Aufbau und Kalibration eines Gasanalysators für das HERMES-Wasserstofftarget

Diplomarbeit
an der Universität Hamburg

vorgelegt von
Christian Baumgarten

Hamburg, 1996

1. Gutachter: Prof. Dr. E. Steffens
2. Gutachter: Prof. Dr. W. Scobel

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung

Das HERMES-Experiment am DESY-Speicherring HERA in Hamburg befaßt sich mit der Untersuchung der Spinstruktur des Protons und des Neutrons mittels tiefinelastischer Streuung polarisierter Positronen[1] bei einer Energie von 27.5 GeV an den polarisierten Kernen eines internen dünnen Gastargets [HE 93].

Für die Messung an Protonen wird ein Wasserstofftarget verwendet, welches aus einem Gas von kernpolarisierten Wasserstoffatomen besteht, die von einer Atomstrahlquelle in eine Speicherzelle injiziert werden.

Eine im Hinblick auf das HERMES-Experiment wichtige Eigenschaft des Targetgases ist die Targetpolarisation. Sie ist definiert als die Differenz aus der Anzahl von Protonen mit paralleler und antiparalleler Spinkomponente relativ zum Targetmagnetfeld bezogen auf die Gesamtzahl der Protonen:

$$P_{\text{target}} = \frac{n\uparrow - n\downarrow}{n\uparrow + n\downarrow} \tag{1.1}$$

Die Targetpolarisation setzt sich aus der Polarisation des atomaren und der des molekularen Wasserstoffs P_{atom} bzw. P_{mol} zusammen. Molekularer Wasserstoff entsteht u.a. durch Rekombination der Wasserstoffatome an den Wänden der Targetzelle. Als Dissoziationsgrad α des Targetgases wird der Anteil der Protonen in Atomen verglichen mit der Gesamtzahl der Protonen bezeichnet:

$$\alpha = \frac{N_a}{N_a + 2 \cdot N_m} \ . \tag{1.2}$$

Man kann dann die Targetpolarisation folgendermaßen ausdrücken:

$$P_{\text{target}} = \alpha \cdot P_{\text{atom}} + (1-\alpha) \cdot P_{\text{mol}} \ . \tag{1.3}$$

Wasserstoffmoleküle tragen nichts zum Elektronenspin bei, da die Spins der beiden Elektronen immer antiparallel stehen. Man kann die Kernpolarisation der Moleküle durch einen Faktor β beschreiben, der angibt, welcher relative Anteil der Kernpolarisation der Atome beim Rekombinationsprozeß erhalten bleibt:

$$\beta = \frac{P_{\text{mol}}}{P_{\text{atom}}} \ . \tag{1.4}$$

Für die Targetpolarisation läßt sich dann schreiben[2]:

$$P_{target} = (\alpha + (1-\alpha) \cdot \beta) \cdot P_{atom} \ . \tag{1.5}$$

Die Polarisation des atomaren Wasserstoffs P_{atom} wird mit hoher Präzision von einem Breit-Rabi-Polarimeter gemessen [Br 95].

Die Polarisation der Moleküle P_{mol} kann innerhalb gewisser Fehler durch Messung der Asymmetrie der tiefinelastisch gestreuten Positronen bestimmt werden, indem man die

[1] Die Polarisation des Positronenstrahls entsteht im Speicherring infolge des Solokov-Ternov-Effekts [SoTe 64] und erreicht bei HERA im Mittel 0.55.

[2] Die Verdünnung der Polarisation des Targetgases durch unpolarisiert injizierte Moleküle kann separat behandelt werden.

Variation der Asymmetrie mit dem Dissoziationsgrad untersucht. Eine weitere Möglichkeit besteht darin, den Faktor in einem externen Experiment, z.B. durch Streuung von polarisierten Protonen an einem vergleichbaren Target, zu bestimmen.

Die laufende Messung des Dissoziationsgrades ist aber auch zur Bestimmung der Targetpolarisation notwendig, wenn die Polarisation der Moleküle von der der Atome abweicht, d.h. wenn β nicht gleich eins oder null ist.

Aufgabe der vorliegenden Arbeit war es, einen Gasanalysator für das Wasserstofftarget am HERMES-Experiment aufzubauen und in Betrieb zu nehmen, mit dem eine Bestimmung des Dissoziationsgrades α im laufenden Experiment vorgenommen werden kann. Der Gasanalysator wird im folgenden als *TarGA* bezeichnet, was für **Tar**get **G**as-**A**nalysator steht.

In Kapitel 2 wird eine kurze Einführung in das HERMES-Wasserstofftarget gegeben, Kapitel 3 beschreibt den Aufbau des TarGA. Kapitel 4 und 5 beschreiben für die Messungen notwendige Vorbereitungen. In Kapitel 6 wird der Zusammenhang zwischen dem gemessenen Dissoziationsgrad und dem realen Wert im Target untersucht, in Kapitel 7 Verfahren zur Kalibration des TarGA vorgestellt. Kapitel 8 befaßt sich mit den Messungen des Dissoziationsgrad während des laufenden HERMES-Experiments. Kapitel 9 enthält eine Zusammenfassung in Form von Fehlerdiskussion und Ausblick.

2 Der Aufbau des HERMES-Wasserstofftargets

2.1 Einleitung

Die Struktur des Wasserstoffatoms unter Berücksichtigung der magnetischen Kopplung von Kern- und Elektronenspin bildet die Grundlage für das Polarisieren und den Nachweis der Polarisation.

Da beim Wasserstoffatom nur ein Hüllenelektron mit Spin 1/2 und ein Proton mit Spin 1/2 vorliegen, gibt es vier mögliche Kombinationen der Spinwellenfunktionen, die als Produkt der Wellenfunktionen von Elektron und Proton gebildet werden. Die Eigenfunktionen zum Gesamtspin F sind Linearkombinationen dieser vier Wellenfunktionen. Bezeichnet man den Zustand mit positivem Elektronenspin und negativem Kernspin als $|\uparrow - >$ und führt einen Mischungswinkel θ ein, so sind die folgenden Wellenfunktionen Eigenzustände zum Gesamtdrehimpuls F:

$$\begin{aligned} |\ 1\ &>= |\uparrow + > \\ |\ 2\ &>= \cos\theta \cdot |\uparrow - > + \sin\theta \cdot |\uparrow + > \\ |\ 3\ &>= |\downarrow - > \\ |\ 4\ &>= \sin\theta \cdot |\downarrow - > - \cos\theta \cdot |\uparrow + > \ . \end{aligned} \tag{2.1}$$

Der Spin des Elektrons und der Spin des Protons koppeln zum Gesamtspin F, der die Werte null oder eins annehmen kann. Der Zustand $|\ 4\ >$ hat den Gesamtspin $F = 0$ und ist damit ein Singulettzustand, d.h. es ist nur eine magnetische Quantenzahl - $m_F = 0$ - möglich. Der Zustand mit Gesamtspin $F = 1$ kann die magnetischen Quantenzahlen $m_F = -1, 0, 1$ annehmen und wird deshalb als Triplettzustand bezeichnet.

Der Mischungswinkel θ ist vom Magnetfeld, in dem sich das Atom befindet, abhängig:

$$\tan 2\theta = \frac{a\hbar}{\omega_S} \quad \text{mit} \quad \omega_S = \frac{g_S \mu_B}{\hbar} B_z \ . \tag{2.2}$$

Ohne äußeres Magnetfeld haben alle Zustände mit Gesamtspin $F = 1$ den gleichen Energieeigenwert, d.h. sie sind entartet. In einem äußeren Feld wird die Entartung aufgehoben. Man bezeichnet dies als Hyperfeinstrukturaufspaltung. Trägt man die Energieeigenwerte als Funktion des Magnetfeldes auf, in dem sich die Atome befinden, so erhält man das Breit-Rabi-Diagramm (siehe Abb. 2.1).

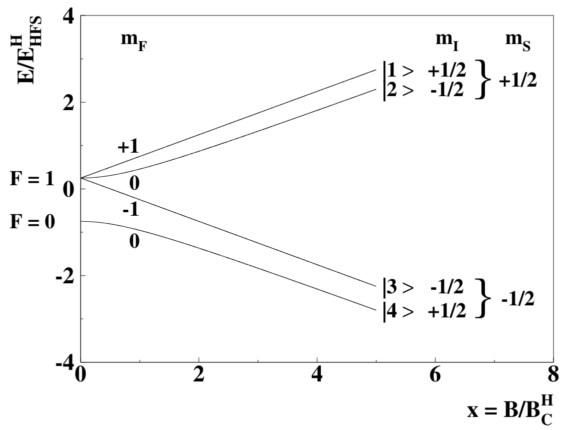

Abb. 2.1: Die Energieeigenwerte der vier Hyperfeinstrukturzustände atomaren Wasserstoffs als Funktion des Magnetfeldes (Breit-Rabi-Diagramm).

Aufgrund der gemischten Zustände $| 2 >$ und $| 4 >$ sind die Polarisation des Hüllenelektrons P_e und des Protons P_z vom Mischungswinkel θ und damit vom Magnetfeld abhängig, in dem sich die Atome befinden. Ist N_i die Anzahl des Atome in dem Hyperfeinstrukturzustand i, so definiert man die Besetzungszahl dieses Zustands n_i durch den Ausdruck

$$n_i = \frac{N_i}{N_1 + N_2 + N_3 + N_4} \, . \tag{2.3}$$

Für die Polarisation der Elektronen P_e bzw. der Kerne P_z folgt dann:

$$\begin{aligned} P_e &= n_1 - n_3 + (n_2 - n_4) \cos 2\theta \\ P_z &= n_1 - n_3 - (n_2 - n_4) \cos 2\theta \, . \end{aligned} \tag{2.4}$$

Wie man den Gleichungen 2.1 entnehmen kann, läßt die Kopplung von Elektronenspin und Kernspin bei hohen Magnetfeldern erheblich nach. Ein Maß für die Stärke der Kopplung ist das Verhältnis der Energie der Hyperfeinstrukturaufspaltung verglichen mit der Energie der Wechselwirkung mit dem äußeren Magnetfeld. Die Feldstärke des äußeren Magnetfeldes, bei der beide Energien gleich sind, wird als kritische Feldstärke B_c bezeichnet und beträgt beim Wasserstoffatom 50.7 mT. Bei schwachen Feldern ($B \leq B_c$) ist die Kopplung von Kern- und Elektronenspin stark, so daß Relaxationsprozesse, die zuerst am Elektronenspin angreifen, den Kern stets mitbetreffen. Das gilt insbesondere für Wandstoßdepolarisation und durch den HERA-Strahl induzierte Depolarisation.

Um diese Relaxationsprozesse zu unterbinden, ist ein möglichst starkes und homogenes Magnetfeld über der Targetzelle notwendig [Br 95, Ki 90, HE 93].

Im folgenden werden die Komponenten des Wasserstofftargets erläutert. Abb. 2.2 zeigt schematisch den Aufbau des Targets. Der HERA-Positronenstrahl durchquert das Gas in der Speicherzelle, wobei einzelne Positronen am Targetgas streuen. Im Bild von links werden polarisierte Wasserstoffatome in die Speicherzelle injiziert. Ein Teil des Gases gelangt durch das Probenrohr - rechts im Bild - in den TarGA und weiter zum Breit-Rabi-Polarimeter und wird dort analysiert.

2.2 Die Atomstrahlquelle

Die Atomstrahlquelle des Wasserstofftargets erzeugt einen polarisierten Wasserstoffatomstrahl, der durch ein Injektionsrohr in die Targetzelle injiziert wird. Hierzu wird molekularer Wasserstoff mittels einer Plasmaentladung dissoziiert und durch eine Düse mit nachfolgendem Skimmer und Kollimator zum Atomstrahl geformt (siehe Abb. 2.3). Durchqueren Atome ein inhomogenes Magnetfeld, so lassen sich die Spinrichtungen wie im Stern-Gerlach-Versuch im Strahl separieren [SG 21]. Sehr effektiv läßt sich dies mit einem System aus mehreren Sechspolmagneten realisieren [SF 94, St 94, SRG 91, KR 94].

Das Sechspolsystem entfernt die Hyperfeinstrukturzustände $| 3 >$ und $| 4 >$ aus dem Atomstrahl, der dann nur noch die Zustände $| 1 >$ und $| 2 >$ enthält, und somit elektronenpolarisiert ist.

Der Austausch der Besetzungszahlen zweier Hyperfeinstrukturzustände wird mit adiabatischen Hochfrequenzübergängen erreicht. Hierbei werden die Atome beim Durchlaufen eines statisches Magnetfeldes, dem ein Gradientenfeld überlagert ist, einem hochfrequenten elektromagnetischen Wechselfeld ausgesetzt, wodurch die Besetzungszahlen zweier Hyperfeinstrukturzustände nahezu vollständig ausgetauscht werden können [AW 58]. In

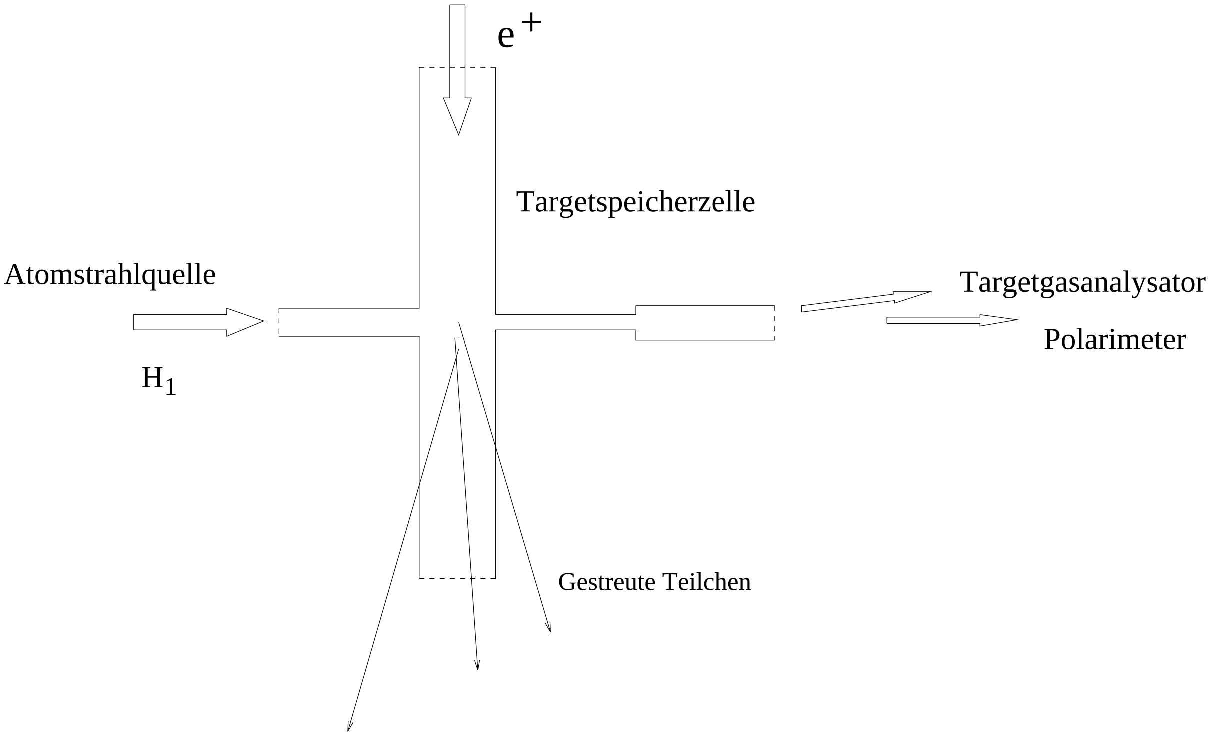

Abb. 2.2: Aufbau des H/D-Targets am HERMES-Experiment

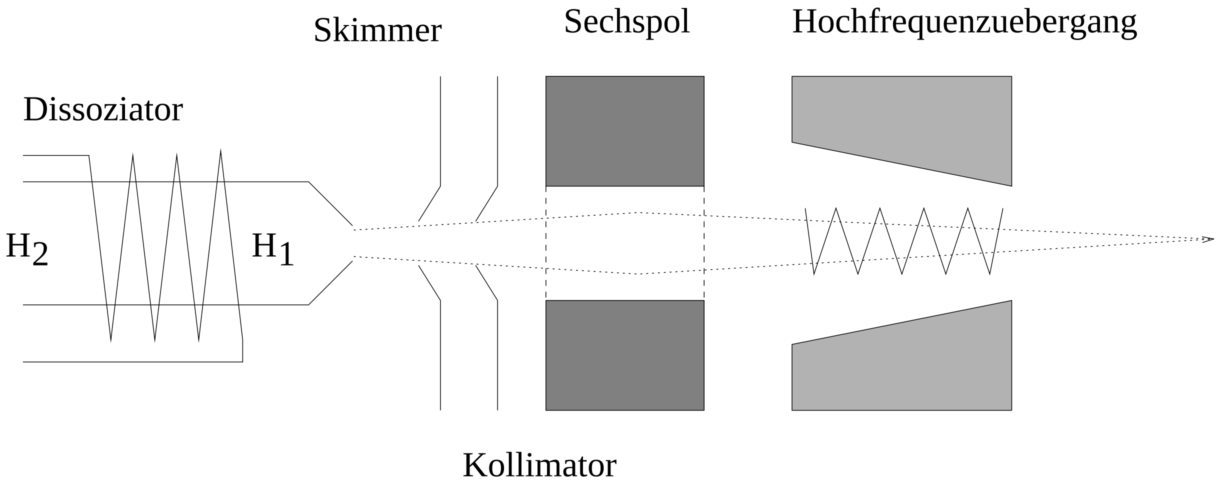

Abb. 2.3: Aufbau der Atomstrahlquelle. Im Dissoziator wird molekularer Wasserstoff mittels einer Hochfrequenzentladung dissoziiert. Der teilweise dissoziierte Wasserstoff wird durch Düse, Skimmer und Kollimator zum Atomstrahl geformt. Die Zustände $|1>$ und $|2>$ des atomaren Wasserstoff werden durch das Sechspolsystem (hier durch einen einzelnen Sechspol angedeutet) auf das Injektionsrohr fokussiert, die Zustände $|3>$ und $|4>$ defokussiert. Molekularer Wasserstoff wird nicht fokussiert und gelangt daher nur in geringer Menge in das Injektionsrohr. Durch wahlweises Zuschalten eines Hochfrequenzübergangs wird ein kernspinpolarisierter Atomstrahl erzeugt.

der Atomstrahlquelle läßt sich wahlweise ein adiabatischer Schwachfeldübergang zwischen den Zuständen $\mid 1 >$ und $\mid 3 >$ (WFT1-3) und ein Starkfeldübergang zwischen den Zuständen $\mid 2 >$ und $\mid 4 >$ (SFT2-4) einschalten, wodurch entweder ein positiv- oder negativ-kernspinpolarisierter Atomstrahl erzeugt wird.

2.3 Das Breit-Rabi-Polarimeter

Aufgabe des Breit-Rabi-Polarimeters ist es, die Besetzungszahlen der vier Hyperfeinstrukturzustände der Wasserstoffatome im Probestrahl zu bestimmen. Das Breit-Rabi-Polarimeter verfügt über zwei Hochfrequenzsysteme, eines für Mittelfeldübergänge und eines für Starkfeldübergänge, die im Gegensatz zur Atomstrahlquelle *vor* dem Sechspolsystem angeordnet sind. Der Mittelfeldübergang läßt sich wahlweise als Übergang von Zustand $\mid 1 >$ nach Zustand $\mid 3 >$ betreiben (MFT 1-3) oder als Übergang zwischen den Zuständen $\mid 2 >$ und $\mid 3 >$ (MFT 2-3). Der Starkfeldübergang ist auf einen Übergang zwischen den Zuständen $\mid 2 >$ und $\mid 4 >$ oder zwischen $\mid 1 >$ und $\mid 4 >$ einstellbar. Die Frequenz des eingestrahlten elektromagnetischen Feldes entspricht einer Photonenenergie von

$$E = \hbar\omega \ . \tag{2.5}$$

Soll ein Übergang zwischen zwei Zuständen erfolgen, so muß diese Energie dem energetischen Abstand der Hyperfeinstrukturzustände bei gegebenem Magnetfeld B entsprechen, wie man ihn dem Breit-Rabi-Diagramm entnehmen kann. Die Auswahl des Übergangs kann daher wahlweise über die Frequenz oder das angelegte Magnetfeld erfolgen und wird beim Breit-Rabi-Polarimeter wie auch bei der Atomstrahlquelle über das Magnetfeld vorgenommen.

Der Atomstrahl wird nach Durchlaufen des Sechpolsystems ionisiert, durch ein Quadrupol-Massenspektrometer gefiltert und in einem Channeltron als Impulse nachgewiesen. Ein Chopper zerhackt den Atomstrahl, so daß abwechselnd die Summe aus Signal und Untergrund und der Untergrund separat gemessen werden. Aus der Differenz erhält man die Strahlzählrate.

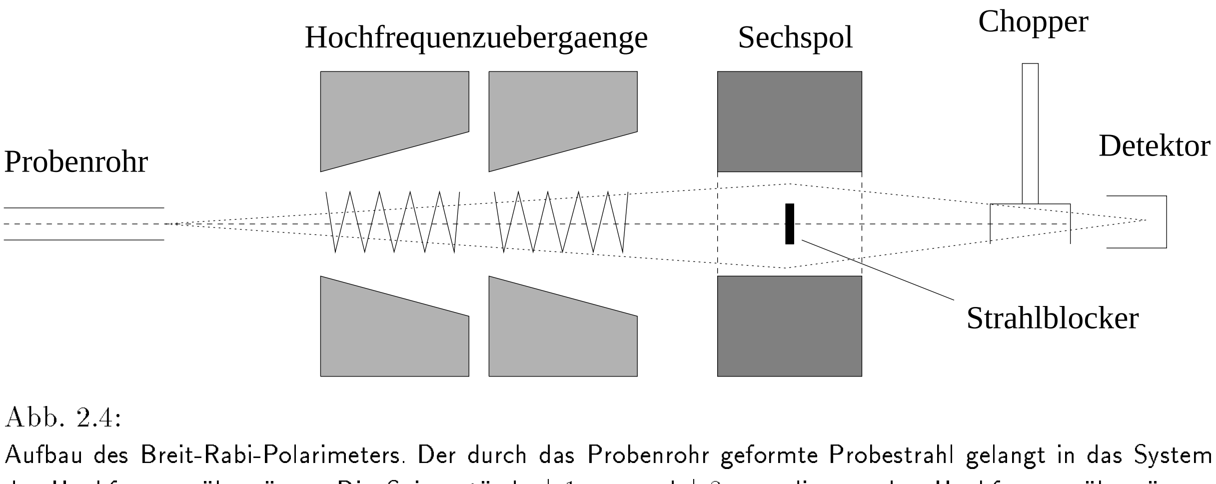

Abb. 2.4:
Aufbau des Breit-Rabi-Polarimeters. Der durch das Probenrohr geformte Probestrahl gelangt in das System der Hochfrequenzübergänge. Die Spinzustände $\mid 1 >$ und $\mid 2 >$, die aus den Hochfrequenzübergängen hervorgehen, werden von einem Sechspolmagneten auf den Detektor fokussiert. Andere Zustände werden defokussiert. Der Strahlblocker im Sechspolmagneten verhindert, daß Zustände $\mid 3 >$ und $\mid 4 >$ auf der Achse, wo die defokussierende Wirkung des Sechspols gering ist, hindurch gelangen können.

Durch sequentielle Messung der H_1-Strahlzählraten ohne und mit jeweils einem der vier Übergänge erhält man Zählratenverhältnisse, die durch Lösung eines linearen Gleichungssystems bei bekannten Effizienzen der Hyperfeinstrukturübergänge die Besetzungszahlen im Atomstrahl ergeben [Br 95].

2.4 Die Speicherzelle

Die Speicherzelle des Wasserstofftargets besteht aus einem elliptischen Rohr aus Aluminium [3]. Sie befindet sich in der Vakuumkammer des Targets, kurz Targetkammer genannt, im Magnetfeld des Targetmagneten [HE 93]. In der Mitte der Zelle sind seitlich das Injektionsrohr und gegenüber das Probenrohr angebracht. Beide sind gegen die Waagerechte unter einem Winkel von 30 Grad nach oben geneigt. Durch das Injektionsrohr wird von der Atomstrahlquelle ein polarisierter Atomstrahl injiziert. Eine kleiner Teil[4] des Targetgases entweicht durch das Probenrohr und gelangt so in den TarGA und weiter zum Breit-Rabi-Polarimeter. Zum TarGA und Breit-Rabi-Polarimeter hin wird das Probenrohr durch die Probenrohrverlängerung erweitert. Da diese aus dem Feld des Targetmagneten herausreicht, wird das Targetmagnetfeld durch den Dipolmagneten weitergeführt, siehe Abb. A.1. Dies ist notwendig, um Wandstoßdepolarisation an der Wand der Probenrohrverlängerung zu unterbinden [Me 95, Br 95].

Die Wände der Speicherzelle sind mit Drifilm[5] beschichtet, um Depolarisation und Rekombination der Atome bei Wandstößen zu minimieren [HP 90, Br 95].

Die Zelle ist auf einem Rahmen befestigt, in den ein Helium-Kühlsystem und mehrere Temperatursensoren integriert sind. Bei Strahlbetrieb wird die Zelle damit auf etwa 100 K abgekühlt. Das Kühlsystem ist jedoch in der Lage, die Zelle bis auf eine Temperatur von etwa 35 K zu kühlen. Auf diese Weise können Informationen über Polarisation und Rekombination in Abhängigkeit von der Temperatur gewonnen und die optimale Betriebstemperatur bestimmt werden (siehe Kap. 8.1).

Die Targetdichte t ist durch den Fluß Φ, den die Atomstrahlquelle injiziert und den Leitwert für Molekularströmung C bestimmt, den die Zelle bei einer gegebenen Temperatur T aufweist:

$$t = \frac{\Phi}{C} \,. \tag{2.6}$$

Der Leitwert läßt sich in zwei Faktoren zerlegen, von denen einer nur von der Zellgeometrie abhängt:

$$C = \sqrt{\frac{T}{M}} \cdot C_{\mathrm{geom}} \,, \tag{2.7}$$

wobei M die Teilchenmasse darstellt. Die Targetdichte t ist daher umgekehrt proportional zu $\sqrt{T}$:

$$t = \frac{\Phi}{C_{\mathrm{geom}}} \cdot \sqrt{\frac{M}{T}} \tag{2.8}$$

Da die Anzahl der gestreuten Positronen proportional zur Targetdichte ist, ist es günstig, die Zelle auf der tiefstmöglichen Temperatur zu betreiben. Man kann die Temperatur

[3] Die Wandstärke der Zelle beträgt $75 \mu m$ und das Aluminium hat einen Reinheitsgrad von 99.4% [ST 95, HE 93].

[4] Aus den Leitwerten berechnet man, daß etwa 2.2% des injizierten Gases durch das Probenrohr entweichen, siehe Anhang A.

[5] Chemische Zusammensetzung und Beschichtungsprozedur werden in [TH 87] bzw. [SA 88] beschrieben.

jedoch nicht zu weit absenken, da bei tiefen Temperaturen unterhalb von etwa $100K$ aufgrund der erhöhten Aufenthaltsdauer der Atome auf der Wand Rekombination und Wandstoßdepolarisation zunehmen[6].

Die Zelle befindet sich während des Betriebs in dem Feld eines supraleitenden Magneten, der die Quantisierungsachse des Spins bestimmt sowie - bedingt durch die hohe Feldstärke von bis zu 360 mT - Kern- und Elektronenspin weitgehend entkoppelt. Der Magnet besteht aus insgesamt vier um die Strahlachse in gleichem Abstand angebrachten Spulen in einem gemeinsamen Kryostaten. Um den Magneten ist zur Abschirmung ein Eisenjoch angebracht.

2.5 Das unpolarisierte Gaseinlaßsystem

Neben der Atomstrahlquelle läßt sich mithilfe des unpolarisierten Gaseinlaßsystems unpolarisiertes Gas in die Zelle injizieren. Hierzu ist unterhalb des Injektionsrohres eine Kapillare an der Zelle angebracht, durch die das Gas zugeführt wird.

Zur Bestimmung des injizierten Gasflusses wird das Gas vor Eintritt in die Zelle durch eine zweite Kapillare geleitet, an deren Enden der Gasdruck gemessen wird. Aus der Differenz des Drucks an den Enden läßt sich der Gasfluß nach Hagen-Poisseuille aus der Länge der Kapillare l, dem Radius R und der dynamischen Viskosität η bestimmen:

$$\Phi = \Delta p \cdot \frac{\pi R^4}{8\eta l} \tag{2.9}$$

Neben molekularem Wasserstoff werden bei HERMES unpolarisiertes Deuterium D_2 und Helium He_3 injiziert [AC 96b, AC 96a]. Das unpolarisierte Gaseinlaßsystem kann hierbei wesentlich höhere Gasdichten erzielen, als die Atomstrahlquelle.

Das unpolarisierte Gaseinlaßsystem wurde im Zusammenhang mit dieser Arbeit für Vergleichsmessungen benutzt, siehe Kap. 6.5.

2.6 Der Luminositäts-Monitor

Der Luminositäts-Monitor basiert auf der Wechselwirkung der Positronen im HERA-Strahl mit den Elektronen des Targetgases (Bhabha-Streuung). Der koinzidente Nachweis eines Elektrons und eines Positrons unter kleinem Winkel, deren Energie zusammen die Strahlenergie ergeben, zeigt dabei an, daß es sich um Streuung an den Targetelektronen handelt [HE 93].

Die Zählrate L im Luminositäts-Monitor ist proportional zum Positronenstrom von HERA I_{e^+} und der Zahl der Elektronen im Target. Die Größe $l = L/I_{e^+}$ ist ein Maß für die Targetdichte bzw. Targetflächendichte. In Kap. 6.5 wird eine Beziehung zwischen der Targetdichte und dem Dissoziationsgrad hergeleitet, aus der hervorgeht, daß sich der Dissoziationsgrad in der Targetzelle aus der Targetdichte und dem atomaren Fluß in die Zelle berechnen läßt.

[6] Vergl. Kap. 8.1

3 Aufbau des Gasanalysators

3.1 Die Anordnung der Komponenten des Gasanalysators

Der TarGA befindet sich zwischen Targetkammer und Breit-Rabi-Polarimeter. Auf der Seite der Targetkammer wird die Verbindung durch einen Wellbalg und einen UHV-Schieber realisiert. Innerhalb des Wellbalgs befindet sich ein Dipolmagnet, der das Targethaltefeld weiterführt, um einer Wandstoßdepolarisation innerhalb der Probenrohrverlängerung vorzubeugen.

Das Ionisationsvolumen des Quadrupol-Massenspektrometers ist oberhalb des vom Probenverlängerungsrohr geformten Atomstrahls unter einem Winkel von 7° angebracht, so daß der Strahlgang zum Breit-Rabi-Polarimeter nicht gestört wird. Der Strahl ins Ionisationsvolumen des TarGA wird durch zwei Blenden kollimiert. Die erste Blende befindet sich direkt hinter dem Ventil zur Targetkammer. Die zweite Blende ist vor dem Ionisationsvolumen angebracht und verhindert, daß Atome aus dem Atomstrahl die Kammerwände des Ionisationsvolumens direkt treffen und dort rekombinieren können (siehe Abb. 3.1). Zwischen diesen Blenden befindet sich der Chopper, dessen sich drehende Gabel den Strahl periodisch unterbricht. Die Choppergabel ist an die von oben in die Kammer hereinragende Achse des Choppers montiert. Der Chopper ist erforderlich, um Signal und Untergrund trennen zu können[7], indem man die Differenz der Zählraten bei offenem und geschlossenem Chopper bildet.

Der zerhackte Atomstrahl wird im Ionisationsvolumen durch einen Elektronenstrahl aus einer Glühkathode teilweise ionisiert. Die Ionen werden mit der Ionenoptik aus dem Ionisationsvolumen extrahiert, beschleunigt, zum Strahl gebündelt und dem Quadrupol-

[7] Die Einstellung des Choppers wird in Kap. 4.4 beschrieben

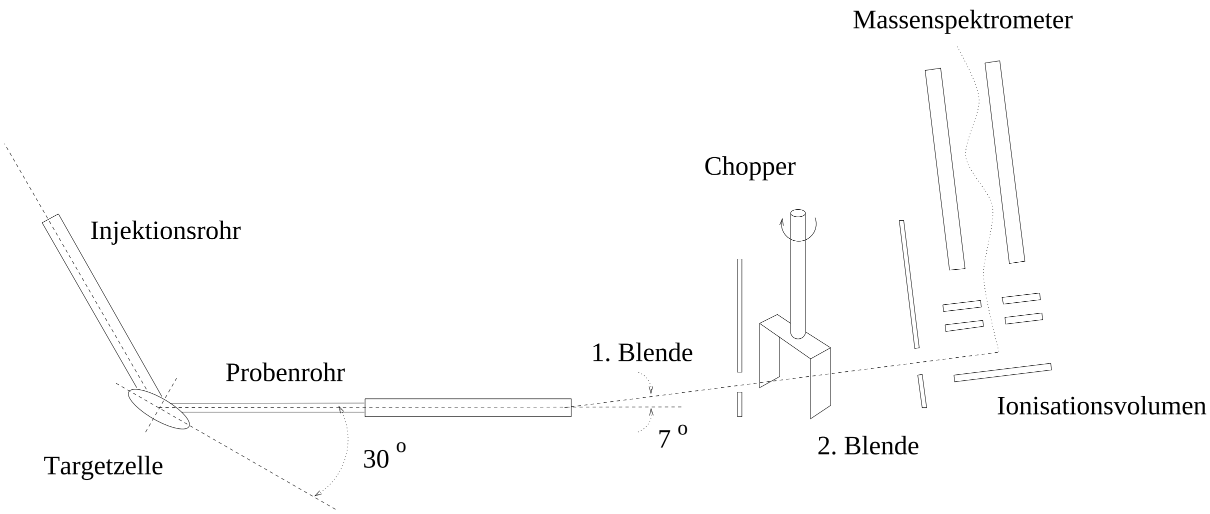

Abb. 3.1:
Der Aufbau des TarGA. Links ist die Targetzelle im Schnitt zu sehen. Eine Teil des Targetgases gelangt durch das Probenrohr in den TarGA. Durch eine Blende gelangt der Strahl zum Chopper und weiter durch eine zweite Blende in das Ionisationsvolumen. Dort werden einige Atome bzw. Moleküle ionisiert und in das Stabsystem des Massenfilters gelenkt. Im Bild ist eine Ionenbahn im Massenfilter angedeutet. Die Anordnung ist gegenüber der Realität um 30° verkippt dargestellt.

Massenspektrometer zur Massenfilterung zugeführt. Ionen mit dem passenden Verhältnis von Ladung zu Masse werden mit zwei Deflektoren in ein Channeltron[8] gelenkt und als Zählpulse nachgewiesen.

Das Channeltron arbeitet nach dem Prinzip des Sekundärelektronenvervielfachers. Es besteht aus einem trichterförmigen Glasgefäß, dessen Wände mit einer Schicht aus Widerstandsmaterial belegt sind. Am Trichterende liegt Hochspannung an, so daß die von einem auftreffenden Ion aus der Oberfläche geschlagenen Elektronen in den Trichter gezogen werden, weitere Elektronen aus der Wand schlagen und am Trichterende eine Elektronenlawine erzeugen. Der Strompuls ist an einem Widerstand als Spannungspuls nachweisbar.

Die Ausleseelektronik wird durch ein Signal getriggert, daß von einer Lichtschranke erzeugt wird, die bei jeder Umdrehung des Choppers einen Puls erzeugt. Der Chopper wird durch einen regelbaren Gleichstrommotor angetrieben, dessen Gleichlaufschwankungen im Bereich einiger Promille liegen.

Das TarGA ist vom Vakuum und seiner Position her Teil des Breit-Rabi-Polarimeters. Es wird wesentlich von den Kryopumpen des Breit-Rabi-Polarimeters gepumpt, besitzt jedoch zusätzlich eine Titan-Sublimationspumpe, die seitlich montiert ist. Die Pumpe besitzt einen Titanball, der entweder kontinuierlich oder periodisch in Abständen von einigen Minuten bis zu vier Stunden so weit aufgeheizt wird, daß Titan von der Oberfäche verdampft. Das Titan legt sich als Schicht auf die umliegenden Wände und pumpt durch Adsorbtion. Die Saugleistung ist abhängig von der Temperatur und proportinal zur adsorbierenden, d.h. mit Titan bedampften Fläche. Die Titan-Sublimationspumpe des TarGA erreicht etwa eine Saugleistung von 2000 $l\ s^{-1}$.

Vor dem Titanball ist eine Blende angebracht, die verhindert, daß Titan direkt auf die Ionenquelle, die Choppergabel oder das Quadrupol-Massenspektrometer gelangt. Auf der gegenüberliegenden Seite ist ein Flansch mit einer Schiebedurchführung angebracht, der es erlaubt, einen zusätzlichen Sechspolmagneten in den Strahlgang des Breit-Rabi-Polarimeters einzuführen. Dieser Magnet wird für die Kalibration des Polarimeters benötigt. Der Arm, an dem der Sechspolmagnet befestigt ist, enthält eine Wasserkühlung, die den Magneten vor einer Entmagnetisierung durch Überhitzung beim Ausheizen der Vakuumkammer schützt. Der Kalibrationsmagnet selbst sowie die Teile der Schiebedurchführung, die einen guten Wärmekontakt zum Kühlwasser haben, können nicht ausgeheizt werden. Neben der Schiebedurchführung befindet sich ein Hochvakuum-Meßröhre. Quadrupol-Massenspektrometer und Channeltron sind von oben auf die Vakuumkammer des TarGA geflanscht.

3.2 Die Ionenoptik des Gasanalysators

Die Ionenquelle des Quadrupol-Massenspektrometers besteht aus einer geheizten Kathode mit Wehneltelektrode und einer Anode, die gemeinsam den ionisierenden Elektonenstrahl formen. Die Ionen werden durch das negative Potential einer Extraktionselektrode aus dem Ionisationsvolumen abgesaugt und mithilfe der Fokuselektrode gebündelt. Der so gebildete Ionenstrahl tritt in das Stabsystem des Quadrupol-Massenspektrometers ein und wird an dessem anderen Ende von einem Deflektor aus diesem herausgeleitet. Als Detektor dient ein Channeltron, dessen Impulse von der Ausleseelektronik gezählt werden.
Die Ionenoptik wird mit insgesamt sieben Spannungen gesteuert. Die Differenz zwischen

[8] Fa. Galileo, Typ 4780E.

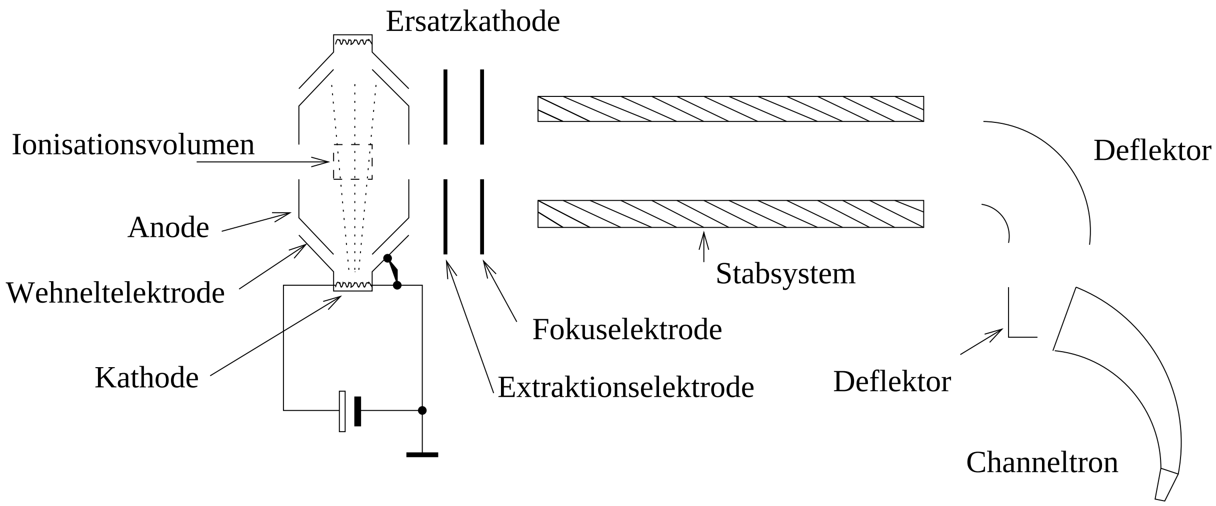

Abb. 3.2:
Die Ionenoptik des TarGA. Links ist das Ionisationsvolumen abgebildet. Elektronen, die die Glühkathode verlassen, werden von der Anode in Form einer Wehneltelektrode beschleunigt und zum einem Strahl verdichtet, der die Atome und Moleküle, die senkrecht zum Bild einlaufen, ionisiert. Die Ionen werden von der Extraktionselektrode abgesaugt und mit der Fokuselektrode zum Ionenstrahl geformt, der in das Quadrupol-Massenspektrometer eingeschossen wird. Die Teilchen, die das Wechselfeld im Stabsystem durchqueren können, werden anschließend von den beiden Deflektoren in das Channeltron gelenkt und nachgewiesen.

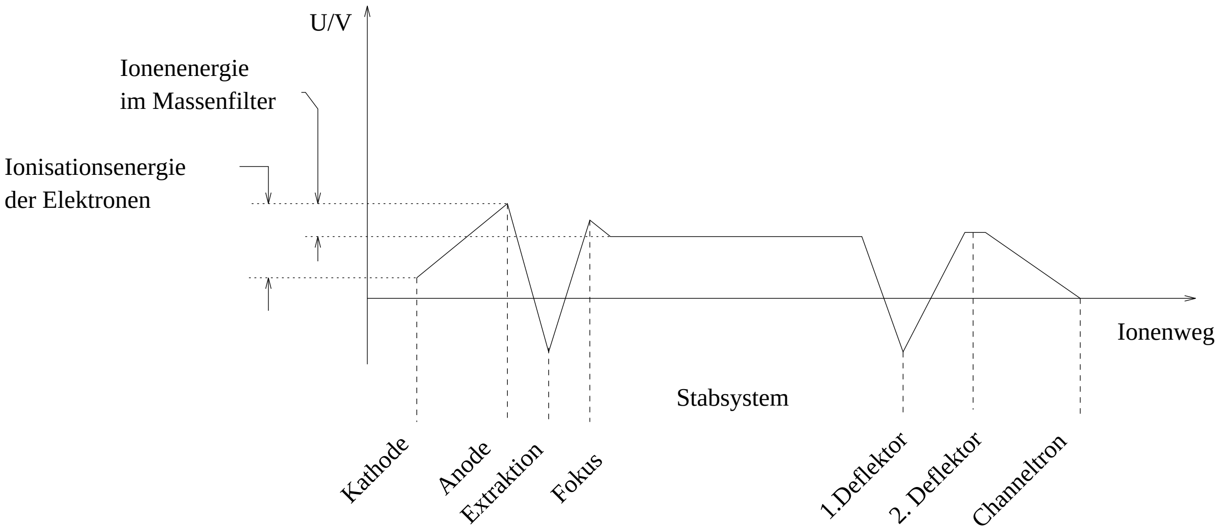

Abb. 3.3:
Die Spannungen der Ionenoptik des TarGA. Die Differenz der Spannungen von Anode und Kathode ergeben die Ionisationsenergie in [eV]. Die Differenzspannung zwischen Anode und Stabsystem legt die Energie der Ionen im Stabsystem des Quadrupol-Massenspektrometers fest.

Elektrode	Spannung gegen Masse / V	Spannung gegen Anode/V
Kathode	14	-70
Anode	84	0
Extraktion	-120	-204
Fokus	75	-9
Stabsystem	75	-9
1. Deflektor	-130	-214
2. Deflektor	55	29

Tab. 3.1: Spannungseinstellung der Ionenoptik

Anodenspannung und Kathodenspannung bestimmt die Ionisationsenergie, d.h. die Energie des ionisierenden Elektronenstrahls. Der Fokus des ionisierenden Elektronenstrahls läßt sich durch die Kathodenspannung gegenüber der an Masse liegenden Wehneltelektrode einstellen. Das Potential des Stabsystems des Quadrupol-Massenspektrometers legt die Endenergie der Ionen fest, bevor sie von den beiden Deflektoren in das Channeltron gelenkt werden. Abb. 3.3 zeigt schematisch den Potentialverlauf entlang der Ionenbahn, Tab. 3.1 gibt die gewählte Einstellung wieder.

Der Ionisationsraum liegt auf Anodenpotential und wird daher vom Hersteller Balzers als Ionenreferenz bezeichnet. Die Extraktionselektrode muß somit negativ gegenüber der Anode sein, um die positiv geladenen Ionen aus dem Formationsraum zu ziehen.

$$U_{\mathrm{Extr}} < U_{\mathrm{Anode}} \,. \tag{3.1}$$

Die Fokuselektrode soll die Ionen bündeln und wird daher relativ zur Extraktion positiv sein. Der Fokus kann jedoch nicht auf höherem Potential liegen als die Anode, da er sonst den Ionenstrahl abweisen würde:

$$U_{\mathrm{Extr}} < U_{\mathrm{Fokus}} < U_{\mathrm{Anode}} \,. \tag{3.2}$$

Die Differenz der Spannungen zwischen Anode und Stabsystem bestimmt die Ionenenergie im Stabsystem. Daher muß das Stabsystem auf einem niedrigeren Potential liegen als die Anode:

$$U_{\mathrm{Anode}} - U_{\mathrm{Stabsystem}} = W_{\mathrm{Ion}}/e \,. \tag{3.3}$$

Die Ionen sollten das Stabsystem nicht mit zu hoher Geschwindigkeit durchlaufen, da sich sonst die Eigenschaften des Massenfilters verschlechtern. Daher darf die Ionenenergie nicht zu hoch gewählt werden. In Kap. 4.3 werden die Ergebnisse der gefundenen optimalen Einstellung vorgestellt.

3.3 Das Quadrupol-Massenspektrometer

Das Quadrupol-Massenspektrometer ist ein Standardgerät der Firma Balzers. Es besteht aus einem regelbaren Hochfrequenzgenerator und einem vierpoligen Stabsystem. Die Stäbe sind paarweise gegenüberliegend um den Ionenstrahl angeordnet. An sie wird mit jeweils abwechselndem Vorzeichen eine von einer Wechselspannung überlagerte Gleichspannung angelegt. Der Massenbereich des Filters läßt sich mithilfe der Amplitude von etwa 1 *amu* bis 500 *amu* einstellen. Die Auflösung läßt sich separat über die angelegte Gleichspannung justieren [Bl 65]. Der von Balzers mitgelieferte Hochfrequenzgenerator zur Steuerung des Quadrupol-Massenspektrometers ist über Steuerspannungen extern einstellbar. Hierzu wurden zwei Kontrollspannungen über Digital-Analog-Konverter (DAC) zugeführt, um eine einfache Ansteuerung über einen Computer zu ermöglichen. Da der für die durchgeführten Messungen interessierende Massenbereich zwischen 1 *amu* und maximal etwa 80 *amu* liegt, wurde der zur Verfügung stehende 12-Bit-DAC mit einem Spannungsteiler aus Widerständen untersetzt[9], um die Form der Massenpeaks genauer auflösen zu können. Diese müssen einen glatten Verlauf aufweisen, da die Masseneinstellung während der Strahlmessung reproduzierbar sein muß.

Die Massen werden während der Messung des Dissoziationsgrades periodisch geschaltet und da die genaue Einstellung nach Balzers von der Sprungweite abhängen kann, ist eine präzise Messung nur gewährleistet, wenn kleine Abweichungen in der Einstellung des Massenpunktes nur vernachlässigbare Auswirkungen auf die Zählraten haben.

Die Einstellung der Massenskala wird mit der Software vorgenommen. Eine Besonderheit des verwendeten Geräts besteht darin, daß es einen weiten Massenbereich aufweist - bis zu 500 *amu* - und daher nicht für die Messung kleiner Massen optimiert ist. Der Massenpeak der Masse 1 ist unterhalb von 1 *amu* künstlich abgeschnitten, was sich daran bemerkbar macht, daß dieser Peak auf der Massenskala bei etwa 1.2 auftaucht und ein etwas anderes Verhalten zeigt als die Peaks höherer Massen. Man kann beobachten, daß die Lage der Massenpeaks eine Funktion der eingestellten Auflösung ist. Bei höheren

[9] Zwölf Bits erlauben ein Abtasten des gesamten Massenbereichs in 4096 äquidistanten Schritten. Bei einem Bereich von $0\ldots80$ *amu* wird ein Massenpeak der Breite 1 *amu* an maximal $4096/80 \simeq 50$ Punkten erfaßt, bei einem Bereich von $0\ldots500$ *amu* nur an etwa 8.

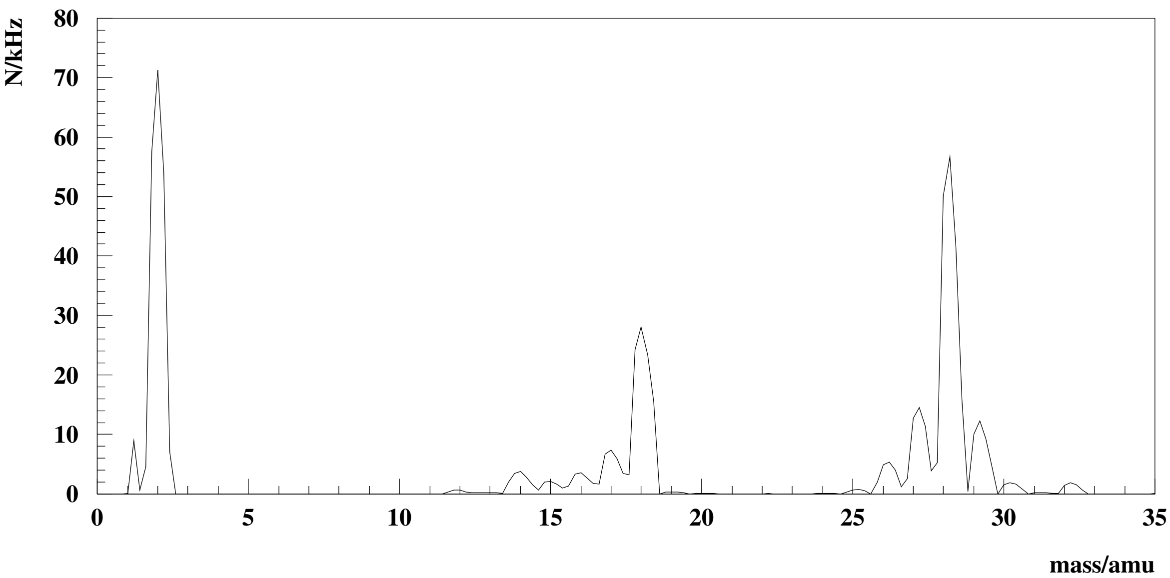

Abb. 3.4:
Mit dem TarGA aufgenommenes Massenspektrum des Restgases. Links erkennt man die Peaks der Massen 1 und 2, in der Mitte den Wasserpeak bei 18 *amu*.

Auflösungen verschieben sich die Maxima eines Quadrupol-Massenspektrometers physikalisch bedingt hin zu höheren Massen [Bl 65]. Dies gilt jedoch nicht für die Masse 1 *amu* (vergl. Abb. 4.4).

Da die Messung des Dissoziationsgrades wesentlich von der Konstanz der relativen Sensitivität für die Massen eins und zwei abhängt, sollte ohne eine erneute Kalibration an einer einmal gewählten Einstellung des Quadrupol-Massenspektrometers und insbesondere der Ionenoptik keine Veränderung vorgenommen werden.

3.4 Die Titan-Sublimationspumpe

Die Titan-Sublimationspumpe besteht aus einem sogenannten Mini-Tiball und einem Steuergerät, das die Heizdrähte des Balls mit Strom versorgt. Der Titanball ist seitlich in der TarGA-Kammer angebracht und wird mit einer Blende vom Ionisationsvolumen abgeschirmt, so daß kein Titan direkt in dessen sensitiven Bereich gerät.

Die Pumpe läßt sich auf zwei Arten betreiben - kontinuierlich sublimierend oder im sogenannten *Flash*betrieb. Im Flashbetrieb wird die Pumpe in einstellbaren Zeitintervallen zwischen 4 und 240 Minuten auf Betriebsstrom gebracht, verdampft eine gewisse Menge Titan, und bildet auf der umgebenden Oberfläche im Idealfall einen sogenannten *Monolayer*, d.h. eine deckende Schicht aus einer Lage Titanatome. Diese Schicht pumpt anschließend durch Adsorbtion und wird nach der eingestellten Zeit durch eine neue Schicht aufgefrischt. Zwischen diesen Perioden bleibt der Titanball auf einer Temparatur von etwa 900 Grad Celsius, da regelmäßiges vollständiges Abkühlen sonst zu einer Veränderung des Kristallstruktur des Titans führen und den Titanball unbrauchbar machen würde.

Das *Flashen* setzt sehr plötzlich ein. Da der Titanball beim *Flashen* auch H_2 ausstößt[10], kann dies während einer Strahlmessung zu Signalverzerrungen führen. Bei höherer Gaslast läßt sich die Pumpe auch in einem kontinuierlichen Modus betreiben, der nebenbei den Vorteil hat, daß Signalverzerrungen vermieden werden.

Deshalb wurde die Titan-Sublimationspumpe bei Gaseinlaß durchgehend im kontinuierlichen Modus betrieben.

3.5 Die Auslese-Elektronik

Das Signal des Channeltron wird von einem Vorverstärker um den Faktor 100 verstärkt, bevor es einem Diskriminator[11] zugeführt wird, der aus dem etwa 15 *ns* breiten fast gaußförmigen Puls einen Rechteckpuls definierter Breite und Höhe generiert. Außerdem werden mithilfe der Diskriminatorschwelle Rauschen und Fremdspannungen unterdrückt.

Um die Diskriminatorschwelle richtig einstellen zu können, wurde ein Pulshöhenspektrum mit dem Oszilloskop aufgenommen, indem die Zählrate als Funktion der Triggerschwelle des Oszilloskops gemessen wurde. Das Spektrum, das man auf diese Weise erhält, ist ein integrales Pulshöhenspektrum[12]. Die Linearität der Zählrate ist nur dann gewährleistet, wenn Störspektrum und Signalspektrum durch den Pegel gut trennbar sind.

Um Fehlauslesen bei gleichzeitigem Auftreten von Zählpuls und Triggerpuls des Choppers zu vermeiden, wurde eine Koinzidenzschaltung aufgebaut, die diese (seltenen) Koin-

[10] Siehe Abb. 7.2

[11] Ein Diskriminator wird benutzt, um elektr. Signale, die unterhalb einer bestimmten Schwelle liegen, zu unterdrčken.

[12] Siehe Kap. 4.1

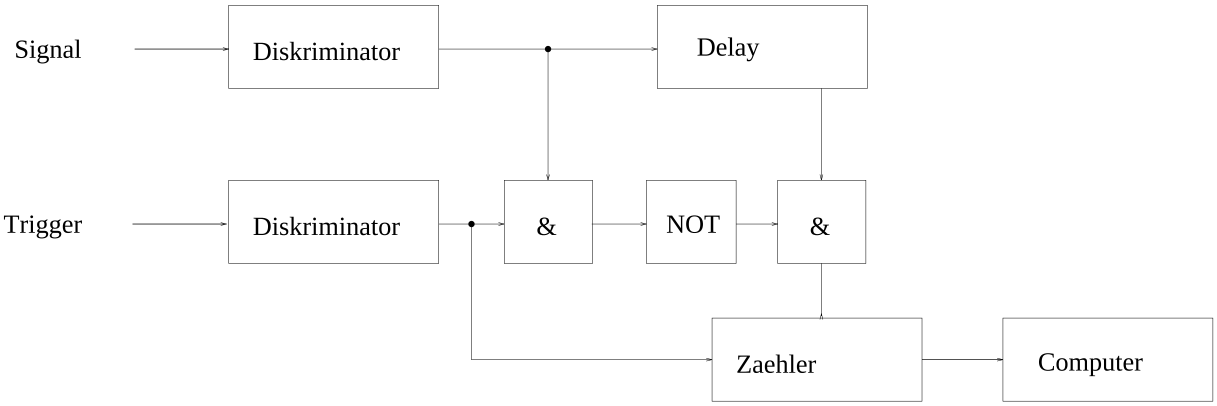

Abb. 3.5:
Die Schaltung der Ausleseelektronik des TarGA ohne DSP: Die beiden UND-Verknüpfungen verhindern zusammen mit der NICHT-Schaltung, daß Signale gezählt werden, wenn gleichzeitig ein Triggerpuls vom Chopper eintrifft. Die Verzögerungsstrecke ist für den Ausgleich der Laufzeiten erforderlich.

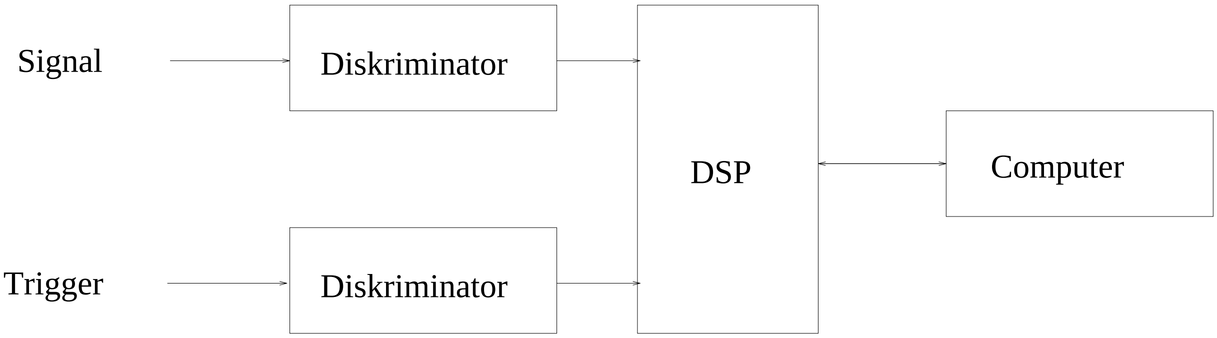

Abb. 3.6:Der Signalweg mit digitalem Signal-Prozessor (DSP).

zidenzen unterdrückt. Sie besteht aus einer Signalverzögerung und logischen Verknüpfungen, die den Zählpuls blockieren, wenn Trigger und Signal gleichzeitig eintreffen (siehe Abb. 3.5).

Diese Schaltung wurde bei späteren Messungen mit dem Einsatz des **D**igitalen **S**ignal-**P**rozessors (DSP) durch die Schaltung in Abb. 3.6 ersetzt. Die Pulsbreite des vom Diskriminator geformten Signals definiert die Totzeit der Signalauslese. Da die Pulsbreite mit dem Oszilloskop sehr genau bestimmbar ist, kann man die Totzeit korrigieren. Ohnehin spielt dieser Effekt nur bei der Auswertung der Zählrate der Masse zwei (molekularer Wasserstoff) eine Rolle, da nur hier bei Messungen mit dem unpolarisiertes Gaseinlaßsystem Zählraten bis zu einigen MHz erreicht werden und die Totzeit einen Effekt im Prozentbereich darstellt[13].

[13] Siehe Kap. 7.3

4 Einstellung des Gasanalysators für die Messung

4.1 Das Pulshöhenspektrum

Impulse, die vom Channeltron zum Zähler gelangen, müssen von Störspannungen und Rauschen möglichst gut getrennt werden. Eine Möglichkeit der Trennung besteht in der Signalhöhe. Wenn die Signale sich durch ihre Pulshöhe deutlich von den Untergrundsignalen unterscheiden, so kann der Untergrund durch einen Diskriminator, der nur Signale oberhalb einer einstellbaren Schwelle passieren läßt, unterdrückt werden.

Um diese Möglichkeit zu prüfen und den Schwellwert richtig einzustellen, kann man mithilfe eines Oszillographen ein Pulshöhenspektrum aufnehmen. Ein Pulshöhenspektrum beschreibt, wie viele Pulse eine gegebene Höhe aufweisen. Zur Messung des Pulshöhenspektrums wurde ein Oszilloskop mit einstellbarer Triggerschwelle verwendet. Indem man die Zählraten gegen die Triggerschwelle aufträgt, erhält man ein integrales Pulshöhenspektrum. Die Integration kommt dadurch zustande, daß man alle Pulse *oberhalb* einer bestimmten Schwelle passieren läßt.

Der Verlauf des integralen Pulshöhenspektrum ist eine monoton fallende Funktion der eingestellten Schwelle, da man mit Erhöhung der Schwelle immer weniger Pulse passieren läßt. Ein Bereich, in dem das integrale Pulshöhenspektrum konstant bleibt, zeigt an, daß keine Impulse mit dieser Maximalspannung auftreten. Um Signal und Untergrund trennen zu können, muß ein solcher Bereich vorhanden sein.

Wenn man die Schwellspannung mit $\hat{U}_t$ bezeichnet, so gilt für das integrierte Pulshöhenspektrum $N(t)$:

$$N(\hat{U}_t) = \int_{\hat{U}_t}^{+\infty} n(\hat{U}) d\hat{U} \,, \tag{4.1}$$

wobei $n(\hat{U})$ die Anzahl der Pulse mit Pulshöhe zwischen $\hat{U}$ und $\hat{U} + d\hat{U}$ ist. Folglich ist das Pulshöhenspektrum $n(\hat{U})$ gegeben als Ableitung des gemessenen Spektrums nach $\hat{U}_t$:

$$n(\hat{U}) = -\frac{d}{d\,\hat{U}_t} N(\hat{U}_t) \,. \tag{4.2}$$

Abb. 4.1 zeigt links ein am TarGA aufgenommenes integrales Pulshöhenspektrum, in der

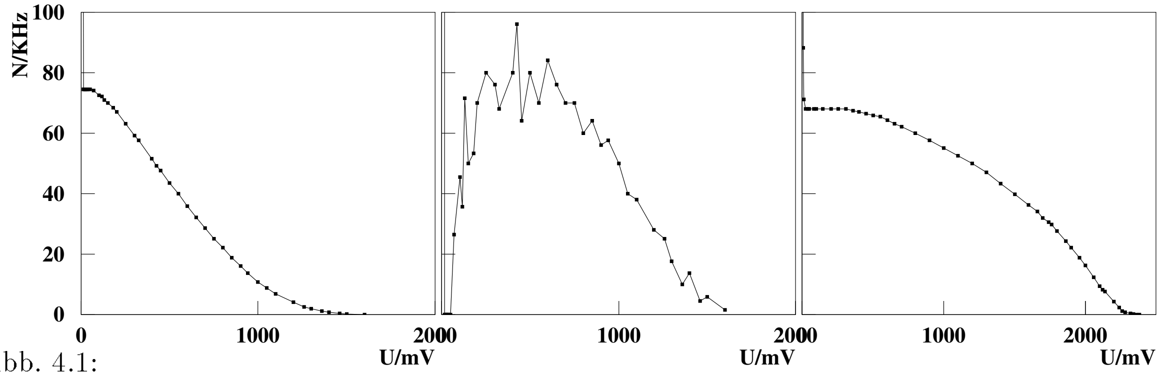

Abb. 4.1:
Links: Integrales Pulshöhenspektrum. Mitte: Ableitung des Spektrums. Rechts: Das gleiche Spektrum bei erhöhter Channeltronspannung. Die Diskriminatorschwelle wird auf die Lücke im Pulshöhenspektrum nahe der y-Achse eingestellt.

Mitte die (negative) Ableitung und rechts das gleiche Spektrum bei erhöhter Channeltronspannung. Nahe der y-Achse ist die Lücke zwischen Störspannung und Signalspannung zu erkennen, auf die die Diskriminatorschwelle eingestellt werden muß.

Bei höherer Channeltronspannung wird dieser Bereich breiter. Man wird jedoch die Channeltronspannung nur soweit erhöhen wie nötig, um eine deutliche Trennung zu erzielen, da bei zu hoher Spannung Sekundärpulse auftreten und die Lebensdauer des Channeltrons sinkt.

4.2 Untersuchung der Ionenquelle und des Channeltrons

Um das Verhalten des Detektorsystems zu überprüfen und einschätzen zu können, wurden eine Reihe von Messungen durchgeführt, die in diesem Kapitel vorgestellt werden sollen.

Abb. 4.2 zeigt links die Zählraten der Massen 1, 2, 17 und 18 als Funktion der Spannung zwischen Anode und Kathode. Diese Spannungsdifferenz definiert die Energie des ionisierenden Elektronenstrahls. Bei einer Elektronenenergie von 70 eV besteht nur noch eine geringe Abhängigkeit der Zählraten von der Zugspannung, d.h. der Spannung zwischen Anode und Kathode, was man an dem flachen Kurvenverlauf erkennt. In diesem Bereich wirken sich Schwankungen der Differenz zwischen Anodenspannung und Kathodenspannung nur wenig auf die Zählraten aus.

Die Zählraten in Abhängigkeit von der Channeltronspannung zeigt das rechte Bild in Abb. 4.2. Ein günstiger Arbeitpunkt liegt bei etwa 1.8 kV. Die Kurven verlaufen flach, d.h. eine weitere Steigerung der Channeltronspannung wirkt sich nur noch wenig auf die Zählraten aus. Der Kurvenverlauf hängt ebenfalls von der eingestellten Diskrimina-

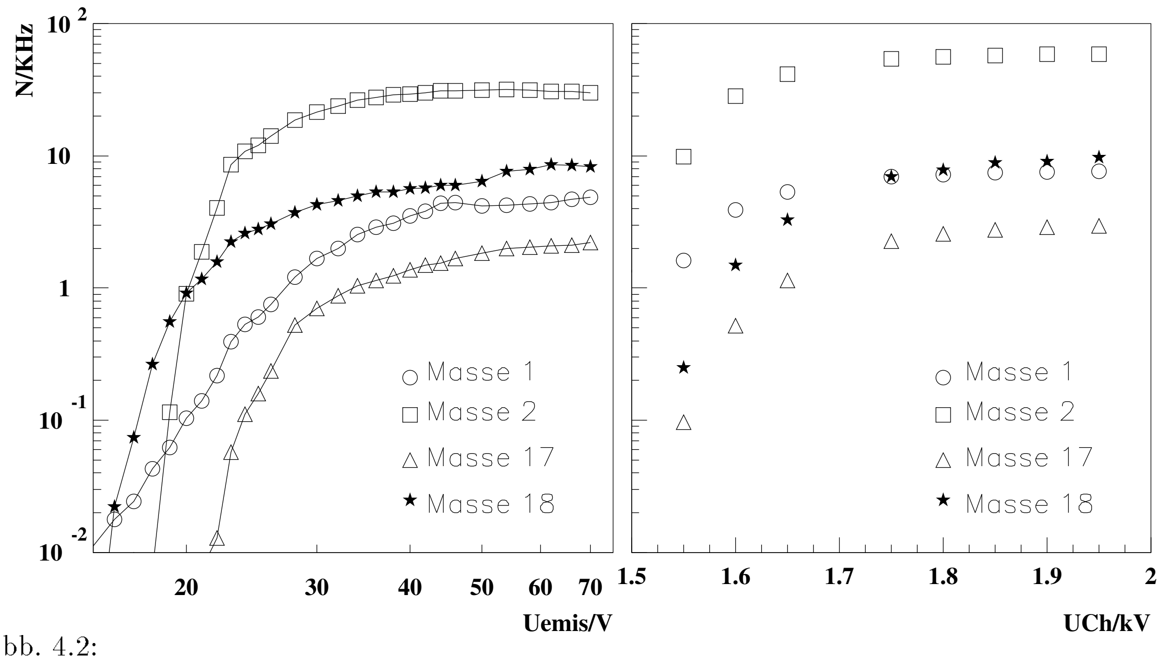

Abb. 4.2:
Links: Zählraten in Abhängigkeit von der angelegten Anodenspannung für die Massen 1,2,17 und 18. Im Bereich um 70 eV ist nur noch eine schwache Abhängigkeit von der Anodenspannung erkennbar. Rechts: Zählraten in Abhängigkeit von der Channeltronspannung für die Massen 1,2,17 und 18. Im Bereich ab etwa 1.8 kV ist der Verlauf sehr flach - die Abhängigkeit von der Channeltronspannung nur noch schwach.

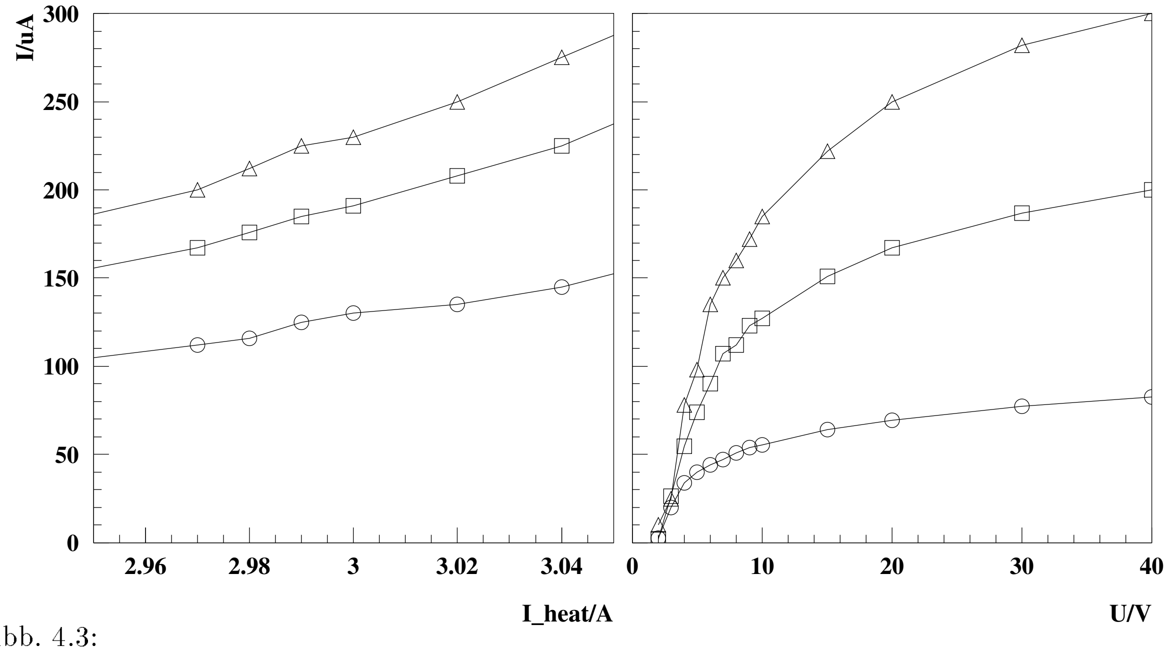

Abb. 4.3:
Links: Der Emissionsstrom in Abhängigkeit vom Kathodenheizstrom für die Zugspannungen 8, 30 und 40 Volt (von unten nach oben). Rechts: Der Emissionsstrom in Abhängigkeit von der Spannung zwischen Anode und Kathode bei (von unten nach oben) 2.80, 2.97 und 3.06 Ampere Kathodenheizstrom. Bei hohen Zugspannungen geht der Emissionsstrom in Sättigung.

torschwelle ab, da die Channeltronspannung die Signalverstärkung und somit auch die Pulshöhe bestimmt (vergl. Kap. 4.1).

Abb. 4.3 zeigt Messungen, die das Verhalten der Elektronenquelle untersuchen. Links ist der Elektronenstrom bzw. Emissionsstrom in Abhängigkeit vom Heizstrom zu sehen, rechts der Emissionsstrom als Funktion der Zugspannung zwischen Anode und Kathode. Man sieht, daß es nicht möglich ist, die Abhängigkeit des Emissionsstroms vom Heizstrom - und damit von der Temperatur der Glühkathode - zu vermeiden[14]. Bei der Zugspannung ist dies anders. Wenn man die Zugspannung immer weiter erhöht, so ändert sich am Emissionsstrom immer weniger. In der Abbildung erkennt man, daß schon bei einer Zugspannung von 40 V eine nur noch geringe Abhängigkeit von der Zugspannung besteht.

Für die Messung von Zählratenverhältnissen spielen diese Abhängigkeiten nur eine untergeordnete Rolle, da sie sich auf alle Massen gleich auswirken. Sie sind jedoch für die laufende Messung des relativen Flusses wichtig (vergl. Kap. 6.2).

4.3 Die Einstellung der Massen

Um im späteren Betrieb zwischen den verschiedenen Massen umschalten zu können, müssen die Mittelpunkte der Massenpeaks lokalisiert werden. Die Massenwerte werden so gewählt, daß auch bei kleinen Abweichungen in der Einstellung keine nennenswerte Änderung der Zählrate eintritt. Eine solche kleine Variation kann z.B. durch verschiedene Sprungweiten beim Einstellen der Masse des Quadrupol-Massenspektrometers entstehen.

[14] Da der Emissionsstrom langfristig gesehen nicht stabil ist, wird er laufend gemessen.

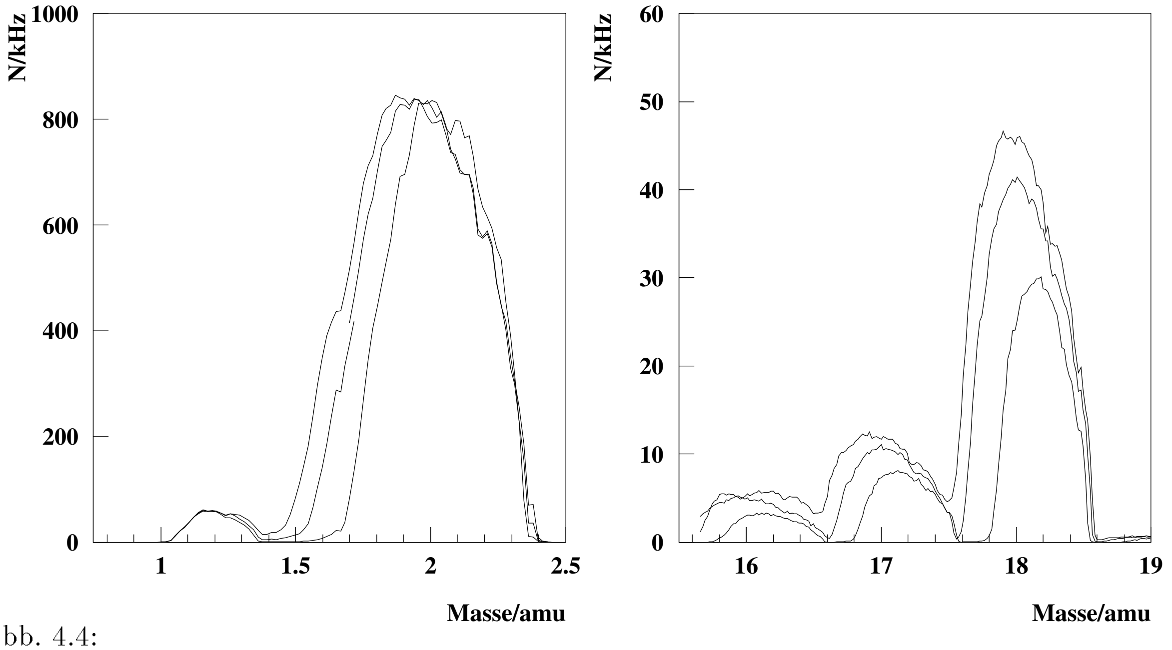

Abb. 4.4:
Links: Massenpeaks bei verschiedenen Auflösungen für die Massen 1 und 2. Rechts: Das Gleiche für die Massen 16, 17 und 18.

Der zum Quadrupol-Massenspektrometer gehörige Hochfrequenzgenerator wird bereits abgeglichen geliefert. Da die Proportionalität auf der Massenskala per Software eingestellt werden kann, ist hier kein weiterer Abgleich notwendig. Allerdings muß man sich für eine Einstellung der Auflösung entscheiden, da eine Veränderung der Auflösung die Lage der Massenpeaks und u.U. die relative Empfindlichkeit für verschiedene Massen beeinflußt. Abb. 4.4 zeigt links die Massenpeaks der Massen 1 und 2, rechts die der Massen 16, 17 und 18 bei verschiedenen Auflösungen.

Allein die Einstellung der Ionenoptik war vorzunehmen. Schon relativ kleine Abweichungen vom Optimum können die Form der Massenpeaks negativ beeinflussen. Die bei optimaler Einstellung runden Peaks bekommen Scharten und erschweren eine saubere Einstellung des Massenpunktes.

Bei falscher Einstellung der Ionenoptik zerfallen die Massenpeaks schließlich in drei einzelne recht spitze Peaks.

4.4 Die Einstellung der Chopperfenster

Der Chopper ermöglicht es, Signal und Untergrund zu trennen, indem abwechselnd die Summe aus Strahl- und Hintergrundzählrate bzw. die Hintergrundzählrate allein gemessen werden. Die Differenz aus beiden Zählraten ist die eigentliche Strahlzählrate. Die Zählelektronik muß deshalb mit dem Chopper synchronisiert werden. An der Chopperachse ist hierfür eine gekerbte Scheibe angebracht. Bei jeder Umdrehung gibt die Kerbe in der Scheibe den Lichtweg einer Lichtschranke frei, die einen Puls an die Elektronik weitergibt. Der Puls löst einen Messzyklus aus, der aus einer oder mehreren Chopperumdrehungen besteht. Für die Synchronisation sorgt ein Pulsgeber, der die Zählraten während zweier Chopperumdrehungen der Reihe nach auf die Bins des Zählermoduls bzw. des DSP ver-

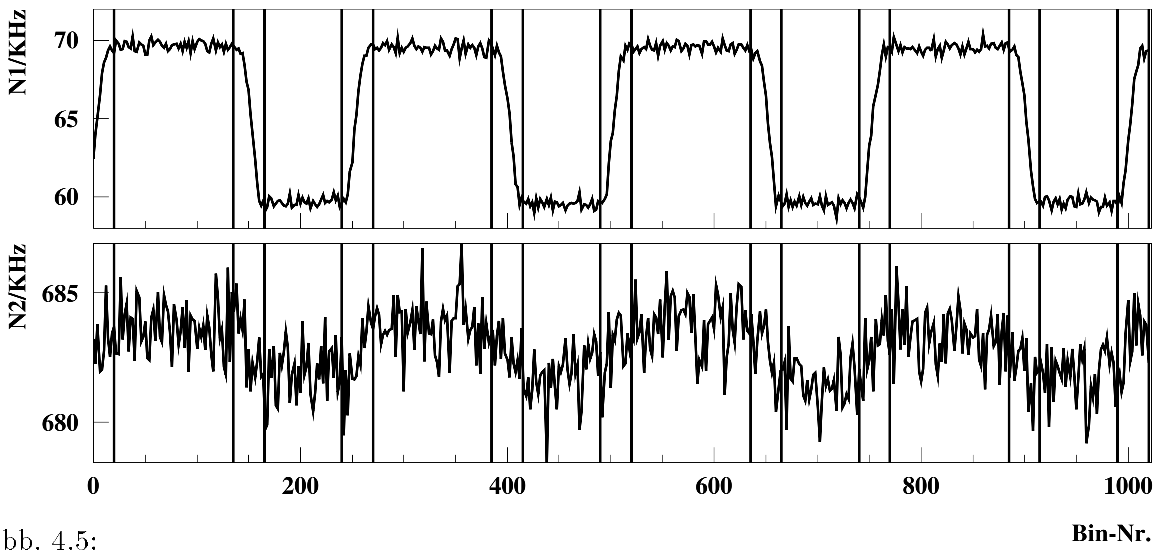

Abb. 4.5:
Lage der Chopperfenster des TarGA. Oben: Signal Masse 1 amu. Unten Signalverlauf für Masse 2 amu. Die Grenzen der Bereiche für geöffneten, geschlossenen und undefinerten Chopperzustand sind eingezeichnet.

teilt. Die Bins ergeben somit den zeitlichen Verlauf der beiden Chopperumdrehungen, wie in Abb. 4.5 dargestellt.

Anhand der Binnummern stellt man die Chopperfenster ein, d.h. den Bereich der Bins, der für die weiteren Messungen als Summe aus Signal und Hintergrund bzw. allein als Hintergrund anzusehen ist. Die Zählraten für Hintergrund und Signal müssen auf die Anzahl der Bins normiert werden.

Definiert man die folgenden Größen:

f_{chop}	Chopperfrequenz
f_{puls}	Pulserfrequenz
k	Anzahl der Chopperperioden eines Zyklus
N_{open}	Anzahl der Bins für geöffneten Chopper
N_{closed}	Anzahl der Bins mit geschlossenem Chopper
N_{undef}	Anzahl der Bins mit undefiniertem Chopperzustand
N_{ges}	Gesamtzahl der Bins des Zählermoduls bzw. des DSP
n_c	mittlere Zählrate bei geschlossenem Chopper
n_o	mittlere Zählrate bei geöffnetem Chopper
f_c	Pulserfreqenz bei offenem Chopper
f_o	Pulserfreqenz bei geschlossenem Chopper
f_{beam}	Strahlsignal

so gilt:

$$N_{\text{ges}} = N_{\text{open}} + N_{\text{closed}} + N_{\text{undef}} \, . \tag{4.3}$$

Die Pulserfrequenz ergibt sich aus der Chopperfrequenz und der Anzahl der Bins:

$$f_{\text{puls}} = \frac{f_{\text{chop}} \cdot N_{\text{ges}}}{k} \,. \tag{4.4}$$

Für die Umrechnung der Zählraten in Pulsfrequenzen gilt:

$$f_c = n_c \cdot \frac{f_{\text{chop}}}{k} \cdot \frac{N_{\text{ges}}}{N_{\text{closed}}} = \frac{n_c \cdot f_{\text{puls}}}{N_{\text{closed}}} \,, \tag{4.5}$$

$$f_o = n_o \cdot \frac{f_{\text{chop}}}{k} \cdot \frac{N_{\text{ges}}}{N_{\text{open}}} = \frac{n_o \cdot f_{\text{puls}}}{N_{\text{open}}} \,, \tag{4.6}$$

$$f_{\text{beam}} = f_o - f_c = f_{\text{puls}} \cdot \left(\frac{n_o}{N_{\text{open}}} - \frac{n_c}{N_{\text{closed}}}\right) . \tag{4.7}$$

Damit ergibt sich die Standardabweichung des Strahlsignals zu:

$$\Delta f_{\text{beam}} = \frac{f_{\text{chop}}}{k} \cdot \Big((\Delta n_o \frac{N_{\text{ges}}}{N_{\text{open}}})^2 + (\Delta n_c \frac{N_{\text{ges}}}{N_{\text{closed}}})^2 \Big)^{\frac{1}{2}} \,. \tag{4.8}$$

Die Standardabweichung einer (hohen) Zählrate n ist $\sqrt{n}$. Somit folgt:

$$\Delta f_{\text{beam}} = f_{\text{puls}} \cdot \Big(\frac{n_o}{N_{\text{open}}^2} + \frac{n_c}{N_{\text{closed}}^2} \Big)^{\frac{1}{2}} = \Big(f_{\text{puls}} (\frac{f_o}{N_{\text{open}}} + \frac{f_c}{N_{\text{closed}}}) \Big)^{\frac{1}{2}} . \tag{4.9}$$

Tab. 4.1 gibt einen Überblick über die wichtigsten Parameter.

	Zählermodul	DSP
Anzahl der Bins (gesamt)	1024	2048
Anzahl der Bins (offen)	460	1008
Anzahl der Bins (geschl.)	300	592
Pulserfrequenz/Hz	2744.6	2744.6
Chopperfrequenz/Hz	5.5 ± 0.02	5.5 ± 0.02
k	$\simeq 2.05$	$\simeq 4.1$

Tab. 4.1:Breite der Chopperfenster des TarGA.

5 Die Software

5.1 Einleitung

Die Messung der Strahlsignale erfolgt über ein Zählermodul bzw. den DSP[15]. Die Auslese dieser Module und die Ansteuerung des Massenspektrometers ist ohne einen Computer mit entsprechender Software nicht zu realisieren. Da die Zählraten im Breit-Rabi-Polarimeter in exakt der gleichen Weise ermittelt werden, mußte die bereits vorhandene Software lediglich überarbeitet und an die zusätzlichen Erfordernisse angepaßt werden.

Das vorhandene Programm ermittelt jedoch nicht nur die Zählraten zu bestimmten Hyperfeinstrukturzuständen im Target, es schaltet die Hochfrequenzübergänge der Atomstrahlquelle und steuert somit das Target. Daher war es naheliegend, die Zählraten von Breit-Rabi-Polarimeter und TarGA in einem gemeinsamen Programm auszulesen und auszuwerten, da auf die Weise eine einfache Zuordnung der Zählraten zu Hyperfeinstrukturzuständen der injizierten Atome möglich ist.

Zugleich wurde das Programm auf eine zufallsgesteuerte Reihenfolge der Zählratenmessungen - zur Vermeidung evt. systematischer Fehler - und eine neue Zählelektronik in Form eine DSP-Moduls umgeschrieben. Ein Vorteil des DSP besteht darin, daß er einen Großteil der laufenden Auswertung und die Steuerung des Targets übernehmen kann, wodurch sich ein erheblicher Geschwindigkeitsgewinn erzielen läßt.

Um die Daten in dem bei HERMES entwickelten Schema der Meßwertaufnahme einzufügen, wurde das Programm schließlich in eine Server/Client-Struktur gebracht. Das Prinzip dieser Struktur wird in Abschnitt 5.3 erläutert.

5.2 Der Verlauf einer Messung

Eine Messung des Dissoziationsgrades hat folgenden Verlauf: Die Software schaltet das Quadrupol-Massenspektrometer auf einen festgelegten Punkt des ersten Massenpeaks. Der Chopper dreht sich bis zu dem Punkt, an dem die Lichtschranke einen Triggerpuls erzeugt. Daraufhin zählt das DSP-Modul die einlaufenden Pulse, wobei zugleich in einem bestimmten Takt die interne Binnummer inkrementiert wird, so daß ein zeitlicher Verlauf der Zählrate auf die insgesamt 2048 Bins im DSP abgebildet wird. Der DSP signalisiert dem Programm, daß die Daten aufgenommen sind. Das Programm liest die Zählraten ein und summiert separat alle Pulse auf, die innerhalb der als offen - bzw. geschlossen definierten Chopper-Perioden liegen. Die Differenz der auf die jeweilige Anzahl der Bins normierten Zählraten ergibt nach einer Totzeitkorrektur das Strahlsignal[16]. Da die Phasenbeziehung zwischen Triggerpuls und Chopperfenstern festliegt, wird nur ein Triggerpuls benötigt, wenn der Chopper gleichmäßig läuft.

Diese Art der Messung ist eine Strahlmessung, genannt **b***e**a***m**. Sie kann zur Verbesserung des statistischen Fehlers mehrfach wiederholt werden. Es ist jedoch auch möglich, nach einigen Messzyklen einen Parameter zu variieren - z.B. die Masseneinstellung des Quadrupol-Massenspektrometers. Man erhält hierdurch einen Scan dieses Parameters wie z.B. ein Massenspektrum.

Ein Messmodus, bei dem zyklisch ein Strahlsignal der Masse 1, 2 und 18 ermittelt wird, kann benutzt werden, um ein korrigiertes Strahlsignal der Masse 1 zu erhalten, in dem die

[15] **D**igitaler **S**ignal **P**rozessor
[16] Siehe Kap. 4.4

Messung	Kürzel	Daten	Auswertung
Strahl	bm	Chopper offen/geschl.	Strahlzählrate
H_1-Strahl	hcb	Strahl der Massen 1, 2 und 18	korr. Strahlzählrate
Dissoziationsgrad	hmf	siehe hcb	Dissoziationsgrad
Korrekturfaktoren	hmc	Strahl der Massen 1, 2, 17 und 18	Zählratenverhältnisse
Polarisation	hp	hcb ohne und mit je einem HFT	Polarisation
Polarisation	hpx	hcb ohne und mit je einem HFT	Pol. (4 versch. Ausw.)
Pol. Betrieb	rhx	hpx für P_z^+ und P_z^-	Zweimal hpx
Dis. Betrieb	rhm	hmf für P_z^+ und P_z^-	Zweimal hmf
Pol. Standby	ahx	rhx + Elektronenpolarisation	Dreimal hpx
Dis. Standby	ahm	rhm + Dissoziationsgrad bei P_e	Dreimal hmf

Tab. 5.1:Messmodi der gemeinsamen Software von Breit-Rabi-Polarimeter und TarGA.

mit Korrekturfaktoren gewichteten Signale der Masse 2 und 18 von dem Signal der Masse 1 abgezogen werden. Dies ist notwendig, da sowohl H_2 als auch H_2O durch dissoziative Ionisation zur Zählrate der Masse 1 beitragen [17]. Dieser Messmodus wird **h***ydrogen* **c***orrected* **b***eam* genannt. Er besteht aus drei Strahlmessungen und einer zusätzlichen Auswertung der Form

$$\tilde{n}_1 = n_1 - k_1 \cdot n_2 - k_2 \cdot n_{18} \ . \tag{5.1}$$

Ein derart korrigierte H_1-Zählrate soll bei H_2-Einlaß in die Zelle im Mittel null ergeben.

Eine Messung des Dissoziationsgrades besteht aus einer hcb-Messung und der Berechnung des Dissoziationsgrades aus diesen Zählraten. Sie wird im Programm mit **h***ydrogen* **m***olecular* **f***raction* bezeichnet.

Die Messung der Polarisation der Atome im Probestrahl besteht aus 5 korrigierten Messungen des H_1-Signals - einer ohne Hyperfeinstrukturübergang und je einer mit einem der vier Übergänge des Breit-Rabi-Polarimeters und somit aus 15 einzelnen Strahlmessungen.

Tab. 5.1 gibt eine Übersicht über die verschiedenen Messabläufe der Polarimeter- bzw. TarGA-Software. Die Messungen von Breit-Rabi-Polarimeter und TarGA laufen gleichzeitig ab. Je einer Messung des Breit-Rabi-Polarimeter ist eine Messung des TarGA zugeordnet. Dies ist nicht zwingend notwendig, reduziert jedoch die Komplexität der Software. Mißt das Breit-Rabi-Polarimeter z.B. im rhx-Modus, so mißt der TarGA im rhm-Modus. Da das Polarimeter in diesem Modus wesentlich mehr Strahlsignale aufnimmt, werden die Zählraten des TarGA über mehrere Einzelmessungen gemittelt. Auf diese Weise ist es zugleich möglich, daß die Strahlsignale nach dem Zustand der Atomstrahlquelle getrennt ermittelt werden können und somit Daten zur Verfügung stehen, um verschiedene Spinzustände im Target auf unterschiedliches Rekombinationsverhalten zu untersuchen.

5.3 Die Anbindung an das Client-/Servermodell DAD

Neben einer Erweiterung des Programms um die Datenaufnahme des TarGA wurde das Programm auch an die bei HERMES übliche Datenaquisition angepaßt. Von der Software-

[17] Siehe Kap. 7.1 und 7.2.

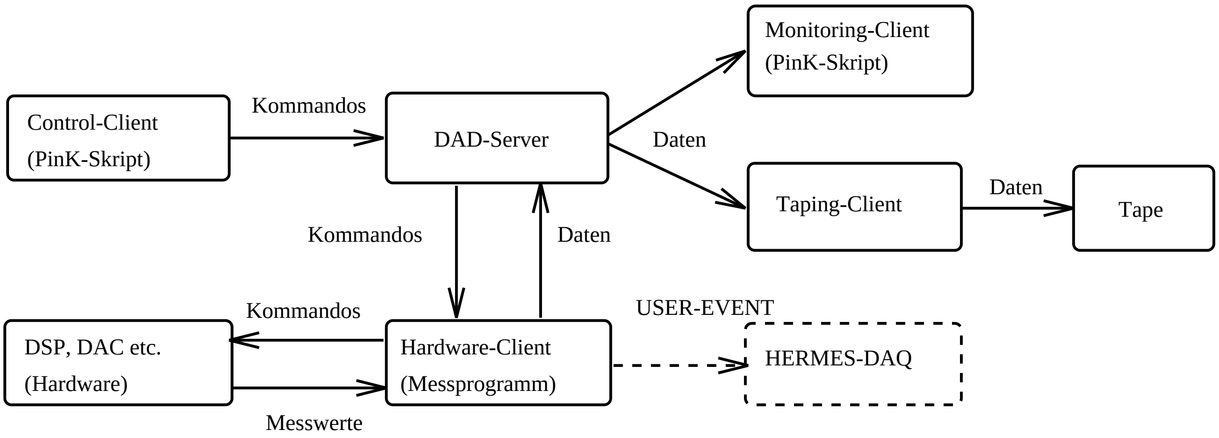

Abb. 5.1:
Datenfluß im Server-Client-Modell: Der DAD-Server dient als Schnittstelle für alle beteiligten Module. Über eine spezielle Tabelle - die Kommandotabelle - werden Kommandos vom Benutzer über den DAD-Server an das Meßprogramm weitergeleitet. Die Daten, die das Meßprogramm liefert, können von beliebig vielen Client-Programmen gebucht und für die jeweiligen Zwecke - z.B. graphische Darstellung - genutzt werden. Der Taping-Client sorgt dafür, daß die Daten auf Bandlaufwerk bzw. Festplatte geschrieben werden. Ein zweiter Datenfluß über die USER-EVENTS der HERMES-DAQ ist gestrichelt angedeutet.

gruppe bei HERMES wurde ein Server-Client-Konzept entwickelt, das die Datenaquisition und graphische Darstellung (Online-Monitoring) über Unix-Netzwerke und über das Internet ermöglicht. Der Vorteil dieses Konzepts besteht vor allem in der Flexibilität und Zuverlässigkeit des Datenflusses sowie der Speicherung der Daten in einem einheitlichen Datenbanksystem - dem am CERN entwickelten ADAMO-Datenbanksystem.

Auf diese Weise ist gewährleistet, daß kein besonderes Expertenwissen zur Dekodierung der in Dateien abgelegten Daten erforderlich ist. Des weiteren ist der Zugriff auf die Daten und der Eingriff in experimentelle Abläufe an jedem Ort der Welt, an dem ein Internetanschluß verfügbar ist, möglich.

Das Server-Client-System wird DAD[18] genannt. Daneben existiert eine Erweiterung der Scriptsprache Tcl/Tk - genannt PinK[19], die es erlaubt, auf einfachem Weg eine anspruchsvolle Benutzerschnittstelle zur graphischen Darstellung der Daten und zur interaktiven Steuerung des Experiments zu realisieren.

Die Art, in der die Tabellen in einem DAD-Server organisiert sind, ist an die speziellen Erfordernisse eines Langzeitexperiments angepaßt. So werden die Tabellen grundsätzlich nach dem Schlüsselfeld des Zeitpunktes, zu dem sie aktuell sind, organisiert.

Die Art der Verbindung, die ein Programm zum DAD-Server aufnimmt, kann durch einige Attribute gesteuert werden. Ist z.B. der Buchungsmodus für eine Tabelle aktiviert, erhält das Programm vom DAD-Server alle neu einlaufenden Daten zu dieser Tabelle. Im sogenannten Update-Modus kann sich das Programm zusätzlich auf den aktuellen Stand bringen, d.h. z.B. einen gewissen Zeitraum vor dem Programmstart mit buchen. Freier Lese- oder Schreibzugriff sind natürlich ebenso möglich. Zusätzlich besteht die Möglichkeit, Bedingungen zu definieren, unter denen der Server die Tabellen aktualisieren soll. Dies ist insbesondere bei den Kommandotabellen wichtig, die Daten enthalten, die

[18] **D**istributed **A**damo **D**atabase [WD 95]
[19] **P**in**K** **is** **n**ot **a** **K**uip [AF 95]

zwischen speziellen Clientprogrammen ausgetauscht werden sollen, ohne daß sie für andere Programme von Bedeutung sind.

Abb. 5.1 gibt einen Überblick über den Datenfluß und die beteiligten Module und Programme. Der DAD-Server bildet die Schnittstelle für die Kommunikation zwischen den Programmen. Über eine Kommandotabelle wird das Meßprogramm vom Control-Client gesteuert. Clientprogramme, die ein Interface zum Benutzer beinhalten, werden am einfachsten durch PinK-Skripte realisiert.

Über sogenannte USER-EVENTS der HERMES-**D**ata **Aq**uisition (DAQ) wurde ein zweiter Datenausgabefluß in das Programm integriert, der in Abb. 5.1 gestrichelt angedeutet ist.

Um die Polarimeter-Software an dieses System der Datenerfassung anzuschließen, wurde eine Definition der Messdaten nach dem Entity-Relationship-Modell in der zu ADAMO gehörenden **D**ata **D**efinition **L**anguage (DDL) erstellt. Danach wurde eine Schnittstelle zu DAD entwickelt und getestet, die es ermöglicht, die hochgradig strukturierten Daten des Polarimeters und des TarGA in ADAMO-Tabellen abzulegen.

6 Korrekturen der Messung des Dissoziationsgrades

6.1 Einleitung

Die Aufgabe des TarGA besteht im wesentlichen darin, aus dem gemessenen Verhältnis der Strahlzählraten der Massen 1 und 2 im TarGA eine Aussage über den Dissoziationsgrad in der Targetzelle zu gewinnen. Folgende Fragen sind dabei zu klären:

1. Wie ist die Beziehung zwischen den Zählraten im TarGA und den Dichten von H_1 und H_2 in der Zelle, bzw. den Flüssen aus der Zelle?

2. Gibt es Korrekturen, mit denen man die rohen Zählraten versehen muß?

3. Welche H_2-Anteile gibt es außer dem durch Rekombination in der Zelle entstandenen?

4. Wie groß ist der systematische Fehler einer Messung am Ende eines Probenrohres, in dem selbst Rekombination auftritt?

5. Welche Größen außer den Zählraten im TarGA hängen noch vom Dissoziationsgrad ab?

6. Welche Größen sind zu definieren, um mithilfe einer Monte-Carlo-Simulation Aussagen über die Rekombination zu gewinnen?

Folgende Korrekturen werden im nachfolgenden Kapitel diskutiert:

1. Dissoziative Ionisation der H_2- und H_2O-Moleküle. Vergl. Kap. 7.1 und Kap. 7.2.

2. Totzeiten durch das gleichzeitige Eintreffen mehrerer Ionen im Channeltron, vergl. Kap. 7.3.

3. Targethintergrund: Der Hintergrunddruck in der Targetkammer erzeugt eine Zählrate im TarGA, die von den Zählraten abgezogen werden muß. Dieser Effekt wird in Kap. 7.4 diskutiert.

Die anderen Punkte werden in diesem Kapitel diskutiert, wobei jeder Abschnitt sich jeweils einer Frage widmen wird.

6.2 Für die Messung relevante Größen

Gase hoher Verdünnung verhalten sich in guter Näherung wie ein ideales Gas, wenn die mittlere freie Weglänge im Gas größer ist als die Ausdehnung der Vakuumapparatur. Die Strömung des Gases durch Rohre und Kammern der Vakuumapparatur wird in diesem Fall als Molekularströmung bezeichnet. Die mittlere freie Weglänge $\bar{l}$ in einem Gas berechnet sich zu:

$$\bar{l} = \frac{kT}{\pi\sqrt{2}d^2p} , \tag{6.1}$$

Bei einem Moleküldurchmesser d von etwa $2 \cdot 10^{-10}\ m$, einer Temperatur von $100\ K$ und einem maximalen Druck von $10^{-4}\ mbar$ in der Zelle ergibt sich die freie Weglänge $\bar{l}$ zu

0.78 m, was groß ist gegen die Abmessungen der Zelle. Für Molekularströmung gilt die folgende Beziehung zwischen Druck p und Fluß Φ:

$$\Phi = C \cdot p\,. \tag{6.2}$$

C wird Leitwert genannt und ist von der Geschwindigkeit der Moleküle im Gas und der Geometrie der Vakuumapparatur abhängig, durch die das Gas strömt.

Die Atomstrahlquelle injiziert polarisierte H-Atome *ballistisch*, d.h. jenseits des Phasenraumgleichgewichts. Der Fluß dieser Atome ist unabhängig vom Leitwert des Injektionsrohres - solange die Atome so gut fokussiert sind, daß sie den ersten Wandstoß in der Zelle ausführen. Wenn dies der Fall ist, dann ist der Teilchenfluß aus der Atomstrahlquelle Φ^{ABS} in die Zelle nur von internen Parametern der Atomstrahlquelle abhängig, jedoch nicht vom Zustand der Zelle - insbesondere auch nicht der Zelltemperatur.

Wenn man weiterhin für die gesamte Zelle eine konstante Temperatur annehmen kann, so ist der Fluß in den TarGA direkt proportional zu Φ^{ABS}[20]. Die Proportionalitätskonstante wird durch das Verhältnis der Leitwerte von Probenrohr und Probenrohrverlängerung C^{TarGA} zum Gesamtleitwert C^{ges} festgelegt:

$$\Phi^{\mathrm{TarGA}} = \frac{C^{\mathrm{TarGA}}}{C^{\mathrm{ges}}} \cdot \Phi^{\mathrm{ABS}}\,. \tag{6.3}$$

Diese Proportionalität gilt auch bei Rekombination, jedoch für den äquivalenten Fluß in Atomen:

$$\Phi_1^{\mathrm{TarGA}} + 2 \cdot \Phi_2^{\mathrm{TarGA}} = \frac{C^{\mathrm{TarGA}}}{C^{\mathrm{ges}}} \cdot \Phi^{\mathrm{ABS}}\,. \tag{6.4}$$

Ein durch den Raumwinkel $\Delta\Omega$ und die Winkelverteilung $d\Phi/d\Omega$ der Teilchen gegebener Teil des Flusses gelangt in das Ionisationsvolumen des TarGA. Das Raumwinkelelement $\Delta\Omega$ errechnet sich aus der Öffnungsfläche A der zweiten Blende vor dem Ionisationsvolumen und dem Abstand D zum Ende der Probenrohrverlängerung:

$$\Delta\Omega = \frac{A}{2\pi D^2}\,. \tag{6.5}$$

Im Ionisationsvolumen wird der Atom- bzw. Molekülstrahl mit einem Elektronenstrahl beschossen und z.T. ionisiert. Ist I_e der Elektronenstrom, l die Weglänge im Ionisationsvolumen, q_{eff} der Anteil des Teilchenstrahls, der effektiv von Elektronen auf einer Fläche S_{eff} getroffen wird und $\bar{v}$ die mittlere Geschwindigkeit des Atoms bzw. Moleküls, so ist die Ionisationswahrscheinlichkeit eines Teilchens P^{ion} gegeben durch:

$$P^{\mathrm{ion}} = \frac{I_e}{e} \cdot q_{\mathrm{eff}} \frac{\sigma^{\mathrm{ion}}}{S_{\mathrm{eff}}} \cdot \frac{l}{\bar{v}}\,. \tag{6.6}$$

Ein Teil der entstehenden Ionen wird in das Quadrupol-Massenspektrometer gezogen, passiert den Massenfilter und wird im Channeltron mit der Zählrate n nachgewiesen. Bezeichnet man die Wahrscheinlichkeit, daß ein Ion der Sorte i nachgewiesen wird, mit ε_i, so folgt für die Zählrate n_i:

$$n_i = \Phi_i^{\mathrm{TarGA}} \cdot \Delta\Omega \cdot \frac{d\Phi}{d\Omega} \cdot \frac{I_e}{e} \cdot q_{\mathrm{eff}} \frac{\sigma_i^{\mathrm{ion}}}{S_{\mathrm{eff}}} \cdot \frac{l}{\bar{v}_i} \varepsilon_i\,. \tag{6.7}$$

[20] Es gibt mehrere Temperatursensoren am Rahmen der Targetzelle, deren Temperaturauslese sich typischerweise um weniger als 2 K unterscheidet.

Man kann die Zählrate n_i durch folgende Gleichung beschreiben

$$n_i = k_d \cdot \Phi_i^{\mathrm{TarGA}} \cdot \sigma_i^{\mathrm{ion}} \cdot \varepsilon_i \cdot \tau_i \,, \tag{6.8}$$

wobei $\tau_i = l/\bar{v}_i$ die Aufenthaltsdauer eines Teilchens der Sorte i im Ionisationsvolumen und k_d eine für alle Teilchensorten gleiche Funktion der Geometrie und des Emissionsstromes I_e ist:

$$k_d = \Delta\Omega \cdot \frac{d\Phi}{d\Omega} \cdot \frac{I_e}{e} \cdot \frac{q_{\mathrm{eff}}}{S_{\mathrm{eff}}} \,. \tag{6.9}$$

Mit einigen Umformungen erhält man die Aussage, daß die Summe der Zählraten zur Masse 1 und 2 mit einem entsprechenden Faktor skaliert dem Fluß der Atomstrahlquelle proportional und damit konstant sein muß, wenn $\Phi_{\mathrm{ABS}} = const$ gilt. Was durch Rekombination bei der Masse 1 verlorengeht, erhöht die Zählrate der Masse 2:

$$n_1 + 2 \cdot \tilde{\kappa} \cdot n_2 = K \cdot \Phi^{\mathrm{ABS}} \,. \tag{6.10}$$

Der Faktor $\tilde{\kappa}$ ist gegeben durch:

$$\tilde{\kappa} = \frac{\sigma_1^{\mathrm{ion}} \cdot \varepsilon_1 \cdot \tau_1}{\sigma_2^{\mathrm{ion}} \cdot \varepsilon_2 \cdot \tau_2} \,. \tag{6.11}$$

Die Teilchen der Masse 2 sind bei gleicher Temperatur um einen Faktor $\sqrt{2}$ langsamer als Teilchen der Masse 1:

$$\tau_2 = \sqrt{2} \cdot \tau_1 \,, \tag{6.12}$$

so daß folgt:

$$n_1 + \sqrt{2} \cdot \kappa \cdot n_2 = K \cdot \Phi^{\mathrm{ABS}} \,, \tag{6.13}$$

mit

$$\kappa = \frac{\sigma_1^{\mathrm{ion}} \cdot \varepsilon_1}{\sigma_2^{\mathrm{ion}} \cdot \varepsilon_2} \,. \tag{6.14}$$

Die Konstante κ beschreibt die relative Sensitivität des TarGA für die Massen 1 und 2. Man kann den Dissoziationsgrad im TarGA α^{TarGA} als die relative Anzahl der Nukleonen in Atomen im Probestrahl definieren, der in den TarGA gelangt:

$$\alpha^{\mathrm{TarGA}} = \frac{n_1}{n_1 + \sqrt{2} \cdot \kappa \cdot n_2} \,. \tag{6.15}$$

Die Beziehung zwischen α^{TarGA} und dem Dissoziationsgrad in der Targetzelle α^{cell} ist von der Geometrie der Zelle und des Probenrohres abhängig[21]. In den Grenzfällen einer verschwindenden oder sofortigen und vollständigen Rekombination müssen beide Werte übereinstimmen. Zur Kalibration des TarGA ist - abgesehen von Korrekturen - die relative Sensitivität κ zu ermitteln.

Trägt man die Größe $\sqrt{2} \cdot \kappa \cdot n_2$ gegen die Zählrate n_1 auf, so erhält man das Diagramm aus Abb. 6.1. Eine Variation von α^{TarGA} bei konstantem Fluß verschiebt die Meßpunkte auf einer Geraden der Steigung -1. Wird der Fluß der Atomstrahlquelle Φ^{ABS} bei konstantem α^{TarGA} variiert, so liegen die Meßpunkte auf einer Geraden durch den Ursprung, deren Steigung durch den Ausdruck $(1 - \alpha^{\mathrm{TarGA}})/\alpha^{\mathrm{TarGA}}$ gegeben ist. Verfahren, die die Kalibrationskonstante κ ermitteln, werden in Kapitel 7 vorgestellt.

[21] In Kap. 6.3 wird ein Modell zur Berechnung, in Kap. 6.4 eine Monte-Carlo-Simulation vorgestellt, anhand derer man das Verhältnis von α^{TarGA} zu α^{cell} unter bestimmten Voraussetzungen berechnen kann.

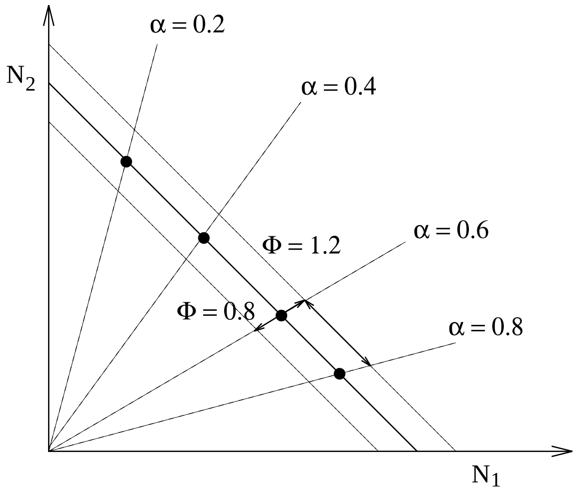

Abb. 6.1:
Diagramm für den Dissoziationsgrad: Bei konstantem Fluß aus der Atomstrahlquelle Φ^{ABS} liegen die Meßpunkte (n_1, n_2) auf einer Geraden. Wird der Fluß bei konstantem α^{TarGA} variiert, so liegen die Meßpunkte auf einer Geraden durch den Ursprung, die durch α^{TarGA} gegeben ist.

6.3 Analytische Berechnung des Dissoziationsgrades in der Zelle

Wie der Dissoziationsgrad in der Targetzelle mit dem gemessenen Wert α^{TarGA} zusammenhängt, ist ohne detaillierte Rechnung (oder Monte-Carlo-Simulation) nur schwer abzuschätzen, da verschiedene Effekte hier einander z.T. aufheben können. Man kann annehmen, daß der Dissoziationsgrad in der Zelle mit dem Abstand zum Injektionsrohr abnimmt, da Teilchen mit mehr Wandstößen eine höhere Wahrscheinlichtkeit haben, zu rekombinieren. Andererseits weiß man aus Simulationen[22], daß das mittlere Stoßalter eines Teilchens, das die Zelle verläßt, geringer ist als das mittlere Stoßalter eines Teilchens, das das Probenrohr verläßt und somit mit höherer Wahrscheinlichkeit rekombiniert ist.

Im folgenden soll ein Modell vorgestellt werden, daß unter bestimmten Voraussetzungen das Verhalten von Druck und Fluß bei der Anwesenheit von Rekombination in der HERMES-Speicherzelle quantitativ beschreibt.

Ziel eines solchen Modells ist in erster Linie, eine Abschätzung des systematischen Fehlers zu erhalten, der durch den unterschiedlichen Grad an Rekombination in der Zelle und am Ende der Probenrohrverlängerung verursacht wird. Im Idealfall erhält man eine Korrekturfunktion, die zu jedem gemessenen Wert α^{TarGA} den tatsächlichen Wert in der Zelle α^{cell} angibt. Die Voraussetzungen für die Anwendbarkeit des Modells sind:

1. Die Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein Teilchen bei einem Wandstoß rekombiniert, hängt nicht von der Dichte bzw. dem Druck ab.

2. Die Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein Teilchen bei einem Wandstoß rekombiniert, ist überall in der Zelle und im Probenrohr gleich.

3. Effekte an den Enden der Zelle, des Injektionsrohres und des Probenrohres sind vernachlässigbar.

4. Der Druck am Ende des Zellrohres kann gleich null gesetzt werden.

5. Die Atome sind nicht elektronenpolarisiert, bzw. so wenig, daß Effekte auf das Rekombinationsverhalten vernachlässigbar sind.

[22] Siehe Kap. 6.4 und [Br 95].

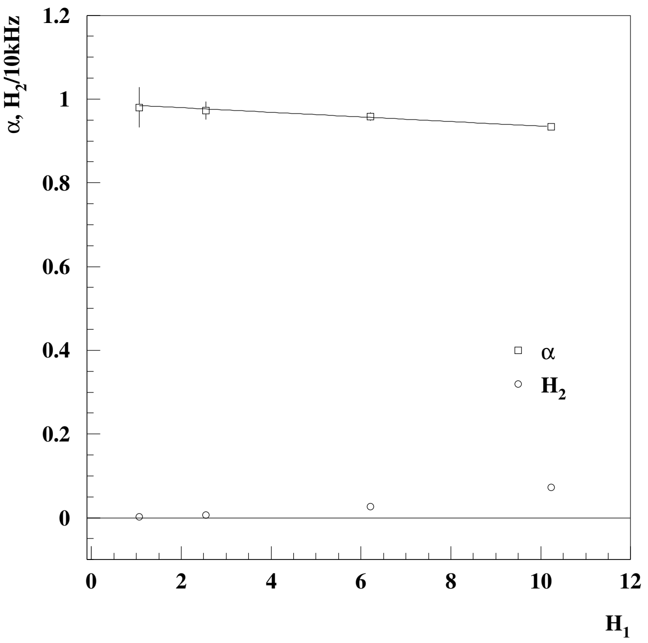

Abb. 6.2:
Dissoziationsgrad in Abhängigkeit von der H_1-Dichte: Durch Variation der Leistung des Dissoziators der Atomstrahlquelle kann man den gemessenen Dissoziationsgrad als Funktion des absoluten H_1-Drucks in der Targetzelle messen. Im betrachteten Bereich ist die Abhängigkeit nur schwach ausgeprägt. Der Anstieg der H_2-Rate weist auf eine, wenn auch schwache, quadratische Abhängigkeit der Rekombinationswahrscheinlichkeit P_r^s von der H_1-Dichte hin.

Von diesen Voraussetzungen ist die erste die kritischste. Nach Gelb und Kim ist es eine Frage des Temperaturbereichs, ob die Rekombinationswahrscheinlichkeit je Wandstoß P_r^s über die H_1-Flächendichte auf der Oberfläche auch vom H_1-Partialdruck abhängt. Bei hinreichend tiefen Temperaturen ist danach die Oberfläche gesättigt und P_r^s unabhängig von der H_1-Dichte. Bei höheren Temperaturen, bei denen keine Sättigung mehr vorliegt, steigt demnach P_r^s linear mit dem H_1-Partialdruck an [GK 71].

Liegen mehrere, verschiedenartige Rekombinationsprozesse vor, deren Rekombinationswahrscheinlichkeiten $P_r^{s(j)}$ sich addieren, dann können die einzelnen Prozesse unterschiedliche Temperatur- und und Dichteabhängigkeiten aufweisen. Für die Rekombination von atomarem Wasserstoff auf Glas liegt nach Berechnungen von Gelb und Kim bei etwa 110 K ein Minimum der Rekombinationswahrscheinlichkeit vor [GK 71]. Ob diese Ergebnisse auf Drifilm übertragbar sind, ist unklar.

Messungen ergaben, daß die Rekombination in der HERMES-Zelle nur schwach von der absoluten $H1$-Dichte abhängt (vergl. Abb 6.2 [23]).

Die Voraussetzung, daß P_r^s vom Ort unabhängig ist, kann als Arbeitshypothese gelten. Die Anwendbarkeit des folgenden Modells hängt nicht grundsätzlich von der Richtigkeit dieser Voraussetzung ab, solange es zumindest Bereiche gibt, in denen P_r^s konstant ist.

Der Druck P in einem Volumen V wird in der kinetischen Gastheorie durch die Anzahl der Wandstöße pro Zeit- und Flächeneinheit multipliziert mit dem mittleren Impulsübertrag der Teilchen je Stoß definiert. Wenn P_r^s die Wahrscheinlichkeit dafür ist, daß ein Atom in einem Zellabschnitt der Länge Δz bei einem Wandstoß rekombiniert, so ist die Zahl N_r der pro Zeit in diesem Volumenelement rekombinierenden Atome gegeben durch:

$$N_r = \frac{P_r^s \cdot U}{2m_1\bar{v}_1^n} \cdot P_1(z) \cdot \Delta z \tag{6.16}$$

[23] Mit freundlicher Genehmigung von H. Kolster [HK 96]

wobei U der Umfang und Δz die Länge eines gedachten Abschnitts der Zelle darstellen. $\bar{v}_1^n$ ist die mittlere Normalkomponente der Geschwindigkeit. Die Zahl der pro Zeiteinheit rekombinierenden Teilchen entspricht der Differenz aus dem atomaren Fluß in den Zellabschnitt und aus dem Zellabschnitt:

$$\Phi_1(z + \Delta z) - \Phi_1(z) = -N_r \tag{6.17}$$

Teilt man durch Δz und bildet man den Grenzwert $\Delta z \to 0$, so gilt:

$$\frac{d\Phi_1^{\text{cell}}(z)}{dz} = -\frac{P_r^s \cdot U}{2m_1\bar{v}_1^n} \cdot P_1^{\text{cell}}(z) \tag{6.18}$$

Ist der Leitwert des gesamten Zellflügels C_1^{cell} und die Länge L^{cell}, so ist der Druckabfall zwischen den Punkten z und $z + \Delta z$ gegeben durch:

$$P_1^{\text{cell}}(z + \Delta z) - P_1^{\text{cell}}(z) = -\frac{\Phi_1^{\text{cell}}(z)}{C_1^{\text{cell}}} \cdot \frac{\Delta z}{L^{\text{cell}}} \tag{6.19}$$

Teilt man wie vorher durch Δz und geht zum Grenzwert $\Delta z \to 0$ über, so erhält man:

$$\frac{dP_1^{\text{cell}}(z)}{dz} = -\frac{\Phi_1^{\text{cell}}(z)}{C_1^{\text{cell}}L^{\text{cell}}} \tag{6.20}$$

Differenziert und in Gl. 6.18 eingesetzt ergibt das:

$$\frac{d^2P_1^{\text{cell}}(z)}{dz^2} = \frac{R^{\text{cell}}}{C_1^{\text{cell}}L^{\text{cell}}} \cdot P_1^{\text{cell}}(z) \tag{6.21}$$

Wobei $\frac{P_r^s \cdot U}{2 \cdot m_1 \bar{v}_1^n}$ durch R^{cell} zusammengefaßt ist. Man kann eine Rekombinationslänge λ^{cell} einführen, die folgendermaßen definiert ist:

$$\lambda^{\text{cell}} = \sqrt{\frac{C_1^{\text{cell}}L^{\text{cell}}}{R^{\text{cell}}}} \tag{6.22}$$

Die allgemeine Lösung der Diff.-Gl. 6.21 lautet:

$$P_1^{\text{cell}}(z) = A \cdot e^{z/\lambda} + B \cdot e^{-z/\lambda} \tag{6.23}$$

Aus den Randbedingungen, daß der Druck am Zellende null und in der Zellmitte P_0 ist, folgt:

$$P_1^{\text{cell}}(z) = P_0 \cdot \frac{\sinh \frac{L^{\text{cell}} - z}{\lambda^{\text{cell}}}}{\sinh \frac{L^{\text{cell}}}{\lambda^{\text{cell}}}} \tag{6.24}$$

Gl. 6.20 gilt ebenso für den H_2-Partialdruck P_2:

$$\frac{dP_2^{\text{cell}}(z)}{dz} = -\frac{\Phi_2^{\text{cell}}}{C_2^{\text{cell}}L^{\text{cell}}} \, . \tag{6.25}$$

Es gilt die Massenerhaltung $\Phi = \Phi_1 + 2 \cdot \Phi_2 = const$, woraus folgt:

$$\frac{dP_2^{\text{cell}}(z)}{dz} = -\frac{\Phi^{\text{cell}} - \Phi_1^{\text{cell}}}{2 \cdot C_2^{\text{cell}}L^{\text{cell}}} = -\frac{\Phi^{\text{cell}}}{\sqrt{2} \cdot C_1^{\text{cell}}L^{\text{cell}}} - \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \frac{dP_1}{dz} \, . \tag{6.26}$$

Integriert man die Gleichung und nimmt als Randbedingung wieder $P_2(L^{\mathrm{cell}}) = 0$, so ergibt sich:

$$P_2^{\mathrm{cell}}(z) = \frac{\Phi}{\sqrt{2}\cdot C_1^{\mathrm{cell}}}\cdot\frac{L^{\mathrm{cell}}-z}{L^{\mathrm{cell}}} - \frac{1}{\sqrt{2}}\cdot P_1^{\mathrm{cell}}(z)\,. \tag{6.27}$$

In analoger Weise erhält man Gleichungen für die Partialdrücke im Probenrohr $P_i^{\mathrm{st}}(z)$ und in der Probenrohrverlängerung $P_i^{\mathrm{et}}(z)$[24], die in einem eigenen Koordinatensystem beschrieben werden, d.h. $P_1^{\mathrm{st}}(L^{\mathrm{st}}) = P_1^{\mathrm{et}}(0)$ und $P_1^{\mathrm{st}}(0) = P_1^{\mathrm{cell}}(0)$. Als Randbedingung wird zudem $P_1^{\mathrm{et}}(L^{\mathrm{et}}) = 0$ und $\Phi_1^{\mathrm{st}}(L^{\mathrm{st}}) = \Phi_1^{\mathrm{et}}(0)$ angenommmen:

$$P_1^{\mathrm{st}}(z) = P_0\cdot\frac{\tanh\frac{L^{\mathrm{et}}}{\lambda^{\mathrm{et}}}\cdot\frac{\lambda^{\mathrm{et}}}{\lambda^{\mathrm{st}}}\cosh\frac{L^{st}-z}{\lambda^{\mathrm{st}}}+\epsilon\cdot\sinh\frac{L^{st}-z}{\lambda^{\mathrm{st}}}}{\tanh\frac{L^{\mathrm{et}}}{\lambda^{\mathrm{et}}}\cdot\frac{\lambda^{\mathrm{et}}}{\lambda^{\mathrm{st}}}\cosh\frac{L^{\mathrm{st}}}{\lambda^{\mathrm{st}}}+\epsilon\cdot\sinh\frac{L^{\mathrm{st}}}{\lambda^{\mathrm{st}}}}\,. \tag{6.28}$$

$$P_1^{\mathrm{et}}(z) = P_0\cdot\frac{\sinh\frac{L^{\mathrm{et}}-z}{\lambda^{\mathrm{et}}}}{\epsilon\cdot\frac{\lambda^{\mathrm{st}}}{\lambda^{\mathrm{et}}}\cdot\sinh\frac{L^{\mathrm{st}}}{\lambda^{\mathrm{st}}}\cdot\cosh\frac{L^{\mathrm{et}}}{\lambda^{\mathrm{et}}}+\sinh\frac{L^{\mathrm{et}}}{\lambda^{\mathrm{et}}}\cdot\cosh\frac{L^{\mathrm{st}}}{\lambda^{\mathrm{st}}}}\,. \tag{6.29}$$

Hierin ist ϵ die Abkürzung für

$$\epsilon = \frac{C_1^{\mathrm{et}}\cdot L^{\mathrm{et}}}{C_1^{\mathrm{st}}\cdot L^{\mathrm{st}}}\,. \tag{6.30}$$

Der Druck $P_0 = P_1^{cell}(0)$ im Zellmittelpunkt ergibt sich aus der Forderung, das $\Phi^{\mathrm{ABS}} = 2\cdot\Phi^{\mathrm{cell}}+\Phi^{\mathrm{it}}+\Phi^{\mathrm{st}}$ gelten muß [25]:

$$P_1^{\mathrm{cell}}(0) = \frac{\Phi^{\mathrm{ABS}}}{2\cdot\frac{C_1^{\mathrm{cell}}L^{\mathrm{cell}}}{\lambda^{\mathrm{cell}}\tanh\frac{L^{\mathrm{cell}}}{\lambda^{\mathrm{cell}}}}+\frac{C_1^{\mathrm{it}}L^{\mathrm{it}}}{\lambda^{\mathrm{it}}\tanh\frac{L^{\mathrm{it}}}{\lambda^{\mathrm{it}}}}+\frac{\tilde{C}_1^{\mathrm{st}}L^{\mathrm{st}}}{\lambda^{\mathrm{st}}}\cdot\frac{\frac{\lambda^{\mathrm{et}}}{\lambda^{\mathrm{st}}}\cdot\tanh\frac{L^{\mathrm{et}}}{\lambda^{\mathrm{et}}}\cdot\tanh\frac{L^{\mathrm{st}}}{\lambda^{\mathrm{st}}}+\epsilon}{\frac{\lambda^{\mathrm{et}}}{\lambda^{\mathrm{st}}}\cdot\tanh\frac{L^{\mathrm{et}}}{\lambda^{\mathrm{et}}}+\epsilon\cdot\tanh\frac{L^{\mathrm{st}}}{\lambda^{\mathrm{st}}}}} \tag{6.32}$$

Hierbei steht $\tilde{C}_1^{\mathrm{st}}$ für den gemeinsamen Leitwert von Probenrohr und Probenrohrverlängerung:

$$\tilde{C}_1^{\mathrm{st}} = \frac{C_1^{\mathrm{et}}\cdot C_1^{\mathrm{st}}}{C_1^{\mathrm{et}}+C_1^{\mathrm{st}}}\,. \tag{6.33}$$

Um den Dissoziationsgrad in der Zelle zu erhalten, müssen die Drücke über die Zelle gemittelt werden:

$$\bar{P}_1^{\mathrm{cell}} = \frac{1}{L^{\mathrm{cell}}}\int_0^{L^{\mathrm{cell}}} P_1^{\mathrm{cell}}(z)dz = P_0\cdot\frac{\cosh\frac{L^{\mathrm{cell}}}{\lambda^{\mathrm{cell}}}-1}{\frac{L^{\mathrm{cell}}}{\lambda^{\mathrm{cell}}}\sinh\frac{L^{\mathrm{cell}}}{\lambda^{\mathrm{cell}}}}\,. \tag{6.34}$$

$$\bar{P}_2^{\mathrm{cell}} = \frac{1}{L^{\mathrm{cell}}}\int_0^{L^{\mathrm{cell}}} P_1^{\mathrm{cell}}(z)dz = \frac{1}{\sqrt{2}}\Big(\frac{\Phi^{\mathrm{cell}}}{2\cdot C_1^{\mathrm{cell}}}-\bar{P}_1^{\mathrm{cell}}\Big)\,. \tag{6.35}$$

[24] Der Index *st* steht für sample tube, *et* für extension tube.

[25] Gl. 6.32 kann man so interpretieren, daß im Nenner die Summe der *effektiven Leitwerte* steht, so daß der effektive Leitwert für H_1 eines Zellflügels gegeben ist durch:

$$C_1^{\mathrm{cell,eff}} = C_1^{\mathrm{cell}}\cdot\frac{\frac{L^{\mathrm{cell}}}{\lambda^{\mathrm{cell}}}}{\tanh\frac{L^{\mathrm{cell}}}{\lambda^{\mathrm{cell}}}} \tag{6.31}$$

Der effektive Leitwert für H_1 ist bei Berücksichtigung der Rekombination immer größer als ohne Rekombination. Die Rekombination wirkt hier wie ein über die Wandfläche verteilter Absorber.

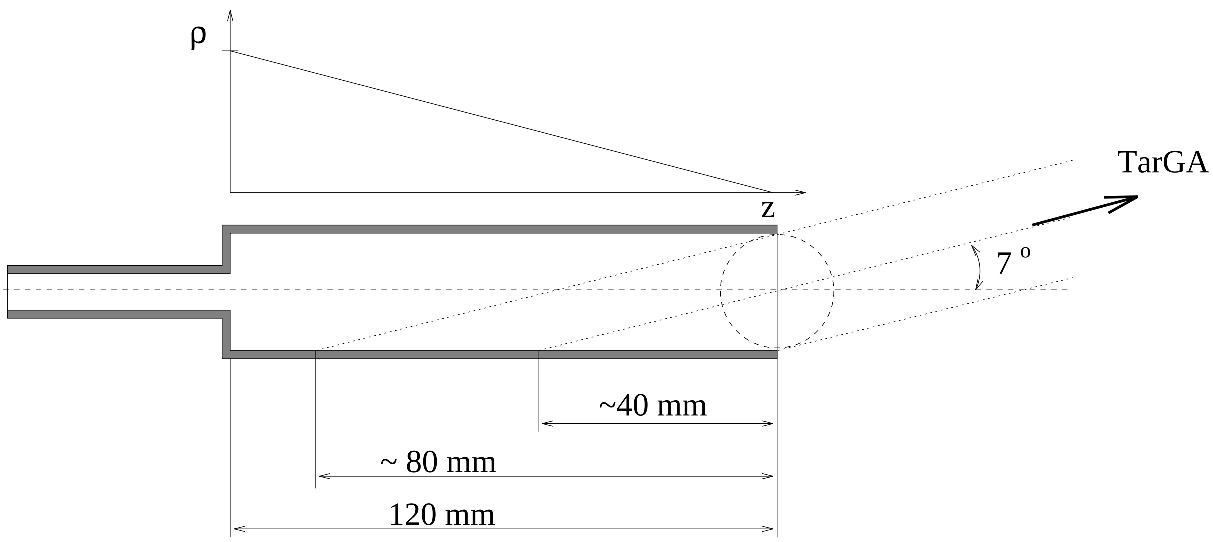

Abb. 6.3:
Ballistische Bahnen der Teilchen, die im TarGA nachgewiesen werden. Teilchen, die in den TarGA gelangen, entstammen den letzten zwei Dritteln des Probenverlängerungsrohres. Die rel. Gesamtdichte in der Probenrohrverlängerung als Funktion von z ist darüber dargestellt. Sie geht in die Mittelung - ebenso wie die Breite des Austrittsrohres - als Gewichtsfaktor ein.

Der Dissoziationsgrad in der Zelle wird über die mittlere Dichte in der Zelle definiert. Da die Dichte bei konstanter Temperatur zum Druck proportional ist, ergibt sich:

$$\alpha^{\text{cell}} = \frac{1}{1 + 2 \cdot \frac{\bar{P}_2^{\text{cell}}}{\bar{P}_1^{\text{cell}}}} . \tag{6.36}$$

Setzt man die Ausdrücke für P_1^{cell} und P_2^{cell} ein, so ergibt sich:

$$\alpha^{\text{cell}} = \frac{1}{1 + \sqrt{2} \cdot \left(\frac{\Phi^{\text{cell}}}{2C_1^{\text{cell}} \cdot P_0} \cdot \frac{\frac{L^{\text{cell}}}{\lambda^{\text{cell}}} \cdot \sinh \frac{L^{\text{cell}}}{\lambda^{\text{cell}}}}{\cosh \frac{L^{\text{cell}}}{\lambda^{\text{cell}}} - 1} - 1 \right)} . \tag{6.37}$$

α^{TarGA} wird über den relativen Fluß, der ins Ionisationsvolumen des TarGA gelangt, definiert:

$$\alpha^{\text{TarGA}} = \frac{\Phi_1^{\text{et}}(z)}{\Phi^{\text{et}}} = -\frac{C_1^{\text{et}} \cdot L^{\text{et}}}{\Phi^{\text{et}}} \frac{dP_1^{\text{et}}(z)}{dz} . \tag{6.38}$$

Setzt man P_1^{et} ein, so ergibt sich:

$$\alpha^{\text{TarGA}} = \frac{P_0 \cdot C_1^{\text{et}} C^{\text{ges}}}{\tilde{C}_1^{\text{st}}} \cdot \frac{\frac{L^{\text{et}}}{\lambda^{\text{et}}} \cosh \frac{L^{\text{et}} - z}{\lambda^{\text{et}}}}{\epsilon \frac{\lambda^{\text{st}}}{\lambda^{\text{et}}} \sinh \frac{L^{\text{st}}}{\lambda^{\text{st}}} \cosh \frac{L^{\text{et}}}{\lambda^{\text{et}}} + \sinh \frac{L^{\text{et}}}{\lambda^{\text{et}}} \cosh \frac{L^{\text{st}}}{\lambda^{\text{st}}}} \tag{6.39}$$

Abb. 6.3 zeigt schematisch den Bereich, aus dem die Teilchen kommen, die im TarGA nachgewiesen werden. Danach hatten Teilchen, die im TarGA nachgewiesen werden, ihren letzten Wandstoß in der Probenrohrverlängerung in einem Bereich, der bis zu 80 mm vom Rohrende entfernt liegt. Deshalb kann man in Gl. 6.39 für z nicht die Länge der Probenrohrverlängerung einsetzen, sondern muß über das Ende des Rohres mitteln. Die inneren Bereiche müssen dabei stärker gewichtet werden, da der Druck - und damit die Anzahl der Wandstöße pro Flächeneinheit - zum Rand hin linear abnimmt.

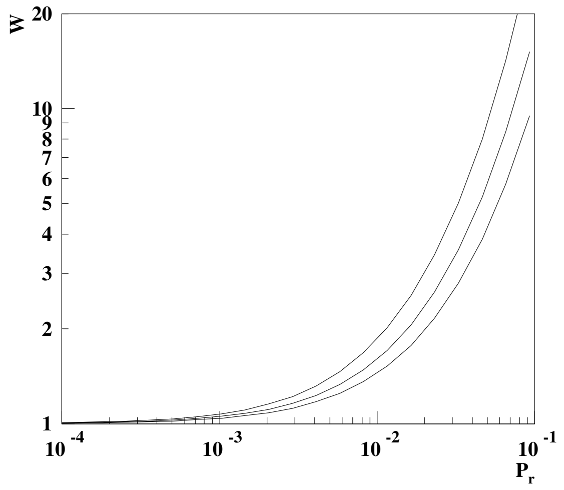

Abb. 6.4:
Gewichtsfaktor des Probenverlängerungsrohres: α^{TarGA} bei verschiedenen Winkeln relativ zu $\alpha^{\mathrm{TarGA}}(90\,°)$. Dargestellt ist das Integral der Gewichtsfunktion als Funktion der Rekombinationswahrscheinlichkeit. Die Kurven gehören zu den Winkeln $5\,°$, $7\,°$, $9\,°$ (von oben nach unten). Bei geringer Rekombination bleibt der Abstand zwischen den Kurven gering. Bei hoher Rekombinationswahrscheinlichkeit steigt der Einfluß des Winkels exponentiell an.

Der im TarGA gemessene Dissoziationsgrad ist dann gleich dem mit einer Wichtungsfunktion $W(z)$ gewichteten Mittel über das Ende der Probenrohrverlängerung:

$$\alpha^{\mathrm{TarGA}} = \alpha^{\mathrm{TarGA}}(L^{\mathrm{et}}) \cdot \int_a^b W(z) \cdot \cosh \frac{L^{\mathrm{et}} - z}{\lambda^{\mathrm{et}}} \cdot dz\,. \qquad (6.40)$$

Man kann die Variable z durch eine Variable ζ parametrisieren, die den senkrechten Abstand von der Unterkante des Rohres bezeichnet. z ist dann gegeben durch $z = L^{\mathrm{et}} - \zeta/\tan 7\,°$. Die Wichtungsfunktion $W(\zeta)$ ist das Produkt der Breite b des Rohres als Funktion von ζ, $b = \sqrt{\zeta \cdot (D-\zeta)}$, und dem Abstand a zum Rand $a = \zeta/\tan 7^o$:

$$W(\zeta) = \frac{\sqrt{\zeta \cdot (D-\zeta)} \cdot \zeta/\tan 7\,°}{\int_a^b \sqrt{\zeta \cdot (D-\zeta)} \cdot \zeta/\tan 7\,° \cdot d\zeta}\,. \qquad (6.41)$$

Das Integral über $cosh \frac{\zeta}{\tan 7\,° \cdot \lambda^{\mathrm{et}}} \cdot W(\zeta)$ kann mittels Romberg-Integration numerisch berechnet werden. Abb. 6.4 zeigt drei Integrale der Gewichtsfunktion für die Winkel 5, 7 , und 9^o als Funktion der Rekombinationswahrscheinlichkeit[26] je Wandstoß P_r^s.

Abb. 6.6 zeigt die Ergebnisse dieses Modells im Vergleich mit den Ergebnissen der Monte-Carlo-Simulation, die im nächsten Abschnitt beschrieben wird. Abb. B.5 im Anhang B zeigt α^{TarGA} und α^{cell} in Abhängigkeit von der Rekombinationswahrscheinlichkeit P_r^s.

6.4 Eine Monte-Carlo-Simulation der Rekombination in der Targetzelle

Die HERMES-Targetzelle (und andere Zellen) wurden bereits im Hinblick auf ihre Eigenschaften bei Wandstoßdepolarisation untersucht [Br 91, Br 95], da jedoch die Probenrohrverlängerung als neues Element hinzugekommmen ist, steht die Anwendbarkeit der

[26] Die Skalierung der Rekombinationswahrscheinlichkeit wurde durch Vergleich mit der Monte-Carlo-Simulation ermittelt. Bei dem Verhältnis der Rekombinationslängen zueinander wurde angenommen, daß der Impulsübertrag je Wandstoß überall konstant ist, so daß allein die aus der Geometrie gegebenen Werte zu berücksichtigen sind. Die Leitwerte und geometrischen Daten finden sich in Anhang A.

Ergebnisse der bisher durchgeführten Simulationen in Frage. Zudem werden für den TarGA spezielle Daten benötigt, die sich auf einen Austrittswinkel von etwa 7^o beziehen, da nur solche Teilchen in das Ionisationsvolumen des TarGA gelangen können.

Eine Simulation des Gases in der Targetzelle bedarf einiger Annahmen über das Verhalten des Gases, um durchführbar zu sein, bzw. um mit vertretbarem Aufwand an Rechenleistung zu einem hinreichend befriedigenden Ergebnis zu führen. So wurden alle Annahmen, die zur Aufstellung von Gl. 6.21 führten, in der Simulation ebenfalls gemacht. Des weiteren wurde angenommen, daß die Teilchen nach einem Wandstoß mit einer $\cos\theta$-Verteilung in den Raum desorbiert werden [Kn 15, Br 91]. Die Simulation benutzt zudem die Näherung des idealen Gases, d.h. alle Wechselwirkungen zwischen Gasatomen im Volumen werden vernachlässigt und die Trajektorien zwischen Wandstößen sind grundsätzlich Geraden. Schwerkraft und und magnetische Gradientenfelder, die die Bahnen der polarisierten Teilchen beeinflussen, werden vernachlässigt.

Die Monte-Carlo-Simulation der Zelle soll möglichst Daten ermitteln, die es erlauben, den Dissoziationsgrad sowohl in der Zelle als auch im TarGA für jede beliebige Rekombinationswahrscheinlichkeit zu berechnen. Wenn man von den gleichen Voraussetzungen ausgeht, die auch zur Aufstellung von Gl. 6.21 im vorherigen Abschnitt nötig waren, so benötigt man zur Bestimmung des Dissoziationsgrades im Zellrohr und dem Dissoziationsgrad, den der TarGA mißt, zwei Verteilungen. Das eine ist die Stoßalterverteilung $N_{\rm sav}(n)$, die angibt, wieviele der Teilchen eines bestimmten Stoßalters n in den TarGA gelangen. Aus dieser Verteilung ergibt sich die Zahl im TarGA registrierten Atome bei einer Rekombinationswahrscheinlichkeit P_r^s je Wandstoß zu:

$$n_1 = \sum_{n=0}^{\infty} N_{\rm sav}(n) \cdot (1 - P_r^s)^n \,, \tag{6.42}$$

und die Zahl der Moleküle zu

$$n_2 = \frac{1}{2} \cdot \sum_{n=0}^{\infty} N_{\rm sav}(n) \cdot (1 - (1 - P_r^s)^n) \,. \tag{6.43}$$

Für den zu erwartenden Dissoziationsgrad $\alpha^{\rm TarGA}$ folgt:

$$\alpha^{\rm TarGA} = \frac{\sum_{n=0}^{\infty} N_{\rm sav}(n) \cdot (1 - P_r^s)^n}{\sum_{n=0}^{\infty} N_{\rm sav}(n)} \,. \tag{6.44}$$

Das andere ist eine Streckenalterverteilung, die angibt, welche Strecke ein Teilchen im Mittel bei Stoßalter n in der Zelle zurücklegt. Man kann den Weg des k-ten Teilchens in der Zelle als eine Folge von Raumpunkten bei den Wandstößen darstellen:

$$\vec{x}_0^{(k)}, \vec{x}_1^{(k)}, \vec{x}_2^{(k)} \cdots \vec{x}_n^{(k)} \,. \tag{6.45}$$

Verbindet man die Raumpunkte auf geradem Weg, so erhält man die Trajektorie des Teilchens. $S_k(n)$ sei die Strecke, die das Teilchen auf seinem Weg bis zum n-ten Wandstoß *nur in der Zelle* zurückgelegt hat:

$$S_k(n) = \sum_{i=0, i \;\textit{in der Zelle}}^{n} \sqrt{(\vec{x}_{i+1}^{(k)} - \vec{x}_i^{(k)})^2} \,. \tag{6.46}$$

Mittelt man $S_k(n)$ über alle Teilchen, so ist $S(n)$ die Strecke, die ein Teilchen im Mittel nach n Wandstößen in der Zelle zurückgelegt hat. Die Differenz $S(n+1)-S(n)$ sei $\Delta S(n)$. Mit der Wahrscheinlichkeit P_r^s, daß ein Atom bei einem Wandstoß rekombiniert, gilt für die Dichte an Nukleonen in Atomen ρ_1:

$$\rho_1 = \frac{\Phi^{\mathrm{ABS}}}{\bar{v}_1} \cdot \sum_{n=0}^{\infty} \Delta S(n) \cdot (1 - P_r^s)^n \,. \tag{6.47}$$

Entsprechend gilt für die Dichte an Nukleonen in Molekülen ρ_2[27]:

$$\rho_2 = \frac{\Phi^{\mathrm{ABS}}}{\bar{v}_1} \cdot \sqrt{2} \cdot \sum_{n=0}^{\infty} \Delta S(n) \cdot (1 - (1 - P_r^s)^n) \,. \tag{6.48}$$

Hierbei ist Φ^{ABS} den Fluß an Atomen aus der Atomstrahlquelle in die Zelle und $\bar{v}_1$ die mittlere Geschwindigkeit der Atome. Der Dissoziationsgrad in der Zelle α^{cell} ergibt sich dann zu:

$$\alpha^{\mathrm{cell}} = \frac{\rho_1}{\rho_1 + \rho_2} \tag{6.49}$$

Indem man die normierte H_1-Dichte $\tilde{\rho}_1$ durch

$$\tilde{\rho}_1 = \frac{\sum_{n=0}^{\infty} \Delta S(n) \cdot (1 - P_r^s)^n}{\sum_{n=0}^{\infty} \Delta S(n)} \tag{6.50}$$

definiert, erhält man für α^{cell} die Gleichung:

$$\alpha^{\mathrm{cell}} = \frac{\tilde{\rho}_1}{\sqrt{2} - (\sqrt{2} - 1) \cdot \tilde{\rho}_1} \,. \tag{6.51}$$

Die Bedeutung der Streckenalterverteilung kann man sich folgendermaßen verdeutlichen: Wenn die mittlere Strecke $\bar{\Delta S}_n$, die ein Teilchen mit Stoßalter n in der Zelle zurücklegt, nicht von n abhängt, so ist die Streckenalterverteilung $\Delta S(n)$ durch das Produkt der mittleren Strecke je Stoß $\bar{\Delta S}$ und der Wahrscheinlichkeit P_n, daß sich das Teilchen bei Stoßalter n in der Zelle befindet, gegeben:

$$\Delta S(n) = \bar{\Delta S} \cdot P_n \,. \tag{6.52}$$

Ist $N_{\mathrm{sav}}^{\mathrm{cell}}$ die Stoßalterverteilung der Teilchen, die von der Zelle in die Targetkammer gelangen und sieht man von Proben- und Injektionsrohr ab, so ist die Wahrscheinlichkeit P_n näherungsweise durch folgenden Ausdruck gegeben:

$$P_n = \frac{\sum_{k=n+1}^{\infty} N_{\mathrm{sav}}(k)}{\sum_{k=1}^{\infty} N_{\mathrm{sav}}(k)} \,. \tag{6.53}$$

D.h. die Wahrscheinlichkeit, daß ein Teilchen nach n Stößen noch in der Zelle ist, ist näherungsweise gleich der Wahrscheinlichkeit, daß es die Zelle mit mindestens $n+1$ Stößen verläßt und somit gleich der normierten Summe über alle Teilchen mit höherem Stoßalter. Man kann erwarten, daß $\Delta S(n)$ dort am stärksten abnimmt, wo die Stoßalterverteilung ihr Maximum hat. Der Einfluß von Proben- und Injektionsrohr äußert sich darin, daß

[27] Für H_1 und H_2 wird die gleiche Temperatur angenommen, so daß $\sqrt{2} \cdot \bar{v}_2 = \bar{v}_1$ gilt.

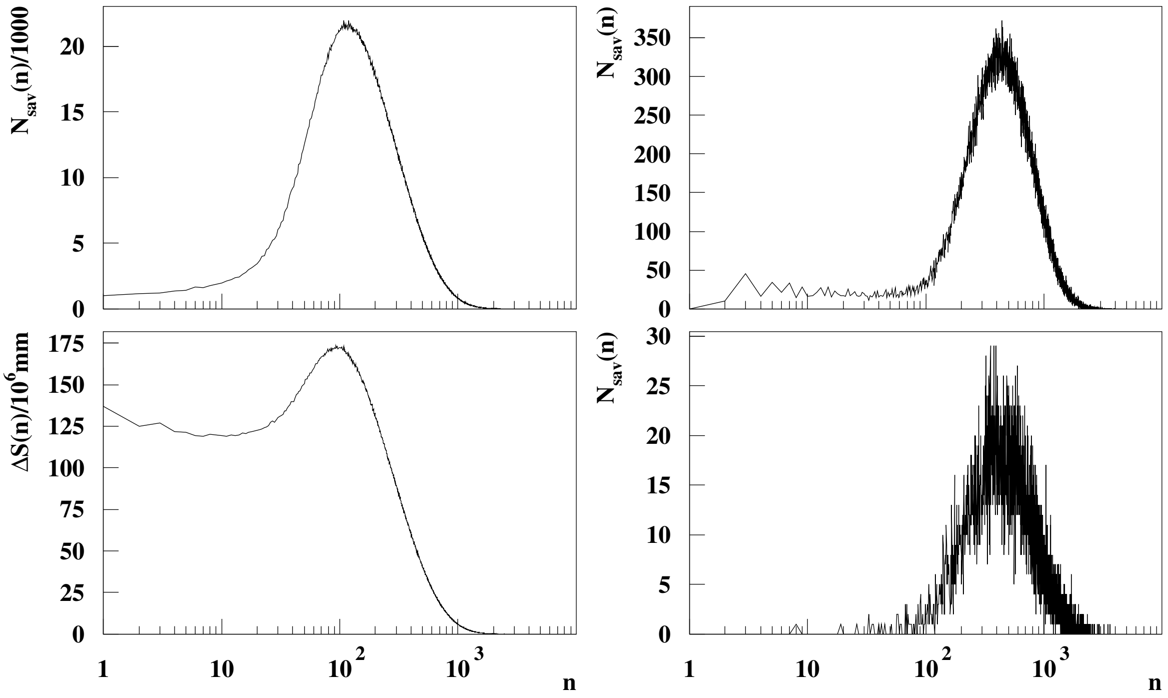

Abb. 6.5:
Nicht normierte Stoß- und Streckenalterverteilung der mit 10 Mio. Teilchen simulierten Targetzelle. Links oben: Stoßalterverteilung der Zelle für Teilchen, die in die Targetkammer übergehen. Links unten: Streckenalterverteilung in der Targetzelle. Rechts: Stoßalterverteilung für Teilchen, die in den TarGA gelangen. Oben für alle Winkel, unten für Winkel zwischen $5°$ und $9°$.

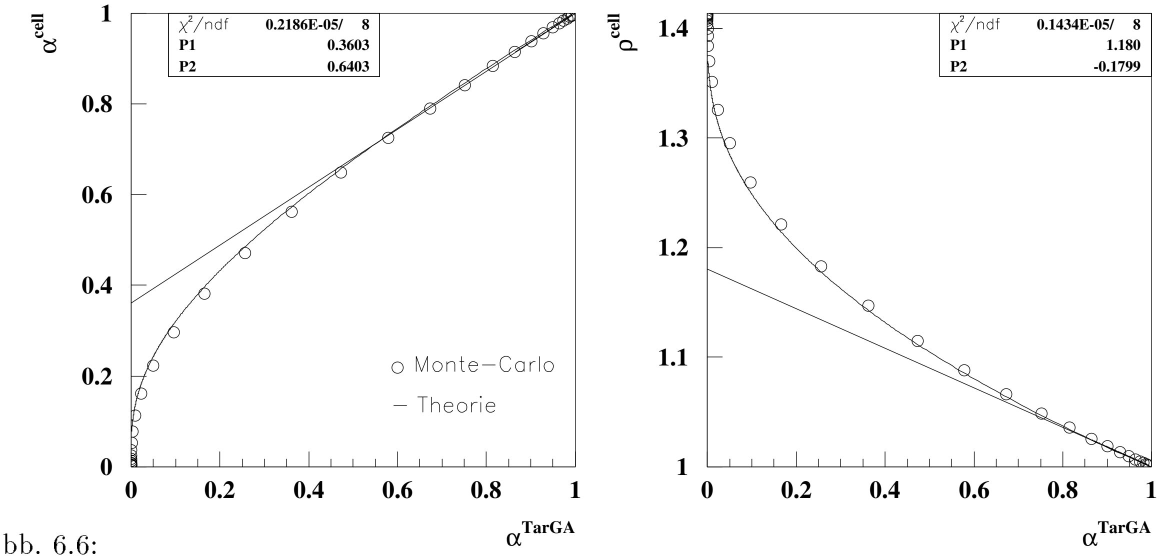

Abb. 6.6:
Vergleich von Simulation und Rechnung. Links: Dissoziationsgrad in der Zelle als Funktion des gemessenen Dissoziationsgrades. Rechts: Relative Nukleonendichte im Target als Funktion des gemessenen Dissoziationsgrades. Die angepaßten Geraden zeigen den Grenzfall geringer Rekombination.

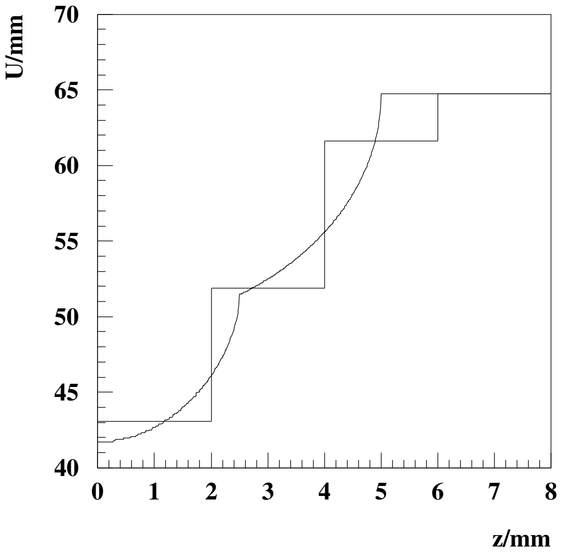

Abb. 6.7:
Effektiver Zellumfang in der Zellmitte. Da die Öffnungen von Injektionsrohr und Probenrohr keine Wandfläche bieten, müssen die Stoßalterverteilungen der Zellabschnitte in der Zellmitte auf die effektive Wandfläche bezogen werden. Die Treppen zeigen die Mittelwerte über 2 mm breite Bereiche an.

Teilchen mit geringem Stoßalter (in der Mitte der Zelle) entnommen werden und ein Teil davon mit höherem Stoßalter wieder hinzukommt. Daher kann die Verteilung ein Maximum aufweisen, wogegen sie ohne Proben- und Injektionsrohr monoton fallend sein sollte. Abb. 6.5 zeigt die nicht normierte Strecken- und Stoßalterverteilung der HERMES-Zelle, als Ergebnis der Monte-Carlo-Simulation mit 10 Mio. injizierten Teilchen.

Neben der Strecken- und Stoßalterverteilung wurden Stoßalterverteilungen für die Übergänge zwischen der Zelle und dem Proben- sowie dem Injektionsrohr ermittelt, Wandstoßverteilungen entlang der Strahlachse und insbesondere auch Stoßalterverteilungen für jeweils 2 mm Breite Zellabschnitte entlang der Strahlachse. Einige dieser Verteilungen finden sich im Anhang B. Die Stoßalterverteilungen entlang der Zellachse müssen z.T. über die effektive Fläche der Zelle in der Zellmitte skaliert werden. Abb. 6.7 zeigt den effektiven Umfang der Zellwand als Funktion des Abstandes vom Ursprung.

Die Simulation der Targetzelle umschloß die Zelle, Injektionsrohr, Probenrohr und die Verlängerung des Probenrohres. Die Zellverlängerung, die an einem Ende der Zelle angebracht ist[28], sowie die Kapillare des unpolarisierten Gaseinlaßsystems wurden nicht berücksichtigt. Das gleiche gilt für die kupfernen Verbindungsstreifen zum HERA-Strahlrohr, die zur Führung des den Positronenstrahl begleitenden elektromagnetischen Feldes dienen. Eine entsprechende Erweiterung der Simulation ist jedoch geplant.

Die Anfangsbedingung der simulierten Teilchen wurde festgelegt, indem zwei Punkte auf je einer Kreisscheibe mit 1 mm Radius zufällig ausgewählt wurden. Die Anfangstrajektorie ist dann die beide Punkte verbindende Gerade. Beide Kreisscheiben liegen auf der Achse des Injektionsrohres, eine direkt am Eingang, die andere in 20 mm Abstand Richtung Atomstrahlquelle. Diese Bedingung erzeugt einen Strahl, dessen Fokus den ersten Wandstoß im Injektionsrohr frühestens 40 mm vom Eingang des Rohres entfernt erlaubt. Tab. 6.1 faßt die Ergebnisse der Simulation zusammen. Die Ergebnisse für die

[28] Die Zellverlängerung hat eine Länge von 147 mm und ist seitlich mit Öffnungen versehen, die den Leitwert heraufsetzen.

	N	$\bar{n}_s$	$\sigma(n_s)$	μ
TarGA (auf Achse)	14532	535.78	385.97	416.89
TarGA (7°)	13844	660.51	376.68	413.96
TarGA gesamt	246607	666.65	382.61	419.4
Zellende	7834664	320.31	263.72	332.29
Probenrohr nach Verl.	793335	544.12	367.41	415.75
Verl. nach Probenrohr	546728	605.47	375.47	417.52
Zelle nach Probenrohr	6615080	183.77	245.58	327.56
Probenrohr nach Zelle	6368473	203.27	255.69	337.08
Inj.-Rohr nach Zelle	31555316	148.07	231.42	319.63
Zelle nach Inj.-Rohr	23474045	207.06	251.26	329.78
Inj.-Rohr nach Kammer	1918729	254.41	253.54	329.91

Tab. 6.1:
Mittlere Stoßzahlen der Hermeszelle. N bezeichnet die Gesamtzahl der Teilchen in der Verteilung, $\bar{n}_s$ steht für das mittlere Stoßalter, $\sigma(n_s)$ für die Standardabweichung des Einzelwertes, μ für die dritte Wurzel des dritten Moments der Verteilung.

mittleren Stoßzahlen sind in guter Übereinstimmung mit einer früheren Simulation der HERMES-Zelle, die jedoch keine Probenrohrverlängerung beinhaltete[29] [Br 95].

6.5 Die Targetdichte als Funktion des Dissoziationsgrades

Eine meßbare Größe, die mit der Vorhersage der Diff.-Gl. 6.21 und denen einer Monte-Carlo-Simulation verglichen werden kann, ist die Targetdichte, wie sie mit dem Luminositäts-Monitor gemessen wird, als Funktion des gemessenen Wertes α^{TarGA}.

Teilt man die Gleichungen 6.47 und 6.48 durch die mittlere Gesamtwegstrecke $S(\infty)$ und den Vorfaktor $\frac{\Phi_1}{\bar{v}_1}$, so kann man die normierten Dichten $\tilde{\rho}_1$ und $\tilde{\rho}_2$ wie folgt definieren:

$$\tilde{\rho}_1 = \sum_{n=0}^{\infty} \Delta\tilde{S}(n) \cdot (1 - P_r^s)^n \,, \tag{6.54}$$

$$\tilde{\rho}_2 = \sqrt{2}(1 - \sum_{n=0}^{\infty} \Delta\tilde{S}(n)(1 - P_r^s)^n) = \sqrt{2}(1 - \rho_1)\,. \tag{6.55}$$

Dabei ist $\tilde{S}(n)$ die auf die mittlere Gesamtwegstrecke bezogene Strecke. Für die mittlere normierte Targetdichte in Nukleonen ρ als Funktion des Dissoziationsgrades folgt dann:

$$\rho = \frac{\sqrt{2}}{1 + (\sqrt{2} - 1) \cdot \alpha^{\mathrm{cell}}}\,. \tag{6.56}$$

[29] Es wurde deshalb testweise ein Lauf mit 10^5 Teilchen ohne Probenrohrverlängerung durchgeführt, um die mittleren Stoßalter besser vergleichen zu können. Es wurde kein signifikanter Unterschied festgestellt. Für Teilchen, die das Probenrohr verlassen, ergab sich ohne Probenrohrverlängerung ein mittleres Stoßalter von etwa 380 Wandstößen. Dennoch müssen die Ergebnisse als vorläufig angesehen werden. Eine detaillierte Überprüfung der Simulation ist in Planung. Zudem ist eine Erweiterung des Heidelberger Simulationsprogramms in Arbeit, das zum Vergleich herangezogen werden wird.

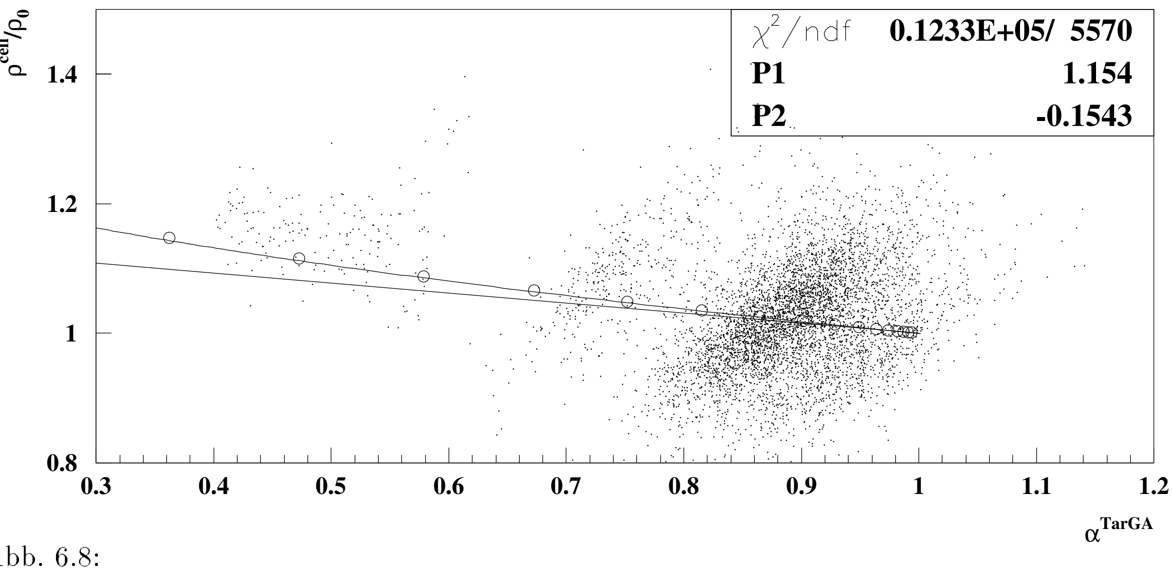

Abb. 6.8:
Mit dem Luminositäts-Monitor gemessene relative Targetdichte als Funktion des Dissoziationsgrad. Die Kreise entsprechen der Vorhersage der MC-Simulation, die obere Kurve zeigt die Lösung von Gl. 6.21. Die Gerade darunter ist an die Meßdaten (Punkte) angepaßt.

Gleichung 6.56 beschreibt die relative Dichte als Funktion des Dissoziationsgrades in einer beliebig geformten Speicherzelle bei konstantem atomaren ballistischen Fluß in die Zelle. Man kann diese Beziehung ausnutzen, um das Verhältnis von α^{TarGA} zu α^{cell} zu messen, da die gesamte Targetdichte vom Luminositäts-Monitor ermittelt wird. Für die auf den HERA-Strahlstrom I_{e^+} bezogene Zählrate l im Luminositäts-Monitor gilt:

$$l = \frac{const}{\sqrt{T}} \cdot \Phi_{\mathrm{ABS}} \cdot \frac{\sqrt{2}}{1 + (\sqrt{2} - 1) \cdot \alpha_{cell}} \,. \tag{6.57}$$

Der Faktor $1/\sqrt{T}$ resultiert aus der Temperaturabhängigkeit des Leitwertes. Abb. 6.8 zeigt einen ersten Vergleich der Meßdaten mit der Vorhersage der Monte-Carlo-Simulation und der Lösung von Gl. 6.21. Der Fit zeigt eine gewisse Übereinstimmung, an dem hohen Wert von χ^2 erkennt man jedoch, daß weitere intensive Datenanalyse nötig ist, um entscheiden zu können, ob die vorgestellte Simulation und insbesondere ihre Vorausetzungen die Verhältnisse richtig beschreiben.

7 Die Kalibration des Gasanalysators

7.1 Dissoziative Ionisation von molekularem Wasserstoff

Molekularer Wasserstoff wird beim Beschuß mit Elektronen einer Energie von $70eV$ nicht nur ionisiert. Ein Teil wird auch dissoziiert und ergibt so eine Zählrate der Masse 1 *amu*. Da der TarGA gerade die relative Anzahl der Pulse für Masse eins und zwei bestimmen soll, muß dieser Effekt als Korrektur berücksichtigt werden.

Um den Korrekturfaktor zu bestimmen, wurde mithilfe des unpolarisierten Gaseinlaßsystems H_2 in die Zelle injiziert. Man erhält einen Strahl ohne H_1-Anteil, so daß die gemessene H_1-Strahlzählrate vollständig auf dissoziative Ionisation zurückzuführen ist. Das Verhältnis der gemessenen H_1-Strahlzählrate zur H_2-Zählrate ergibt den Anteil der H_2-Zählrate, der bei einer H_1-Messung vom H_1-Strahl abgezogen werden muß. Die Messung ergab einen Wert von $k_{H_2} = 0.0116 \pm 0.001$.

7.2 Dissoziative Ionisation von Wasser

Neben molekularem Wasserstoff erzeugt auch Wasser durch dissoziative Ionisation eine Zählrate der Masse $1u$, so daß auch hier eine Korrektur im Prinzip erforderlich ist. Da die Targetzelle jedoch im Betrieb auf $100K$ gekühlt wird, friert Wasser auf den Zellwänden fest, so daß kein signifikanter Wasserstrahl gemessen werden konnte. Aus diesem Grund ist bei den typischen Zelltemperaturen am TarGA keine Wasserkorrektur erforderlich.

Dies gilt natürlich nicht für den Fall einer Messung bei höheren Temperaturen. In Tab. 7.1 sind einige Literaturwerte für Wirkungsquerschnitte bei Ionisation durch Elektronenbeschuß aufgeführt. Daraus kann man die Größenordnung, in denen eine Korrektur liegen wird, entnehmen. So liegt bei gleicher Nachweiswahrscheinlichkeit für Wasserstoff und Wasser die Korrektur für eine Elektronenenergie von 70 eV bei etwa 30% der gemessenen Zählrate der Masse 18.

7.3 Der Einfluß der Totzeit

Unter der *Totzeit* versteht man den minimalen Zeitabstand, den bei einer Pulszählung zwei Pulse haben können, um noch getrennt gezählt zu werden. Sie ist mindestens so lang wie ein Puls selbst. Ihr Effekt ist, daß die Zählfrequenz $\tilde{n}$ stets kleiner ist als die Zahl

Energie	$\sigma(H_2O^+)$	$\sigma(OH^+)$	$\sigma(H^+)$
$15eV$	0.5	0	0
$20eV$	1.6	0.4	0
$25eV$	2.7	1.2	0.2
$30eV$	3.9	2.5	0.4
$40eV$	7.1	5.1	1.5
$50eV$	10.1	6.8	3.2
$60eV$	13.1	8.1	5.1
$70eV$	16.2	9.5	6.6

Tab. 7.1: Wirkungsquerschnitte für Ionisation und dissoziative Ionisation von Wasser in Einheiten von 10^{-17} cm^2 aus der Literatur [Or 87].

der pro Zeiteinheit einlaufenden Teilchen n. Die Totzeit je Puls τ definiert somit eine maximale Zählfrequenz:

$$\tilde{n} \leq \frac{1}{\tau}\,. \tag{7.1}$$

Die Wahrscheinlichkeit P_τ, daß ein eintreffendes Teilchen keinen Zählpuls auslöst, ist proportional zur Zahl der registrierten Pulse und der Totzeit:

$$P_\tau = \tau\tilde{n}\,. \tag{7.2}$$

Somit gilt

$$\tilde{n} = n - n\tau\cdot\tilde{n} = n\cdot(1-\tau\tilde{n})\,. \tag{7.3}$$

Hieraus ergibt sich die tatsächliche Zahl der einlaufenden Teilchen n zu:

$$n = \frac{\tilde{n}}{1-\tau\tilde{n}} \tag{7.4}$$

Der Fehler Δn, den man bei Nichtberücksichtigung der Totzeit macht, ergibt sich zu:

$$\Delta n = \frac{\tilde{n}}{1-\tau\tilde{n}} - \tilde{n} = \frac{\tau\tilde{n}}{1-\tau\tilde{n}}\,. \tag{7.5}$$

Will man Differenzen zwischen Zählraten bestimmen, wie dies bei einem zerhackten Atomstrahl der Fall ist, so folgt:

$$\delta n = n_o - n_c = \frac{\tilde{n}_o}{1-\tau\tilde{n}_o} - \frac{\tilde{n}_c}{1-\tau\tilde{n}_c} = \frac{\delta\tilde{n}}{(1-\tau\tilde{n}_o)\cdot(1-\tau\tilde{n}_c)}\,. \tag{7.6}$$

Wenn $n_c \simeq n_o$, so geht die Korrektur durch die Totzeit quadratisch in die Strahlzählrate ein. Bei einer Totzeit von etwa $\tau = 17\ ns$ je Puls und einer Zählrate von etwa 1 MHz werden etwa $1,7$ % der Teilchen nicht gezählt. Die reale Frequenz der eintreffenden Teilchen ist in diesem Fall 1.0173 MHz. Für ein Strahlsignal mit $\delta n \ll n$ liegt die Korrektur bei knapp 3.5 %.

7.4 Der Einfluß des Targethintergrundes

Der atomare und molekulare Wasserstoff, der aus der Zelle in die Targetkammer gelangt, erzeugt in dieser einen Hintergrund von molekularem und aller Wahrscheinlichkeit nach unpolarisiertem Wasserstoff. Dieser Hintergrund erzeugt einen Rückfluß in die Zelle und durch das Probenrohr in den TarGA. Zusätzlich gibt es, wie man aus Abb. A.1 ersehen kann, zwischen dem Dipolmagneten und der Probenrohrverlängerung eine Lücke, durch die Gas aus der Targetkammer in den TarGA gelangen kann. Es war ursprünglich vorgesehen, den Leitwert dieses Lecks durch einen Kragen, der auf die Probenrohrverlängerung geschoben werden sollte, zu reduzieren. Aus mechanischen Gründen wurde von einer Montage des Kragens abgesehen. Das bedeutet, daß zusätzlich molekularer Wasserstoff aus der Targetkammer im TarGA als Strahl registriert wird, da der Akzeptanzbereich, der durch die beiden Blenden definiert ist, über die Austrittsöffnung der Probenrohrverlängerung hinausreicht. Das Leck besteht aus dem Zwischenraum zweier konzentrischer Rohre. Das äußere Rohr ist durch den Innendurchmesser des Diplomagneten definiert, das innere Rohr durch den Außendurchmesser der Probenrohrverlängerung. Aus der Geometrie errechnet man, daß der Leitwert des Ringes um die Probenrohrverlängerung knapp sieben mal größer ist, als der kombinierte Leitwert von Probenröhrchen und Probenrohrverlängerung (vergl. Anhang A, Tab. A.1). Es war deshalb notwendig, eine Messung durchzuführen, die zeigt, welcher Anteil des H_2-Strahls auf den Targethintergrund zurückzuführen ist. Die Messung bestand darin, die Saugleistung der Vakuumpumpen der Targetkammer zu variieren und den Unterschied in der H_2-Zählrate im TarGA zu messen. Um eine Schwankung der Intensität der Atomstrahlquelle und vor allem des Dissoziationsgrades abzufangen, wurde *zyklisch* eine von den beiden Turbomolekularpumpen der Targetkammer mittels eines UHV-Schiebers abgetrennt. Der Druck in der Targetkammer stieg dabei etwa um einen Faktor zwei an.

Abb. 7.1 zeigt den zeitlichen Verlauf und die Auswertung der Messung. Die Variation des H_2-Strahlsignals ist jeweils nur gering - aber an der Hintergrundzählrate kann man auf Grund der wesentlich besseren Statistik ersehen, zu welchem Zeitpunkt die zweite Pumpe durch das Ventil abgetrennt war. Hierdurch erhält man Grenzen für jeden Zyklus. Unten im Bild sieht man die über jeweils einen Zyklus gemittelten Strahlsignale für atomaren und molekularen Wasserstoff.

Da diese Messung aus Sicherheitsgründen direkt nach einem Zugang zum Experiment erfolgte (zu diesem Zeitpunkt waren die Ventile zum HERA-Elektronenring geschlossen), bei dem sich die Eigenschaften der Zelle nach einem Aufwärmvorgang verschlechtert hatten (vergl. Kap. 2.4), befand sich der Dissoziationsgrad gerade in einem Phase der Erholung. Der Anteil atomaren Wasserstoffs stetig steigt, wobei der molekulare Anteil entsprechend sinkt.

Im Mittel ergab die Messung eine Änderung des H_2-Strahls um $563.3 \pm 124.17\ Hz$ und eine Änderung des H_1-Strahls um $-65.58 \pm 30.19\ Hz$ bei einer Druckänderung von

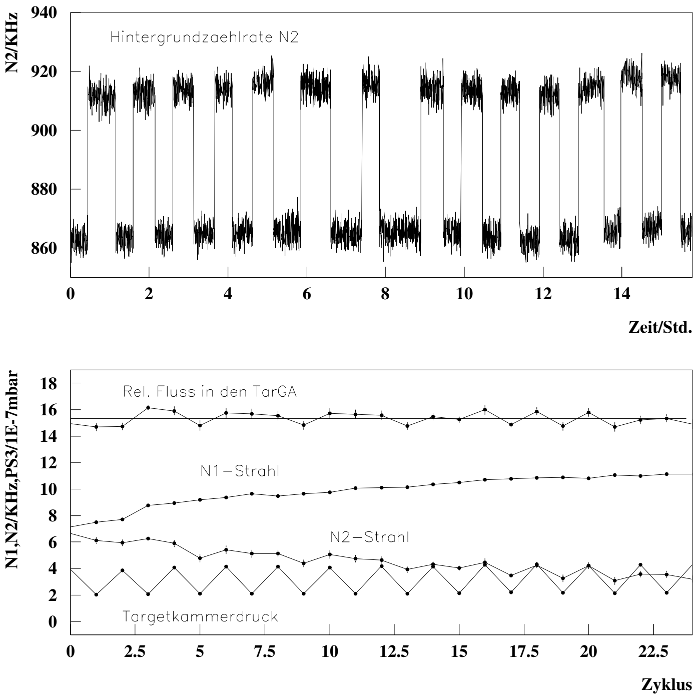

Abb. 7.1:
Messung zur Abschätzung des Targethintergrundes. Oben: Hintergrundzählrate für molekularen Wasserstoff im TarGA. Man erkennt deutlich die Zeitpunkte, an denen das Ventil zur Turbomolekularpumpe betätigt wurde. Unten: Auswertung der Messung. Jeder Punkt entspricht einem Schaltzyklus im oberen Bild.

$\delta p = 2.0592 \cdot 10^{-07} \pm 1.3171 \cdot 10^{-09}$ $mbar$. Da dies in etwa dem Targetdruck bei Normalbetrieb entspricht, muß man davon ausgehen, daß ein Anteil von etwa 560 Hz des H_2-Strahls allein auf den Targethintergrund zurückzuführen ist. Dieser Anteil ist mit großer Wahrscheinlichkeit unpolarisiert, da er mit den Edelstahlwänden der Targetkammer in Berührung war.

Anhand der Messung läßt sich nicht entscheiden, ob dieser Anteil durch das Probenrohr oder durch das *Leck* zwischen Dipolmagnet und Probenrohr in den TarGA gelangt. Eine Abschätzung des Anteils, der durch das Probenrohr in den TarGA gelangt, wird in Kap. 9.2 vorgenommen.

7.5 Kalibration über dissoziative Ionisation

Bei bekannten Wirkungsquerschnitten für die dissoziative Ionisation von H_2 kann man den TarGA über die gemessene dissoziative Ionisation kalibrieren, wie im folgenden gezeigt wird. Mit

d_i	Zählraten im TarGA für die Masse i.
n_i	Teilchendichte der Masse i vor Eintritt in das Ionisationsvolumen.
τ_i	Aufenthaltsdauer im sensitiven Bereich des Ionisationsvolumen.
ε_i	Nachweiswahrscheinlichkeit eines Ions im Detektor, d.h. Produkt aus Transmissionswahrscheinlichkeit im Quadrupol-Massenspektrometer und Nachweiseffizienz des Channeltrons.
σ_i^{ion}	Ionisationsquerschnitt für atomaren bzw. molekularen Wasserstoff.
σ_2^{dis}	Wirkungsquerschnitt für dissoziative Ionisation von molekularem Wasserstoff.
σ_{18}^{dis}	Wirkungsquerschnitt für dissoziative Ionisation von Wasser.

gilt:

$$\begin{aligned} d_1 &= \varepsilon_1(\sigma_1^{ion}\tau_1 n_1 + \sigma_2^{dis}\tau_2 n_2 + \sigma_{18}^{dis}\tau_{18} n_{18}) \\ d_2 &= \varepsilon_2 \sigma_2^{ion}\tau_2 n_2 \\ d_{18} &= \varepsilon_{18}\sigma_{18}^{ion}\tau_{18} n_{18}\,. \end{aligned} \tag{7.7}$$

Daraus folgt:

$$d_1 = \varepsilon_1 \sigma_1^{ion}\tau_1 n_1 + \frac{\varepsilon_1 \sigma_2^{dis}}{\varepsilon_2 \sigma_2^{ion}} d_2 + \frac{\varepsilon_1 \sigma_{18}^{dis}}{\varepsilon_{18}\sigma_{18}^{ion}} d_{18}\,. \tag{7.8}$$

Wenn kein atomarer Wasserstoff vorliegt, also etwa bei geschlossenem Ventil zum Target, entfällt der erste Term und die Zählrate der Masse 1 amu ist allein Funktion der Partialdrücke von H_2 bzw. H_2O. Variiert man einen dieser Partialdrücke während der andere konstant bleibt, so lassen sich die entsprechenden Vorfaktoren experimentell bestimmen. Der Vergleich mit den bekannten Wirkungsquerschnitten liefert schließlich den Quotienten $\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}$ [Ga 95]. Eine Variation des H_2-Partialdrucks ist mit der Titan-Sublimationspumpe zu erzielen (vergl. Kap. 3.4). Entweder man betreibt sie im *flash*-Modus oder man variiert bei kontinuierlichem Betrieb den Heizstrom. Abb. 7.2 zeigt den zeitlichen Verlauf der H_2-Hintergrundzählrate bei einer solchen Messung, Abb. 7.3 zeigt die H_1-Zählrate aufgetragen gegen die H_2-Zählrate, gemessen jeweils bei verschiedenen Elektronenenergien. Die

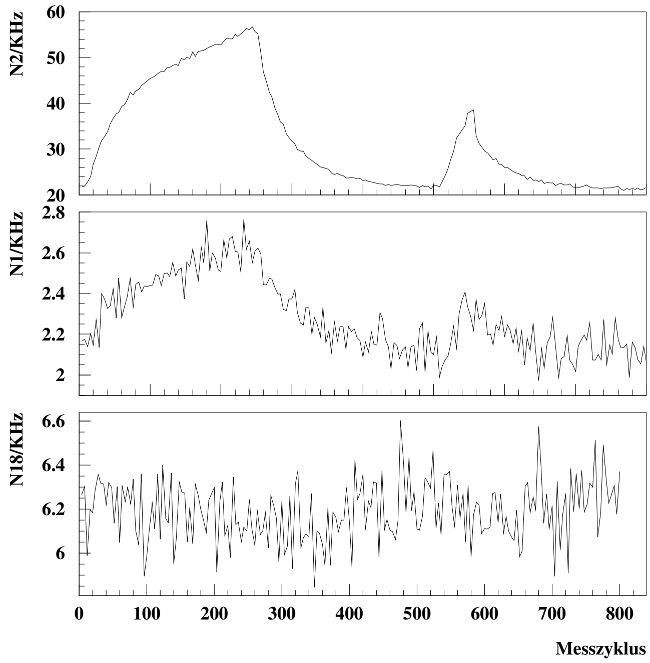

Abb. 7.2:
Messung der dissoziativen Ionisation von H_2: Oben: Hintergrundzählrate H_2. Unten: Hintergrundzählrate H_1. Links wurde die Titan-Sublimationspumpe für in den kontinuierlichen Modus geschaltet. Dann wurde sie in den *flash*-Betrieb umgeschaltet. Rechts sieht man einen *Flash*-Zyklus.

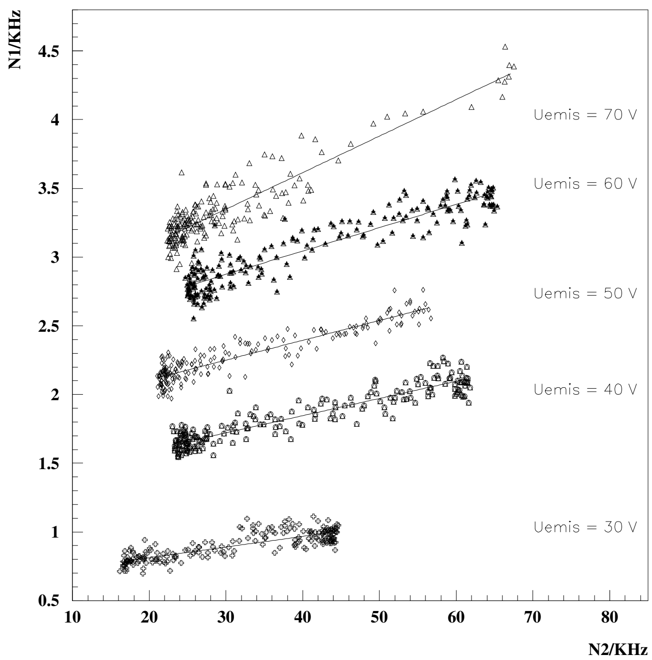

Abb. 7.3:
Die Abbildung zeigt die H_1-Zählrate aufgetragen gegen die H_2-Zählrate bei verschiedenen Emissionsspannungen, d.h. Elektronenenergien im Ionisationsvolumen, gemessen bei einer Variation des H_2-Partialdrucks mithilfe der Titan-Sublimationspumpe.

Anpassungsparameter des jeweiligen linearen Fit sind in Tab. 7.2 zusammengestellt. Die Steigung p_1 liefert direkt den Qutienten $\frac{\varepsilon_1 \sigma_2^{dis}}{\varepsilon_2 \sigma_2^{ion}}$ bei der jeweiligen Ionisationsenergie. Der Achsenabschnitt, geteilt durch die H_2O-Zählrate ergibt $\frac{\varepsilon_1 \sigma_{18}^{dis}}{\varepsilon_{18} \sigma_{18}^{ion}}$. Hieraus kann bei bekannten Wirkungsquerschnitten σ_1^{ion} und σ_2^{ion} die Kalibrationskonstante bestimmt werden:

$$\kappa = \frac{\varepsilon_1 \cdot \sigma_1^{\mathrm{ion}}}{\varepsilon_2 \cdot \sigma_2^{\mathrm{ion}}} = \frac{\sigma_1^{\mathrm{ion}}}{\sigma_2^{\mathrm{ion}}} \cdot p_1 \cdot \frac{\sigma_2^{\mathrm{ion}}}{\sigma_2^{\mathrm{dis}}} \qquad (7.9)$$

U_e/V	Achsenabschnitt/KHz	Steigung
30	0.658 ± 0.01	$0.00774 \pm 0.31 \cdot 10^{-03}$
40	1.346 ± 0.014	$0.0125 \pm 0.33 \cdot 10^{-03}$
50	1.818 ± 0.015	$0.0144 \pm 0.458 \cdot 10^{-03}$
60	2.365 ± 0.0175	$0.017 \pm 0.411 \cdot 10^{-03}$
70	2.551 ± 0.0213	$0.0266 \pm 0.694 \cdot 10^{-03}$

Tab. 7.2:
Ergebnisse des linearen Fits an die Messungen zur dissoziative Ionisation. Die Steigung entspricht direkt $\frac{\varepsilon_1 \sigma_2^{dis}}{\varepsilon_2 \sigma_2^{ion}}$

Energie	σ_1^{ion}	σ_2^{ion}	$\sigma_2^{dis}/\sigma_2^{ion}$	$\sigma_1^{ion}/\sigma_2^{ion}$	$\varepsilon_1/\varepsilon_2$	κ
$15eV$	0.762 ± 0.038	0.0				
$20eV$	2.93 ± 0.09	$2.80 \pm 4.5\%$		1.05		
$25eV$	4.34 ± 0.1	$5.24 \pm 4.5\%$		0.83		
$30eV$	5.06 ± 0.06	$6.88 \pm 4.5\%$		0.74		
$40eV$	5.81 ± 0.07	$8.66 \pm 4.5\%$	1.44 %	0.67	0.87	0.583
$50eV$	6.26 ± 0.08	$9.41 \pm 4.5\%$	3.05 %	0.655	0.47	0.31
$60eV$	6.13 ± 0.10	$9.68 \pm 4.5\%$	4.3 %	0.633	0.395	0.25
$70eV$	6.08 ± 0.06	$9.71 \pm 4.5\%$	5.11 %	0.626	0.52	0.326

Tab. 7.3:
Ionisations- und Dissoziationsquerschnitte für atomaren und molekularen Wasserstoff aus der Literatur in Einheiten von $10^{-17}\ cm^2$ [Sh 87, Ra 65]. Die Werte für $\sigma_2^{dis}/\sigma_2^{ion}$ wurden einem Diagramm aus [Ra 65 B] entnommen.

Tab. 7.3 führt gemessene Werte der Wirkungsquerschnitte aus der Literatur auf. Nicht alle vorgefundenen Werte sind für eine Kalibration geeignet, da insbesondere die Messung des Verhältnisses $\sigma_2^{dis}/\sigma_2^{ion}$ anspruchsvoll ist und die Anwendbarkeit der Werte in Frage steht, da sie sich ausschließlich auf Protonen mit einer Energie größer 2.5 eV beziehen [Ma 69]. Zudem liegen diese Werte nicht in Tabellenform vor, sondern nur als Diagramm, d.h. ohne Angabe eines Fehlers [Ra 65 B]. Man erkennt an den Ergebnissen in Tab. 7.3, daß die erreichbare Genauigkeit für das Verhältnis $\varepsilon_1/\varepsilon_2$ begrenzt ist[30].

7.6 Kalibration durch Variation des Dissoziationsgrades

Bei konstantem Fluß Φ^{ABS} bleibt die Summe $n_1 + \sqrt{2} \cdot \kappa \cdot n_2$, die den Fluß in den TarGA beschreibt, konstant (vergl. Kap. 6.2). Diese Nebenbedingung kann für die Kalibration ausgenutzt werden, wenn man über einen Datensatz verfügt, bei dem sich das Verhältnis der Zählraten - und damit α^{TarGA} - bei konstantem Fluß ändert. Es gilt:

$$n_2 = \frac{C - n_1}{\sqrt{2} \cdot \kappa} \tag{7.10}$$

[30] Die Werte sind mit dem Wert für κ aus dem nächsten Kapitel nicht direkt vergleichbar, da die Spannungseinstellung der Ionenoptik bei den Messungen nicht identisch ist. Aufgrund der vergleichsweise geringen Genauigkeit wurde die Kalibration über dissoziative Ionisation für die endgültige Einstellung nicht wiederholt.

Trägt man n_2 gegen n_1 auf, so ergibt sich eine Gerade mit der Steigung $-\frac{1}{\sqrt{2}\kappa}$. Mit entsprechender - durch κ gegebener - Normierung ist dies die Gerade aus Abb. 6.1, auf der Meßpunkte bei konstantem molekularem Fluß Φ^{ABS} liegen. Abb. 7.4 zeigt das Verhalten der Zählraten nachdem der HERA- Positronenstrahl in der HERMES-Region des Beschleunigerrings verlorenging. Der plötzliche Abfall der H_1-Zählrate kann vermutlich auf eine durch starke Synchrotonstrahlung bewirkte Änderung der Zelloberfläche zurückgeführt werden. In der Abbildung erkennt man auch, wie sich die Zelloberfläche hiervon über einen Zeitraum von einigen Stunden erholt. Wenn man davon ausgehen kann, daß der molekulare Fluß aus der Atomstrahlquelle in diesem Zeitraum konstant war, so kann die Variation des Dissoziationsgrades zur Kalibration des TarGA benutzt werden, indem die n_2-Zählrate über der n_1-Zählrate aufgetragen wird. Bei konstantem Fluß liegen alle Meßpunkte auf einer Geraden mit der Steigung $-\frac{1}{\sqrt{2}\cdot\kappa}$. Aus der Messung aus Abb. 7.4 erhält man für κ den Wert 0.669 ± 0.0076. Ein Vorteil dieser Art der Selbstkalibration ist darin zu sehen, daß die Zählraten einen konstanten Offset z.B. durch den Targethintergrunddruck haben können, ohne daß das Ergebnis hierdurch beeinflußt wird.

Eine systematische Änderung des Dissoziationsgrades ist durch Variation der Zelltemperatur erreichbar. Die Messsungen zum Temperaturverhalten werden in Kap. 8.1 vorgestellt und diskutiert.

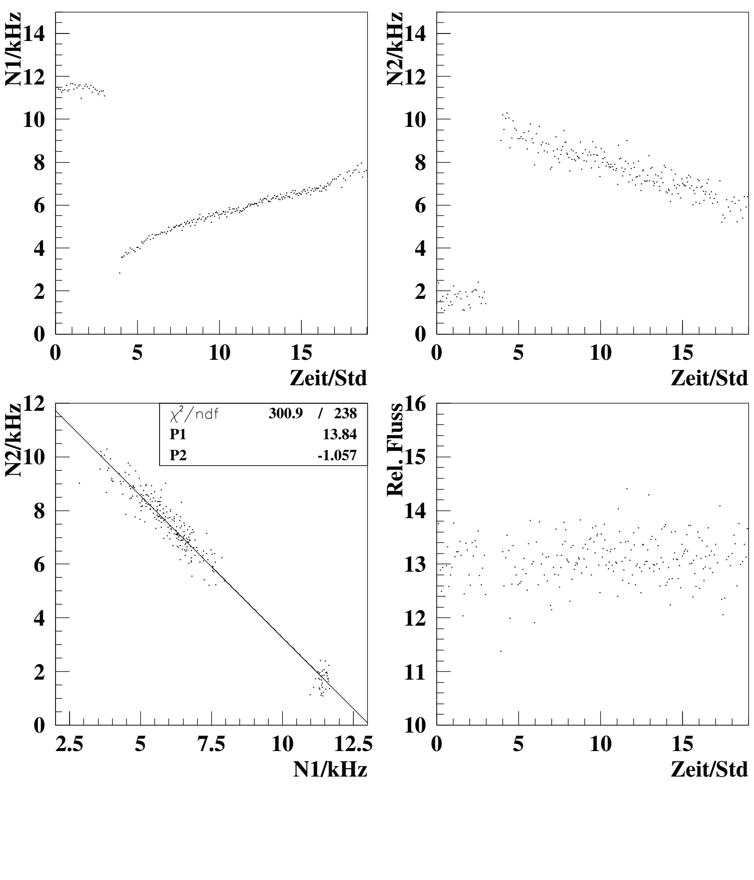

Abb. 7.4:
Kalibration durch Variation von α^{TarGA}. Oben links: H_1-Zählrate gegen Zeit. Oben rechts: H_2-Zählrate gegen Zeit. Unten links: H_2-Zählrate gegen H_1-Zählrate aufgetragen. Unten rechts: Rel. Fluß in den TarGA.

8 Der Dissoziationsgrad am HERMES-Wasserstofftarget

8.1 Der Dissoziationsgrad als Funktion der Temperatur

Wie in Kap. 2.4 schon erwähnt, besteht am H/D-Target die Möglichkeit, die Zelltemperatur im einem weiten Bereich zu variieren. Die Heliumkühlung erlaubt es, die Temperatur der Zelle bis auf etwa 35 K abzusenken, wobei Platintemperaturfühler, die an der Zellhalterung angebracht sind, als Sensoren dienen.

Wenn man beachtet, daß sich die Aufenthaltsdauer der Atome und Moleküle im Ionisationsvolumen des TarGA mit ihrer Geschwindigkeit und daher mit der Temperatur ändert, so sollte eine Variation der Temperatur und die damit verbundene Variation von α^{TarGA} genau wie in Kap. 7.6 beschrieben, eine Möglichkeit sein, den TarGA zu kalibrieren. Da die Zählraten für beide Massen proportional zu $\frac{1}{\sqrt{T}}$ sind, reicht es aus, die Zählraten mit $\sqrt{T}$ zu multiplizieren, um folgende Gleichung zu erhalten:

$$\sqrt{T}n_2 = \frac{C - \sqrt{T}n_2}{\sqrt{2}\kappa}. \tag{8.1}$$

Wenn der Dissoziationsgrad mit der Temperatur variiert, erwartet man, daß die Punkte $(\sqrt{T}n_1, \sqrt{T}n_2)$ auf einer Geraden mit der Steigung $\frac{-1}{\sqrt{2}\kappa}$ liegen, wie in Abb. 6.1 dargestellt, nur daß die Achsen hierbei mit $\sqrt{T}$ skaliert werden. Aus der Steigung läßt sich dann die relative Sensitivität κ bestimmen. Wie man Abb. 8.1 entnehmen kann, stimmt die Steigung der Geraden jedoch nicht mit dem Wert aus Kap. 7.6 überein. Da an der Probenrohrverlängerung kein Temperaturfühler angebracht ist und man nicht weiß, ob, wie bisher angenommen, die Probenrohrverlängerung auf Zelltemperatur liegt, kann man als Gegenprobe die Skalierung mit $\sqrt{T}$ weglassen. Das Ergebnis zeigt Abb. 8.2. Die Geradensteigung ergibt innerhalb des statistischen Fehlers den Wert $\frac{-1}{\sqrt{2}\kappa}$. Im Gegensatz zu vorher biegen sich die Punkte bei hohen Temperaturen jetzt in Richtung Nullpunkt und müßten in diesem Fall so interpretiert werden, daß der Gesamtfluß bei fallender Temperatur zunimmt.

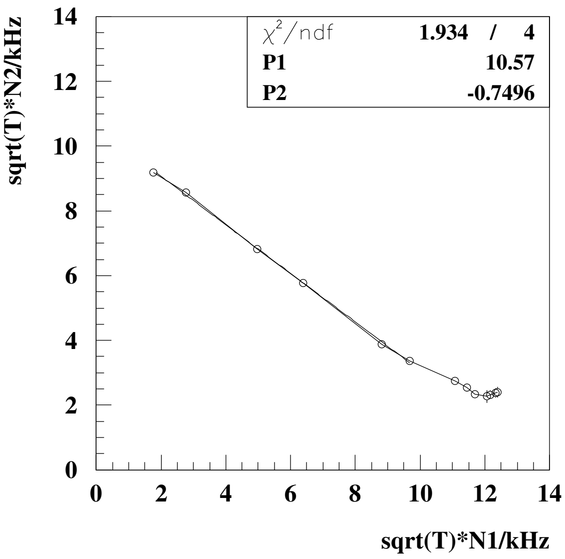

Abb. 8.1:
Zählraten als Funktion der Temperatur. Aufgetragen ist $0.1 \cdot \sqrt{T} \cdot n_2$ gegen $0.1 \cdot \sqrt{T} \cdot n_1$ bei Temperaturen zwischen etwa $35\ K$ und $100\ K$. Die Punkte liegen bei geringen Temperaturwerten auf einer Geraden, deren Steigung jedoch nicht durch $\frac{-1}{\sqrt{2}\kappa}$ gegeben ist. Bei hohen Temperaturen scheint der Gesamtfluß nicht konstant zu sein, sondern zuzunehmen.

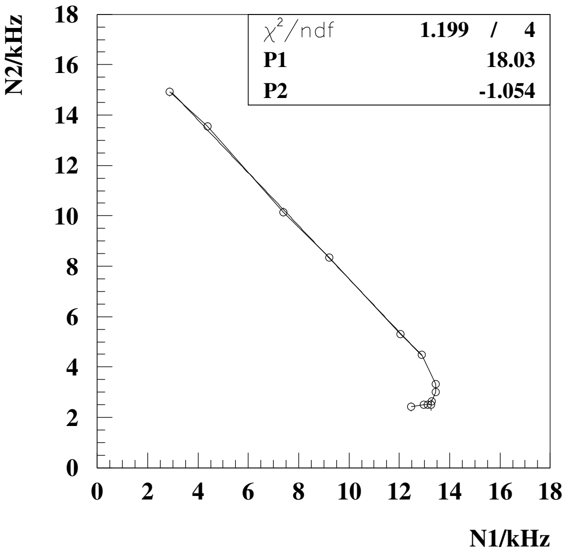

Abb. 8.2:
Zählraten als Funktion der Temperatur. Aufgetragen ist n_2 gegen n_1 mit den gleichen Daten wie in Abb. 8.1. Der Geradenfit stimmt innerhalb der Fehler mit dem Wert aus Abb. 7.4 überein. Die Geradensteigung ergibt $\frac{-1}{\sqrt{2\kappa}}$.

Die Interpretation der Messung des Temperaturverlaufs stößt daher auf systematische Schwierigkeiten. Es besteht Ungewißheit über die genaue Temperatur der Probenrohrverlängerung, die über ein Gewinde am Zellrahmen befestigt ist. Sie besteht aus einer Aluminiumlegierung und ist rundum - d.h. auch am Gewinde - mit Drifilm beschichtet.

Die durch Wärmestrahlung in der Probenrohrverlängerung deponierte Leistung P läßt sich nach folgender Formel berechnen:

$$P_{1,2} = \frac{\sigma \cdot S_1}{\frac{1}{e_{g_1}} + \frac{S_1}{S_2}\left(\frac{1}{e_{g_2}} - 1\right)} \cdot \left(T_1^4 - T_2^4\right), \tag{8.2}$$

wobei $\sigma = 5.67 \cdot 10^{-8}\ Wm^{-2}K^{-4}$ die Stefan-Boltzmannsche Konstante ist, S_1 die Innenfläche des Dipolmagneten, der die Probenrohrverlängerung umgibt, und S_2 die Außenfläche der Probenrohrverlängerung, die zum Dipolmagneten weist. Die Temperatur T_1 des Dipolmagneten wird mit 300 K, die Temperatur der Probenrohrverlängerung T_2 mit 100 K veranschlagt. Das Gesamtemissionsvermögen e_g von Stahl beträgt bei 300 K $e_g = 0.08$ [Ar 73]. Wenn man für Drifilm das gleiche Gesamtemissionsvermögen e_g annimmt, wie für Stahl, ergeben sich hieraus 65 mW. Selbst wenn Drifilm ein schwarzer Körper wäre, d.h. $e_{g_2} = 1$, ergeben sich maximal 145 mW[31].

Die Temperaturdifferenz ΔT, die sich einstellt, ist gegeben durch

$$\Delta T = \frac{P \cdot l}{\lambda \cdot A}, \tag{8.3}$$

wobei A die Querschnittsfläche des Materials ist, l seine Länge und λ seine Wärmeleitzahl. Bei Aluminium mit einem Reinheitsgrad von 99 % beträgt λ bei 80 K 239 $Wm^{-1}K^{-1}$ und ist oberhalb von 25 K nur schwach temperaturabhängig. Bei der gleichen Temperatur weist Duraluminium eine Wärmeleitzahl $\lambda = 90\ Wm^{-1}K^{-1}$ auf und ist stark temperaturabhängig [Ar 73]. Nimmt man an, daß die Wärmeleistung in der Mitte der Probenrohrverlängerung deponiert wird, so ergibt sich für Duraluminium eine Temperaturdifferenz

[31] Da bisher nur die Strahlung des Dipolmagneten berücksichtigt wurde, kann man die berechneten Werte noch mit etwa 1.5 multiplizieren, da die Gesamtlänge der Probenrohrverlängerung 120 mm beträgt.

zur Zelle von 1.25 K bei $P = 65$ mW, wobei allerdings der u.U. schlechte Wärmekontakt am Gewinde unberücksichtigt bleibt. Um welchen Faktor die Temperaturdifferenz zur Zelle steigt, wenn ein evtl. schlechter Wärmekontakt am Gewinde berücksichtigt wird, ist nicht ohne Messung zu beantworten.

Um die Frage zu klären, ist es möglich, eine Messung bei verschiedenen Zelltemperaturen mit unpolarisiertem molekularem H_2 durchzuführen. Wenn die Zählraten für H_2 dabei keine Proportionalität zu $\frac{1}{\sqrt{T}}$ aufweisen, so ist dies ein Hinweis darauf, daß der thermische Kontakt des Verlängerungsrohres zur Zelle durch einen schlechten Wärmekontakt am Gewinde deutlich schlechter ist, als ursprünglich angenommen[32].

Neben der Temperatur der Probenrohrverlängerung besteht keine 100 %-ige Gewißheit über die Position der Probenrohrverlängerung relativ zum TarGA bzw. des Injektionsrohres relativ zur Atomstrahlquelle. Die Zelle ist auf einem Aluminiumrahmen befestigt, der einseitig gehaltert ist. Die Länge des Rahmens bis zur Zellmitte beträgt etwa 200 mm. Die Längenausdehnungszahl α beträgt für Aluminium bei einer Temperaturänderung von 100 K auf 80 K $22 \cdot 10^{-5}$ [Ar 73], woraus eine thermische Bewegung um etwa 44 μm folgt. Für eine weitere Abkühlung auf 40 K ergibt sich noch einmal der gleiche Betrag.

Ob diese Verschiebung einen nennenswerten Einfluß auf die Ausrichtung und die absoluten Zählraten hat und das Verhalten der Zählraten bei hohen Temperaturen erklären kann, ist fraglich. Diese Schwierigkeiten betreffen den Dissoziationsgrad α^{TarGA} als Funktion der Temperatur in geringerem Maße, da hier nur das Verhältnis der Zählraten eingeht.

Atome und Moleküle werden aufgrund der Van-der-Waals-Kräfte auf der Oberfäche adsorbiert und nach einer Zeit τ wieder desorbiert. Nimmt man an, daß die Wahrschein-

[32] Diese Messung wurde inzwischen durchgeführt und hat ergeben, daß die Probenrohrverlängerung bei diesen Zelltemperaturen in der Tat auf einer konstanten Temperatur bleibt.

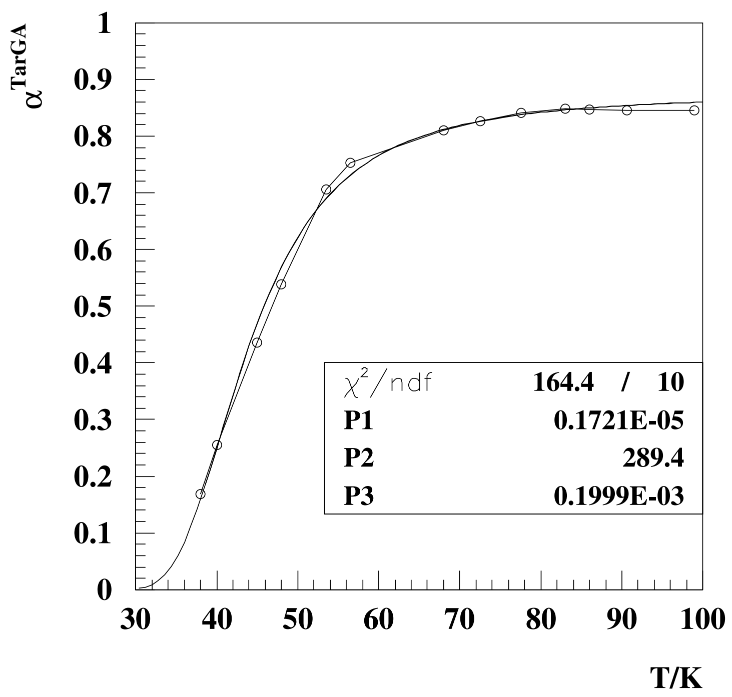

Abb. 8.3:
Der Temperaturverlauf des Dissoziationsgrades, angepaßt nach Gl. 6.39 und dem Temperaturverhalten der Rekombinationswahrscheinlichkeit P_r^s aus Gl. 8.5. Die Zählraten wurden nicht auf molekulare Quellen, wie z.B. den Targethintergrunddruck, korrigiert.

lichkeit, bei einem Wandstoß nicht zu rekombinieren, mit steigender Aufenthaltsdauer auf der Oberfläche τ exponentiell abnimmt, so gilt:

$$1 - P_r^s = \mathrm{e}^{-\tau/\tau_r}\,, \tag{8.4}$$

wobei τ_r eine Zeitkonstante ist, die die Geschwindigkeit der Rekombination auf der Oberfläche beschreibt. Man kann weiterhin annehmen, daß τ als Funktion der Temperatur durch den folgenden Ausdruck gegeben ist [Bo 63]:

$$\tau = \tau_0 + \tau_1 \cdot \mathrm{e}^{E_0/kT}\,, \tag{8.5}$$

wobei E_0 die Adsorbtionsenergie ist, k die Boltzmannkonstante und τ_0 für einen evtl. vorhandenen und in diesem Temperaturbereich konstanten Anteil der Rekombination bzw. weitere H_2-Quellen steht.

Setzt man dies in Gl. 6.39 ein und paßt die Parameter τ_0, τ_0/τ_r und E_0 an die Meßdaten an, so erhält man den Funktionsverlauf aus Abb. 8.3[33].

8.2 Der Einfluß der Elektronenpolarisation

Die Elektronenpolarisation P_e der Atome sollte einen Einfluß auf die Rekombination haben. Man erwartet, daß die Rekombinationswahrscheinlichkeit bei H_1-Atomen mit parallelen Elektronenspins deutlich geringer ist als bei antiparalleler Spinstellung [Br 95]. Abb. 8.4 zeigt den Dissoziationsgrad bei den drei Spinzuständen P_e, P_{z-} und P_{z+}. Die Histogramme enthalten jeweils 718 Meßpunkte. Die Mittelwerte sind:
$\alpha^{\mathrm{TarGA}}(P_e) = 0.873(2)$ bei $P_e = 0.3066(4)$
$\alpha^{\mathrm{TarGA}}(P_{z-}) = 0.872(2)$ bei $P_e = -0.0024(3)$
$\alpha^{\mathrm{TarGA}}(P_{z+}) = 0.869(2)$ bei $P_e = 0.0276(3)$
Die Abweichung der Werte ist gering. Ein signifikanter Einfluß speziell der Elektronenpolarisation auf das Rekombinationsverhalten kann nicht festgestellt werden. Da jedoch die Elektronenpolarisation gering blieb ($\simeq 30$ %), bleibt die Frage, welchen Einfluß man erwartet.

Die Elektronenpolarisation ist definiert als Differenz der Anzahl der Atome mit Spin 'up' $N\uparrow$ und der Anzahl der Atome mit Spin 'down' $N\downarrow$ bezogen auf die Gesamtzahl der Atome $N\uparrow + N\downarrow$:

$$P_e = \frac{N\uparrow - N\downarrow}{N\uparrow + N\downarrow}\,. \tag{8.6}$$

Wenn im äußersten Fall Atome mit parallelen Spins überhaupt nicht rekombinieren, so ist die relative Wahrscheinlichkeit zu rekombinieren gegeben durch das Produkt

$$\frac{P_r^s(P_e)}{P_r^s(0)} = \frac{4 \cdot N\uparrow \cdot N\downarrow}{N^2} = 1 - P_e^2\,, \tag{8.7}$$

d.h. durch die Wahrscheinlichkeit, daß zwei Atome ungleichen Spins aufeinandertreffen.

Von einer gemessenen Elektronenpolarisation von 30 % bleiben bei Berücksichtigung der Monte-Carlo-Korrektur etwa 15 % Elektronenpolarisation im Target [Br 91]. Da das Stoßalter der Teilchen, die in den TarGA gelangen, deutlich höher liegt, als das mittlere Stoßalter in der Zelle, kann man eine zusätzliche Abschwächung erwarten. Der zu

[33] Der hohe Wert von χ^2 kann daraus resultieren, daß die Temperaturwerte einen aus der Differenz der verschiedenen Temperaturfühler geschätzten Fehler von etwa 2 K aufweisen, der beim Fit unberücksichtigt blieb.

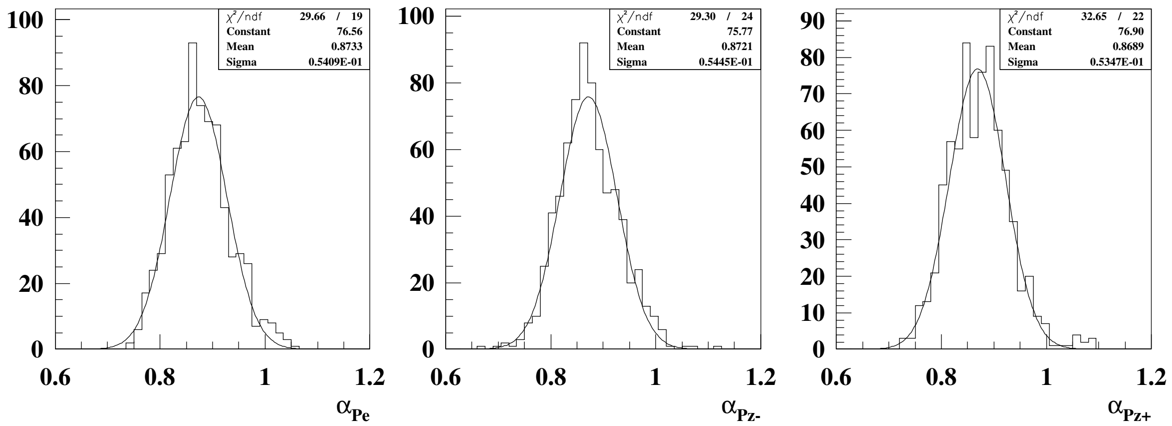

Abb. 8.4:
Verteilungen von jeweils 718 Werten von α^{TarGA} bei verschiedenen Polarisationszuständen im Target: Oben links: Verteilung für elektronenpolarisiertes Gas. Rechts: Negative Kernpolarisation. Unten: Positive Kernpolarisation. Die Werte stimmen innerhalb des statistischen Fehlers überein.

erwartende Effekt liegt daher insgesamt unter 1 % und somit im Bereich des statistischen Fehlers. Ein signifikanter Unterschied zwischen den Spinzuständen sollte sich erst bei deutlich höheren Werten von P_e einstellen.

8.3 Andere Einflüsse auf den Dissoziationsgrad

Es konnte beobachtet werden, daß der Dissoziationsgrad neben der Temperatur durch folgende Faktoren beeinflußt wurde:

1. Injektion des HERA-Positronenstrahls. Während der Injektionsphase sind die Kollimatoren vor dem Target geöffnet, so daß im erhöhten Maße Synchrotonstrahlung die Targetzelle trifft[34]. Neben einer Erwärmung der Zelle wurde ein Absinken des Dissoziationsgrad während der Injektion festgestellt, daß nicht allein durch die Erwärmung der Zelle erklärt werden kann.

2. Das Fluten der Targetkammer und ein Erwärmen der Zelle auf Raumtemperatur führten zu einer deutlichen und langfristigen Abnahme des Dissoziationsgrad. Typischerweise vergehen etwa 24 bis 48 Stunden mit H_1-Einlaß durch die Atomstrahlquelle, bis sich der ursprüngliche Dissoziationsgrad wieder einstellt[35].

[34] Einen ähnlichen Effekt, wenn auch stärker, zeigt Abb. 7.4
[35] Vergl. Abb. 7.1

9 Fehlerdiskussion und Ausblick

9.1 Statistische Fehler

Wie bereits in Kap. 4.4 angeführt, ergibt sich die zu erwartende Standardabweichung einer Strahlzählrate zu:

$$\Delta f_{beam} = f_{puls} \cdot \sqrt{\frac{n_o}{N_{open}^2} + \frac{n_c}{N_{closed}^2}} \tag{9.1}$$

Hierbei ist die Totzeit nicht berücksichtigt. Da der Totzeiteffekt aber nur im Bereich weniger Prozente (H_2) bzw. weniger Promille (H_1) liegt, spielt er bei der Fehlerabschätzung eine untergeordnete Rolle. Gleiches gilt für die Korrektur auf dissoziative Ionisation von molekularem Wasserstoff.

Das Signal- zu Untergrundverhältnis beim Strahlsignal der Masse 2 amu trägt am meisten zum statistischen Fehler bei. Es beträgt bis zu 1 : 600 im Gegensatz zu etwa 1:6 bis 1:10 bei atomarem Wasserstoff. Daher wird der statistische Fehler von dem des H_2-Strahlsignals dominiert. Wenn man für den Hintergrund 900 kHz einsetzt, und für H_2 annimmt, daß $n_o \sim n_c$ gilt, so folgt:

$$\Delta f_{beam} = \sqrt{f_{pulse}(\frac{f_o}{N_{open}} + \frac{f_c}{N_{closed}})} = 5.484\ kHz \tag{9.2}$$

wobei $f_{puls} = 2745\ Hz, N_{open} = 460, N_{closed} = 300$. Dieser Fehler eines einzelnen Zyklus steht einer Strahl-Zählrate von etwa 2 kHz gegenüber. Um den statischen Fehler auf 10% - d.h. etwa 200 Hz zu reduzieren, muß somit über etwa 730 Zyklen integriert werden. Die Netto-Meßzeit beträgt somit 4.5 Minuten. Da der Zähler ausgelesen und auf den Chopperpuls gewartet werden muß u.s.w., erhöht sich die reale Dauer einer Messung mit 10 % statistischem Fehler. Zudem will man nicht allein einen Massenwert erfassen, sondern drei - atomaren und molekularen Wasserstoff sowie Wasser. Damit kommt man auf 13.5 Minuten bei massenunabhängiger Meßzeit. Die oben genannten Wartezeiten verdoppeln diese Zahl noch einmal, so daß der statistische Fehler des H_2-Signals bei einer etwa halbstündigen Messung des Dissoziationsgrades ca. 10% beträgt. Da der Dissoziationsgrad jedoch - von besonderen Vorkommnissen einmal abgesehen - eine langsam veränderliche Größe ist, ist die statistische Genauigkeit ausreichend.

9.2 Systematische Fehler

Die systematischen Fehler lassen sich in vier Bereiche einteilen. Der erste Bereich umfaßt die Korrekturen, die in die Messung von α^{TarGA} eingehen, sowie die Kalibration des TarGA. Einzige Voraussetzung der Kalibrationsmessung ist die Konstanz des atomaren Flusses aus der Atomstrahlquelle über den Zeitraum der Messung, welche als erfüllt angenommen werden kann. Bei den anderen angesprochenen Korrekturen, d.h. dissoziativer Ionisation und Totzeit ist soweit kein systematischer Fehler erkennbar, solange es keine versteckten Totzeiten gibt. Dies wird noch zu überprüfen sein. Wenn man annimmt, daß evtl. versteckte Totzeiten (etwa in der Zählelektronik) in der gleichen Größenordnung sind, wie die gemessene Totzeit aufgrund der Pulsbreite des Channeltron, so liegt der Fehler bei etwa $3 - 4$ % für die H_2-Zählrate. Für die H_1-Zählrate fällt die Totzeit nicht ins Gewicht.

Der zweite Bereich betrifft Korrekturen, die man anbringen muß, um den molekularen Anteil, der aus Rekombination stammt, von dem Anteil zu unterscheiden, der entweder direkt aus der Atomstrahlquelle in die Zelle gelangt oder aus der Targetkammer zurück in die Zelle diffundiert ist. Ersterer Anteil kann zur Targetpolarisation beitragen, wenn β von null verschieden ist, letzterer mit großer Wahrscheinlichkeit nicht. Die Unterscheidung ist auch von Bedeutung, da die vorgestellte Simulation weder Targethintergrund noch einen ballistischen H_2-Fluß in die Zelle enthält.

Eine Messung, die innerhalb gewisser Grenzen Aufschluß über den Targethintergrund gibt, wurde in Kap. 7.4 vorgestellt. Der gesamte äquivalente molekulare Fluß in den TarGA entspricht typischerweise einer Zählrate $n_1 + \sqrt{2}\kappa n_2$ von 13 kHz. Dies entspricht einem berechneten H_1-Druck in der Targetmitte von $\simeq 4.8 \cdot 10^{-5}$ $mbar$. Der äquivalente N_2-Druck in der Targetkammer beträgt typisch $\simeq 2 \cdot 10^{-7}$ $mbar$, was einem H_2-Druck von $\simeq 4.6 \cdot 10^{-7}$ $mbar$ entspricht. Man erwartet somit eine äquivalente H_2-Zählrate von $\simeq 124$ Hz aufgrund des Targethintergrundes. Demnach ist der größere Anteil der Zählrate, die auf den Targethintergrund zurückgeführt werden kann, verursacht durch den Fluß zwischen Dipolmagnet und Probenverlängerungsrohr. Dieser Anteil wird sich durch eine entsprechende Messung ermitteln lassen, sobald die diesbezüglich geplante Änderung des Designs[36] durchgeführt werden kann.

Der dritte Bereich betrifft die Frage, was der gemessene Dissoziationsgrad α^{TarGA} für eine Aussage über α^{cell} erlaubt. Die Beantwortung dieser Frage hängt davon ab, ob die Voraussetzungen, die bei der Aufstellung von Gl. 6.21 gemacht wurden, erfüllt sind, bzw. bis zu welchem Grad sie erfüllt sind.

1. In Abb. 6.2 erkennt man, daß die H_2-Rate quadratisch mit dem injizierten H_1-Fluß ansteigt, wenn auch sehr schwach. Hier sind weitere Untersuchungen notwendig. Sollte sich dieser Effekt als nicht vernachlässigbar herausstellen, so ist die Frage zu klären, welchen Effekt eine Komponente mit quadratischer Abhängigkeit der Rekombination vom Druck hat, da sie auf eine qualitativ andere Diff.-Gl. führt.

2. Es ist nicht gesichert, daß die Probenrohrverlängerung die gleiche Temperatur hat, wie die Targetzelle. Sollte sich herausstellen, daß ein Temperaturunterschied besteht, so muß man dies bei der Interpretation der Daten berücksichtigen, da dann in beiden Bereichen eine unterschiedliche Rekombinationswahrscheinlichkeit vorliegt. Man kann dies bei der Lösung von Gl. 6.21 berücksichtigen, indem man die Rekombinationslänge λ^{et} entsprechend anpaßt. Eine Anpassung der Monte-Carlo-Simulation für diesen Fall ist schwieriger.

3. Sowohl die Ergebnisse der Lösung von Gl. 6.21 als auch die der Monte-Carlo-Simulation hängen - insbesondere bei starker Rekombination - davon ab, wie genau der Winkel, unter dem mit dem TarGA gemessen wird, bekannt ist und wie genau die Justierung der Blenden stimmt. Abb. 6.4 zeigt, daß hierin eine mögliche Ursache für einen systematischen Fehler im Bereich von unter 1% bei geringer Rekombination bis hin zu einigen Prozenten bei mittlerer Rekombination besteht.

4. Die Zellverlängerung wurde bisher nicht in Betracht gezogen, ebenso die Kapillare des unpolarisierten Gaszufuhrsystems. Der Eingangsdurchmesser der Kapillare

[36] Es reicht, einen hinreichend großen Kragen auf das Ende der Probenrohrverlängerung zu setzen, der den Akzeptanzbereich des TarGA umfaßt.

beträgt 0.4 mm und die Fläche 0.126 mm^2 im Vergleich zu einer Innenfläche der gesamten Zelle von 260 cm^2. Wenn ein Teilchen im Mittel 320 Wandstöße in der Zelle ausführt, so beträgt die Wahrscheinlichkeit für ein Atom, in die Kapillare zu gelangen, dichtegewichtet 0.3 %. Selbst, wenn man annimmt, daß ein Atom dort immer rekombiniert, beträgt der Effekt deutlich weniger als ein Prozent. Bei der Zellverlängerung ist eine Abschätzung schwieriger, da die Geometrie kompliziert ist. Wenn man annimmt, daß der Effekt in der gleichen Größenordnung liegt, wie eine Verlängerung der Zelle an beiden Enden um 20 mm, dann erhält man bei einem gemessenen Dissoziationsgrad von 0.7 eine Abweichung der Korrektur auf von Dissoziationsgrad von 0.013, d.h. weniger als 2 %, bei einem Dissoziationsgrad von 0.4 etwa 0.03, d.h. 7.5 %, wenn man die Lösung von Gl. 6.21 heranzieht.

Der vierte Bereich betrifft die systematischen Fehler, die bei der Aufstellung von Gl. 6.21 bzw. bei der derzeitigen Form der Simulation in Kauf genommen wurden. So wird z.B. bei der Lösung von Gl. 6.21 angenommen, die Atome gelangten exakt mittig in die Speicherzelle. Tatsächlich müßte man eine Mittelung über einen endlichen Bereich von $z = -2.5$ mm bis $z = 2.5$ mm durchführen. Die Abweichungen zwischen der Simulation und der Lösung von Gl. 6.21 bei hohen Rekombinationswahrscheinlichkeiten sind z.T. hierauf zurückzuführen.

Bei der Monte-Carlo-Simulation wurden ebenfalls bestimmte Annahmen gemacht, wie die Atome in die Zelle injiziert werden, die in dieser Form unzutreffend sind. Der Einfluß dieser Parameter auf das Ergebnis wird in weiteren systematischen Studien noch untersucht werden müssen. Ein ganz offensichtlicher Fehler, der jedoch nur die Verteilung entlang der Zelle im Zentrum der Zelle betrifft, ist die derzeit noch fehlende Normierung der Stoßalterverteilungen entlang der Zelle auf die Fläche. Vermutlich wird es besser sein, hier ebenfalls auf Streckenalterverteilungen auszuweichen. Wenn man annehmen kann, daß die Zelloberfläche homogen ist, betrifft dieser Fehler nur den Vergleich der Simulation mit der Lösung von Gl. 6.21, nicht jedoch die Korrektur des gemessenen Wertes α^{TarGA}.

Der statistische Fehler der Monte-Carlo-Simulation wird in Anhang C abgeschätzt. Dieser wird durch die vergleichsweise geringe Zahl der Teilchen, die die Probenrohrverlängerung unter einem Winkel von 5° bis 9° verlassen, bestimmt.

9.3 Ausblick

Es bleiben einige Fragen offen, die nur durch weitere Messungen bzw. genauere Datenanalyse zu entscheiden sind. Der Vergleich der mit dem Luminositäts-Monitor gemessenen Targetdichte mit den Daten, die der TarGA liefert, wird hierbei vermutlich eine entscheidende Rolle spielen. Ebenso werden weitere Monte-Carlo-Studien, die z.T. in Arbeit sind, klären müssen, ob die vorgestellten Ergebnisse verläßlich sind.

Die Frage, welche Temperatur die Probenrohrverlängerung aufweist, ist nicht entschieden, auch wenn die Messung inzwischen ergeben hat, daß die Probenrohrverlängerung bei einer Temperaturänderung der Zelle von 100 K auf 35 K praktisch auf der gleichen Temperatur verbleibt. Hieraus folgt, daß der Temperaturscan nach Abb. 8.2 künftig jederzeit zur erneuten Kalibration des TarGA verwendet werden kann.

Das Absinken des Dissoziationsgrades während der Injektion des HERA-Positronenstrahls ist ein Hinweis darauf, daß neben der direkten Rekombination zweier Wasserstoffatome auf der Oberfläche u.U. sekundäre Effekte eine Rolle spielen, z.B. die Anwesenheit anderer Stoffe auf der Oberfläche, die evtl. einen katalytischen Effekt auf die Rekombination haben. Es besteht die Möglichkeit, daß solche Prozesse lokal unterschiedlich stark ausgeprägt sind, d.h. daß die Zelle und das Probenrohr unterschiedliche Rekombinationswahrscheinlichkeiten aufweisen. Dies ist bei einem Vergleich des vorgestellten Rekombinationsmodells mit etwaigen Messungen zu berücksichtigen.

Sollte der Austausch der Targetzelle, der geplant ist, zu einem verbesserten mittleren Wert der Elektronenpolarisation führen, so kann man sich weitere Aufschlüsse über das Rekombinationsverhalten auch unter Einfluß der Polarisation - und umgekehrt - erhoffen. Zudem böte eine höhere Elektronenpolarisation eine erheblich verbesserte Möglichkeit der Messung von Bhabha-Streuung mit dem Luminositäts-Monitor. Diese Daten wären geeignet, um Vorhersagen von Simulationen zu überprüfen, da sie sowohl von der Elektronenpolarisation als auch der Rekombination abhängen.

A Leitwerte und Flüsse am Gasanalysator

Der gesamte Leitwert vom Zellinneren nach außen C^{ges} ist gleich der Summe der einzelnen Leitwerte.

Der gesamte Fluß an atomaren und molekularen Wasserstoff, der in den TarGA gelangt, ergibt sich aus dem Verhältnis des Leitwertes von Probenrohr (inkl. Verlängerung) C^{TarGA} im Vergleich zum gesamten Leitwert C^{ges}:

$$\Phi_{\text{TarGA}} = \Phi_{\text{ABS}} \cdot \frac{C^{\text{TarGA}}}{C^{\text{ges}}} \; . \tag{A.1}$$

Die Leitwerte lassen sich in zwei Faktoren zerlegen, von denen einer allein von der Geometrie abhängt:

$$C = \tilde{C} \cdot \sqrt{\frac{T_{[K]}}{M_{[amu]}}} \, . \tag{A.2}$$

Die Abmessungen der HERMES-Speicherzelle sind Abb. A.1 oder Tab. A.2 zu entnehmen. Die dort ebenfalls angegebenen Leitwerte $\tilde{C}^{(i)}$ berechnen sich nach den Formeln aus Tab. A.1 [Ro 90] und folgenden Gleichungen für die elliptische Speicherzelle:

$$S = \pi ab, \qquad U \simeq \pi[1.5 \cdot (a+b) - \sqrt{ab}] \, . \tag{A.3}$$

Für die Hermeszelle gilt je Flügel:

$$S = 223,2 \; mm^2 \qquad U = 64,94 \; mm$$

Die H-Atome werden ballistisch injiziert. Für sie gelten die Gleichungen der Molekularströmung während der Injektion *nicht*. Nach der Injektion jedoch erlangen sie wieder das Phasenraumgleichgewicht und es finden die Gleichungen der Molekularströmung Anwendung. Danach ist der Druck $p = \frac{\Phi_{\text{ABS}}}{C_{ges}}$. Der Gesamtleitwert $\tilde{C}_{ges}$ berechnet sich zu:

$$\tilde{C}^{\text{ges}} = \sum_i \tilde{C}^{(i)} \, , \tag{A.4}$$

wenn die Flüsse parallel laufen. Hingegen addieren sich die Leitwerte von Probenrohr $\tilde{C}_1^{\text{st}}$ und Verlängerungsrohr $\tilde{C}_1^{\text{et}}$ reziprok zum Leitwert $\tilde{C}^{\text{TarGA}}$:

$$\tilde{C}^{\text{TarGA}} = \frac{1}{\frac{1}{\tilde{C}_1^{\text{st}}} + \frac{1}{\tilde{C}_1^{\text{et}}}} \, . \tag{A.5}$$

Mit den Werten aus Tab. A.1 ergibt sich der Gesamtleitwert für die ballistisch injizierten Atome zu bei 100 K zu:

$$C^{\text{ges}} = C^{\text{TarGA}} + C_1^{\text{it}} + 2 \cdot C_1^{\text{cell}} = 17,22 \; l \; s^{-1} \, . \tag{A.6}$$

Bei $\Phi^{\text{ABS}} \simeq 6 \cdot 10^{16} \; s^{-1} = 8.29 \cdot 10^{-4} \; mbar \; l \; s^{-1}$ injiziertem Fluß errechnet sich der Druck in der Zellmitte zu:

$$p_{\max} = \Phi^{\text{ABS}} / C^{\text{ges}} \simeq 4,81 \cdot 10^{-5} \; mbar = 0,00481 \; Pa \, . \tag{A.7}$$

Das entspricht bei 100 K einer Dichte von $\rho_{\max} = \frac{p}{k \cdot T} = 3,488 \cdot 10^{12} \; cm^{-3}$. Da die Dichteverteilung in der Speicherzelle linear zu den Zellöffnungen hin abfällt, berechnet sich der die Gesamtzahl der H_1-Atome in der Zelle zu:

$$n_{ges} = \frac{1}{2} \rho_{\max} \cdot S \cdot L = 1,557 \cdot 10^{14} \, , \tag{A.8}$$

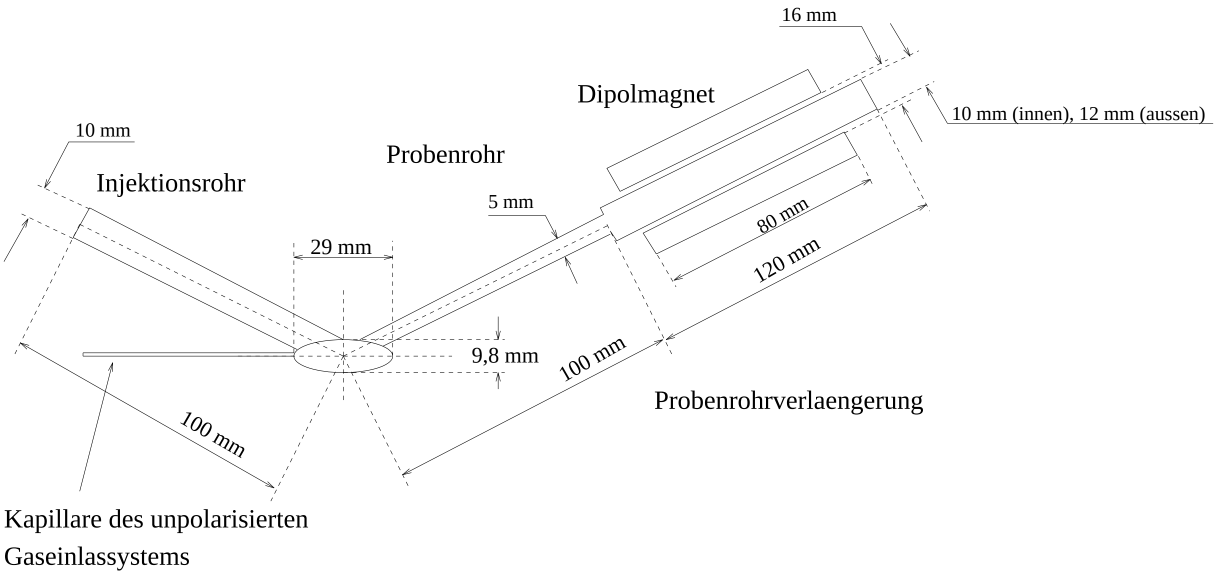

Abb. A.1:Abmessungen der Speicherzelle des Wasserstofftargets

$\tilde{C}$	lange Rohre	kurze Rohre
kreisförmig	$3,81 \cdot 10^{-2} \cdot \frac{d^3}{L}$	$2,85 \cdot 10^{-2} \cdot \frac{d^3}{0,75 \cdot L + d}$
zwei konzentrische Rohre	$3.81 \cdot 10^{-2} \cdot \frac{(d_2^2 - d_1^2)^2 \cdot K_0}{(d_1 + d_2) \cdot L}$	$3.81 \cdot 10^{-2} \cdot \frac{(d_2 - d_1)^2 \cdot (d_2 + d_1) \cdot K_0}{L + 1.33 \cdot (d_2 - d_1)}$
beliebiger Querschnitt	$19,4 \cdot 10^{-2} \cdot \frac{S^2}{L \cdot U}$	$3,64 \cdot 10^{-2} \cdot \frac{S^2}{0,19 \cdot L \cdot U + S}$

Tab. A.1:
Leitwerte für kreisförmige und beliebig geformte Rohre. L ist die Rohrlänge in [mm], S die Querschnittsfläche in $[mm^2]$, U der Umfang und d der Durchmesser jeweils in $[mm]$. Der Korrekturfaktor K_0 für zwei konzentrische Rohre beträgt nach [Ro 90] bei $d_2/d_1 = 4/3$ etwa 1.3. Die Leitwerte haben die Einheit $l\ s^{-1}$.

und die Flächendichte zu $\sim 7 \cdot 10^{13}\ nuc\ cm^{-2}$.

Den Anteil der Atome, die durch das Proben- und Verlängerungsrohr in den TarGA bzw. in das Breit-Rabi-Polarimeter gelangen, erhält man nach Gl. 6.4 über die Leitwerte aus dem Fluß Φ^{ABS}:

$$n_{\mathrm{TarGA}} = n_{\mathrm{ges}} \cdot \frac{C^{\mathrm{TarGA}}}{C^{\mathrm{ges}}} = 1.34 \cdot 10^{15}\ s^{-1} = 1,853 \cdot 10^{-5}\ mbar\ l\ s^{-1} \tag{A.9}$$

Der Raumwinkel $\Delta\Omega$ berechnet sich nach Gl. 6.5 zu $1.09 \cdot 10^{-4}\ sr$ (siehe Tab. A.3). Der effektive Anteil des Atomstrahls, der von Elektronen getroffen wird, wird mit $q_{\mathrm{eff}} = 0.1$ geschätzt. Wenn man $\frac{d\Phi}{d\Omega} = 1$ annimmt, $S_{\mathrm{eff}} = l \cdot h = 0.4\ cm^2$ ist und $l = 1\ cm$, so erhält man für eine Masse von 1 amu bei einer Strahltemperatur von 100 K, einer Nachweiseffizienz von 50 % und einem Elektronenstrom von 400 μA eine Strahlzählrate von etwa 170 kHz.

Dies ist eine Größenordnung mehr, als tatsächlich im TarGA erreicht wird. Es wird daher beim nächsten längeren Zugang zum Experiment zu klären sein, ob eine fehlerhafte Ausrichtung der Blenden vorliegt.

Der berechnete Fluß von $1,853 \cdot 10^{-5}\ mbar\ l\ s^{-1}$ in den TarGA entspricht bei einem mittleren

	Länge/mm	Durchmesser/mm	Leitwert $\tilde{C}/ls^{-1}$
Targetzelle	400	29.0 u. 9.8 elliptisch	0,674 je Flügel
Zellenverlängerung	147		
Injektionsrohr	100	10.0	0,3353
Probenrohr	100	5.0	0,04453
Verlängerungsrohr	120	10.0 (innen) 12.0 (außen)	0,285
Probenrohr + Verl.			0,03851
Dipolmagnet	80	16.0 (innen)	0,26

Tab. A.2:
Abmessungen des HERMES-Speicherzellentargets. Die Leitwerte berechnen sich nach den Formeln für kurze Rohre aus Tab. A.1. Der Leitwert für den Dipolmagneten versteht sich als Leitwert des kreisförmigen Rings zwischen Dipolmagnet und Probenverlängerungsrohr.

Abstand Verlängerungsrohr - Blende Ionisationsvolumen	216 mm
Abstand Verlängerungsrohr - Blende vor dem Chopper	108 mm
Öffnung der Blende am Ionisationsvolumen	$4 \times 8\ mm$
Durchmesser der Blende vor dem Chopper	6 mm
Breite des Ionisationsvolumen	$\sim 10\ mm$
Höhe des Ionisationsvolumen	$\sim 5,8\ mm$
Maximaler Raumwinkel	$5,46 \cdot 10^{-5}\ sr$

Tab. A.3:Abmessungen des TarGA.

Druck im TarGA von $2 \cdot 10^{-8}\ mbar$ in etwa der geschätzten Saugleistung der Titan-Sublimationspumpe von $2000\ l\ s^{-1}$.

B Ergebnisse der Monte-Carlo-Simulation

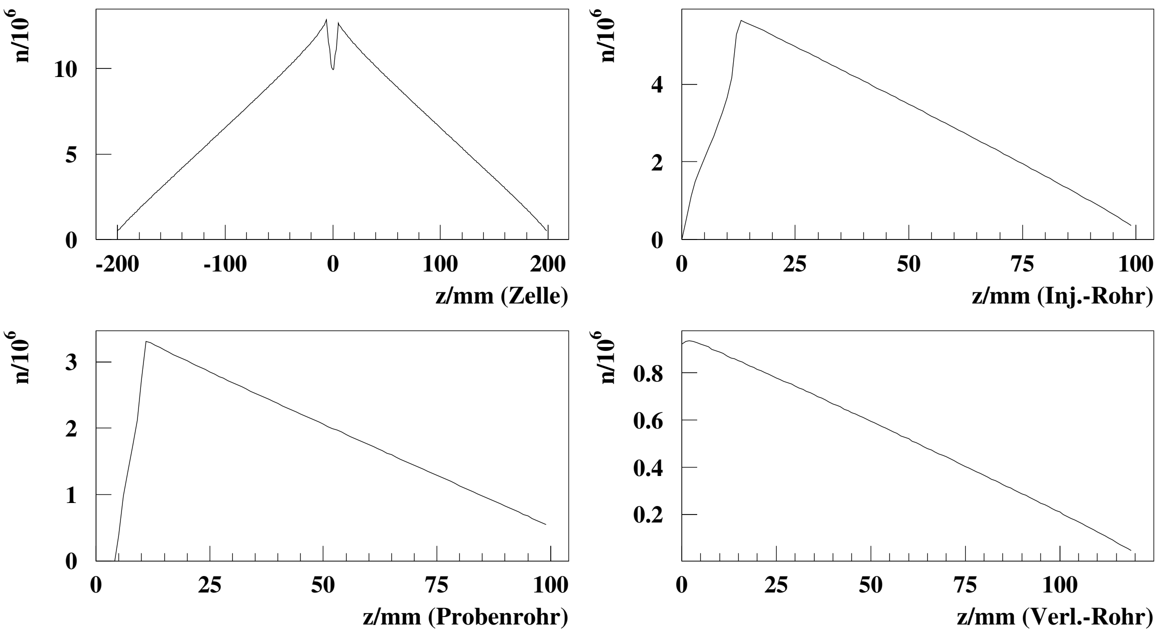

Abb. B.1:
Wandstoßverteilungen der simulierten Targetzelle als Funktion des Abstandes in der jeweiligen Achsrichtung. Oben links: Die Targetzelle. Oben rechts für das Injektionsrohr. Unten links für das Probenrohr. Unten rechts: Die Probenrohrverlängerung.

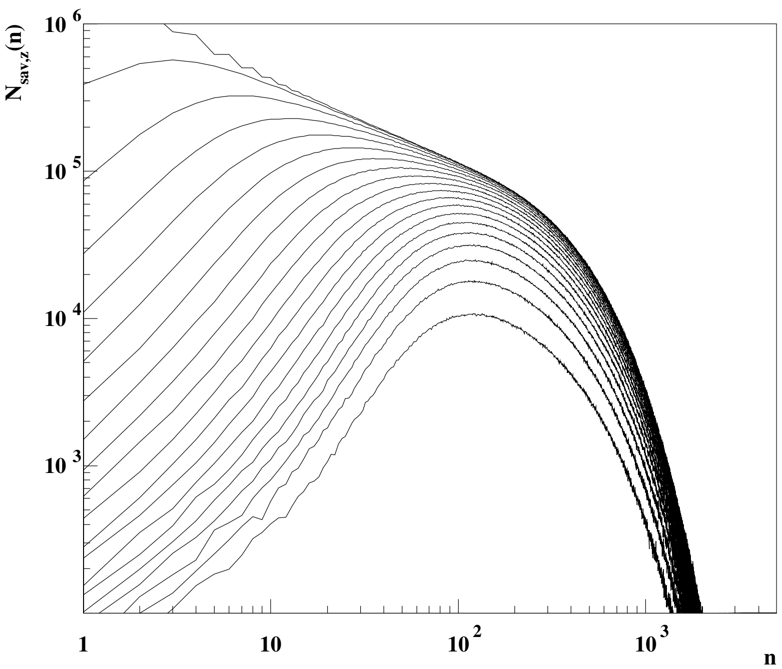

Abb. B.2:
Stoßalterverteilungen einzeler Targetzellenabschnitte: Von oben nach unten sind die Zellmitte und jeweils die Verteilungen 2 mm breiter Abschnitte zu sehen, in Schritten von 10 mm bis zum Zellende. Die Gesamtzahl der Stöße nimmmt zum Rand hin ab und das mittlere Stoßalter zu. Die Verteilung der Zellmitte wurden auf die geringere Wandfläche normiert, vergl. Abb 6.7.

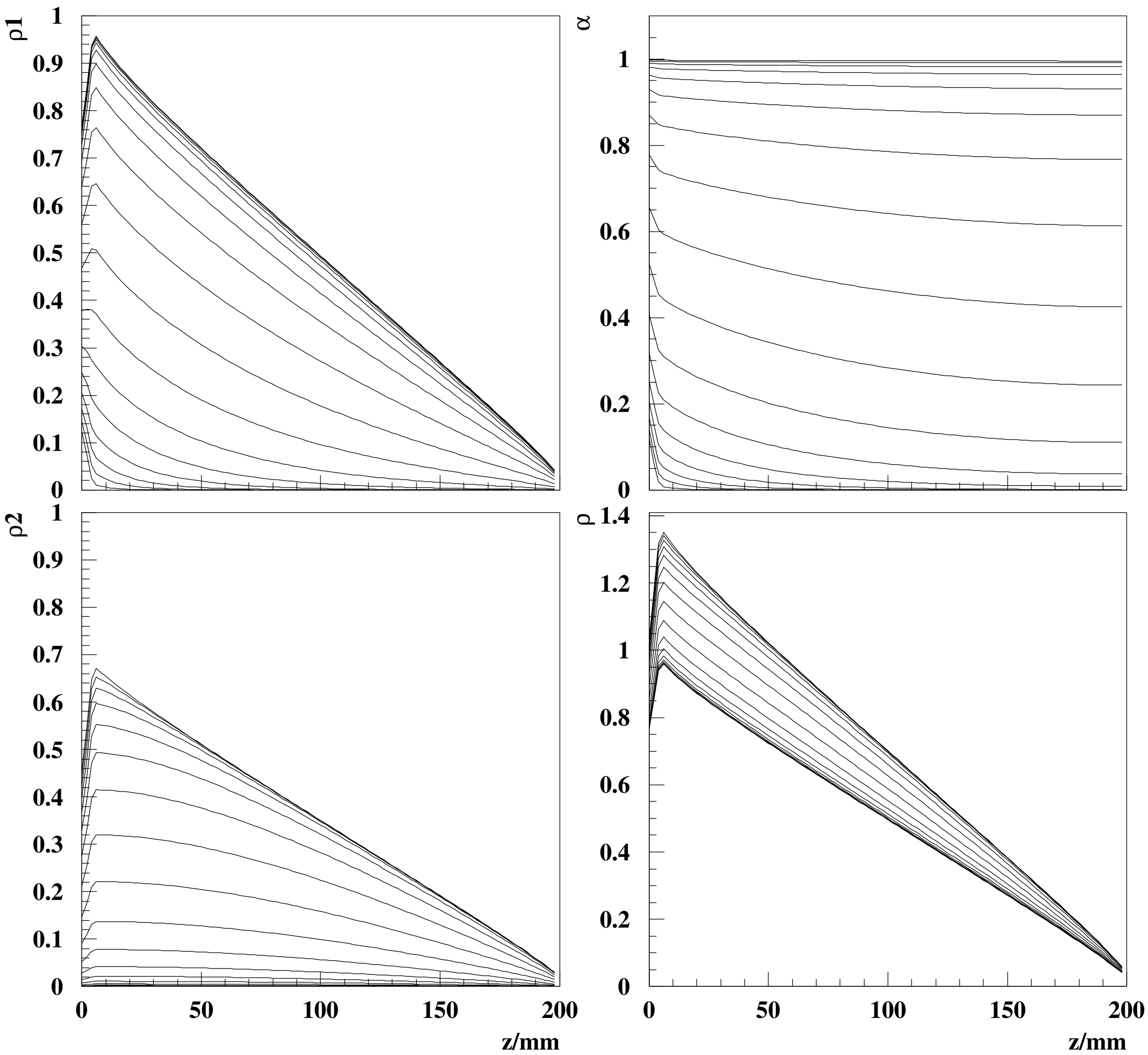

Abb. B.3:
Dichten und Dissoziationsgrad entlang der simulierten Zelle als Funktion des Abstandes von der Zellenmitte. Jede Kurve entspricht einer Rekombinationswahrscheinlichkeit je Wandstoß. Die Werte im Zentrum wurden nicht auf die reduzierte Wandfläche normiert. Oben links: Kurven der H_1-Dichten. Von oben nach unten mit zunehmender Rekombination. Unten links: H_2-Dichten mit von oben nach unten abnehmender Rekombination. Oben rechts: Dissoziationsgrad entlang der Zelle mit von oben nach unten zunehmender Rekombinationswahrscheinlichkeit, angefangen bei $P_r^s = 10^{-5}$, gesteigert in 16 Schritten um jeweils 100 %. Unten rechts: Nukleonendichte mit von unten nach oben zunehmender Rekombination.

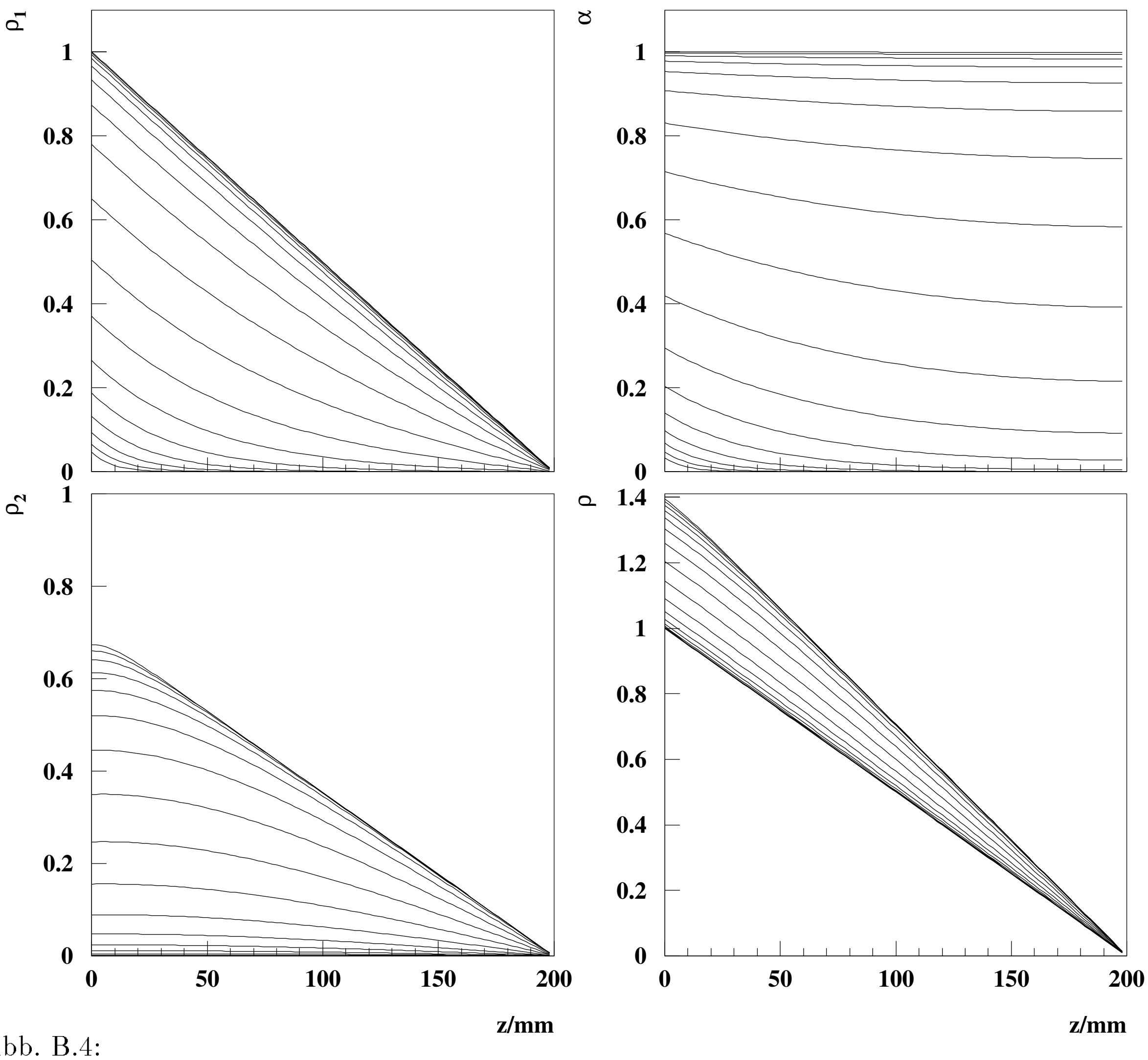

Abb. B.4:
Darstellung der gleichen Daten wie in Abb. B.3, wie sie durch die Lösung von Gl. 6.21 gegeben sind. Die Verläufe stimmen mit den aus den Monte-Carlo-Daten gewonnenen qualitativ gut überein. Quantitativ ist der Vergleich durch die noch fehlende Normierung der Monte-Carlo-Daten für die Zellmitte begrenzt.

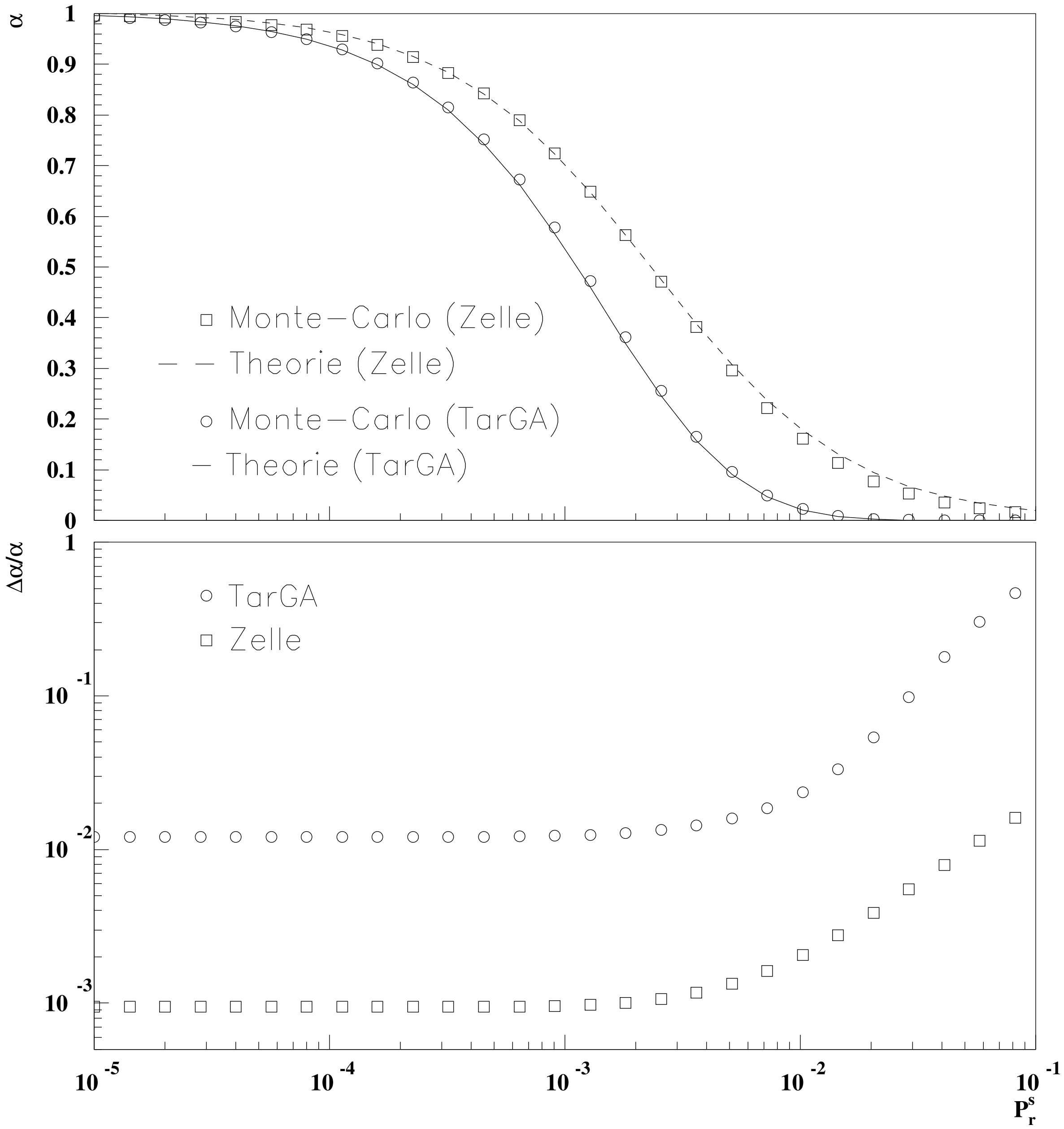

Abb. B.5:
Oben: Dissoziationsgrad als Funktion der Rekombinationswahrscheinlichkeit je Wandstoß in der Zelle und im TarGA. Die durchgezogene Linie wurde nach Gl. 6.39 berechnet, die gestrichelte nach Gl. 6.37. Die Symbole stellen die Berechnung nach Gl. 6.44 bzw. Gl. 6.51 aus den Ergebnissen der Monte-Carlo-Simulation dar. Die Ergebnisse stimmen vor allem für geringe Rekombinationswahrscheinlichkeiten gut überein. Unten: Relativer statistischer Fehler der Monte-Carlo-Simulation als Funktion der Rekombinationswahrscheinlichkeit je Wandstoß (vergl. Anh. C).

C Abschätzung des statistischen Fehlers der Monte-Carlo-Simulation

Die beiden grundlegenden Aussagen der Monte-Carlo-Simulation werden durch Gl. 6.51 und aus der Streckenalterverteilung (Abb. 6.5) bzw. über Gl. 6.44 aus der Stoßalterverteilung der Teilchen, die unter einem Winkel von etwa 7° in den TarGA gelangen, gewonnen. Ich werde mich daher auf eine Abschätzung des statistischen Fehlers der daraus berechneten Werte von α^{TarGA} und α^{cell} beschränken.

Sowohl für die Gesamtzahl N als auch für die Einzelwerte $N_{\mathrm{sav}}(n)$ der Stoßalterverteilung aus Gl. 6.44 kann man als geschätzten Erwartungswert den jeweiligen Wert selbst annehmen und als geschätzte Standardabweichung die Wurzel $\sqrt{N}$ bzw. $\sqrt{N_{\mathrm{sav}}(n)}$[37]. Daher folgt:

$$\Delta\alpha^{\mathrm{TarGA}} = \Big(\frac{1}{N^2}\cdot\sum_{n=0}^{\infty}((1-P_r^s)^n\Delta N_{\mathrm{sav}}(n))^2 + (\sum_{n=0}^{\infty} N_{\mathrm{sav}}(n)(1-P_r^s)^n\cdot\frac{\Delta N}{N^2})^2\Big)^{\frac{1}{2}}. \tag{C.1}$$

Dies vereinfacht sich zu:

$$\Delta\alpha^{\mathrm{TarGA}} = \Big(\frac{1}{N^2}\cdot\sum_{n=0}^{\infty}(1-P_r^s)^{2n}N_{\mathrm{sav}}(n) + \frac{(\alpha^{\mathrm{TarGA}})^2}{N}\Big)^{\frac{1}{2}}. \tag{C.2}$$

Hieraus ergibt sich ein statistischer Fehler von weniger als 2% bei Werten von $\alpha^{\mathrm{TarGA}} > 0.05$ und etwa 1.2% bei $\alpha^{\mathrm{TarGA}} \simeq 0.8$.

Aus Abb. 6.5 kann man ersehen, daß der relative Fehler bei der Streckenalterverteilung geringer sein wird, da die Kurve einen wesentlich glatteren Verlauf aufweist. Die Standardabweichung von α^{cell}, ergibt sich nach Gl. 6.51 aus der normierten H_1-Dichte $\tilde{\rho}_1$:

$$\Delta\alpha^{\mathrm{cell}} = \sqrt{2}\cdot\Big(\frac{\alpha^{\mathrm{cell}}}{\tilde{\rho}_1}\Big)^2\cdot\Delta\tilde{\rho}_1\,. \tag{C.3}$$

Der Wert von $\Delta\tilde{\rho}_1$ ergibt sich zu:

$$\Delta\tilde{\rho}_1 = \Big(\frac{1}{S(\infty)^2}\cdot\sum_{n=0}^{\infty}(\delta\Delta S(n)\cdot(1-P_r^s)^n)^2 + (\tilde{\rho}_1\cdot\frac{\Delta S(\infty)}{S(\infty)})^2\Big)^{\frac{1}{2}}, \tag{C.4}$$

wobei

$$S(\infty) = \sum_{n=0}^{\infty}\Delta S(n) \tag{C.5}$$

und

$$\Delta S(\infty) = \sqrt{\sum_{n=0}^{\infty}(\delta\Delta S(n))^2}\,. \tag{C.6}$$

Die folgende Schätzung des Fehlers der Streckenalterverteilung beruht auf der Annahme, daß man die Abweichung des Einzelwertes der Verteilung $\delta\Delta S(n)$ mit

$$\delta\Delta S(n) \simeq |\Delta S(n) - \frac{\Delta S(n+1)+\Delta S(n-1)}{2}| \tag{C.7}$$

abschätzen kann. Unter dieser Annahme erhält man einen relativen statistischen Fehler für α^{cell} von etwa 0.1% für $P_r^s > 0.001$ und von weniger als 1% für $\alpha^{\mathrm{cell}} > 0.01$.

Der statistische Gesamtfehler der Monte-Carlo-Simulation wird somit durch den Fehler von α^{TarGA} dominiert und liegt für alle praktisch vorkommenden Werte von α^{TarGA} unter 2%.

[37] Diese Annahmen basieren auf der Voraussetzung, daß die Zahlen N bzw. $N_{\mathrm{sav}}(n)$ jeweils einer Poissonverteilung folgen. Genau genommen ist dann die Gauß'sche Fehlerfortpflanzung nicht ganz korrekt, jedoch kann der Unterschied für den Zweck einer Abschätzung vernachlässigt werden.

Abbildungen

Tabellen

Literaturverzeichnis

[AC 96a] K. Ackerstaff, HERMES interner Report 9/1996

[AC 96b] K. Ackerstaff, Dissertation, Hamburg 1996

[AF 95] K. Ackerstaff, M.A. Funk, M. Düren, M. Ferstl, W. Wander, P. Green, Ph. Oelwein, P. Welch; HERMES interner Report 41, 1995

[Ar 73] M.v. Ardenne, Tab. z. ang. Physik III, Berlin 1973

[AW 58] A. Abraham and J.M. Winter; Phys. Rev. Lett. 1 (1958) 374.

[Bl 65] E.W. Blauth, Dynamische Massenspektrometer, Vieweg 1965

[Bo 63] M.A. Bouchiat, J. Phys. Radium 24 (1963), 379 u. 611

[Br 91] B. Braun, Diplomarbeit MPI Heidelberg 1991

[Br 95] B. Braun, Dissertation, MPI Heidelberg 1995

[Ga 95] E.M. Gabriel, Diplomarbeit Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, 1995

[GK 71] A. Gelb and Shoon K. Kim, J. of Chem. Ph. 55 (1971) 4935

[HE 93] HERMES Technical Design Report, HERMES Kollaboration 1993

[HK 96] Hauke Kolster, Dissertation (in Vorbereitung)

[HP 90] HERMES-Proposal, HERMES Kollboration 1990

[Ki 90] E. Kinney, HERMES report 3/90 (1990)

[Kn 15] M. Knutsen, Ann. Physik 48 (1915) 1113

[KR 94] K. Reinmüller, Diplomarbeit 1994

[Ma 69] H.S.W. Massey, E.H.S. Burshop and H.B. Gilbody Oxford at the Clarendon Press (1969) S. 916 ff

[Me 95] A. Metz, Diplomarbeit, Universität München 1995

[Or 87] O.J. Orient and S.K. Srivastava, J. Physics B 20 (1987) 3923

[Ra 65] D. Rapp and P.E. Golden, J. Chem. Ph. 43 (1965) 1464

[Ra 65 B] D. Rapp, P. Englander-Golden and D.D Briglia, J. Chem. Ph. 42 (1965) 4081

[Ro 90] A. Roth, Vacuum Technology, 3rd Ed., Elsevier, Amsterdam 1990

[SA 88] D.R. Swenson und L.W. Anderson, Nucl. Instr. Meth. B 29 (1988) 627

[SF 94] F. Stock, D. Fick, G. Graw, B. Lorentz, B. Povh, F. Rathmann, K. Reinmüller, P. Schiemenz, E. Steffens; Contr. to SPIN 94, Bloomingten (1994)

[SG 21] W. Gerlach und O. Stern: Z. Physik 8 (1921) 110.

[Sh 87] M.B. Shah, D.S. Elliott and H.B. Gilbody, J. Phys. B 20, 1987, 3501

[SoTe 64] A.A. Solokov und I.M. Ternov, Sov. Phys. Dokl. 8, 1964.

[SRG 91] P. Schiemenz, A. Ross and G. Graw; Nucl. Instr. Meth. A 305 (1991)

[St 94] F. Stock, Dissertation, MPI Heidelberg 1994

[ST 95] J. Stewart, G. Court, W. Haeberli, J. Morton, H. Tallini, T. Wise, K. Zapfe-Düren; HERMES interner Report 22 (1995)

[TH 87] G.E. Thomas, R.J. Holt, D. Boyer, M.C. Green, R.S. Kowalczyk und L. Young; Nucl. Instr. Meth. A 257, 1987, 32

[WD 95] W. Wander, M. Düren, M. Ferstl, K. Ackerstaff, M.A. Funk, P. Green, Ph. Oelwein, D. Potterveld, P. Welch; HERMES interner Report 40, 1995

Danksagung

Mein besonderer Dank gilt Prof. Dr. E. Steffens, der mich während der Arbeit betreute. Ich verdanke ihm viele Anregungen, die mir bei der Durchführung der Arbeit hilfreich waren.

Herrn Prof. Dr. W. Scobel von der Universität Hamburg danke ich dafür, daß er mir die Durchführung dieser Arbeit am HERMES-Wasserstofftarget ermöglichte.

Bei allen Mitgliedern der Targetgruppe bedanke ich mich für die Hilfsbereitschaft und das Wohlwollen, das mir während der Arbeit zuteil wurde und für viele interessante und anregende Diskussionen. Hervorheben möchte ich nur

G. Court, A. Golendoukhin, G. Graw, N. Koch, J. Stewart, M. Sutter, T. Wise.

Besonders bedanke ich mich bei B. Braun und H. Kolster für die Betreuung und Unterstützung sowie für die angenehme Zusammenarbeit.

J. Stenger und C. Großhauser danke ich für die Vorarbeit und Unterstützung beim Aufbau.

Bei M.A. Funk, W. Wander, V. Shutov und W. Brückner bedanke ich mich für ihre Unterstützung bei der Weiterentwicklung der Software.

K. Ackerstaff danke ich für den Hinweis auf die Targetgruppe bei HERMES.

Meinen Eltern danke ich dafür, daß sie mir das Studium ermöglicht haben.