,03
Luft	25321 ± 9116	36,0	33,84	0,13	0,05

Tabelle A.15: Untergrundberechnung für 2,0 MeV-Protonen in Argon, Stickstoff und Luft.

Während der Protonen-Strahlzeit wurden mehrfach Zählratenvergleiche auf Argon- und Stickstoffbasis durchgeführt. Es ist zu erkennen, dass die jeweils gleichartigen Messungen innerhalb eines Tages nur wenig streuen. Am 14.10.2011 wurde nach den Messungen in Luft ein naher Zählratenvergleich durchgeführt. In den zwei darauffolgenden Messungen wurde der Ionenstrahl jeweils neu fokussiert und erneut gemessen, um die Reproduzierbarkeit der Fokussierung einschätzen zu können. Der Vergleich der drei Messungen ergab eine Standardabweichung von 0,005. Die Standardabweichungen der argonbasierten Zählratenvergleiche am 11.10.2011 beträgt ebenfalls 0,004. Aufgrund der Konstanz des Monitorverhältnisses in Abbildung A.9 ab Dateinummer 75 wurde der nahe Zählratenvergleich auf die Stickstoff- und die Luft-Messungen sowie auf die letzten Argon-Messungen übertragen. Innerhalb der ersten beiden Tage ist eine deutliche Veränderung des Argonzählratenverhältnisses zu sehen, so dass diese Änderung in der Auswertung berücksichtigt wurde. Aus dem letzten Argonwert und dem nahen Zählratenvergleich wurde ein Normierungsfaktor für die Messungen in Argon bestimmt und auf die gesamten Argondaten angewendet. Ferner wurde die Standardabweichung von 0,005 aus den drei nahen Zählratenvergleichen

A.4 W-Werte für 2 MeV-Protonen in Argon, Stickstoff und Luft

als Unsicherheit für alle Zählratenverhältnisses angenommen. Dies entspricht einer relativen Unsicherheit von 0,42 %. Die verwendeten Verhältnisse sind als Striche in Abbildung A.9 eingezeichnet.

In der Abbildung A.10 und der Tabelle A.16 wurden die Ergebnisse dieser Strahlzeit zusammengefasst, es sind die W -Werte und ihre statistischen Unsicherheiten abgebildet. In Tabelle A.17 ist das Messunsicherheitsbudget dieser Strahlzeit dargestellt, das von den Unsicherheiten der Gasreinigung und des Zählratenvergleichs dominiert wird. Die berechneten W -Werte wurden in Tabelle A.18 zusammengefasst.

Gas	E in MeV	W_+ in eV	ΔW_+ in eV	W_- in eV	ΔW_- in eV	$W_{\text{gew.}}$ in eV	$\Delta W_{\text{gew.}}$ in eV	$\frac{\Delta W_{\text{gew.}}}{W_{\text{gew.}}}$ in%
Argon	2,0	25,80	0,06	26,05	0,06	25,92	0,04	0,15
Stickstoff	2,0	35,42	0,04	35,72	0,06	35,53	0,03	0,09
Luft	2,0	33,84	0,06	33,98	0,10	33,88	0,05	0,16

Tabelle A.16:

Sättigungskorrekturen und statistische Unsicherheiten aus der Abbildung A.10 für 2,0 MeV-Protonen in Argon, Stickstoff und Luft. Bildung gewichteter Mittelwerte aus diesen Anpassungen.

Gas	Energiekorrr. Beschleuniger in %	Energiekorrr. <i>SRIM</i> in %	Gas- reinigung in %	Untergrund- korr. in %	Zählraten- verhältnis in %	Sättigungs- korr. in %
Argon	0,9	13,5	34,7	0,2	44,5	5,9
Stickstoff	0,7	10,9	49,6	1,0	35,9	1,7
Luft	0,8	12,8	37,5	0,5	42,3	5,7

Tabelle A.17: Messunsicherheitsbudget für 2,0 MeV-Protonen in Argon, Stickstoff und Luft.

Gas	E in MeV	W in eV	ΔW in eV	$\frac{\Delta W}{W}$ in%
Argon	1,96	25,92	0,64	2,46
Stickstoff	1,96	35,53	0,71	2,00
Luft	1,96	33,88	0,65	1,93

Tabelle A.18: W -Werte für 2,0 MeV-Protonen in Argon, Stickstoff und Luft.

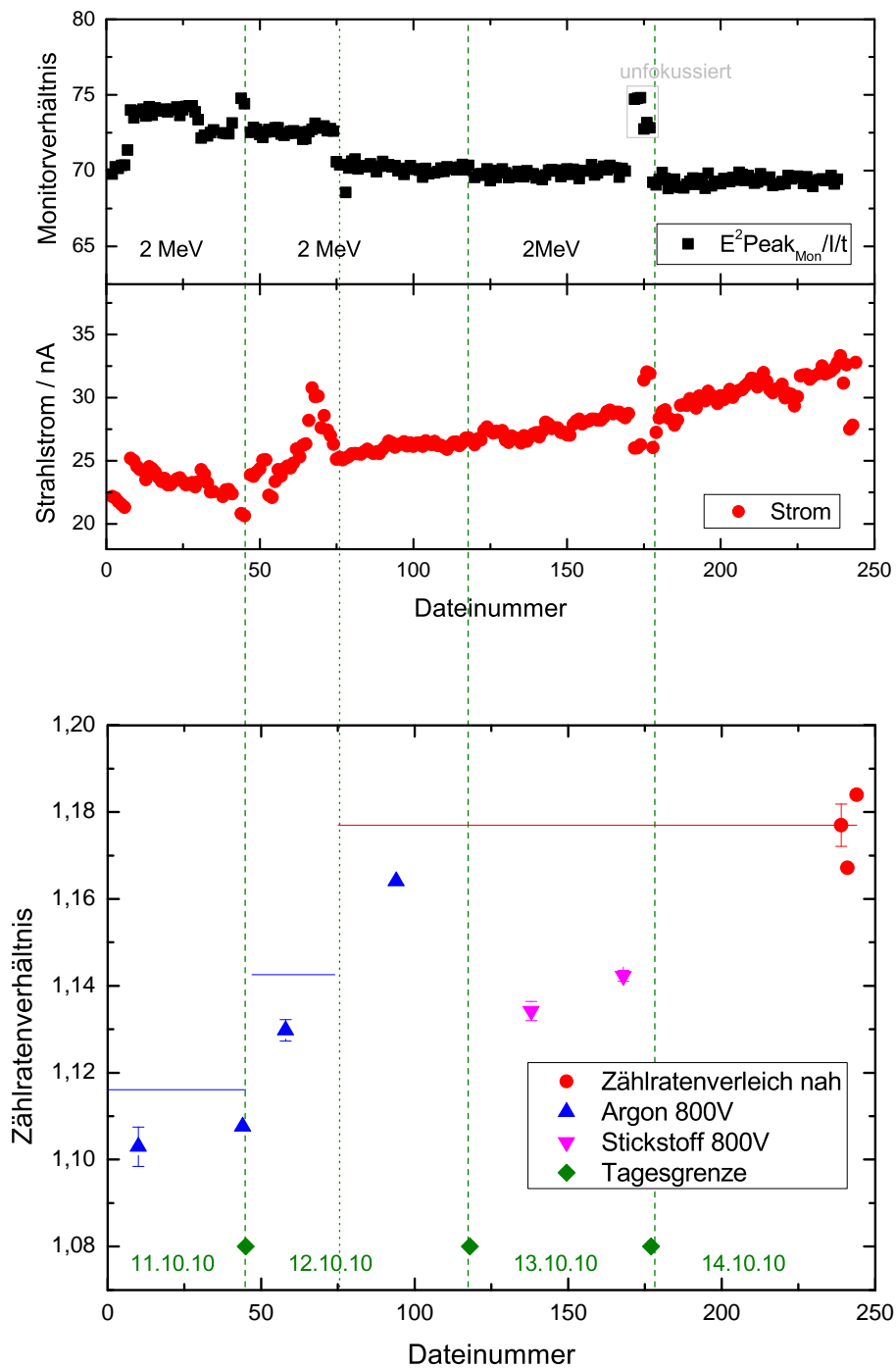


Abbildung A.9:

4. Strahlzeit: Darstellung des Monitorverhältnisses, des Strahlstromes und der verschiedenartigen Zählratenvergleiche.

Die Abbildung A.11 veranschaulicht die Notwendigkeit der Normierung der Messungen in Argon. In der oberen Grafik sind die Sättigungskurven mit dem Wert aus dem Zählratenvergleich $c_{ZV_{nah}} = 1,177 \pm 0,005$ dargestellt, während die untere Grafik die unterschiedlichen, auf den nahen Zählratenvergleich, normierten Argonwerte enthält. Die grau eingetragenen Punkte entsprechen Messungen ohne Wiederholungen, so dass keine Unsicherheit angegeben werden kann und diese Messungen nicht in der Geradenanpassung eingehen. Zur Verdeutlichung der Unterschiede wurden in beiden Grafiken die gleiche Achseneinteilung genutzt.

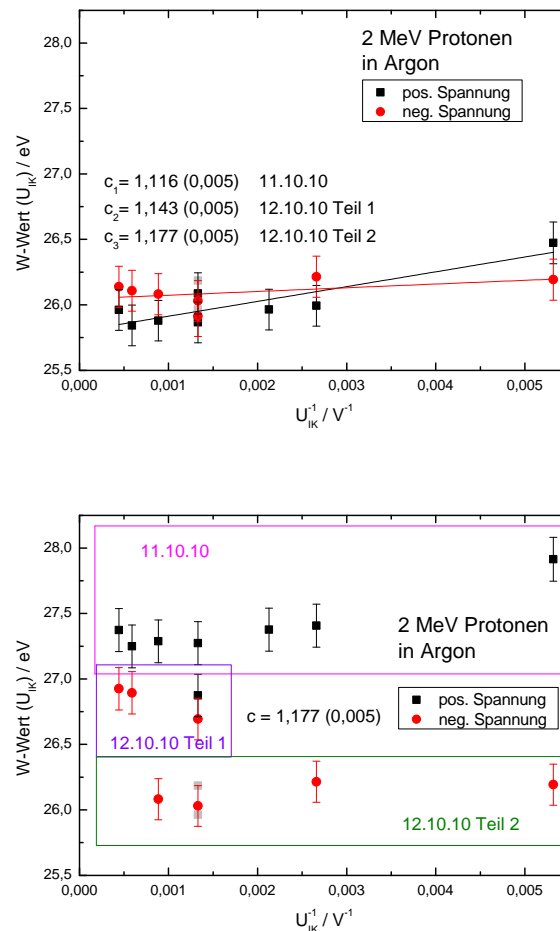


Abbildung A.11:

Notwendigkeit der tages- und energieabhängigen Normierung der gasbasierten Zählratenvergleiche. Oben wurde für alle Daten ein einheitliches Zählratenverhältnis angenommen, während unten ein tages- und fokussierungsabhängiger Wert genutzt wurde. Die drei Einteilungen in der oberen Abbildung beziehen sich auf die drei Fokussierungen für die Messungen in Argon am 11.10.2010 und 12.10.2010 in Abbildung A.9.

A.5 W-Wert für 10 MeV-Heliumionen in Argon

Am 01.11.2010 wurden Messungen für 9,7 MeV-Alphaeilchen in Argon ergänzt. Während der Messungen war eine Bleiabschirmung vorhanden und die Gasreinigungsanlage lief, es wurde eine Korrektur von $(0,75 \pm 0,38) \%$ für den Ionisationsstrom angenommen. Es wurde die in Tabelle A.19 dargestellte Untergrundmessung durchgeführt und von den Werten abgezogen.

E in MeV	Untergrund $WU_\gamma \pm \Delta WU_\gamma$ in eV	rel. Unsicherheit $\frac{\Delta WU_\gamma}{WU_\gamma}$ in %	korr. W-Wert W_α in eV	Korrektur $\frac{W_\alpha}{WU_\gamma}$ in %	rel. Unsicherheit $\Delta \frac{W_\alpha}{WU_\gamma}$ in %
9,7	8052 ± 554	6,9	25,84	0,32	0,02

Tabelle A.19: Untergrundberechnung für 9,7 MeV-Alphaeilchen in Argon.

Es wurden eine positive und eine negative Kurve sowie zwei ferne Zählratenvergleiche aufgenommen. In Tabelle A.20 wurden aus den Anpassungen in Abbildung A.12 ein gewichteter Mittelwert berechnet. Im Rahmen der Sättigungskurven können die 800 V-Messungen außerdem als zwei gasbasierte Zählratenvergleiche genutzt werden. Der Mittelwert aus den vier verschiedenen Zählratenvergleichen wurde genutzt, wobei in Abbildung A.12 zu erkennen ist, dass der erste Argon-Zählratenwert und der zweite ferne Zählratenvergleich im Rahmen der Unsicherheiten übereinstimmen. In der folgenden Strahlzeit und Tabelle A.24 wurde dieses Verfahren mit nahen Zählratenvergleichen verglichen und die ermittelten Unsicherheiten angegeben. Aus den Streuungen der zwei argonbasierten und der zwei fernen Zählratenvergleiche wurde eine Unsicherheit von 0,49 % ermittelt. In Tabelle A.21 ist das Unsicherheitsbudget dieser Messungen dargestellt, wobei die Unsicherheiten des Zählratenverhältnisses dieses Budget signifikant beeinflusst.

Die grün markierten Punkte in der positiven Sättigungskurve stammen aus anderen Messung im November 2010 für 800 V, wobei gute Übereinstimmungen zwischen den Messungen zu erkennen sind. In der Zusammenfassung sind die vorhergehenden Messungen aus März 2010 sowie die Wiederholung einer Messung aus Oktober 2011 grün markiert. Die 10 MeV-Messung ergab einen W-Wert von $(25,79 \pm 0,71) \text{ eV}$ und gliedert sich damit in die mit steigender Energie abnehmenden W-Werte ein.

Gas	E in MeV	W_+ in eV	ΔW_+ in eV	W_- in eV	ΔW_- in eV	$W_{\text{gew.}}$ in eV	$\Delta W_{\text{gew.}}$ in eV	$\frac{\Delta W_{\text{gew.}}}{W_{\text{gew.}}}$ in%
Argon	9,7	25,84	0,04	25,52	0,11	25,79	0,04	0,16

Tabelle A.20:

Sättigungskorrekturen und statistische Unsicherheiten aus der Abbildung A.12 für 10 MeV-Alphaeilchen in Argon. Bildung gewichteter Mittelwerte aus diesen Anpassungen.

E in MeV	Energiekorr. Beschleuniger in %	Energiekorr. <i>SRIM</i> in %	Gas- reinigung in %	Untergrund- korr. in %	Zählraten- verhältnis in %	Sättigungs- korr. in %
9,7	13,3	5,2	27,9	0,1	48,5	4,8

Tabelle A.21: Messunsicherheitsbudget für 10 MeV-Alphaeilchen in Argon.

Gas	E in MeV	W in eV	ΔW in eV	$\frac{\Delta W}{W}$ in%
Argon	9,66	25,79	0,71	2,75

Tabelle A.22: W -Werte für 10 MeV-Alphaeilchen in Argon.

A.6 W-Werte für 8, 10 und 14 MeV-Heliumionen in Luft

Am 15.11.2010, 16.11.2010 und 29.11.2010 wurden Messungen für 7,6 MeV-, 13,5 MeV- und 9,7 MeV-Alphaeilchen in Luft durchgeführt. Es wurden Untergrundmessungen ausgeführt und eine Bleiabschirmung aufgebaut. Die Resultate diese Untergrundmessungen wurden in Tabelle A.23 zusammengefasst. Die Ionisationskammer wurde täglich ausgepumpt, um ferne und argonbasierte Zählratenvergleiche durchzuführen, und anschließend mit Pressluft (relative Luftfeuchte $h \approx 8\%$) gefüllt. Die Luft blieb maximal 9 Stunden in der Kammer, so dass nach Abbildung 4.20 eine Korrektur des Ionisationsstrom von $(0,75 \pm 0,50)\%$ angenommen wurde.

Energie E in MeV	Untergrund $WU_\gamma \pm \Delta WU_\gamma$ in eV	rel. Unsicherheit $\frac{\Delta WU_\gamma}{WU_\gamma}$ in %	korr. W-Wert W_α in eV	Korrektur $\frac{W_\alpha}{WU_\gamma}$ in %	rel. Unsicherheit $\Delta \frac{W_\alpha}{WU_\gamma}$ in %
7,6	36929 ± 15672	42,4	34,19	0,09	0,04
9,7	9511 ± 247	2,6	33,85	0,36	0,01
13,5	2131 ± 170	8,0	34,13	1,60	0,13

Tabelle A.23:

Untergrundberechnung für 8 MeV-, 10 MeV- und 14 MeV-Alphaeilchen in Luft.

In Abbildung A.13 sind die Unterschiede zwischen den fernen und argonbasierten Zählratenvergleichen für 8 MeV- und 14 MeV-Ionen am 15.11.2010 und am 16.11.2010 sehr groß. Ähnlich große Unterschiede zwischen den Methoden zeigen sich am 29.11.2010 für 10 MeV-Teilchen. Am Abend des 16.11.2010 wurde ein naher Zählratenvergleich für 14 MeV-Alphaeilchen durchgeführt. Das Ergebnis liegt genau zwischen dem Argonwert und dem fernen Zählratenvergleich. Aus diesem Grund wurden der Mittelwert aus dem Argonwert und dem fernen Zählratenvergleich gebildet und die statistischen Unsicherheiten dieser beiden Messungen quadratisch addiert. Diese Rechnungen sind in Tabelle A.24 dargestellt. Es ist zu erkennen, dass die relativen Unsicherheiten des Mittelwertes bis zu 0,88 % betragen, aber im Rahmen der Unsicherheiten stimmt der aus Messungen in Argon und dem fernen Zählratenvergleich gemittelte Wert mit dem nahen Zählratenvergleich überein. In späteren Strahlzeiten wurden diese Messungen teilweise wiederholt. Die Ergebnisse der 10. Strahlzeit im Oktober 2011 bestätigen die Annahme für den hier aus der Argonmessung und dem fernen Zählratenvergleich gemittelten Wert und sind in der Zusammenfassung in Abbildung A.14 grün markiert. Die Energiewechsel und Tagesgrenzen sind in Abbildung A.13 durch senkrechte Linien gekennzeichnet und die Energien eingetragen.

Für die 14 MeV-Messungen am 15.11.2010 liegt weder ein ferner noch ein argonbasierter Zählratenvergleich vor. Jedoch wurden sowohl am 15.11.2010 als auch am 16.11.2010 Messungen für 800 V und -800 V aufgenommen, so dass diese miteinander verglichen werden

konnten. Die Messungen stimmen im Rahmen der statistischen Unsicherheiten überein, so dass der Zählratenwert vom 16.11.2010 auf die 14 MeV-Messungen vom 15.11.2010 übertragen wurde.

In Abbildung A.13 ist auffällig, dass der nahe und ferne Zählratenvergleich sowie die Messung in Argon am 16.11.2010 für 10 MeV-Ionen nahezu identisch sind, während sonst sehr große Unterschiede vorliegen. Die Methode der Mittelwertbildung wurde für diese Daten ebenfalls angewendet und zeigt in Tabelle A.24 wieder eine Übereinstimmung. Für diese 10 MeV-Einstellungen wurde nur eine Messung in Luft für 800 V durchgeführt, die grün in der 10 MeV-Sättigungskurve eingetragen ist. Die Sättigungskurve für 10 MeV-Heliumionen wurde am 29.11.2010 ergänzt. Es zeigten sich vergleichbar große Unterschiede zwischen den verschiedenartigen Zählratenvergleichen. Im Messunsicherheitsbudget in Tabelle A.26 wurden die Unsicherheiten der Zählratenvergleiche aus Tabelle A.24 genutzt.

Datum	Energie	ZV_{Argon}	ZV_{fern}	Mittelwert	rel. Uns.	ZV_{nah}
15.11.2010	8 MeV	$1,084 \pm 0,003$	$1,032 \pm 0,003$	$1,058 \pm 0,004$	0,41%	
16.11.2010	14 MeV	$1,132 \pm 0,003$	$1,070 \pm 0,005$	$1,101 \pm 0,006$	0,52%	1,107
16.11.2010	10 MeV	$1,077 \pm 0,005$	1,078	$1,077 \pm 0,005$	0,50%	1,082
29.11.2010	10 MeV	$1,114 \pm 0,010$	1,084	$1,099 \pm 0,010$	0,88%	

Tabelle A.24:

6. Strahlzeit: Darstellung der verschiedenartigen Zählratenvergleiche sowie die Bildung des Mittelwertes aus dem fernen Zählratenvergleich und dem argonbasierten Zählratenvergleich. Die Unsicherheiten dieser Zählratenvergleiche wurden quadratisch addiert. Im Rahmen der Unsicherheit stimmt dieser Mittelwert mit dem gemessenen nahen Zählratenvergleich überein.

Die detaillierten Sättigungskurven sind in Abbildung A.14 dargestellt, wobei die starke Abhängigkeit von der Ionisationskammerspannung auffällt. Weiterhin ist zu erkennen, dass die Geradenanpassungen sehr gut mit den Daten übereinstimmen und nur geringe Streuungen vorliegen. Die sich aus den Sättigungskorrekturen ergebenden Werte sind in Tabelle A.25 dargestellt. Wie für die Alphateilchen-Messungen in Argon und Stickstoff deutet sich, wie in Tabelle A.27 dargestellt, in Luft ebenfalls eine Abnahme der W-Werte bei zunehmenden Energien an. Die Unsicherheitsbeiträge in Tabelle A.26 schwanken innerhalb der drei gemessenen Energien, kein Beitrag dominiert dieses Budget.

Anhang A Übersicht über die Messungen

Gas	E in MeV	W_+ in eV	ΔW_+ in eV	W_- in eV	ΔW_- in eV	$W_{\text{gew.}}$ in eV	$\Delta W_{\text{gew.}}$ in eV	$\frac{\Delta W_{\text{gew.}}}{W_{\text{gew.}}}$ in%
Luft	7,6	34,19	0,16	34,20	0,15	34,20	0,11	0,32
Luft	9,7	33,85	0,21	34,32	0,04	34,31	0,04	0,12
Luft	13,5	34,13	0,24	33,81	0,16	33,91	0,13	0,40

Tabelle A.25:

Sättigungskorrekturen und statistische Unsicherheiten aus Abbildung A.14 für 8 MeV-, 10 MeV- und 14 MeV-Alphaeilchen in Luft. Bildung gewichteter Mittelwerte aus diesen Anpassungen.

E in MeV	Energiekorr. Beschleuniger in %	Energiekorr. <i>SRIM</i> in %	Gas- reinheit in %	Untergrund- korr. in %	Zählraten- verhältnis in %	Sättigungs- korr. in %
7,6	15,5	8,5	36,2	0,2	24,3	15,1
9,7	5,9	2,3	22,1	0,0	68,4	1,2
13,5	4,6	1,1	33,6	3,3	36,3	21,0

Tabelle A.26:

Messunsicherheitsbudget für 8 MeV-, 10 MeV- und 14 MeV-Alphaeilchen in Luft.

Gas	E in MeV	W in eV	ΔW in eV	$\frac{\Delta W}{W}$ in%
Luft	7,64	34,20	0,83	2,43
Luft	9,68	34,31	1,06	3,10
Luft	13,53	33,91	0,86	2,55

Tabelle A.27: *W-Werte für 8 MeV-, 10 MeV- und 14 MeV-Alphaeilchen in Luft.*

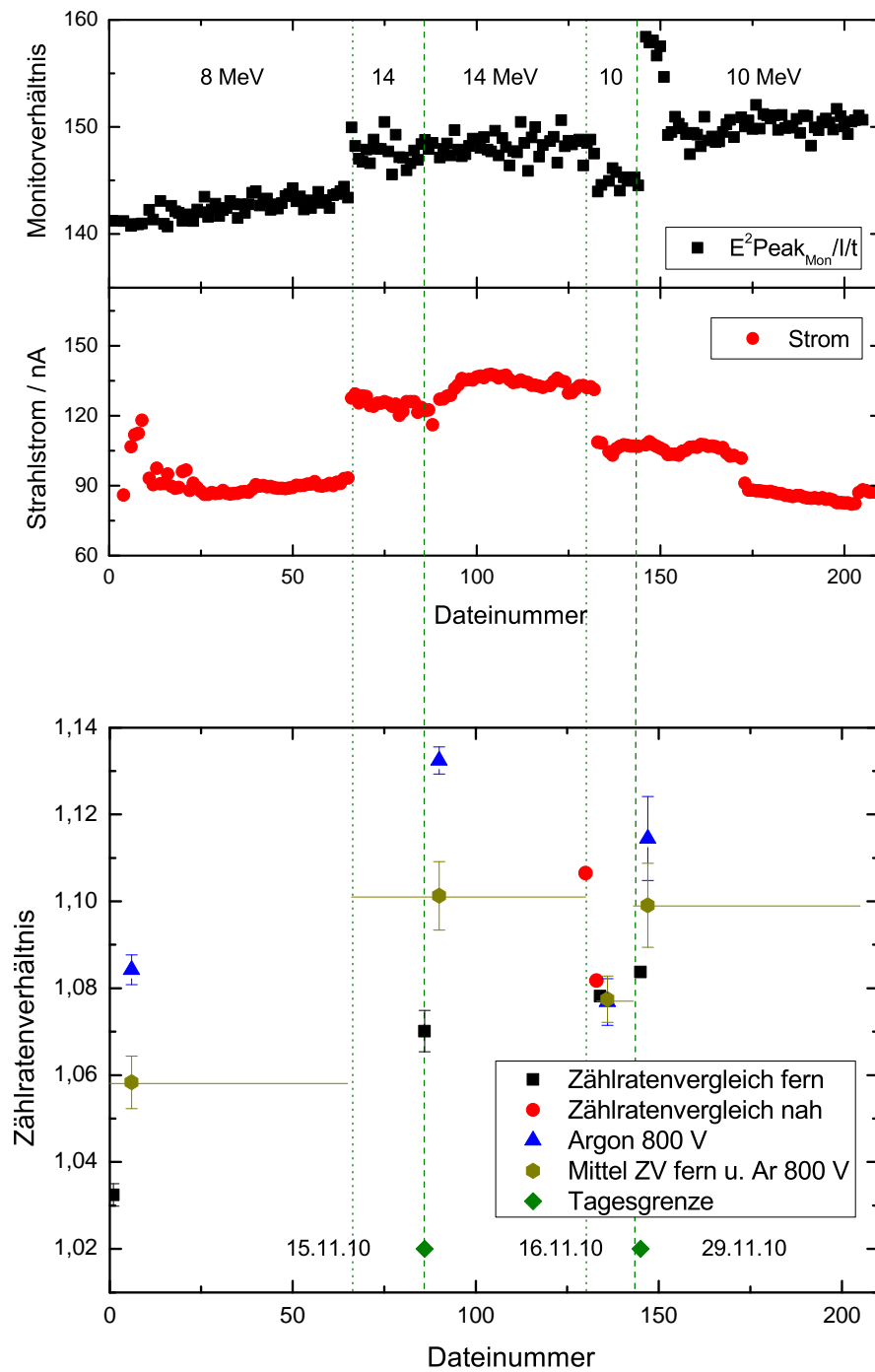


Abbildung A.13:

6. Strahlzeit: Darstellung des Monitorverhältnisses, des Strahlstromes und der verschiedenartigen Zählratenvergleiche.

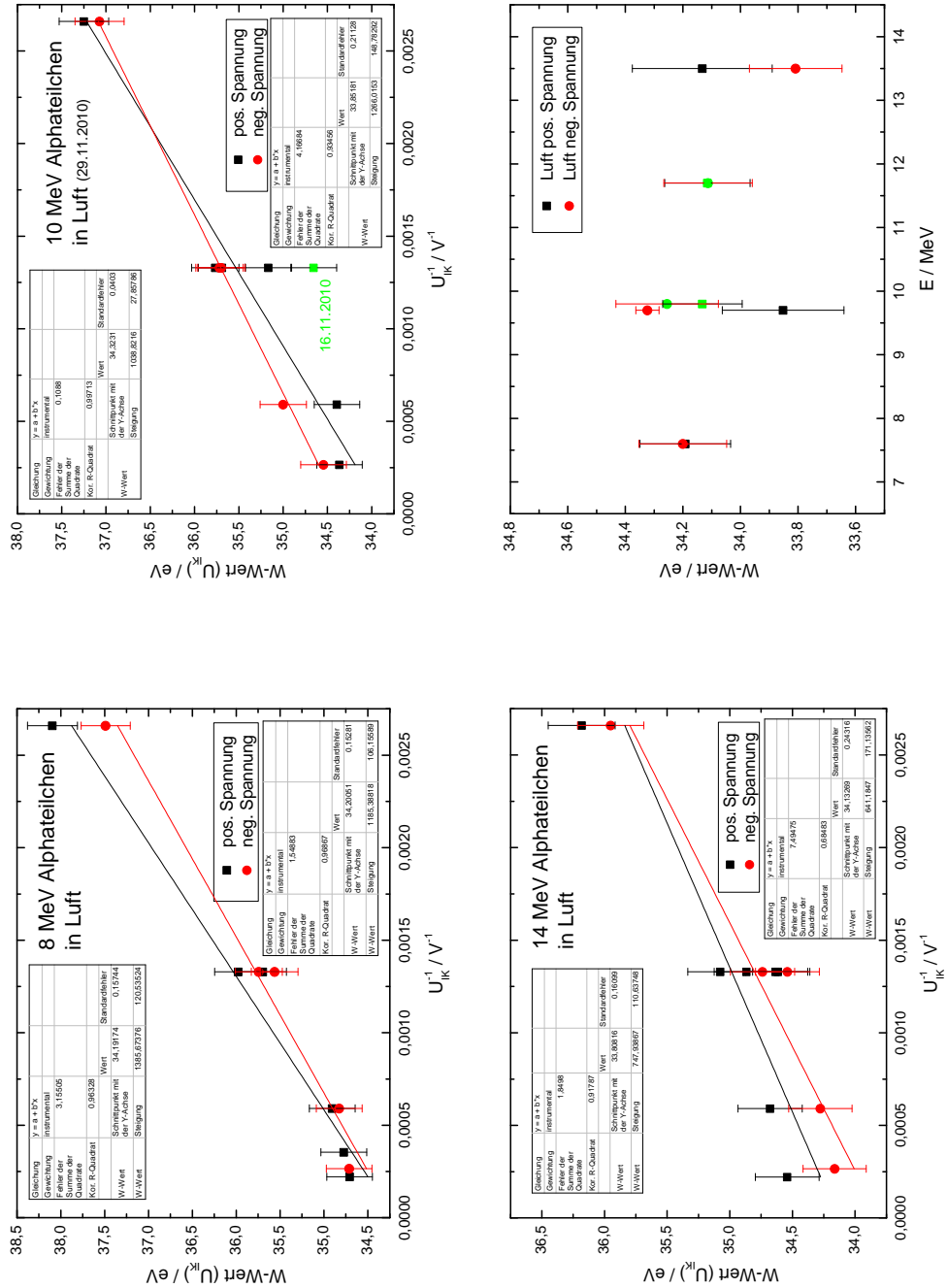


Abbildung A.14:

6. Strahlzeit: Messungen der W-Werte für 7,6 MeV-, 9,7 MeV- und 13,5 MeV-Alpha-teilchen in Luft in Abhängigkeit von der Ionisationskammerspannung zur Korrektur von Sättigungseffekten.

A.7 *W*-Werte für 2 und 3 MeV-Protonen in Argon, Stickstoff und Luft

Im Februar 2011 wurden die *W*-Werte von 3,0 MeV-Protonen und zur Prüfung der Reproduzierbarkeit von 2,0 MeV-Protonen in Argon, Stickstoff und Luft untersucht. Es wurde eine neue 2 mm Blende in der Streukammer eingesetzt, um die Strahlage besser bestimmen zu können und Veränderungen an dieser zu bemerken. Während dieser Strahlzeit wurde die Bleiabschirmung genutzt. Es wurden Untergrundmessungen durchgeführt bzw. die Untergrunddaten aus der Strahlzeit im Oktober 2010 genutzt. Die Untergrundkorrekturen und ihre Unsicherheiten für 2,0 MeV-Protonen wurden in Tabelle A.15 bereits zusammengefasst. In Tabelle A.28 sind die Untergrundmessungen für 3,0 MeV-Protonen angegeben.

Gas	Untergrund $WU_\gamma \pm \Delta WU_\gamma$ in eV	rel. Unsicherheit $\frac{\Delta WU_\gamma}{WU_\gamma}$ in %	corr. <i>W</i> -Wert W_α in eV	Korrektur $\frac{W_\alpha}{WU_\gamma}$ in %	rel. Unsicherheit $\Delta \frac{W_\alpha}{WU_\gamma}$ in %
Argon	52879 ± 14693	27,8	25,84	0,05	0,01
Stickstoff	29840 ± 4335	14,5	35,39	0,12	0,02
Luft	25364 ± 3822	15,1	34,00	0,13	0,02

Tabelle A.28: Untergrundberechnung für 3,0 MeV-Protonen in Argon, Stickstoff und Luft.

Für Argon und Stickstoff wurde ein Gasdurchfluss mit 3,5 l/min Argon und 2,5 l/min Stickstoff realisiert. Zuvor wurden Messungen mit diesen Gasdurchflüssen getätigt, um zu überprüfen, ob die Ionisation bei diesen Raten konstant ist. Nach Abbildung 4.20 wurde für den Ionisationsstrom gasabhängige Korrekturen von $(0,25 \pm 0,25) \%$ für Argon und $(0,13 \pm 0,38) \%$ für Stickstoff angenommen. Während der Messungen mit Luft war die Ionisationskammer verschlossen, so dass eine Korrektur von $(0,75 \pm 0,50) \%$ für den Ionisationsstrom verwendet wurde.

In dieser Strahlzeit wurden für die 3,0 MeV-Protonen drei nahe Zählratenvergleiche sowie fünf ferne Zählratenvergleiche innerhalb von drei Tagen durchgeführt. Die Standardabweichung der fernen Zählratenvergleiche beträgt 0,003, so dass für die Zählratenverhältnisse eine relative Unsicherheit von 0,29 % angenommen wird. Für die 2,0 MeV-Protonen wurden ein naher Zählratenvergleich sowie sechs ferne Zählratenvergleiche in drei Tagen durchgeführt. Für die fernen Zählratenverhältnisse ergab sich eine relative Unsicherheit von 0,15 %. Dabei konnte festgestellt werden, dass das Verhältnis aus fernen und nahen Zählratenvergleichen nicht energieunabhängig ist und für jede neue Fokussierung eine neue Messung erforderlich ist. In Abbildung A.15 ist zu erkennen, dass die fernen Zählratenvergleiche sowie die Monitorverhältnisse sehr konstant sind und somit das Verhältnis aus dem fernen und nahen Zählratenvergleich auf alle Daten anwendbar ist.

Die gasbasierten Zählratenvergleiche liegen deutlich oder nur wenige Prozente über den

fernen Zählratenvergleichen. Sie wurden für die Analyse nicht verwendet. Für den argonbasierten Zählratenvergleich am 28.02.2011 wurde technisches Argon genutzt, während für alle anderen Messungen Argon in BIP-Qualität verwendet wurde. In Abbildung A.16 und Tabelle A.29 sind alle Daten für die 3,0 MeV-Protonen inklusive der statistischen Unsicherheiten zusammengefasst. Es sind unter anderem die 3,0 MeV-Stickstoffdaten für zwei aufeinanderfolgende Tage abgebildet und es ist zu sehen, dass die Daten trotz erneuter Einstellung des Protonenstrahls sehr gut übereinstimmen. Die 2,0 MeV-Daten mit den statistischen Unsicherheiten sind in Abbildung A.17 und Tabelle A.29 dargestellt. In Luft ist ein deutlicher Anstieg der spannungsabhängigen W -Werte zu erkennen. Die Zusammenfassung in Abbildung A.16 zeigt alle Daten dieser Strahlzeit. Die 3,0 MeV-Stickstoffmessungen der positiven Sättigungskurve wurden nebeneinander abgebildet.

Gas	E in MeV	W_+ in eV	ΔW_+ in eV	W_- in eV	ΔW_- in eV	$W_{\text{gew.}}$ in eV	$\Delta W_{\text{gew.}}$ in eV	$\frac{\Delta W_{\text{gew.}}}{W_{\text{gew.}}}$ in%
Argon	3,0	25,84	0,12	25,94	0,04	25,93	0,04	0,14
Stickstoff	3,0	35,39	0,01	35,24	0,12	35,39	0,01	0,03
Stickstoff	3,0	35,43	0,12					
Luft	3,0	34,00	0,06	34,17	0,08	34,06	0,05	0,15
Argon	2,0	26,32	0,05			26,32	0,05	0,20
Stickstoff	2,0	35,83	0,16	35,65	0,22	35,77	0,13	0,36
Luft	2,0	34,32	0,13	34,48	0,02	34,48	0,02	0,05

Tabelle A.29:

Sättigungskorrekturen und statistische Unsicherheiten aus den Abbildungen A.16 und A.17 für 3,0 MeV- und 2,0 MeV-Protonen in Argon, Stickstoff und Luft. Bildung gewichteter Mittelwerte aus diesen Anpassungen.

Es ist eine Abnahme aller W -Werte bei zunehmender Protonenenergie in Tabelle A.31 zu erkennen. Die 1 MeV-Messungen aus August 2011 bestätigt dies und werden im Verlauf dieses Anhangs vorgestellt. In Tabelle A.30 werden die prozentualen Unsicherheitsbeiträge aller Größen zusammengefasst. Es besteht ein ausgewogenes Verhältnis zwischen den Unsicherheiten des Gasdurchflusses, des Zählratenvergleichs, der Energiekorrektur mit *SRIM* sowie der statistischen Unsicherheit in der Sättigungskorrektur.

In Abbildung A.18 sind die Messdaten aus Oktober 2010 sowie Februar 2011 für 2,0 MeV-Protonen vergleichend dargestellt. Im Oktober 2010 wurde die Gasreinigungsanlage genutzt, während im Februar 2011 auf den Gasdurchfluss umgestellt wurde. Zwischen diesen beiden Strahlzeiten wurde die Ionisationskammer verschoben und die Streukammer für andere Experimente genutzt, so dass vor der Februar-Strahlzeit ein erneutes Ausrichten der Streu- und Ionisationskammer notwendig war. Somit sind die zweifach durchgeführten Messungen ein gutes Indiz für die Reproduzierbarkeit der Daten. In Abbildung A.19 sind alle Messungen mit Protonen mit ihren systematischen und statistischen Messunsicherheiten vergleichend dargestellt. Die ausgefüllten Elemente entsprechen Messungen mit positiver

A.7 W-Werte für 2 und 3 MeV-Protonen in Argon, Stickstoff und Luft

und negativer Sättigungskurve, während für die leeren Elemente nur positive Spannungen gemessen wurden. Auf diese Systematik der Spannungspolaritäten wurde im Kapitel 5.2 eingegangen. Die mehrfach gemessenen Daten für die 2,0 MeV- und 3,0 MeV-Protonen wurden leicht versetzt neben einander dargestellt. Es ist zu erkennen, dass die zwei Messungen mit 2,0 MeV-Protonen im Rahmen der Unsicherheiten in Argon, Stickstoff und Luft sehr gut übereinstimmen.

Gas	Energiecorr. Beschleuniger in %	Energiecorr. <i>SRIM</i> in %	Gas- durchfluss in %	Untergrund- korr. in %	Zählraten- verhältnis in %	Sättigungs- korr. in %
Argon	1,9	7,2	33,8	0,2	45,5	10,7
Stickstoff	1,5	5,4	57,6	0,3	34,4	0,3
Luft	1,0	3,5	66,5	0,3	22,4	6,0
Argon	2,0	29,7	33,9	0,1	12,2	21,4
Stickstoff	1,0	15,2	39,1	1,3	6,3	36,8
Luft	1,1	16,3	74,2	0,7	6,7	0,7

Tabelle A.30:

Messunsicherheitsbudget für 2,0 MeV- und 3,0 MeV-Protonen in Argon, Stickstoff und Luft.

Gas	E in MeV	W in eV	ΔW in eV	$\frac{\Delta W}{W}$ in %
Argon	2,96	25,93	0,43	1,66
Stickstoff	2,96	35,39	0,49	1,40
Luft	2,96	34,06	0,61	1,80
Argon	1,96	26,32	0,43	1,63
Stickstoff	1,96	35,77	0,60	1,68
Luft	1,96	34,48	0,58	1,68

Tabelle A.31: *W-Werte für 2,0 MeV- und 3,0 MeV-Protonen in Argon, Stickstoff und Luft.*

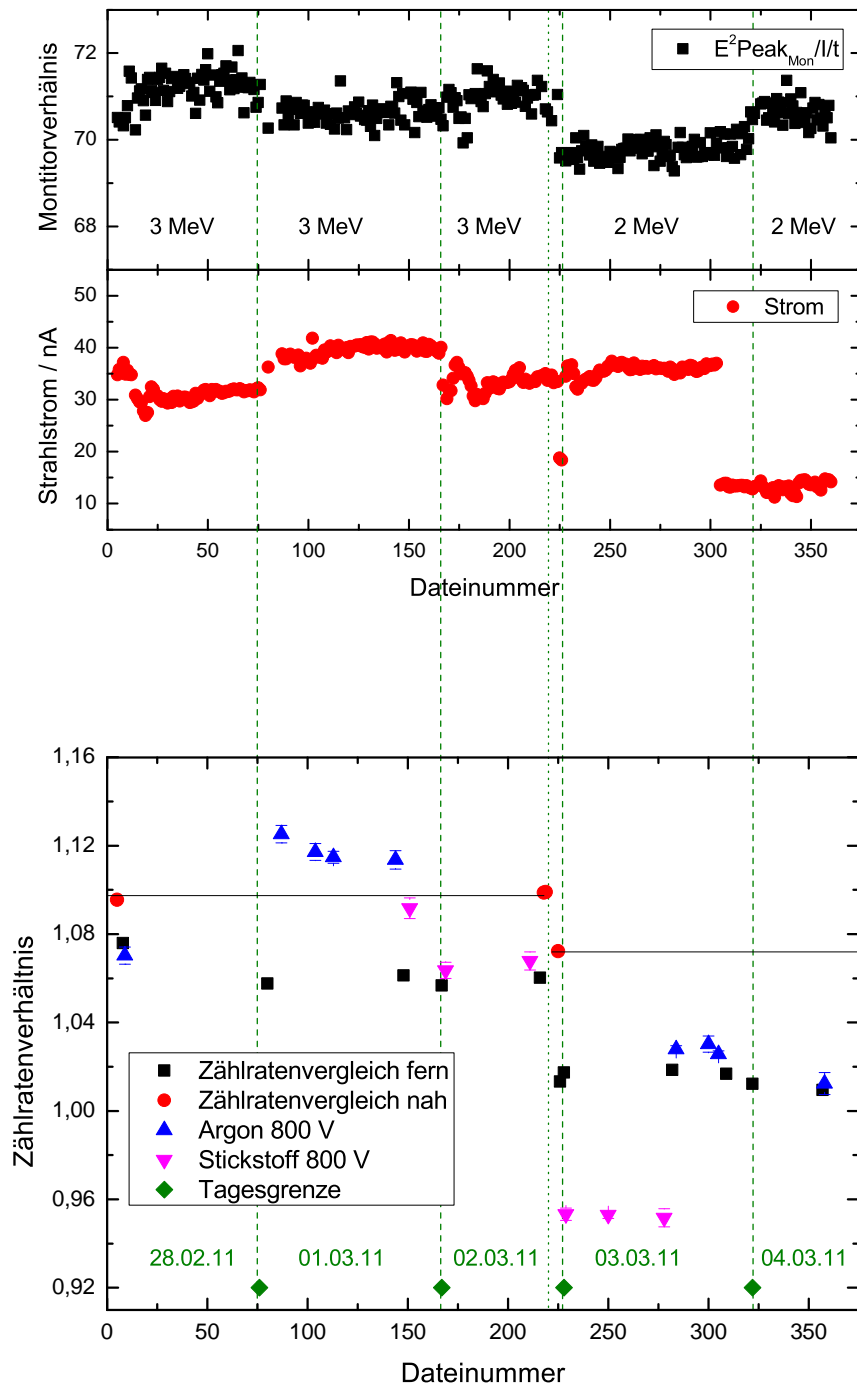


Abbildung A.15:

7. Strahlzeit: Darstellung des Monitorverhältnisses, des Strahlstromes und der verschiedenartigen Zählratenvergleiche.

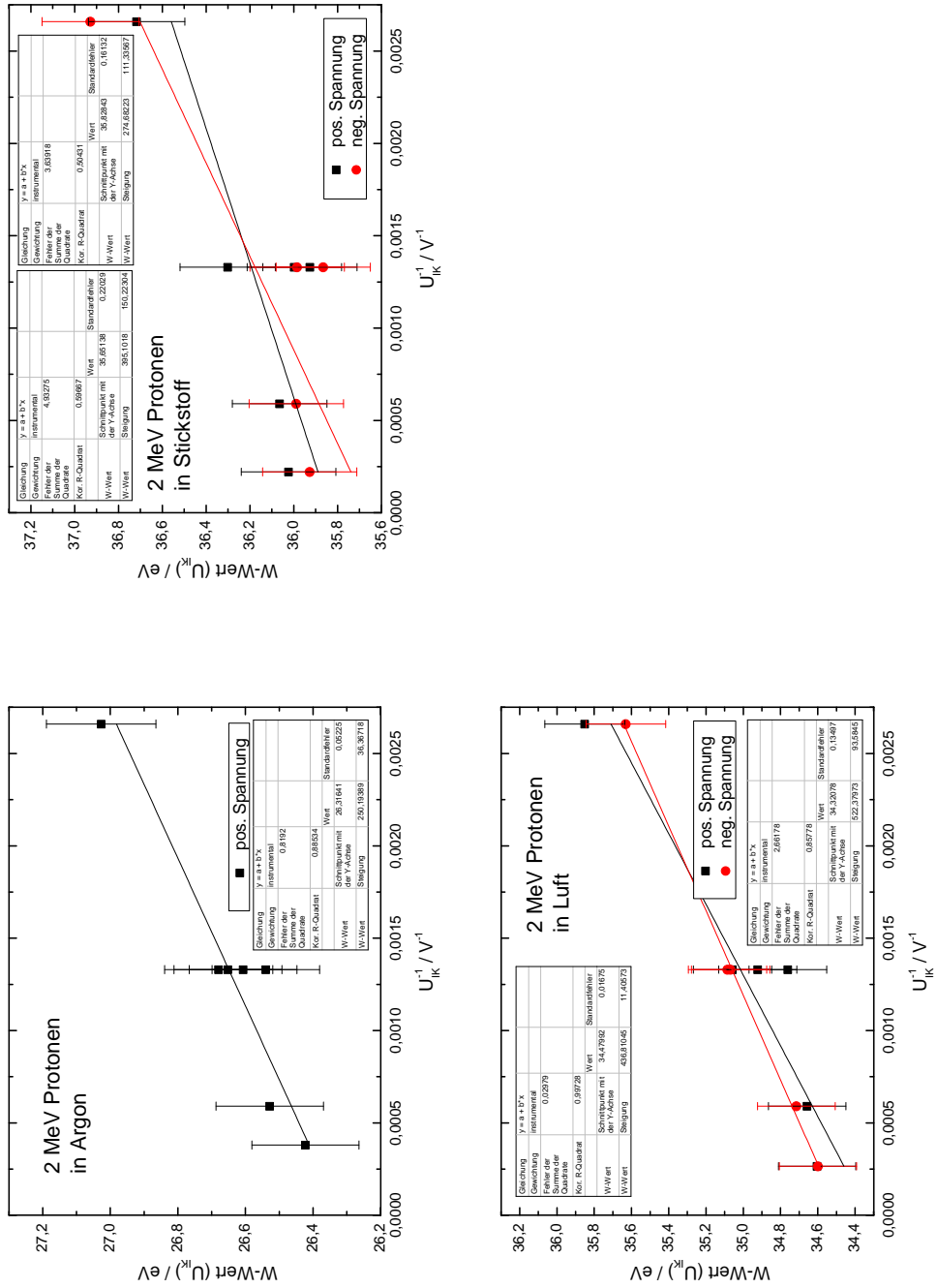


Abbildung A.17:

7. Strahlzeit: Messungen der W-Werte für 2,0 MeV-Protonen in Argon, Stickstoff und Luft in Abhängigkeit von der Ionisationskammerspannung zur Korrektur von Sättigungseffekten.

A.7 W-Werte für 2 und 3 MeV-Protonen in Argon, Stickstoff und Luft

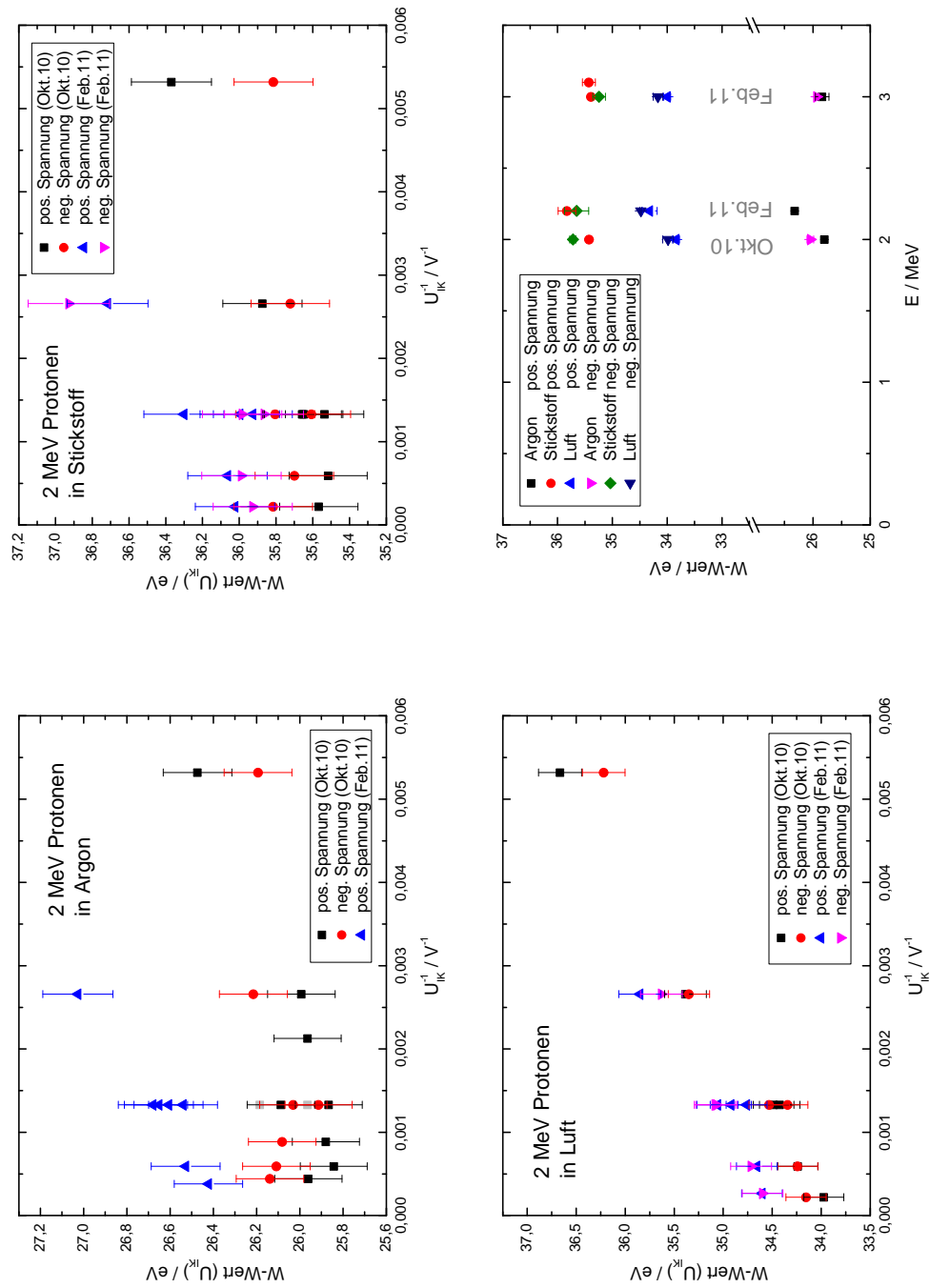


Abbildung A.18:

Vergleich 4. und 7. Strahlzeit: Messungen der W-Werte für 2,0 MeV-Protonen in Argon, Stickstoff und Luft in Abhängigkeit von der Ionisationskammerspannung. In der Zusammenfassung sind alle Messungen für 2,0 MeV- und 3,0 MeV-Protonen aus Oktober 2010 und Februar 2011 mit ihren statistischen Unsicherheiten vergleichend dargestellt.

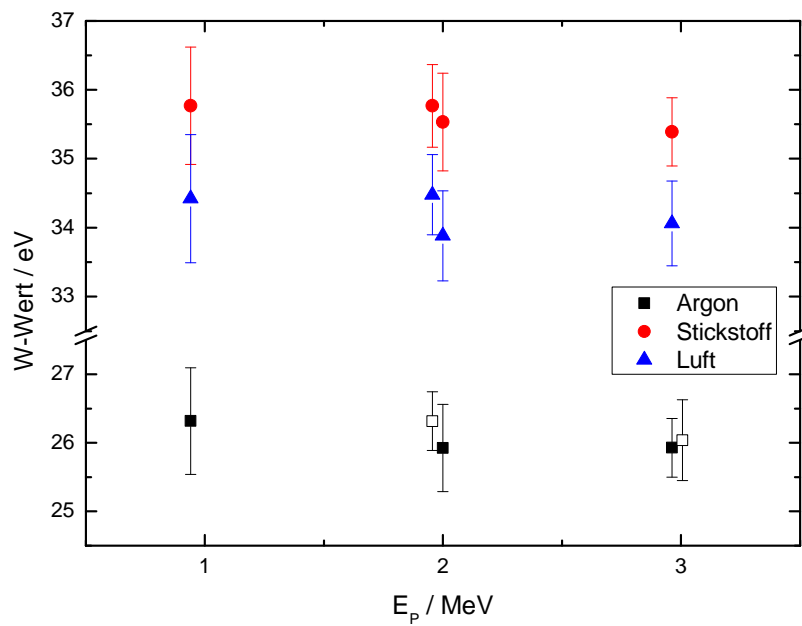


Abbildung A.19:

Darstellung der W-Werte in Argon, Stickstoff und Luft in Abhängigkeit von der Protonenenergie. Die ausgefüllten Elemente entsprechen Messungen mit positiver und negativer Sättigungskurve, während für die leeren Elemente nur positive Spannungen gemessen wurden. Die mehrfach gemessenen Daten für die 2,0 MeV- und 3,0 MeV-Protonen wurden leicht versetzt neben einander dargestellt. Die Balken kennzeichnen die Gesamtunsicherheiten der Messungen.

A.8 W-Werte für 67 und 81 MeV-Kohlenstoffionen in Argon, Stickstoff und Luft

Im April 2011 fand die zweite GSI-Strahlzeit mit 67,2 MeV- und 81,9 MeV-Kohlenstoffionen statt. Im Vergleich zur ersten GSI-Strahlzeit wurde bei dieser Strahlzeit die Distanz zwischen der Streukammer und dem Faraday Cup vergrößert, eine kleinere Blende in der Streukammer eingesetzt und eine dickere Goldfolie verwendet. Anstelle der Gasreinigung wurde die Ionisationskammer im Durchfluss betrieben, wobei Raten von 5,6 l/min Argon und 4,0 l/min Stickstoff eingestellt wurden. Daraus resultieren die gasabhängigen Korrekturen des Ionisationsstromes von $(0,25 \pm 0,25) \%$ für Argon und $(0,13 \pm 0,38) \%$ für Stickstoff. Für die Messungen in Luft wurde die Kammer gefüllt und verschlossen, so dass eine Korrektur von $(0,75 \pm 0,50) \%$ für den Ionisationsstrom verwendet wurde.

Für beide Energien wurde je ein naher Zählratenvergleich durchgeführt und die übrigen ferneren Zählratenvergleiche wurden mit einem Korrekturfaktor darauf normiert. Für die Messungen mit 67,2 MeV-Kohlenstoffionen sind die Strahlströme, die Monitorverhältnisse sowie die ferneren und gasbasierten Zählratenvergleiche weitestgehend konstant. Für die ferneren Zählratenverhältnisse wurde eine relative Unsicherheit von 0,39 % errechnet. Die gasbasierten Zählratenverhältnisse zeigen mit 0,41 % eine geringfügig größere Streuung. Bei 81,9 MeV-Ionen sind größere Schwankungen in den Monitorverhältnissen und in den argonbasierten Zählratenvergleichen zu erkennen. Es wurde die Streuung der argonbasierten Messungen als Unsicherheit für den Zählratenvergleich verwendet (1,61 %). Aufgrund der begrenzten Strahlzeit konnten keine weiteren Messungen der Zählratenverhältnisse vorgenommen werden.

Bei den 81,9 MeV-Kohlenstoffionen-Messungen überwiegt der Ionisationsstrom, der durch den strahlinduzierten Untergrund hervorgerufen wird, gegenüber dem Ionisationsstrom in der Ionisationskammer, der durch die Kohlenstoffionen erzeugt wird. Die Untergrundmessungen wurden in Tabelle A.32 zusammengefasst. Bei den 67,2 MeV-Kohlenstoffionen beträgt der Untergrund bis zu 18 %, während er bei den 81,9 MeV-Kohlenstoffionen mit bis zu 247 % deutlich über dem Ionisationsstrom, der durch Kohlenstoffionen erzeugt wird, liegt. Entsprechend der großen Untergrundkorrektur überwiegt diese Korrektur und deren Unsicherheit im Unsicherheitsbudget, das in Tabelle A.34 angegeben wird.

In Abbildung A.21 ist bei den 67,2 MeV-Kohlenstoffionen der charakteristisch starke Anstieg in den Messungen in Luft zu erkennen. In den Messungen in Argon und Stickstoff sind ebenfalls stärkere Anstiege im Vergleich zu den vorhergehenden Messungen zu erkennen. Im Vergleich zur ersten GSI-Strahlzeit und den dortigen Kurven für 67,5 MeV-Kohlenstoffionen konnten in diesem Fall Geraden mit positiven Anstiegen an die Daten angepasst werden.

Die Messungen mit 81,9 MeV-Kohlenstoffionen in Argon und Luft sind in Abbildung A.22 dargestellt. Aufgrund der begrenzten Strahlzeit konnten keine Messungen für 81,9 MeV-Kohlenstoffionen in Stickstoff durchgeführt werden. Trotz einer spannungs- und polaritäts-

Anhang A Übersicht über die Messungen

Gas	Untergrund $WU_\gamma \pm \Delta WU_\gamma$ in eV	rel. Unsicherheit $\frac{\Delta WU_\gamma}{WU_\gamma}$ in %	korr. W-Wert W_α in eV	Korrektur $\frac{W_\alpha}{WU_\gamma}$ in %	rel. Unsicherheit $\Delta \frac{W_\alpha}{WU_\gamma}$ in %
Argon	197,9 ± 5,0	2,5	24,79	12,52	0,31
Stickstoff	203,6 ± 7,9	3,9	35,13	17,25	0,67
Luft	190,0 ± 8,0	4,2	33,81	17,79	0,75
Argon	13,3 ± 0,6	4,3	22,05	166,44	7,16
Luft	12,7 ± 0,3	2,1	31,67	250,27	5,14

Tabelle A.32:

Untergrundberechnung für 67,2 MeV- und 81,9 MeV-Kohlenstoffionen in Argon, Stickstoff und Luft.

unabhängigen Untergrundkorrektur sind in den Argon- und Luft-Daten große Unterschiede zwischen den Sättigungskurven mit positiver und negativer Spannung zu erkennen. Tendenziell zeigen die 81,9 MeV-Kohlenstoffionen in Argon einen negativen Anstieg, so dass eine Gerade ohne Anstieg an die Daten angepasst wurde. Es ist zu erkennen, dass diese Gerade sowie die ansteigenden Geraden im Rahmen der statistischen Unsicherheiten nicht mit den Daten übereinstimmen. Aufgrund der großen Streuung der Werte ergeben sich entsprechend große statistische Unsicherheiten (Tabelle A.33), die im Messunsicherheitsbudget in Tabelle A.34 mit den anderen Größen verglichen werden. Für die kleinere Energie überwiegt die Unsicherheit der Beschleunigerenergie, ansonsten besteht ein ausgeglichenes Verhältnis zwischen den übrigen Beiträgen. Für die größere Energie überwiegt die Unsicherheit in der Untergrundkorrektur. In Tabelle A.35 wurden die Ergebnisse dargestellt.

Gas	E in MeV	W_+ in eV	ΔW_+ in eV	W_- in eV	ΔW_- in eV	$W_{\text{gew.}}$ in eV	$\Delta W_{\text{gew.}}$ in eV	$\frac{\Delta W_{\text{gew.}}}{W_{\text{gew.}}}$ in %
Argon	67,20	24,79	0,22	24,40	0,16	24,53	0,13	0,52
Stickstoff	67,20	35,13	0,50	35,63	0,34	35,47	0,28	0,80
Luft	67,20	33,81	0,49	34,33	0,15	34,28	0,15	0,43
Argon	80,94	22,05	0,93	26,47	0,53	25,40	0,46	1,81
Luft	80,94	31,67	3,30	32,55	0,64	32,52	0,63	1,92

Tabelle A.33:

Sättigungskorrekturen und statistische Unsicherheiten aus den Abbildungen A.21 und A.22 für 67,2 MeV- und 81,9 MeV-Kohlenstoffionen in Argon, Stickstoff und Luft. Bildung gewichteter Mittelwerte aus diesen Anpassungen.

Im rechten Teil der Abbildung A.22 wurden alle GSI-Daten zusammengefasst. Die ersten beiden Datensätze dieser Grafik stammen aus der ersten GSI-Strahlzeit im August 2010 und der dritte und vierte Datensatz fasst diese Strahlzeit zusammen. Die 67 MeV-Messungen

A.8 W-Werte für 67 und 81 MeV-Kohlenstoffionen in Argon, Stickstoff und Luft

wurden zur Veranschaulichung getrennt dargestellt. In Abbildung A.23 sind alle Messungen mit Kohlenstoffionen mit ihren systematischen und statistischen Messunsicherheiten vergleichend dargestellt. Die 67,5 MeV-Kohlenstoffionen-Daten aus der ersten GSI-Strahlzeit wurden grün markiert und werden in der weiteren Betrachtung vernachlässigt, da die linearen Anpassungen zur Sättigungskorrektur in Abbildung A.8 nur unzureichend mit den Messdaten übereinstimmten. Weiterhin ist in Abbildung A.23 zu erkennen, dass die markierten W-Werte aller Gase für $E = 67,5$ MeV kleiner sind. Das Verhältnis der drei W-Werte zueinander scheint aber für beide 67 MeV-Messungen ähnlich zu sein.

Gas	Energiecorr. Beschleuniger in %	Energiecorr. SRIM in %	Gas- durchfluss in %	Untergrund- korr. in %	Zählraten- verhältnis in %	Sättigungs- korr. in %
Argon	58,4	6,4	3,6	5,7	9,8	15,9
Stickstoff	39,9	4,4	5,6	17,9	6,7	25,5
Luft	44,0	4,9	11,0	24,7	7,4	8,0
Argon	1,7	0,1	0,1	88,0	4,4	5,6
Luft	2,9	0,2	0,7	77,7	7,6	10,9

Table A.34:

Messunsicherheitsbudget für 67,2 MeV- und 81,9 MeV-Kohlenstoffionen in Argon, Stickstoff und Luft.

Gas	E in MeV	W in eV	ΔW in eV	$\frac{\Delta W}{W}$ in%
Argon	67,20	24,53	1,31	5,34
Stickstoff	67,20	35,47	1,58	4,47
Luft	67,20	34,28	1,51	4,40
Argon	80,94	25,40	7,63	30,05
Luft	80,94	32,52	5,83	17,94

Table A.35:

W-Werte für 67,2 MeV- und 81,9 MeV-Kohlenstoffionen in Argon, Stickstoff und Luft.

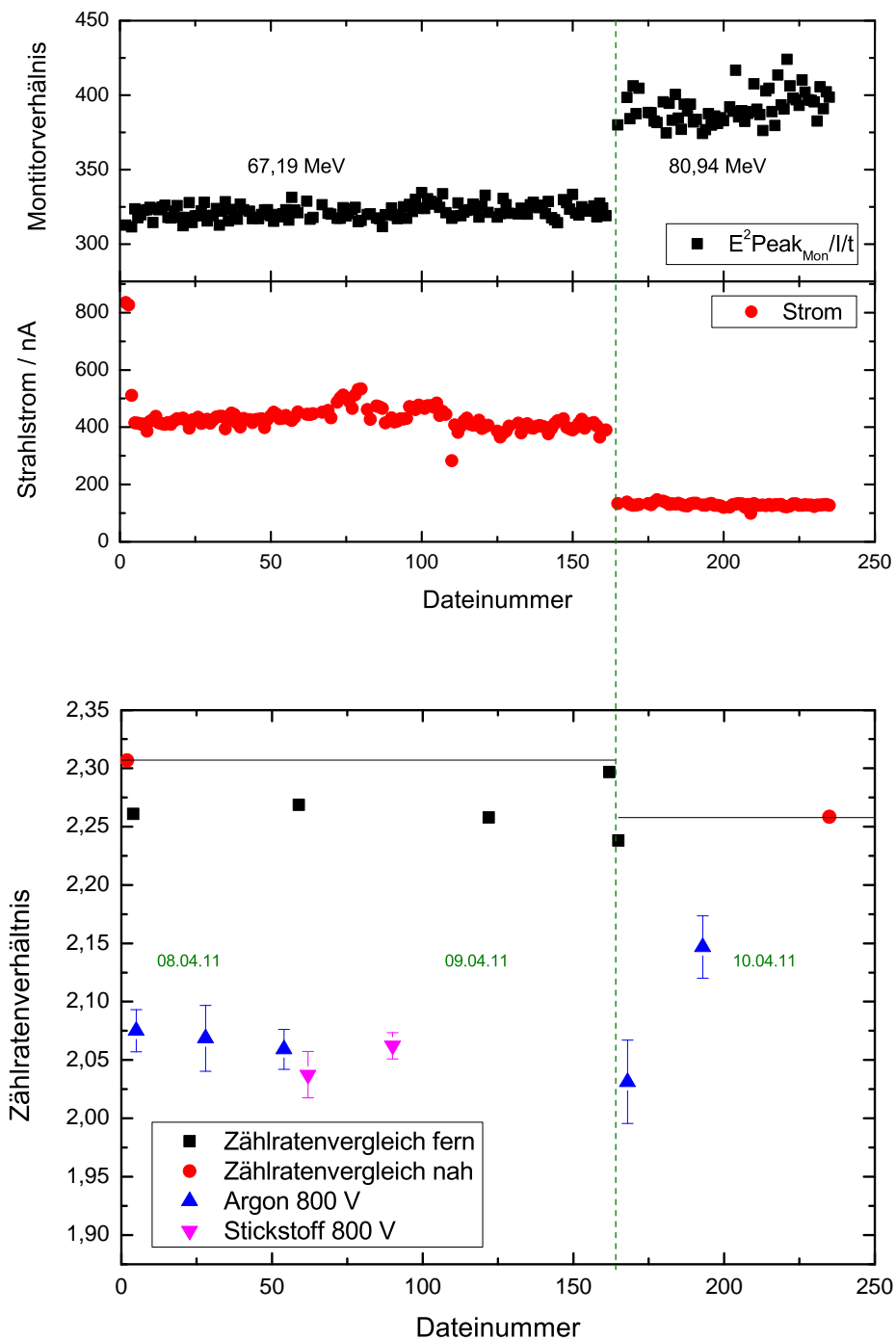


Abbildung A.20:

8. Strahlzeit: Darstellung des Monitorverhältnisses, des Strahlstromes und der verschiedenartigen Zählratenvergleiche.

A.8 W-Werte für 67 und 81 MeV-Kohlenstoffionen in Argon, Stickstoff und Luft

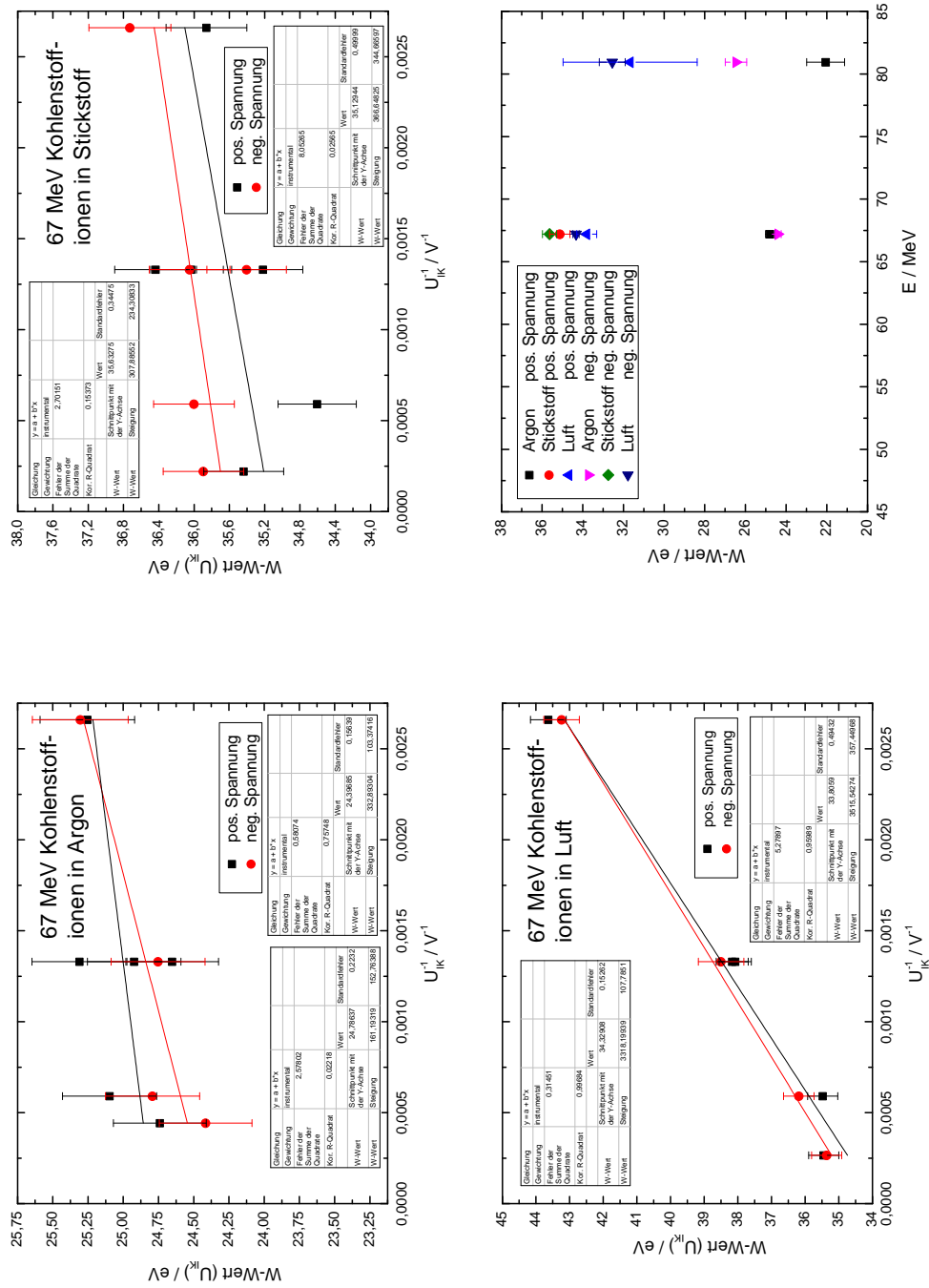


Abbildung A.21:

8. Strahlzeit: Messungen der W-Werte für 67,2 MeV-Kohlenstoffionen in Argon, Stickstoff und Luft in Abhängigkeit von der Ionisationskammerspannung zur Korrektur von Sättigungseffekten.

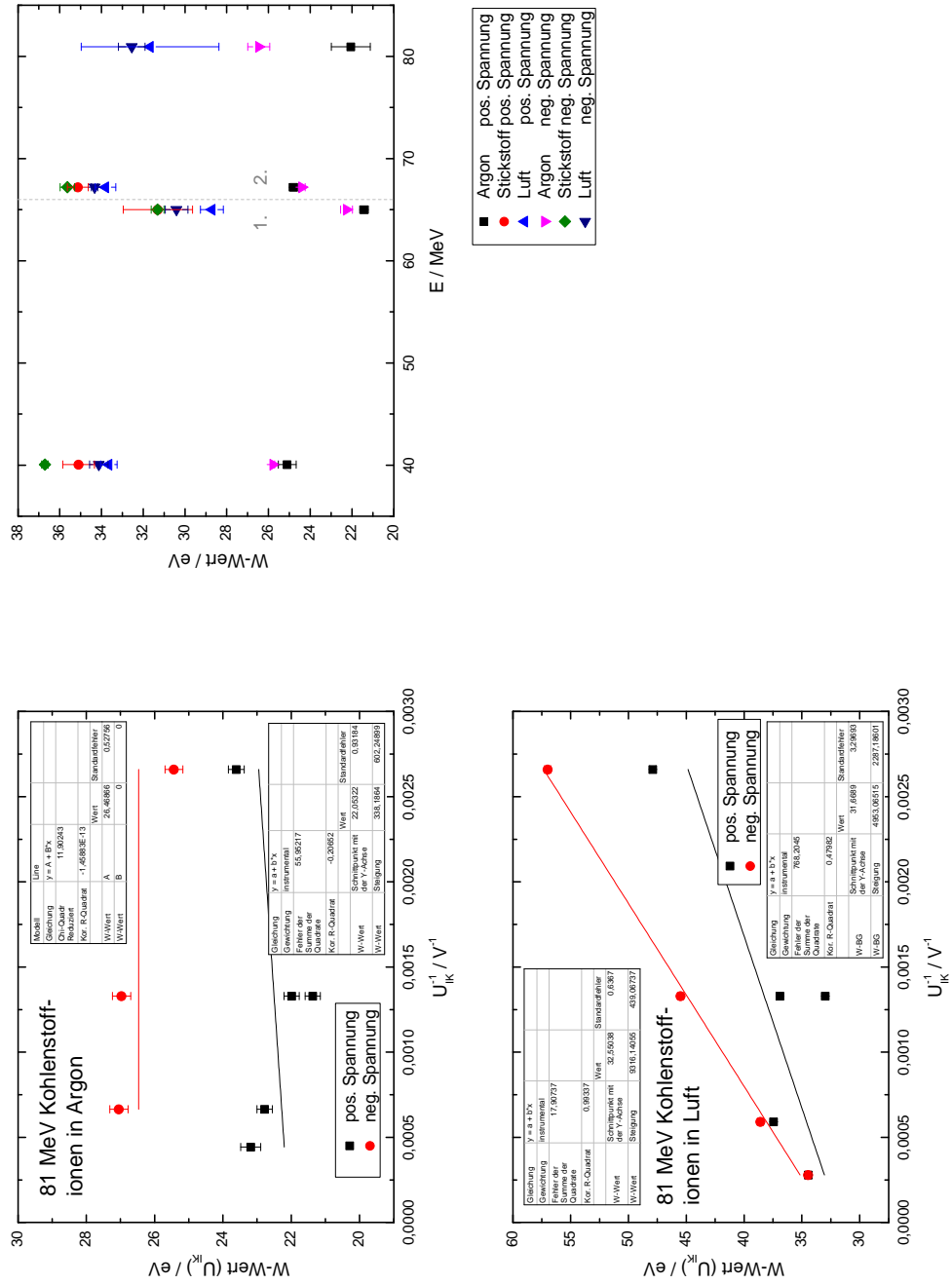


Abbildung A.22:

8. Strahlzeit: Messungen der W-Werte für 81,9 MeV-Kohlenstoffionen in Argon und Luft in Abhängigkeit von der Ionisationskammerspannungen zur Korrektur von Sättigungseffekten.

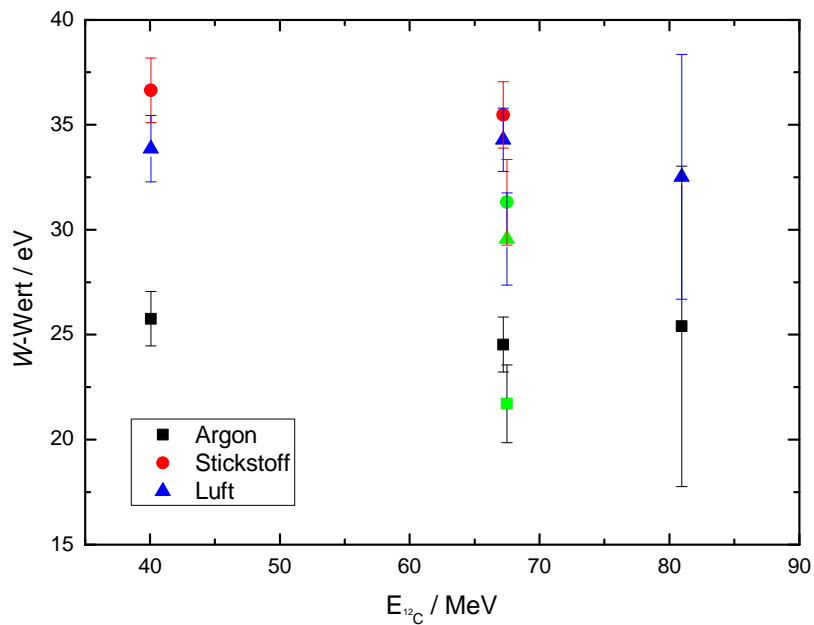


Abbildung A.23:

Darstellung der W-Werte in Argon, Stickstoff und Luft in Abhängigkeit von der Energie der Kohlenstoffionen. Die grün markierten 67,5 MeV-Kohlenstoffionen-Daten werden in der weiteren Betrachtung vernachlässigt, da die linearen Anpassungen zur Sättigungskorrektur in Abbildung A.8 nur unzureichend mit den Messdaten übereinstimmen. Die eingezeichneten Unsicherheiten setzen sich aus den statistischen und systematischen Unsicherheiten zusammen.

A.9 W-Werte für 1 MeV-Protonen in Argon, Stickstoff und Luft

In der Strahlzeit im August 2011 wurden die W -Werte von 1,0 MeV-Protonen in Argon, Stickstoff und Luft gemessen. Es wurde ein Gasdurchfluss von 4,2 l/min Argon, 3,0 l/min Stickstoff und 3,0 l/min Luft eingestellt. Nach Abbildung 4.20 wurden gasabhängige Korrekturen von $(0,25 \pm 0,25) \%$ für Argon, $(0,13 \pm 0,38) \%$ für Stickstoff und $(-0,25 \pm 0,38) \%$ für Luft für die Ionisationsströme angenommen.

Zwischen den Kammern sowie zwischen dem Faraday Cup und der Ionisationskammer wurden Bleiblöcke aufgestellt und Untergrundmessungen durchgeführt. Die Ergebnisse der Untergrundmessungen wurden in Tabelle A.36 zusammengefasst.

Gas	Untergrund $WU_\gamma \pm \Delta WU_\gamma$ in eV	rel. Unsicherheit $\frac{\Delta WU_\gamma}{WU_\gamma}$ in %	korr. W-Wert W_α in eV	Korrektur $\frac{W_\alpha}{WU_\gamma}$ in %	rel. Unsicherheit $\Delta \frac{W_\alpha}{WU_\gamma}$ in %
Argon	111868 ± 56514	50,5	26,31	0,02	0,01
Stickstoff	27833 ± 14363	51,6	35,92	0,13	0,07
Luft	54104 ± 19613	36,3	34,57	0,06	0,02

Tabelle A.36: Untergrundberechnung für 1,0 MeV-Protonen in Argon, Stickstoff und Luft.

Täglich wurden bis zu vier ferne Zählratenvergleiche aufgezeichnet. Am 01.09.2011 und am 02.09.2011 wurde je ein naher Zählratenvergleich aufgenommen. Zwischen den beiden nahen Zählratenvergleichen für 1,0 MeV-Protonen wurde ein naher Zählratenvergleich für 3,0 MeV-Protonen durchgeführt. Die 1,0 MeV-Zählratenvergleiche waren trotz der Energieumstellung in der Zwischenzeit identisch. Alle fernen Zählratenvergleiche wurden auf diese Nahmessungen normiert und sind als Linien in Abbildung A.24 dargestellt. Die Standardabweichung der elf fernen Zählratenvergleiche beträgt 0,001, dies entspricht einer relativen Unsicherheit von 0,24 % und wird als Unsicherheit für alle Zählratenverhältnisse angenommen. Die gasbasierten Zählratenvergleiche in dieser Strahlzeit wurden nicht berücksichtigt, da die Ionisationskammerspektren für die niederenergetischen Protonen schlecht einzustellen sind.

Während dieser Strahlzeit wurde festgestellt, dass Probleme auftreten, wenn Messungen mit niedrigen Spannungen (meist 400 V) nach Messungen mit hohen Spannungen durchgeführt werden. Aus diesem Grund wurden die Daten dahingehend nachträglich analysiert und teilweise gestrichen. Die -400 V-Messungen für Argon und Stickstoff sowie die 400 V-Messung für Luft mussten aufgrund der hohen Unsicherheit durch die Reihenfolge der Spannungen gestrichen werden.

In Abbildung A.25 und Tabelle A.37 sind die nach diesem Prinzip gemessenen Daten mit den statistischen Unsicherheiten dargestellt. In Tabelle A.38 ist das Messunsicherheitsbud-

get dargestellt. Die größten Unsicherheitsbeiträge resultieren aus der Energiekorrektur mit *SRIM*, die niederenergetischen Protonen verlieren 5,6 % ihrer Energie beim Durchdringen der Gold- und der Mylar®-Folie. Es ist auffällig, dass der Anstieg der Luftwerte in Abbildung A.25 noch signifikanter ist als in den vorherigen Strahlzeiten mit Protonen. Die statistische Unsicherheit der Sättigungskorrektur trägt ein Fünftel zum Unsicherheitsbudget für die Messungen in Luft bei. In Tabelle A.39 wurden die mit 1,0 MeV-Protonen gemessenen W-Werte zusammengefasst.

Gas	E in MeV	W_+ in eV	ΔW_+ in eV	W_- in eV	ΔW_- in eV	$W_{\text{gew.}}$ in eV	$\Delta W_{\text{gew.}}$ in eV	$\frac{\Delta W_{\text{gew.}}}{W_{\text{gew.}}}$ in%
Argon	1,0	26,31	0,08	26,32	0,03	26,32	0,03	0,10
Stickstoff	1,0	35,92	0,16	35,73	0,08	35,77	0,07	0,20
Luft	1,0	34,57	0,26	34,35	0,18	34,42	0,15	0,43

Tabelle A.37:

Sättigungskorrekturen und statistische Unsicherheiten aus der Abbildung A.25 für 1,0 MeV-Protonen in Argon, Stickstoff und Luft. Bildung gewichteter Mittelwerte aus diesen Anpassungen.

Gas	Energiecorr. Beschleuniger in %	Energiecorr. <i>SRIM</i> in %	Gas- durchfluss in %	Untergrund- korr. in %	Zählraten- verhältnis in %	Sättigungs- korr. in %
Argon	0,6	77,9	10,3	0,0	9,5	1,5
Stickstoff	0,5	65,5	19,4	0,6	8,0	5,8
Luft	0,4	55,1	16,4	0,1	6,7	21,1

Tabelle A.38: Messunsicherheitsbudget für 1,0 MeV-Protonen in Argon, Stickstoff und Luft.

Gas	E in MeV	W in eV	ΔW in eV	$\frac{\Delta W}{W}$ in%
Argon	0,94	26,32	0,78	2,96
Stickstoff	0,94	35,77	0,85	2,38
Luft	0,94	34,42	0,93	2,69

Tabelle A.39: W-Werte für 1,0 MeV-Protonen in Argon, Stickstoff und Luft.

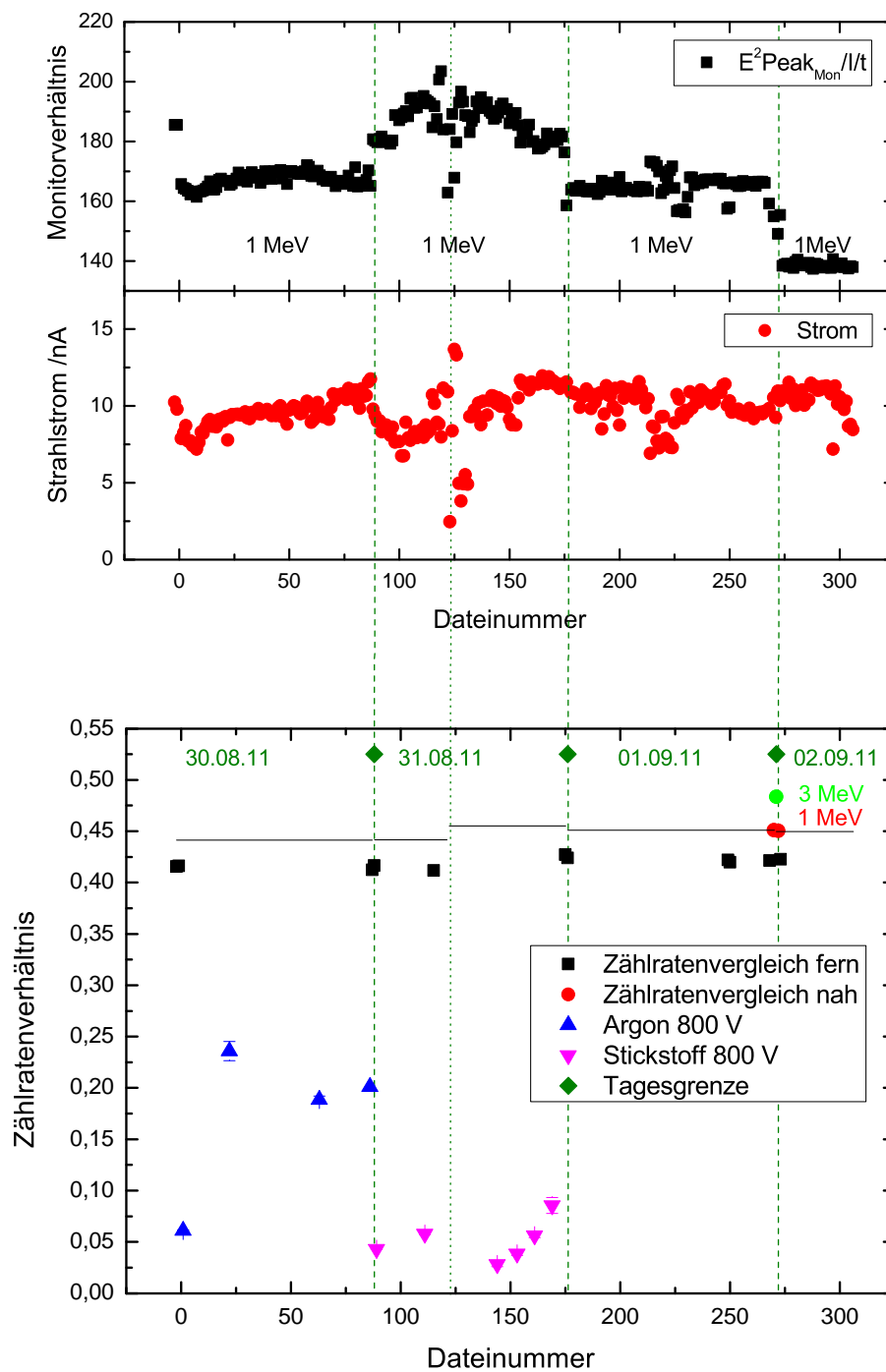


Abbildung A.24:

9. Strahlzeit: Darstellung des Monitorverhältnisses, des Strahlstromes und der verschiedenartigen Zählratenvergleiche.

A.9 W-Werte für 1 MeV-Protonen in Argon, Stickstoff und Luft

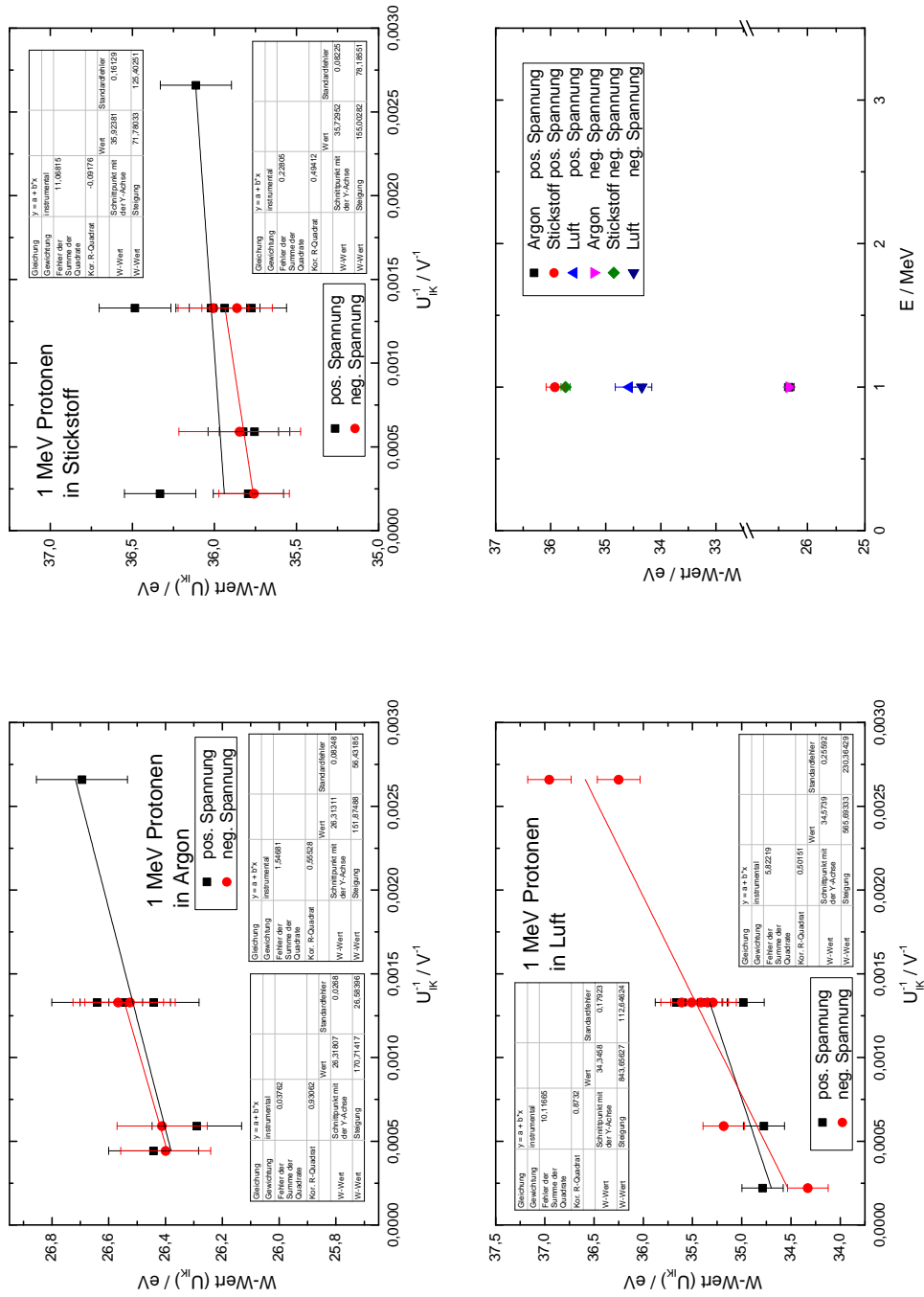


Abbildung A.25:

9. Strahlzeit: Messungen der W-Werte für 1,0 MeV-Protonen in Argon, Stickstoff und Luft in Abhängigkeit von der Ionisationskammerspannung zur Korrektur von Sättigungseffekten.

A.10 W-Werte für 10 und 12 MeV-Heliumionen in Argon, Stickstoff und Luft

Im Oktober 2011 wurden die Messungen des W -Wertes für 11,7 MeV-Alphaeilchen in Luft ergänzt sowie die Messungen für 9,8 MeV-Alphaeilchen in Luft und für 11,7 MeV-Alphaeilchen in Argon und Stickstoff zur Prüfung der Reproduzierbarkeit wiederholt. Die Ionisationskammer wurde mit 4,2 l/min Argon, 3,0 l/min Stickstoff und 3,0 l/min Luft gespült. Es wurden Ionisationsstrom-Korrekturen von $(0,25 \pm 0,25) \%$ für Argon, $(0,13 \pm 0,38) \%$ für Stickstoff und $(-0,25 \pm 0,38) \%$ für Luft angenommen.

Zur Minimierung des Untergrundes wurden Bleiblöcke aufgestellt und zur Korrektur der Daten Untergrundmessungen aufgenommen. Die Untergrundkorrekturen und ihre Unsicherheiten wurden in Tabelle A.40 zusammengefasst.

Gas	Untergrund $WU_\gamma \pm \Delta WU_\gamma$ in eV	rel. Unsicherheit $\frac{\Delta WU_\gamma}{WU_\gamma}$ in %	korr. W -Wert W_α in eV	Korrektur $\frac{W_\alpha}{WU_\gamma}$ in %	rel. Unsicherheit $\Delta \frac{W_\alpha}{WU_\gamma}$ in %
Argon	3852 ± 362	9,4	25,69	0,67	0,06
Stickstoff	6523 ± 658	10,1	35,39	0,54	0,05
Luft	4305 ± 345	8,0	34,12	0,79	0,06
Luft	12268 ± 1244	10,1	34,13	0,28	0,03

Tabelle A.40:

Untergrundberechnung für 12 MeV-Alphaeilchen in Argon, Stickstoff und Luft und für 10 MeV-Alphaeilchen in Luft.

Für jede Energie wurden ein naher Zählratenvergleich sowie zwei oder drei Fernmessungen aufgenommen. Das Verhältnis zwischen dem nahen und zeitnahen fernen Zählratenvergleich bildet die Normierung für alle fernen Zählratenvergleiche. Es ist zu erkennen, dass dieses Verhältnis im Rahmen dieser Messungen keine Energieabhängigkeit zeigte. Die argon- und stickstoffbasierten Zählratenverhältnisse wurden zwar in Abbildung A.26 aufgetragen, aber nicht für die Datenauswertung herangezogen. Am 05.10.2011 ist eine Zunahme innerhalb der drei fernen Messungen zu erkennen, so dass der Mittelwert (gestrichelte Linie) aus diesen Punkten bestimmt und mit dem Normierungsverhältnis multipliziert wurde. Die schwarzen Linien in Abbildung A.26 entsprechen den eingesetzten Werten.

Innerhalb der Messungen traten gasunabhängig erneut Abweichungen auf, wenn nach den hohen Spannungen kleine Spannungen appliziert wurden. Die 800 V-Messungen konnten nicht wie gewohnt am Ende der Messreihe (nach den 4800 V-Messungen) reproduziert werden, der Wert lag deutlich über den zuvor gemessenen Werten für 800 V. Dieses Problem wurde zur Kenntnis genommen und die Reihenfolge der Spannungen so gewählt, dass fast alle Messungen verwendet werden konnten oder verworfen wurden.

In der Abbildung A.27 und der Tabelle A.41 sind die Daten dieser Strahlzeit zusammengefasst. Die W -Wert-Messungen für Alphateilchen in Luft zeigen den charakteristisch starken Anstieg im Vergleich zu Argon und Stickstoff. Die Messungen für 9,8 MeV-Alphateilchen in Luft wurden an zwei aufeinander folgenden Tagen aufgenommen, wobei am 06.10.2011 die positiven Spannungen und am 07.10.2011 die negativen Spannungen gemessen wurden. Die grünen Punkte stellen eine Messung mit negativer Spannung am 06.10.2011 und eine Messung mit positiver Spannung am 07.10.2011 dar, so dass eine Überprüfung des Zählratenverhältnisses vorliegt.

Es besteht ein ausgewogenes Verhältnis der Unsicherheitsbeiträge, wie aus Tabelle A.42 hervorgeht. Die Unsicherheitsbeiträge der Zählratenverhältnisse sind für die Messungen in Luft minimal, die Unsicherheit für diese Zählratenverhältnisse beträgt 0,08 %. Aufgrund der Mittelwertbildung am 05.10.2011 vergrößerte sich die Unsicherheit für dieses Zählratenverhältnis auf 0,28 %. Die W -Werte wurden in Tabelle A.43 zusammengefasst.

In den Grafiken ist zu erkennen, dass die W -Werte in allen Gasen bei hohen Spannungen erneut ansteigen. Die Problematik wurde in Kapitel 4.4 sowie in [ICoRUM79] bereits angedeutet. Durch die Messunsicherheiten aus den Stabilitätsmessungen werden jedoch fast alle Punkte im Rahmen ihrer Unsicherheiten von den Geradenanpassungen erfasst.

Gas	E in MeV	W_+ in eV	ΔW_+ in eV	W_- in eV	ΔW_- in eV	$W_{\text{gew.}}$ in eV	$\Delta W_{\text{gew.}}$ in eV	$\frac{\Delta W_{\text{gew.}}}{W_{\text{gew.}}}$ in%
Argon	11,7	25,69	0,06			25,69	0,06	0,23
Stickstoff	11,7	35,39	0,12			35,39	0,12	0,34
Luft	11,7	34,12	0,15	34,11	0,15	34,11	0,11	0,31
Luft	9,8	34,13	0,14	34,25	0,18	34,18	0,11	0,32

Tabelle A.41:

Sättigungskorrekturen und statistische Unsicherheiten aus der Abbildung A.27 für 12 MeV- und 10 MeV-Alphateilchen in Argon, Stickstoff und Luft. Bildung gewichteter Mittelwerte aus diesen Anpassungen.

In Abbildung A.28 sind die Wiederholungsmessungen für 12 MeV-Alphateilchen in Argon und Stickstoff abgebildet. Die energieabhängigen Messungen wurden für Argon im März und November 2010 und für Stickstoff im Mai und Juli 2010 aufgenommen. In Stickstoff überschneiden sich die Sättigungskurven komplett, während die wiederholt gemessenen Daten in Argon etwas größer sind. In Luft wurde die Messung mit 10 MeV-Heliumionen wiederholt und zeigt einen ähnlichen Verlauf mit einem etwas geringeren Anstieg. Da das Experiment nach der zweiten GSI-Strahlzeit im Sommer 2011 erneut an der PTB aufgebaut wurde, sind diese Wiederholungsmessungen ein gutes Indiz für die Reproduzierbarkeit der Daten. In Abbildung A.29 sind alle Messungen mit Heliumionen mit ihren systematischen und statistischen Messunsicherheiten vergleichend dargestellt. Die ausgefüllten Elemente

Anhang A Übersicht über die Messungen

entsprechen Messungen mit positiver und negativer Sättigungskurve, während für die leeren Elemente nur positive Spannungen gemessen wurden. Es ist zu erkennen, dass alle Wiederholungsmessungen im Rahmen der Unsicherheiten mit den vorhergehenden Messungen übereinstimmen.

Gas	Energiecorr. Beschleuniger in %	Energiecorr. SRIM in %	Gas- durchfluss in %	Untergrund- korr. in %	Zählraten- verhältnis in %	Sättigungs- korr. in %
Argon	17,7	5,4	24,1	1,5	30,2	20,6
Stickstoff	11,5	3,5	35,1	0,7	19,5	29,3
Luft	14,8	4,5	45,5	1,3	2,1	31,5
Luft	18,9	7,6	41,2	0,2	1,9	29,8

Tabelle A.42:

Messunsicherheitsbudget für 12 MeV- und 10 MeV-Alphaeilchen in Argon, Stickstoff und Luft.

Gas	E in MeV	W in eV	ΔW in eV	$\frac{\Delta W}{W}$ in%
Argon	11,67	25,69	0,51	1,98
Stickstoff	11,67	35,39	0,63	1,79
Luft	11,67	34,11	0,56	1,63
Luft	9,81	34,18	0,59	1,71

Tabelle A.43:

W-Werte für 12 MeV- und 10 MeV-Alphaeilchen in Argon, Stickstoff und Luft.

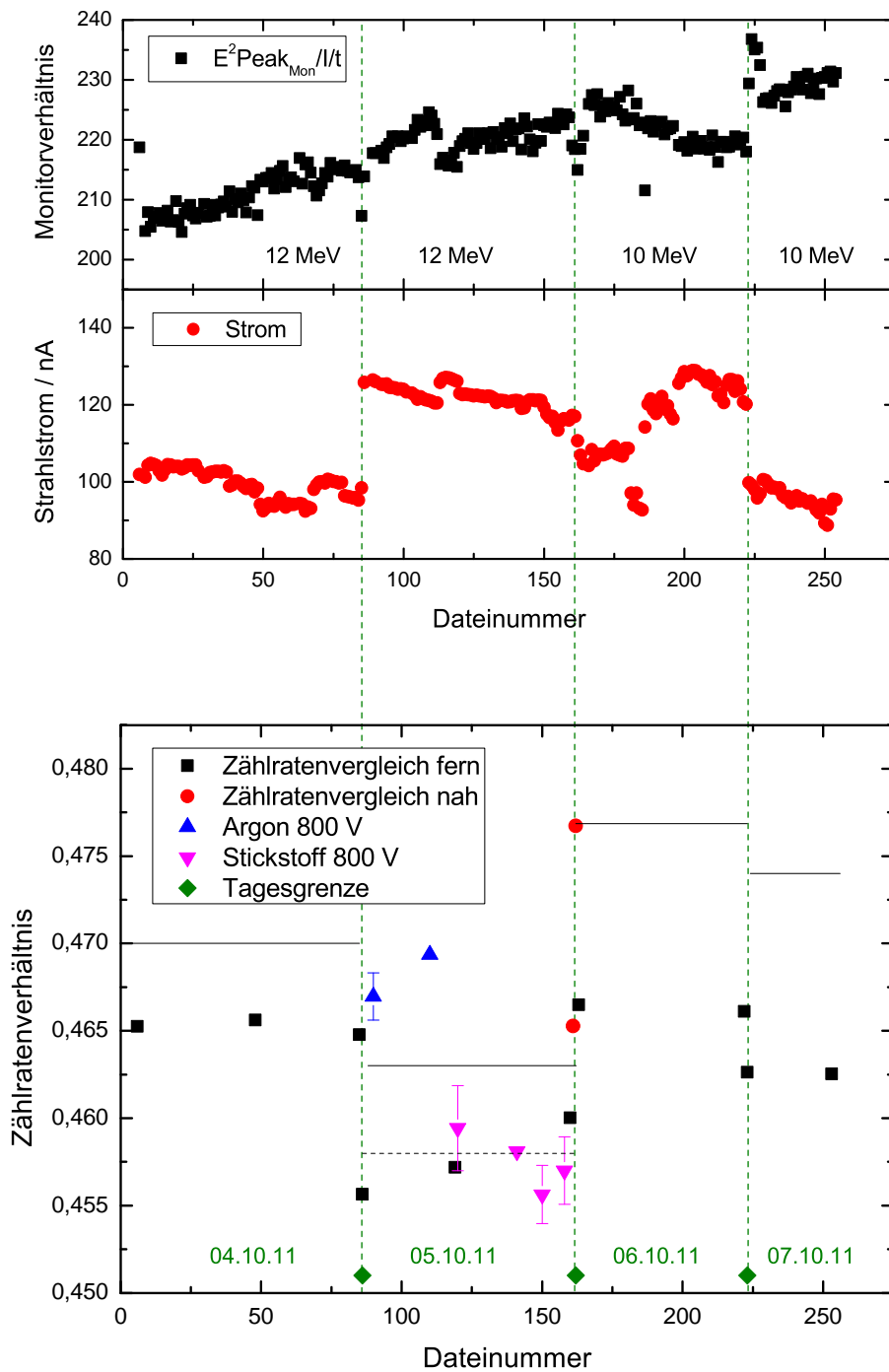


Abbildung A.26:

10. Strahlzeit: Darstellung des Monitorverhältnisses, des Strahlstromes und der verschiedenartigen Zählratenvergleiche.

A.10 W-Werte für 10 und 12 MeV-Heliumionen in Argon, Stickstoff und Luft

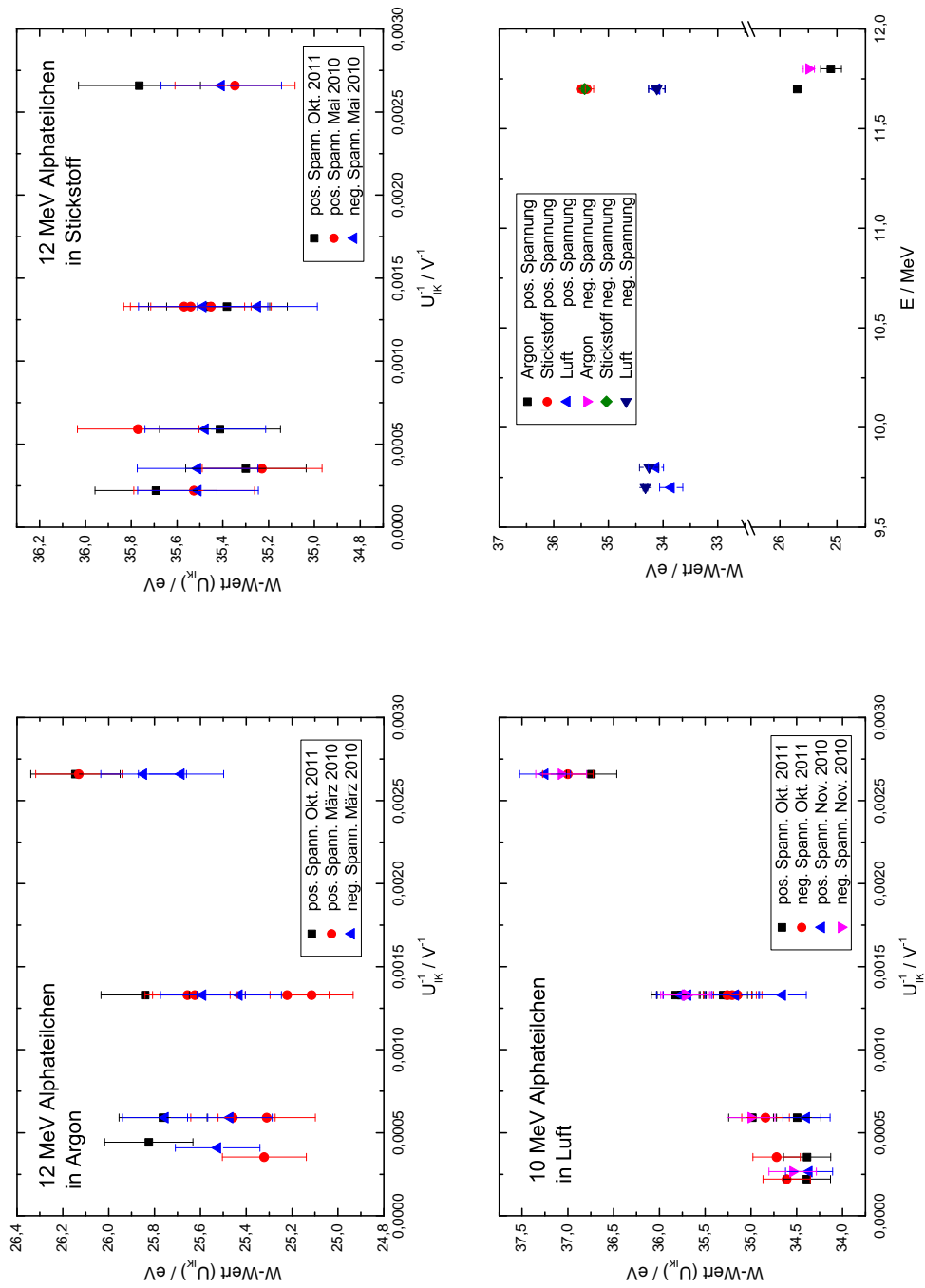


Abbildung A.28:

Vergleich 1., 2. und 10. Strahlzeit: Messungen der W-Werte für 12 MeV-Alphaeilchen in Argon und Stickstoff und 10 MeV-Alphaeilchen in Luft in Abhängigkeit von der Ionisationskammerspannung. In der Zusammenfassung sind alle Messungen für 10 MeV- und 12 MeV-Heliumionen mit ihren statistischen Unsicherheiten dargestellt.

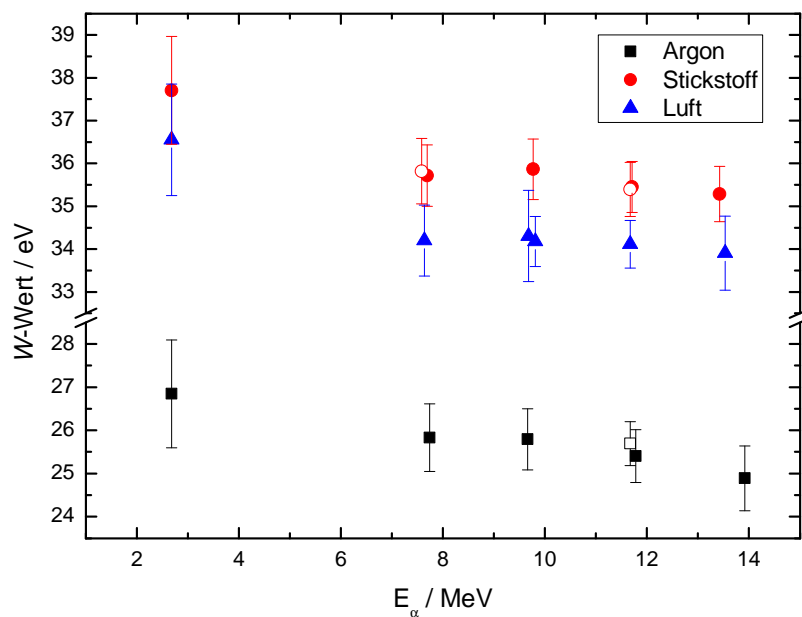


Abbildung A.29:

Darstellung der W-Werte in Argon, Stickstoff und Luft in Abhängigkeit von der Energie der Heliumionen. Die ausgefüllten Elemente entsprechen Messungen mit positiver und negativer Sättigungskurve, während für die leeren Elemente nur positive Spannungen gemessen wurden. Die Unsicherheiten errechneten sich aus den statistischen und systematischen Messunsicherheiten. Mit der folgenden Messung mit 2,7 MeV-Alpha-Teilchen kann der Eindruck, einer Abnahme der W-Werte mit zunehmender Teilchenenergie, bestätigt werden.

A.11 *W-Werte für 2,7 MeV-Heliumionen in Argon, Stickstoff und Luft*

In der zweiten Strahlzeit im Oktober 2011 wurden die *W*-Werte von 3,0 MeV-Alphaeilchen in Argon, Stickstoff und Luft sowie 3,0 MeV-Protonen in Argon gemessen. Diese niederenergetischen Alphaeilchen verlieren durch Streuung und Materiedurchgang an der Gold- und Mylar®-Folie 10,7 % ihrer Energie (*RELKIN* und *SRIM*). Im Vergleich dazu erfahren die 8,0 MeV- bzw. 14,0 MeV-Alphaeilchen nur einen Energieverlust von 3,1 % bzw. 1,9 %. Aus diesem Grund wurde in den folgenden Abschnitten unter Berücksichtigung des Energieverlusts die Bezeichnung 2,7 MeV-Alphaeilchen gewählt.

Es wurde ein Rate von 4,2 l/min Argon, 3,0 l/min Stickstoff und 3,0 l/min Luft gewählt, so das Ionisationsstrom-Korrekturen von $(0,25 \pm 0,25) \%$, $(0,13 \pm 0,38) \%$ und $(-0,25 \pm 0,38) \%$ verwendet wurden. Die aufgestellten Bleiblöcke minimieren den strahlinduzierten Untergrund auf die in Tabelle A.44 zusammengefassten Werte.

Gas		Untergrund $WU_\gamma \pm \Delta WU_\gamma$ in eV	rel. Uns. $\frac{\Delta WU_\gamma}{WU_\gamma}$ in %	korr. <i>W</i> -Wert W_α in eV	Korrektur $\frac{W_\alpha}{WU_\gamma}$ in %	rel. Uns. $\Delta \frac{W_\alpha}{WU_\gamma}$ in %
Argon	α	31453 \pm 9401	29,9	27,12	0,09	0,03
Stickstoff	α	83719 \pm 40810	48,7	37,73	0,05	0,02
Luft	α	30660 \pm 4938	16,1	36,49	0,12	0,02
Argon	P	21357 \pm 4894	22,9	26,04	0,12	0,03

Tabelle A.44:

Untergrundberechnung für 2,7 MeV-Alphaeilchen in Argon, Stickstoff und Luft sowie 3,0 MeV-Protonen in Argon.

Es wurden täglich zwei ferne Zählratenvergleiche durchgeführt und zusätzlich die gasbasierten Zählratenvergleiche für 800 V Argon und 400 V Stickstoff analysiert. Aus dem Verhältnis zwischen den nahen und fernen Zählratenvergleichen am 20.10.2011 wurde ein Normierungsfaktor ermittelt, so dass alle fernen Zählratenvergleiche auf die Nahmessungen umgerechnet werden konnten. Die Standardabweichung der fernen Zählratenvergleiche beträgt maximal 0,15 %. Diese wurde am 19.10.2011 aus elf Einzelmessungen ermittelt und auf alle Zählratenverhältnisse für die Messungen mit Alphaeilchen übertragen.

Bei den Messungen mit Alphaeilchen in Abbildung A.31 fällt auf, dass die Anstiege für alle Gase größer sind und die *W*-Werte höher liegen. Weiterhin gab es erneut Probleme mit bei den Wiederholungen der kleineren Ionisationskammerspannungen nach Messungen mit höheren Spannungen. Aus diesem Grund wurde entschieden, dass die Spannungen schrittweise erhöht werden und keine Wiederholungsmessungen nach hohen Spannungen in der Datenanalyse berücksichtigt werden. Es wurden Testmessungen bei 500 hPa durchgeführt,

um auszuschließen, dass die Reichweite der Alphateilchen in der Ionisationskammer zu gering ist. Die in Abbildung A.31 dargestellten Resultate zeigen, dass der W -Wert bei halbiertem Kammerdruck ähnlich hoch ist. Die Messungen bei halbiertem Gasdruck zeigten außerdem die gleichen Ergebnisse bezüglich der Messung mit geringeren Spannungen nach dem Applizieren von hohen Spannungen.

Um einen Fehler bzw. Defekt im Zählratenvergleich oder im übrigen Aufbau ausschließen zu können, wurden am 21.10.2011 Messungen mit 3 MeV-Protonen in Argon durchgeführt. Diese Messungen zeigten ähnliche Ergebnisse wie die vorangegangenen Messungen im Februar 2011 und sind in Abbildung A.32 zusammengefasst. Die Übereinstimmung der beiden unabhängigen Strahlzeiten belegt, dass die Messungen für 2,7 MeV-Heliumionen korrekt sind.

Die Anpassungen aus den Abbildungen A.31 und A.32 wurden in Tabelle A.45 zusammengefasst.

Gas		E in MeV	W_+ in eV	ΔW_+ in eV	W_- in eV	ΔW_- in eV	$W_{\text{gew.}}$ in eV	$\Delta W_{\text{gew.}}$ in eV	$\frac{\Delta W_{\text{gew.}}}{W_{\text{gew.}}}$ in%
Argon	α	2,7	27,12	0,16	26,75	0,09	26,85	0,08	0,30
Stickstoff	α	2,7	37,73	0,09	37,66	0,12	37,70	0,07	0,19
Luft	α	2,7	36,49	0,18	36,65	0,22	36,55	0,14	0,39
Argon	P	3,0	26,04	0,10			26,04	0,10	0,40

Tabelle A.45:

Sättigungskorrekturen und statistische Unsicherheiten aus den Abbildungen A.31 und A.32 für 2,7 MeV-Alphateilchen in Argon, Stickstoff und Luft sowie 3,0 MeV-Protonen in Argon. Bildung gewichteter Mittelwerte aus diesen Anpassungen.

In Tabelle A.46 ist das Unsicherheitsbudget dieser Strahlzeit dargestellt. Für die Messungen mit den Alphateilchen dominiert der Beitrag der Energiekorrektur mit *SRIM*, die Teilchen verlieren 9,6 % ihrer Energie beim Durchdringen der Gold- und der Mylar[®]-Folie (*SRIM*). Für die Messungen mit Protonen überwiegen die Unsicherheiten des Zählratenvergleichs. Während für die Messungen mit Alphateilchen eine Unsicherheit von 0,15 % im Zählratenvergleich vorlag, beträgt diese Unsicherheit für die Messungen mit Protonen 0,33 %. Die damit errechneten W -Werte und ihrer Unsicherheiten sind in Tabelle A.47 angegeben.

In Abbildung A.19 sind alle Messungen mit Protonen vergleichend dargestellt. Die Wiederholungsmessung für 3,0 MeV-Protonen wurde in dieser Übersicht als leeres Element eingefügt. Es ist zu erkennen, dass die zwei Messungen mit 3,0 MeV-Protonen in Argon (leicht versetzt dargestellt) im Rahmen ihrer Unsicherheiten sehr gut übereinstimmen.

In Abbildung A.29 wurde die Messung mit 2,7 MeV-Alphateilchen ergänzt. Im Energiebereich von 2,7 MeV bis 14 MeV bestätigt sich der Eindruck einer Abnahme der W -Werte mit zunehmender Teilchenenergie.

A.11 W-Werte für 2,7 MeV-Heliumionen in Argon, Stickstoff und Luft

Gas		Energiecorr. Beschleuniger in %	Energiecorr. SRIM in %	Gas- durchfluss in %	Untergrund- korr. in %	Zählraten- verhältnis in %	Sättigungs- korr. in %
Argon	α	0,2	88,3	4,0	0,0	1,5	5,8
Stickstoff	α	0,2	87,0	8,9	0,0	1,5	2,3
Luft	α	0,2	81,2	8,3	0,1	1,4	8,8
Argon	P	1,0	3,8	18,0	0,2	30,5	46,0

Tabelle A.46:

Messunsicherheitsbudget für 2,7 MeV-Alphateilchen in Argon, Stickstoff und Luft sowie 3,0 MeV-Protonen in Argon.

Gas	E in MeV		W in eV	ΔW in eV	$\frac{\Delta W}{W}$ in%
Argon	α	2,68	26,85	1,25	4,65
Stickstoff	α	2,68	37,70	1,26	3,34
Luft	α	2,68	36,55	1,30	3,56
Argon	P	2,96	26,04	0,59	2,26

Tabelle A.47:

W-Werte für 2,7 MeV-Alphateilchen in Argon, Stickstoff und Luft sowie 3,0 MeV-Protonen in Argon.

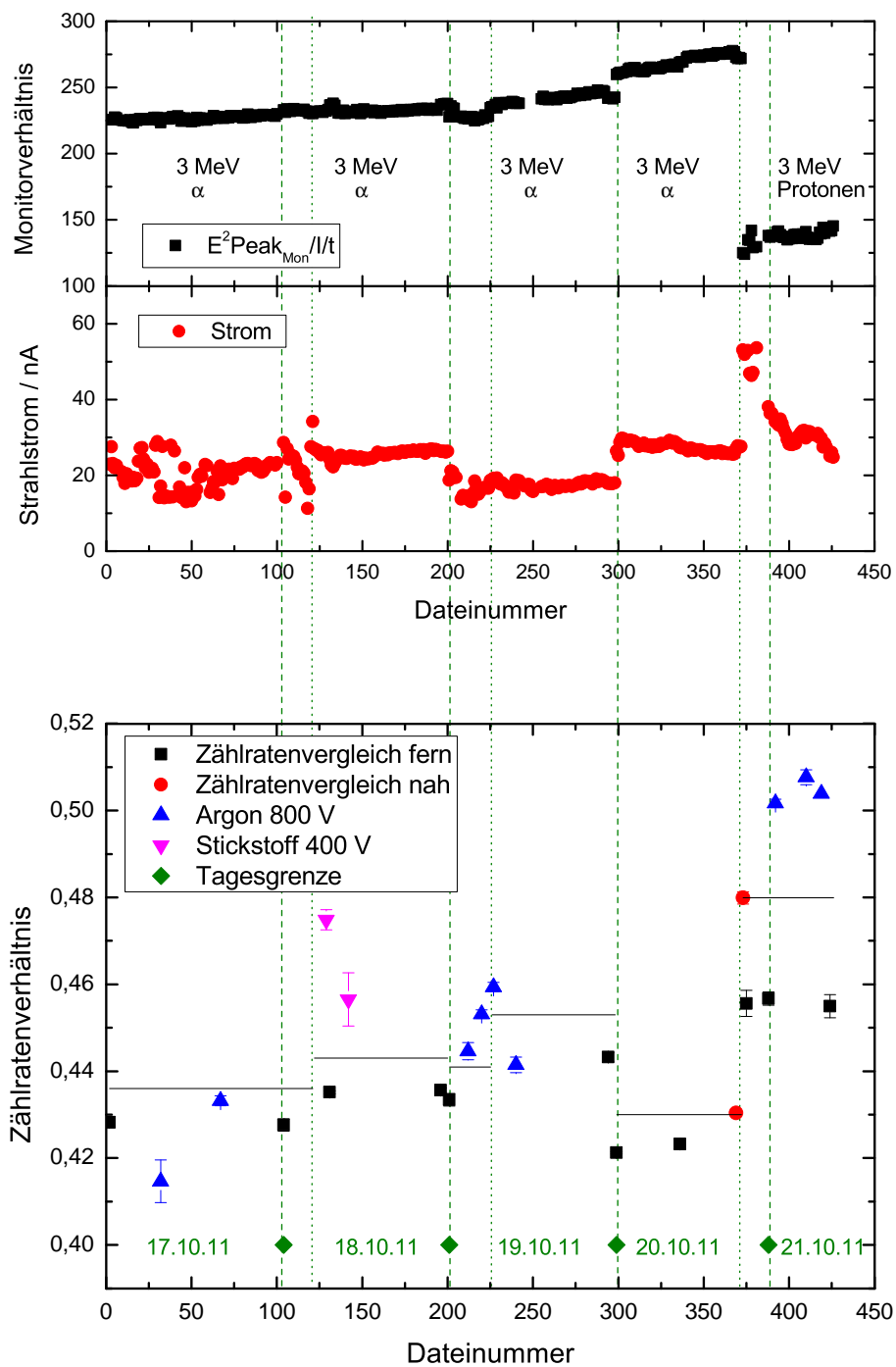


Abbildung A.30:

11. Strahlzeit: Darstellung des Monitorverhältnisses, des Strahlstromes und der verschiedenartigen Zählratenvergleiche.

A.11 W-Werte für 2,7 MeV-Heliumionen in Argon, Stickstoff und Luft

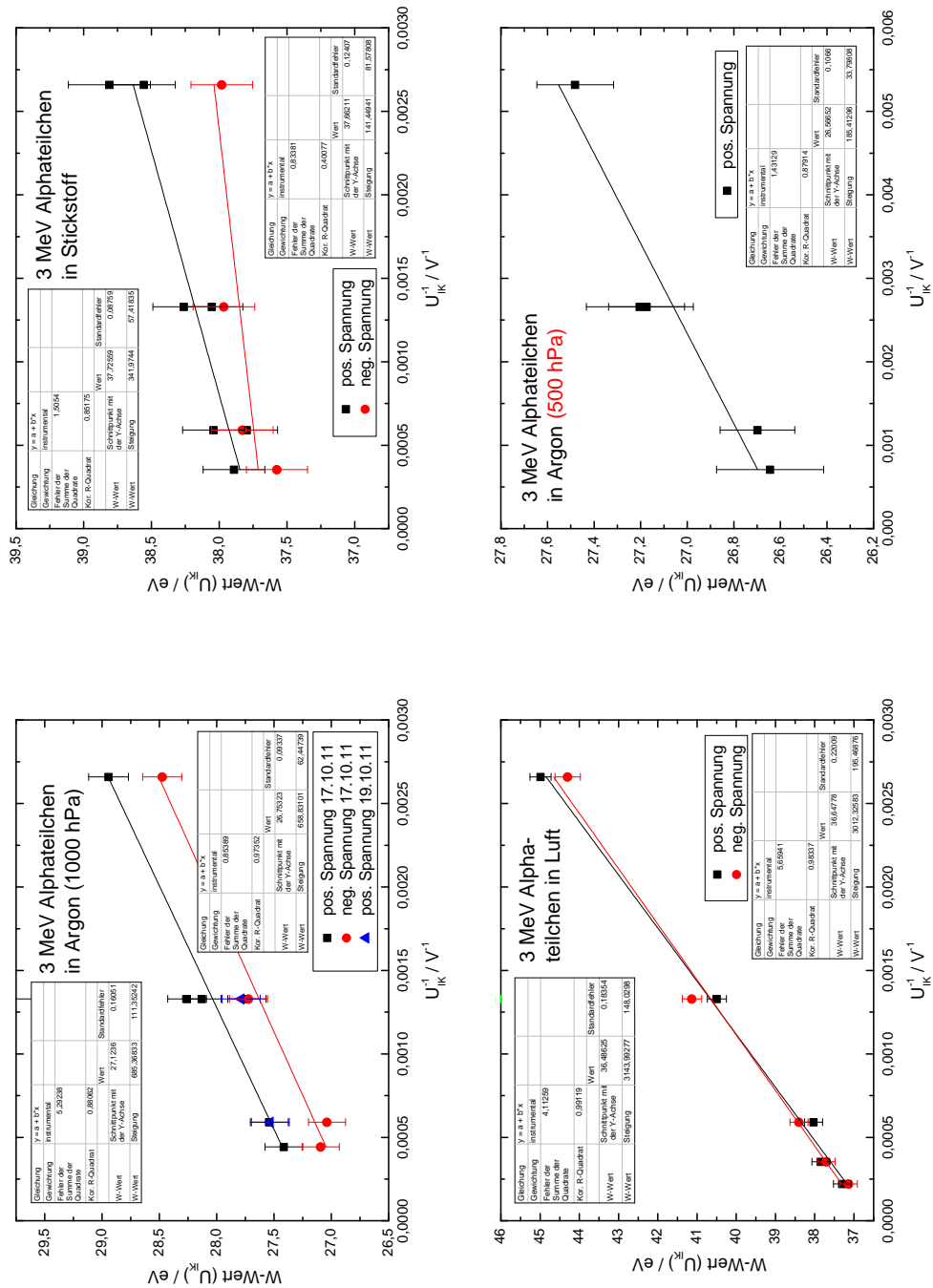


Abbildung A.31:

11. Strahlzeit: Messungen der W-Werte für 2,7 MeV-Alpha-teilchen in Argon, Stickstoff und Luft in Abhängigkeit von der Ionisationskammerspannung zur Korrektur von Sättigungseffekten.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Bragg-Peak für Protonen und Kohlenstoffionen	2
1.2	Darstellung des Sauerstoffverstärkungsfaktors in Abhängigkeit des LETs	4
1.3	Vorhandene <i>W</i> -Wert-Daten für Protonen in Luft	9
1.4	Vorhandene <i>W</i> -Wert-Daten für Protonen, Heliumionen und leichte Ionen in Luft	11
1.5	Energieabhängigkeit der <i>W</i> -Werte in Stickstoff	12
2.1	Messprinzip: Streu- und Ionisationskammer	14
2.2	Stoß- und Strahlungsbremsvermögen	16
2.3	Verlauf des Gasverstärkungsfaktors	19
2.4	Ionisierungsdichten	21
2.5	Reichweiten in Argon	24
2.6	Halbleiterdetektor	26
3.1	Experimentierhalle der PTB	28
3.2	Foto des Van-de-Graaff-Beschleunigers	29
3.3	Foto des Zyklotrons	29
3.4	Schema eines Van-de-Graaff-Beschleunigers	30
3.5	Schema eines Zyklotrons	30
3.6	Messplatz an der GSI	31
3.7	Streukammer	32
3.8	Ladungszustandsverteilung für Protonen	36
3.9	Ladungszustandsverteilung für Helium	37
3.10	Ladungszustandsverteilung für Kohlenstoff	37
3.11	Ionisationskammer	39
3.12	Vakuumfenster	41
3.13	Frischgitter	42
3.14	Peaks mit Frischgitter	42
3.15	Zählratenverhältnisse: August 2009 - Juli 2010	46
3.16	Zählratenverhältnisse: Oktober 2010 - Februar 2011	47
3.17	Zählratenverhältnisse: August 2011 - Oktober 2011	48
3.18	Schaltplan für die Halbleiterdetektoren	51
3.19	Schaltplan für die Ionisationskammer	52
3.20	Schaltplan für externe Elemente	53
3.21	Auswertung der Energiespektren	54

3.22	Peak-Anpassung	56
3.23	Tail-Analyse	57
3.24	Teilchenanzahl-Übersicht	59
3.25	Verteilung der Ereignisse im Energiespektrum	60
3.26	<i>Kalo</i> -Programm	61
3.27	<i>Kalo</i> -Programm Einteilung	62
3.28	Ionisations- und Strahlstromauswertung	64
4.1	Totzeitkorrektur	71
4.2	Prozentualer Totzeitanteil	73
4.3	Strom-Spannungscharakteristik	74
4.4	Inerten Gasen	75
4.5	Gepulste Strahlung	76
4.6	Sättigungskorrektur	80
4.7	Stabilitätsuntersuchung Van-de-Graaff-Beschleuniger (Luft)	84
4.8	Stabilitätsuntersuchung Van-de-Graaff-Beschleuniger (Stickstoff)	85
4.9	Stabilitätsuntersuchung Van-de-Graaff-Beschleuniger (Argon)	86
4.10	Stabilitätsuntersuchung Zyklotron (Argon)	87
4.11	Stabilitätskontrolle während der Strahlzeiten	88
4.12	Blei zur Untergrundreduzierung	90
4.13	Strahlinduzierter Untergrund	92
4.14	Strahlinduzierter Untergrund 2	93
4.15	Untergrundkorrektur Stickstoff	94
4.16	Gasreinigungsanlage	97
4.17	Gasreinigung Langzeitmessung	99
4.18	Gasreinigung Argon	100
4.19	Gasreinigung Stickstoff	101
4.20	Gasdurchfluss	102
4.21	Gasdurchfluss Luft	103
4.22	Luftfeuchtekorrektur	104
4.23	Ionisationsstrom in Abhängigkeit von der Luftfeuchte	105
4.24	Ionisationsstrom in Abhängigkeit von der Luftfeuchte 2	106
5.1	<i>W</i> -Werte für Protonen in Argon und Stickstoff	113
5.2	<i>W</i> -Werte für Alphateilchen in Argon und Stickstoff	114
5.3	<i>W</i> -Werte für Protonen in Luft	115
5.4	<i>W</i> -Werte für verschiedene Teilchen in Luft	116
5.5	Überblick der gemessenen <i>W</i> -Werte	117
5.6	Steigungen der Sättigungskorrekturen in Abhängigkeit von der Energie	121
5.7	Steigungen der Sättigungskorrekturen in Abhängigkeit von dE/dx	122
A.1	1. Strahlzeit: Zählratenvergleich und Strahlstrom	134
A.2	1. Strahlzeit: 8-14 MeV Alphateilchen	135

A.3	2. Strahlzeit: Zählratenvergleich und Strahlstrom	139
A.4	2. Strahlzeit: 8-13 MeV Alphateilchen	140
A.5	2. Strahlzeit: 8 MeV Alphateilchen	141
A.6	3. Strahlzeit: Zählratenvergleich und Strahlstrom	145
A.7	3. Strahlzeit: 40 MeV Kohlenstoffionen	146
A.8	3. Strahlzeit: 67 MeV Kohlenstoffionen	147
A.9	4. Strahlzeit: Zählratenvergleich und Strahlstrom	150
A.10	4. Strahlzeit: 2 MeV Protonen	151
A.11	4. Strahlzeit: Normierung des gasbasierten Zählratenvergleichs	152
A.12	5. Strahlzeit: 10 MeV Alphateilchen	155
A.13	6. Strahlzeit: Zählratenvergleich und Strahlstrom	159
A.14	6. Strahlzeit: 8-14 MeV Alphateilchen	160
A.15	7. Strahlzeit: Zählratenvergleich und Strahlstrom	164
A.16	7. Strahlzeit: 3 MeV Protonen	165
A.17	7. Strahlzeit: 2 MeV Protonen	166
A.18	7. Strahlzeit: Vergleich 2 MeV Protonen	167
A.19	Überblick: Messungen mit Protonen	168
A.20	8. Strahlzeit: Zählratenvergleich und Strahlstrom	172
A.21	8. Strahlzeit: 67 MeV Kohlenstoffionen	173
A.22	8. Strahlzeit: 81 MeV Kohlenstoffionen	174
A.23	Überblick: Messungen mit Kohlenstoffionen	175
A.24	9. Strahlzeit: Zählratenvergleich und Strahlstrom	178
A.25	9. Strahlzeit: 1 MeV Protonen	179
A.26	10. Strahlzeit: Zählratenvergleich und Strahlstrom	183
A.27	10. Strahlzeit: 10 und 12 MeV Alphateilchen	184
A.28	10. Strahlzeit: Vergleich 10 und 12 MeV Alphateilchen	185
A.29	Überblick: Messungen mit Alphateilchen	186
A.30	11. Strahlzeit: Zählratenvergleich und Strahlstrom	190
A.31	11. Strahlzeit: 2,7 MeV Heliumionen	191
A.32	11. Strahlzeit: 3 MeV Protonen	192

Tabellenverzeichnis

1.1	Vorhandene <i>W</i> -Wert-Daten für Protonen in Luft	8
1.2	<i>W</i> -Werte Larson 1958	10
1.3	Vorhandene <i>W</i> -Wert-Daten für Kohlenstoffionen in Luft	10
2.1	Anregungs- und Ionisierungspotential	20
2.2	Reichweiten in Argon, Stickstoff und Luft	22
2.3	Aufstreuung von Primärteilchen in Gasen	23
2.4	Verwendete Teilchenzähler	25
3.1	Gasqualität	43
4.1	<i>RELKIN</i> Energieverlust	68
4.2	<i>SRIM</i> Energieverlust	69
4.3	Gepulste Strahlung	78
4.4	Stabilitätsuntersuchungen	82
4.5	Gasreinigung und -durchfluss	98
4.6	Systematische Messunsicherheiten	108
5.1	Übersicht aller <i>W</i> -Werte	119
5.2	Umrechnungsfaktoren der <i>W</i> -Werte in verschiedenen Gasen	120
A.1	Strahlzeitübersicht	129
A.2	Energiekorrektur	130
A.3	1. Strahlzeit: Untergrund für 8-14 MeV Alphateilchen	131
A.4	1. Strahlzeit: Anpassungen für 8-14 MeV Alphateilchen	132
A.5	1. Strahlzeit: Messunsicherheitsbudget für 8-14 MeV Alphateilchen	133
A.6	1. Strahlzeit: <i>W</i> -Werte für 8-14 MeV Alphateilchen in Argon	133
A.7	2. Strahlzeit: Untergrund für 8-13 MeV Alphateilchen	136
A.8	2. Strahlzeit: Anpassungen für 8-13 MeV Alphateilchen	138
A.9	2. Strahlzeit: Messunsicherheitsbudget für 8-13 MeV Alphateilchen	138
A.10	2. Strahlzeit: <i>W</i> -Werte für 8-13 MeV Alphateilchen in Stickstoff	138
A.11	3. Strahlzeit: Untergrund für 40 und 67 MeV Kohlenstoffionen	142
A.12	3. Strahlzeit: Anpassungen für 40 und 67 MeV Kohlenstoffionen	144
A.13	3. Strahlzeit: Messunsicherheitsbudget für 40 und 67 MeV Kohlenstoffionen	144
A.14	3. Strahlzeit: <i>W</i> -Werte für 40 und 67 MeV Kohlenstoffionen	144
A.15	4. Strahlzeit: Untergrund für 2 MeV Protonen	148

A.16	4. Strahlzeit: Anpassungen für 2 MeV Protonen	149
A.17	4. Strahlzeit: Messunsicherheitsbudget für 2 MeV Protonen	149
A.18	4. Strahlzeit: <i>W</i> -Werte für 2 MeV Protonen	149
A.19	5. Strahlzeit: Untergrund für 10 MeV und Alphateilchen	153
A.20	5. Strahlzeit: Anpassungen für 10 MeV Alphateilchen	154
A.21	5. Strahlzeit: Messunsicherheitsbudget für 10 MeV Alphateilchen	154
A.22	5. Strahlzeit: <i>W</i> -Wert für 10 MeV Alphateilchen in Argon	154
A.23	6. Strahlzeit: Untergrund für 8-14 MeV Alphateilchen	156
A.24	6. Strahlzeit: Berechnung zu den Zählratenvergleichen	157
A.25	6. Strahlzeit: Anpassungen für 8-14 MeV Alphateilchen	158
A.26	6. Strahlzeit: Messunsicherheitsbudget für 8-14 MeV Alphateilchen	158
A.27	6. Strahlzeit: <i>W</i> -Werte für 8-14 MeV Alphateilchen in Luft	158
A.28	7. Strahlzeit: Untergrund für 3 MeV Protonen	161
A.29	7. Strahlzeit: Anpassungen für 2 und 3 MeV Protonen	162
A.30	7. Strahlzeit: Messunsicherheitsbudget für 2 und 3 MeV Protonen	163
A.31	7. Strahlzeit: <i>W</i> -Werte für 2 und 3 MeV Protonen	163
A.32	8. Strahlzeit: Untergrund für 67 und 81 MeV Kohlenstoffionen	170
A.33	8. Strahlzeit: Anpassungen für 67 und 81 MeV Kohlenstoffionen	170
A.34	8. Strahlzeit: Messunsicherheitsbudget für 67 und 81 MeV Kohlenstoffionen	171
A.35	8. Strahlzeit: <i>W</i> -Werte für 67 und 81 MeV Kohlenstoffionen	171
A.36	9. Strahlzeit: Untergrund für 1 MeV Protonen	176
A.37	9. Strahlzeit: Anpassungen für 1 MeV Protonen	177
A.38	9. Strahlzeit: Messunsicherheitsbudget für 1 MeV Protonen	177
A.39	9. Strahlzeit: <i>W</i> -Werte für 1 MeV Protonen	177
A.40	10. Strahlzeit: Untergrund für 10 und 12 MeV Alphateilchen	180
A.41	10. Strahlzeit: Anpassungen für 10 und 12 MeV Alphateilchen	181
A.42	10. Strahlzeit: Messunsicherheitsbudget für 10 und 12 MeV Alphateilchen .	182
A.43	10. Strahlzeit: <i>W</i> -Werte für 10 und 12 MeV Alphateilchen	182
A.44	11. Strahlzeit: Untergrund für 2,7 MeV Alphateilchen und 3 MeV Protonen	187
A.45	11. Strahlzeit: Anpassungen für 2,7 MeV Alphateilchen und 3 MeV Protonen	188
A.46	11. Strahlzeit: Messunsicherheitsbudget für 2,7 MeV Alphateilchen und 3 MeV Protonen	189
A.47	11. Strahlzeit: <i>W</i> -Werte für 2,7 MeV Alphateilchen und 3 MeV Protonen . .	189

Literaturverzeichnis

- [AMHM65] J. C. Armstrong, J. V. Mullendore, W. R. Harris, and J. B. Marion, *Proc. Phys. Soc.* **86** (1965).
- [BCD⁺80] H. J. Brede, M. Cosack, G. Dietze, H. Gumpert, S. Guldbakke, R. Jahr, M. Kutsch, D. Schlegel-Bickmann, and H. Schölermann, *The Braunschweig accelerator facility for fast neutron research: 1: Building design and accelerators*, *Nuclear Instruments and Methods* **169** (1980), 349–358.
- [BCH49] O. Bunemann, T. E. Cranshaw, and J. A. Harvey, *Design of Grid Ionization Chambers*, *Canadian Journal of Research* **27** (1949), 191–206.
- [Ben12] M. Bender, *Private Kommunikation*, Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH, 2012.
- [BGR63] A. M. Baldin, W. I. Goldanskij, and I. L. Rosental, *Kinematik der Kernreaktionen*, Akademie-Verlag, Berlin, 1963.
- [Bö02] R. Böttger, *Energy Calibration of the PTB VdG Accelerator*, PTB-6.41-02-2 (2002), 1–19.
- [Boa66] J. W. Boag, *Ionization Chambers*, *Radiation Dosimetry*, vol. 2-Instrumentation, 2nd edn, Ed. F. H. Attix and W. C. Roesch, Academic Press, New York London, 1966.
- [BSHH⁺11] O. Baake, T. Seidl, U. Habiba Hossain, A. O. Delgado, M. Bender, D. Severin, and W. Ensinger, *An apparatus for in situ spectroscopy of radiation damage of polymers by bombardment with high-energy heavy ions*, *Review of Scientific Instruments* **82** (2011), no. 4, 045103.
- [BWW08] K. Bethge, G. Walter, and B. Wiedemann, *Kernphysik: Eine Einführung*, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 2008, 3., aktualisierte u. erweiterte Auflage.
- [CER11] CERN, *Homepage: ROOT*, 2011, <http://root.cern.ch>.
- [Col69] A. Cole, *Absorption of 20 eV to 50000 eV electron beams in air and plastic*, *Radiation Research* **38** (1969), 7–33.
- [CS67] S. E. Chappell and J. H. Sparrow, *The Average Energy Required to Produce an Ion Pair in Argon, Nitrogen, and Air for 1- to 5-MeV Alpha Particles*, *Radiation Research* **32** (1967), no. 3, 383–403.

- [CW65] S. C. Curran and H. W. Wilson, *Particular Detection Methods - (A) Proportional Counters and Pulse Ion Chambers*, Alpha-, Beta- and Gamma-ray Spectroscopy: Volume 1. Edited by Kai Siegbahn (1965), 303.
- [DHSE⁺00] J. Debus, T. Haberer, D. Schulz-Ertner, O. Jäkel, F. Wenz, W. Enghardt, W. Schlegel, G. Kraft, and M. Wannemacher, *Bestrahlung von Schädelbasistumoren mit Kohlenstoffionen bei der GSI*, *Strahlentherapie und Onkologie* **176** (2000), no. 5, 211–216.
- [DifNe97] Deutsches Institut für Normung e.V., *DIN 6800-2, Dosismessverfahren nach der Sondenmethode für Photonen- und Elektronenstrahlung, Teil 2: Ionisationsdosimetrie*.
- [DKeV11] Deutsche Krebshilfe e. V., *Homepage: Deutsche Krebshilfe e.V.*, 2011, <http://www.krebshilfe.de>.
- [FFA⁺00] Y. Furusawa, K. Fukutsu, M. Aoki, H. Itsukaichi, K. Eguchi-Kasai, H. Ohara, F. Yatagai, T. Kanai, and K. Ando, *Inactivation of Aerobic and Hypoxic Cells from Three Different Cell Lines by Accelerated ³He-, ¹²C- and ²⁰Ne-Ion Beams*, *Radiation Research* **154** (2000), no. 5, 485–496.
- [Fri44] O. R. Frisch, *Isotopic analysis of uranium samples by means of their alpha ray groups*, BR-49 (unpublished) (1944).
- [GB98] B. Grosswendt and W. Y. Baek, *W Values and Radial Dose Distributions for Protons in TE-Gas and Air at Energies up to 500 MeV*, *Physics in Medicine and Biology* **43** (1998), 325–337.
- [GS88] E. Grimsehl and W. Schallreuter, *Lehrbuch der Physik. 4. Struktur der Materie*, Teubner, 1988.
- [HfSG11] GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH, *Homepage: GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH*, 2011, <http://www.gsi.de>.
- [HJH⁺99] G. H. Hartmann, O. Jäkel, P. Heeg, Ch. P. Karger, and A. Kriessbach, *Determination of water absorbed dose in a carbon ion beam using thimble ionization chambers*, *Physics in Medicine and Biology* **44** (1999), no. 5, 1193–1206.
- [HN95] H. Hänsel and W. Neumann, *Atome, Atomkerne, Elementarteilchen*, Spektrum, Akademischer Verlag, Heidelberg Berlin Oxford, 1995.
- [IAEA00] International Atomic Energy Agency, *Absorbed Dose Determination in External Beam Radiotherapy: An International Code of Practice for Dosimetry based on Standards of Absorbed Dose to Water*, *Technical Reports Series* **398** (2000), 1–229.
- [ICoRUM79] International Commission on Radiation Units and Measurements, *Average Energy Required To Produce An Ion Pair*, *ICRU Report* **31** (1979), 1–52.

- [ICoRUM98] ———, *Clinical Proton Dosimetry - Part I: Beam Production, Beam Delivery and Measurement of Absorbed Dose*, ICRU Report **59** (1998), 1–60.
- [Jan04] M. E. Janssen, *Auflösungsstudien an einer Zeit-Projektions-Kammer (TPC) mit GEM Gasverstärkungssystem*, Diplomarbeit, Universität Dortmund, Lehrstuhl für Experimentelle Physik V, Dezember 2004.
- [Jes61] W. P. Jesse, *Alpha-Particle Ionization in Polyatomic Gases and the Energy Dependence of W*, Phys. Rev. **122** (1961), 1195–1202.
- [JKD08] O. Jäkel, Ch. P. Karger, and J. Debus, *The future of heavy ion radiotherapy*, Medical Physics **35** (2008), no. 12, 5653–5663.
- [Jon06] D. T. L. Jones, *The w-value in air for proton therapy beams*, Radiation Physics and Chemistry **75** (2006), no. 5, 541–550.
- [Kei80] Keithley, *Keithley Instruction Manual Model 642 Electrometer*, Keithley Instruments, Inc., 28775 Aurora Road, Cleveland, Ohio 44139, 1980, <http://www.keithley.com/>.
- [KH04] Ch. P. Karger and G. H. Hartmann, *Correction of ionic recombination for pulsed radiation according to DIN 6800-2 and TRS-398*, Z. Med. Phys. **14** (2004), 260–266.
- [KKM⁺93] T. Kanai, T. Kohno, S. Minohara, M. Sudou, E. Takada, F. Soga, K. Kawachi, and A. Fukumura, *Dosimetry and Measured Differential W Values of Air for Heavy Ions*, Radiation Research **135** (1993), 293–301.
- [Kra00] G. Kraft, *Tumor Therapy with Heavy Charged Particles*, Progress in Particle and Nuclear Physics **45** (2000), 473–544.
- [Kra05] M. Krammer, *Vorlesung Gasdetektoren, Institut für Hochenergiephysik der ÖAW, Wien, 2005*, <http://www-linux.gsi.de/wolle/Schuelerlabor/TALKS/DETEKTOREN/VO-3-Gasdetektoren.pdf>.
- [Kri01] H. Krieger, *Strahlenphysik, Dosimetrie und Strahlenschutz, Band 2, Strahlungsquellen, Detektoren und klinische Dosimetrie*, B. G. Teubner, Stuttgart Leipzig Wiesbaden, 2001, 3., völlig neu bearbeitete Auflage.
- [Kri02] ———, *Strahlenphysik, Dosimetrie und Strahlenschutz, Band 1, Grundlagen*, B. G. Teubner, Stuttgart Leipzig Wiesbaden, 2002, 5., völlig neu bearbeitete Auflage.
- [LA11a] Linde AG, *Homepage: Linde AG, Gases Division Germany*, 2011, <http://www.linde-gase.de/produkte/armat/Reinigungspatronen.pdf>.
- [LA11b] ———, *Linde Gase*, Linde AG, Gases Division Germany, Seitnerstrasse 70, D-82049 Pullach, 2011, <http://www.linde-gase.de/produkte/reingase/>.

- [Lan11] F. Langner, *Private Kommunikation*, Physikalisch-Technische Bundesanstalt, 2011.
- [Lar58] H. V. Larson, *Energy Loss Per Ion Pair for Protons in Various Gases*, Phys. Rev. **112** (1958), 1927–1928.
- [Leo94] W. R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments - A How-to Approach*, 2nd edition ed., Springer-Verlag, New York Berlin Heidelberg, 1994.
- [LW92] T. Lohse and W. Witzeling, *The Time Projection Chamber*, Instrumentation in High Energy Physics (Advanced Series on Directions in High Energy Physics) **9** (1992).
- [MCWG10] Messer Cutting & Welding GmbH, *Homepage: Messer Cutting & Welding GmbH*, 2010, <http://www.spectron.de/spectron.de/de/index.php>.
- [Mie12] S. Mieke, *Private Kommunikation*, Physikalisch-Technische Bundesanstalt, 2012.
- [MK79] Th. Mayer-Kuckuk, *Kernphysik: Eine Einführung*, 3., neubearbeitete u. erweiterte auflage der physik der atomkerne ed., B. G. Teubner, Stuttgart, 1979.
- [MKS96] MKS, *Benutzerhandbuch 1179/2179 Gasflußregler*, MKS Instruments Deutschland GmbH, Schatzbogen 43, 81829 München, 1996, <http://www.mksinstruments.de>.
- [MY68] J. B. Marion and F. C. Young, *Nuclear reaction analysis: Graphs and tables*, North-Holland Pub. Co., Amsterdam, 1968.
- [PDG06] Particle Data Group, *Particle Physics Booklet*, Elsevier, 2006.
- [PHSW72] J. E Parks, G. S. Hurst, T. E. Stewart, and H. L. Weidner, *Ionization of the Noble Gases by Protons: Jesse Effects as a Function of Pressure*, Journal of Chemical Physics **57** (1972), 5467–5474.
- [Pri58] W. J. Price, *Nuclear Radiation Detection*, McGraw-Hill Book Company, New York, 1958, McGraw-Hill Series in Nuclear Engineering.
- [Pro10] Air Products, *Air Products Ultra Hochreine Gase*, Air Products, Hüttenstrasse, 45523 Hattingen, 2010, <http://www.airproducts.de/spezialgase>.
- [PT67] R. E. Phillips and S. T. Thornton, *A fortran program for relativistic kinematic calculations in two-body nuclear reactions*, Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge, Tennessee, 1967.
- [Ram21] C. Ramsauer, *Über den Wirkungsquerschnitt der Gasmoleküle gegenüber langsamen Elektronen*, Annalen der Physik, 4. Folge, 64 (1921), 513–540.
- [RR90] H. Reich and J. Rassow, *Dosimetrie ionisierender Strahlung. (Hrsg.: H Reich)*, B. G. Teubner, Stuttgart, 1990.

- [Sli78] K. Slickers, *Technische im Handel erhältliche Einrichtungen zur Reinigung von Argon für die Spektralanalyse*, *Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy* **33** (1978), 839–841.
- [STK76] L. D. Stephens, R. H. Thomas, and L. S. Kelly, *A Measurement of the Average Energy Required to Create an Ion Pair in Nitrogen by 250 MeV/amu C⁶⁺ Ions*, *Physics in Medicine and Biology* **21** (1976), 570–576.
- [tec10] *Homepage: Technik Lexikon*, 2010, <http://www.techniklexikon.net>.
- [TIKD87] H. Tawara, N. Ishida, J. Kikuchi, and T. Doke, *Measurements of the W values in argon, nitrogen, and methane for 0.93 to 5.3 MeV alpha particles*, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* **29** (1987), 447–455.
- [TLDC80] R. H. Thomas, J. T. Lyman, and T. M. De Castro, *A measurement of the average energy required to create an ion pair in nitrogen by high-energy ions*, *Radiation Research* **82** (1980), 1–12.
- [UMe11] Umweltinstitut München e.V., *Homepage: Umweltinstitut München e.V.*, 2011, <http://umweltinstitut.org>.
- [VMG11] VacuTec Meßtechnik GmbH, *Gasgefüllte Strahlungsdetektoren*, VacuTec Meßtechnik GmbH, Dornblüthstrasse 14, 01277 Dresden, 2011, <http://www.vacutec-gmbh.de>.
- [WB75] A. J. Waker and J. Booz, *Measurement of the W-value of low energy electrons*, In *Proceedings of the Second Symposium on Neutron Dosimetry in Biology and Medicine EUR-5452* (1975), 455, Commission of the European Communities, Luxembourg.
- [WE83] M. Whillock and A. Edwards, *Determination of W values for tissue-equivalent gas and its constituents using alpha particles in the range 1.1-3.9 MeV*, *Physics in Medicine and Biology* **28** (1983), no. 4, 367–374.
- [Zai67] C. Zaidins, unpublished calculations performed at the California Institute of Technology, Kellogg Radiation Laboratory; see also Appendix I Ph. D. Thesis C. Zaidins, 1967.
- [Zie85] J. F. Ziegler, *The Stopping and Range of Ions in Matter*, Elsevier Science & Technology Books, 1985.
- [Zie11] ———, *Homepage: SRIM*, 2011, <http://www.srim.org/>.
- [ZJ89] J. Zinn-Justin, *Quantum Field Theory and Critical Phenomena*, Oxford University Press, New York Berlin, 1989, International Series of Monographs on Physics.