

Kaskade und Transfer von Myonen in Wasserstoff

Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades
„Doktor der Naturwissenschaften“
(„Doctor rerum naturalium“)
an der
formal- und naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität Wien

eingereicht von

Bernhard Lauss

Institut für Mittelenergiephysik
der Österreichischen Akademie der Wissenschaften
Wien, 1997

Inhalt

Abstract	1
Einleitung	5
1. Motivation	7
2. Die myonische Kaskade	11
2.1 Abbremsung der Myonen und atomarer Einfang in Wasserstoff	11
2.2 Theoretisches Modell der Kaskadenprozesse - das Standardkaskadenmodell (SKM)	13
2.2.1 Chemische Dissoziation	14
2.2.2 Externer Auger-Effekt	14
2.2.3 Coulomb-Abregung	15
2.2.4 Stark-Effekt	16
2.2.5 Strahlungsemission	16
2.2.6 Nuklearer Einfang	17
2.2.7 Elastische Streuung	17
2.3 Berechnungen der myonischen Kaskade in Wasserstoff	19
2.3.1 Erwartung des Kaskadenmodells	19
2.3.2 Ein über das SKM hinausgehendes Modell	21
2.4 Bisherige experimentelle Untersuchungen	24
2.5 Die myonische Kaskade in Gemischen von Wasserstoffisotopen	26
2.5.1 Transfer aus angeregten Zuständen und die Größe q_{1s}	26
2.5.2 Experimentelle Ergebnisse	30
3. Myon-katalysierte Fusion in Wasserstoffisotopen	33
3.1 Überblick über den Fusionszyklus	33
3.2 Die Deuterium-Tritium Fusion	35
3.3 Die Fusion in H/D und D ₂	38

4. Der Aufbau dieses Experimentes	39
4.1 Übersicht	39
4.2 Zeitplan der Messungen	41
4.3 Targetzellen	41
4.4 Targetkontrollsystem	45
4.4.1 Meßanordnung	45
4.4.2 Massenspektrometrie	46
4.5 Detektoren	48
 5. CCDs - Charge Coupled Devices	 51
5.1 Funktion	51
5.2 Aufbau	51
5.3 Aufnahme und Auslese der Daten	54
5.4 Energieauflösung	56
5.5 Physik der CCDs - Wechselwirkung mit Strahlung	58
5.6 Datenselektion und Untergrundunterdrückung	61
5.6.1 Single-Pixel-Analyse	61
5.6.2 Statistische Analyse der Nachbarpixel	64
5.7 Energiespektren der CCDs - Effizienz der Untergrundunterdrückung	67
5.8 Funktionsunfähige Bildelemente	69
5.9 Auswahl der Parameterbereiche	70
 6. Bestimmung der intrinsischen Nachweiseffizienz der CCDs	 73
6.1 Absorption der Photonen beim Durchgang durch Materie	73
6.2 Theoretische Berechnung der CCD-Effizienz	74
6.3 Experimentelle Bestimmung der intrinsischen Effizienz der CCDs	79
6.3.1 Messung antiprotonischer Röntgenstrahlung	79
6.3.2 Überprüfung der Modellrechnung durch Messung der Intensitätsverhältnisse isotopenspezifischer Röntgenlinien in verschiedenen Elementen	81

7. Bestimmung der totalen Nachweiseffizienz für Röntgenstrahlung bei verschiedenen Meßbedingungen	83
7.1 Die Stoppverteilung der Myonen im Targetwasserstoff	83
7.2 Absorption im Targetwasserstoff	85
7.3 Absorption im Fenstermaterial	86
7.4 Simulation der experimentellen Anordnung	87
7.4.1 Simulation der Targetzellenfenster	90
7.4.2 Effektive Dicken	91
7.4.3 Berechnete Nachweiseffizienz E_{Mean}	91
7.5 Abschätzung des Fehlers bei der Berechnung der Nachweiseffizienz	93
 8. Ein stark vereinfachtes Modell der myonischen Kaskade zur Analyse und Interpretation der Messungen	 97
8.1 Grundannahmen	97
8.2 Schematische Darstellung der Kaskadenübergänge und Transferprozesse	99
8.3 Berechnung der Emissionwahrscheinlichkeiten und der für die Datenanalyse maßgeblichen Intensitätsrelationen	102
8.4 Wozu dient dieses einfache Kaskadenmodell	105
8.5 Überprüfung der Voraussetzungen	105
 9. Aufbereitung, Überprüfung und Fit der Daten	 107
9.1 Addition der vier CCD-Spektren	107
9.2 Stabilität der Energiekalibrierung	108
9.3 Der Röntgenstrahlungsuntergrund	110
9.4 Bestimmung der Energieauflösung der CCDs	111
9.5 Fit der Energiespektren	113
9.5.1 Messungen in H_2 , D_2 und flüssigen H/D-Gemischen	113
9.5.2 Die Fitfunktion	114
9.5.3 Messungen in gasförmigen H/D-Gemischen	115
9.5.4 Die Minimierungsfunktion für den „ag-Fit“	118

10. Darstellung der unterschiedlichen Energiespektren und ihrer Komponenten	121
10.1 Protium-Messungen	121
10.2 Deuterium-Messungen	124
10.3 Messungen in H/D-Gemischen	124
10.4 Testexperiment 1991	129
 11. Bestimmung der relativen K-Linienintensitäten in reinem H₂ und reinem D₂	 131
11.1 Relative K-Linienintensitäten in H ₂	131
11.2 Relative K-Linienintensitäten in D ₂	135
11.3 Vergleich der Messungen in H ₂ und D ₂	137
11.4 Das K _α /K _β -Intensitätsverhältnis	138
 12. Resultate für q_{1s} aus Messungen in H/D-Gemischen	 143
12.1 Resultate für q _{1s} aus der Analyse der K _α -Linien	144
12.2 Resultate für q _{1s} aus den Messungen in flüssigen Wasserstoffgemischen	147
12.2.1 Molekulare Effekte	150
12.3 Resultate für q _{1s} aus der vollständigen Analyse der K-Linien mittels „ag-Fit“	151
12.4 Dichteabhängigkeit von q _{1s}	154
12.5 Vergleich mit anderen Experimenten	157
12.6 q _{1s} - Werte bei verschiedenen Fitbedingungen	158
12.7 Relative Intensitäten der K-Linien in H/D-Gemischen	160
12.7.1 Resultate bei Flüssigwasserstoffdichte	160
12.7.2 Resultate in gasförmigen Gemischen	163
 13. Überprüfung der Resultate	 167
13.1 Annahme: Unkenntnis der Energieabhängigkeit der Nachweisefizienz	167
13.2 Minimaler und maximaler Beitrags von K _γ ^{up}	169

14. Bestimmung der Transferwahrscheinlichkeiten in verschiedenen Niveaus	171
14.1 Transferwahrscheinlichkeiten bei verschiedenen Meßbedingungen	172
14.2 Vorschlag für weitere Messungen	180
 15. Zusammenfassung	 183
 Anhang	 187
A.1 Energien der myonischen Röntgenlinien	189
A.2 Targetfenstermaterialien	191
A.3 Bestimmung der Dicke und Dichte von Kapton- und Hostaphanfolien	193
A.4 Messung der Fensterdicken der Targetzellen	195
A.5 Röntgenabsorptionskoeffizienten	199
A.6 Experimentelle Überprüfung der Röntgenabsorptionskoeffizienten für Kapton und Hostaphan	203
A.7 Dichte von Silizium und Siliziumverbindungen, Dichte von Wasserstoff	205
A.8 Effektive Dicken, Weglängen, Dichten und Winkelkorrekturfaktoren der einzelnen Meßanordnungen	207
A.9 Berechnete relative Effizienzen als Ergebnis der Monte-Carlo Simulation	213
A.10 Resultate der Fits der Röntgenlinien in den CCD-Energiespektren	217
A.11 Energiekalibrierung	221
A.12 Schematische Ansicht des Gesamtaufbaus	223
A.13 Publikationen	225
A.14 Abkürzungen und Definitionen	227

Literaturverzeichnis	233
Tabellenverzeichnis	251
Abbildungsverzeichnis	255
Lebenslauf	259
Danksagung	263

Abstract

This work experimentally investigates the deexcitation of muonic hydrogen atoms¹ – the so-called muonic cascade – in pure hydrogen (H), in pure deuterium (D) and in isotopic mixtures of H and D. It is the first direct determination of the quantity q_{1s} ².

The main results of this work are presented in chapters 11 and 12 and are graphically shown in figures 11.1 to 11.3 and 12.1 to 12.7.

Muonic hydrogen forms the simplest exotic atom and is therefore the focus of both the experimental investigation and the theoretical description of such exotic states of matter. The goal of this work is to answer two main questions:

1) What is the probability for the emission of X rays during the deexcitation of muonic hydrogen atoms ?

The agreement of the calculation of the X-ray intensities in muonic hydrogen with our experimental results would give a strong support for the theoretical view of the complicated competition between different collisional processes and the emission of radiation during the muon's transitions to the atomic ground state, the muonic cascade. This also includes the interaction of the muonic atom with neighbouring hydrogen atoms and molecules.

2) In an H/D-mixture, how many muons initially captured by a hydrogen atom transfer to the deuteron during the cascade? How many muons reach the 1s ground state of the hydrogen atom ?

¹ Exotic atoms are atoms in which an electron is replaced by a heavier negative particle. If this particle happens to be a muon, it is called a muonic atom; in the case of a hydrogen atom we call it muonic hydrogen.

² q_{1s} denotes the probability of a muon, initially captured by the lighter atom in a mixture of hydrogen isotopes, to reach its 1s state without transferring to the heavier isotope.

In the investigation of muon-catalyzed fusion, this problem has been known as the q_{1s} - puzzle. Debated for over a decade, many recently published theoretical papers reflect the international interest in this topic. Beyond the fundamental understanding of muonic atoms, this interest is also due to the fact that the time needed by different processes to catalyze fusion in hydrogen mixtures depends strongly on the type of the muonic hydrogen isotope existing in the $1s$ state. The knowledge of the quantity q_{1s} and its dependence on density and isotopic concentration therefore will allow us to optimize the efficiency for muon-catalyzed fusion.

In this work, experimental answers are given for both problems. Using the latest CCD-technology for the low-energy X-ray region, muonic X rays have been detected in hydrogen, deuterium, and in isotopic mixtures.

In pure hydrogen and for the first time in pure deuterium, several muonic K-lines (K_α , K_β , K_γ) have been detected and the yield of the individual lines has been determined. This is the first measurement in the density region between 0.11 % and 100 % of liquid hydrogen density (LHD³), a region with varying contributions from collisional processes to the atomic deexcitation; especially at LHD collisional processes already dominate the cascade up to an energy level of $n = 2$. The measured yields agree very well with recent theoretical calculations. Concerning the yields in hydrogen and deuterium, no isotopic effect has been unambiguously established.

This is the first time that q_{1s} in mixtures of hydrogen isotopes has been determined directly. A newly developed simple cascade model proved to be very successful for the analysis of the measured energy spectra.

The investigation of H/D-mixtures has been done for densities between 1 % and 100 % of LHD and for deuterium concentrations between 1 %

³ Liquid Hydrogen Density (LHD) is 4.25×10^{22} atoms/cm³.

and 70 % admixture of deuterium. For the first time the individual X-ray line yields of both isotopes could be measured in H/D-mixtures. A simple cascade model was developed which proved to be very successful for the analysis and interpretation of the obtained data. Combining these two facts we could obtain a result for the dependence of q_{1s} on density and deuterium concentration.

In addition to solving the q_{1s} - puzzle, experimental values for the transfer probabilities of the muon at specific energy levels are given.

Preliminary results [Lau95] have shown a clear deviation from theoretical predictions [Men84, Cza90a, Cza90b, Mar93] and have already stimulated extensive calculations of the muonic cascade based on new theoretical approaches. Good agreement between the experimental results and the latest calculations has been achieved [Asc95, Asc96].

Einleitung

Durch intensive Forschung wurde es im letzten Jahrzehnt möglich, das komplizierte Verhalten negativer Myonen in Wasserstoff zu beschreiben, zu verstehen und genau zu berechnen.

Das wissenschaftliche Interesse an der Untersuchung myoninduzierter Prozesse in Wasserstoff ist aufbauend am Wunsch nach dem Verständnis exotischer Atome auch in der Komplexität und Vielfalt jener Prozesse begründet, insbesondere aber in der gleichzeitig notwendigen Zusammenschau verschiedener Spezialgebiete der Physik, die die Bestandteile der Materie in verschiedenen Größenbereichen betrachten. Die Fragestellungen umfassen verschiedenartige Probleme der Molekülphysik, der Atomphysik, der Kernphysik, der Starken und Schwachen Wechselwirkung zwischen Teilchen und der Chemie von Wasserstoffisotopen.

Die Untersuchung der elektromagnetischen Abregung der einfachsten myonischen Atome (myonisches Protium, myonisches Deuterium) ist ein wesentlicher Teil der vorliegenden Arbeit. Sie bietet eine hervorragende Möglichkeit, unser Verständnis von exotischen Atomen einer genauen Prüfung zu unterziehen, ohne den störenden Einfluß der starken Wechselwirkung beachten zu müssen.

Im Gegensatz dazu würde der Vergleich der myonischen Kaskade mit hadronischen Systemen Rückschlüsse auf Effekte der Starken Wechselwirkung erlauben.

Durch die genaue Untersuchung der Röntgenemission kann auch die Wechselwirkung myonischer Atome mit Nachbaratomen und Molekülen bestimmt werden.

Die Kenntnis der myonischen Kaskade ist zudem für die vollständige Interpretation der Messung der nuklearen Myoneinfangrate in Wasserstoff notwendig.

Ein Forschungsgebiet, das Phänomene auf molekularer, atomarer und nuklearer Ebene umfaßt, ist die Myon-katalysierte Fusion (μ CF). Die theoretische Möglichkeit der Energieerzeugung durch Fusion von Wasserstoff sogar bei kryogenischen Temperaturen sowie das starke Interesse an den einzelnen involvierten Prozessen, motivierten die grundlegenden Untersuchungen auf diesem Gebiet.

In Gemischen von Wasserstoffisotopen ist für die Art der nachfolgenden Prozesse und somit für die Zeit, die für die Fusion zweier Wasserstoffkerne benötigt wird, der Zustand des Myons entscheidend. Befindet es sich im Grundzustand des leichteren oder des schwereren Isotops ?

Die hier dargestellten Resultate liefern erstmals durch Messung der Größe q_{1s} (siehe S.8) eine direkte experimentelle Aussage darüber, wieviele myonische Wasserstoffatome den $1s$ -Zustand (Grundzustand) beim leichteren Isotop unter Emission eines Röntgenquants erreichen und wieviele Myonen vorher zum schwereren Isotop transferieren. Dadurch wird ein wichtiger Parameter zur Beschreibung der Myon-katalysierten Fusion erstmals experimentell bestimmt.

1. Motivation und Zielsetzung

Am PSI (Paul Scherrer Institut, Villigen, Schweiz) wurde eine Reihe von Messungen mit folgender Zielsetzung durchgeführt:

- Bestimmung der Dichte- und Konzentrationsabhängigkeit der Größe q_{1s} in Gemischen aus Protium und Deuterium, sogenannten (H/D)-Gemischen (q_{1s} bezeichnet die Wahrscheinlichkeit, daß ein angeregtes myonisches Protiumatom seinen 1s-Zustand erreicht, ohne Transfer des Myons zum Deuterium; siehe Kapitel 3.1).
- Bestimmung der relativen Intensitäten⁴ und Intensitätsverhältnisse der K-Linien von myonischem Protium (μp) und myonischem Deuterium (μd) (siehe Kapitel 2.2.5 und Anhang 1).

Die experimentelle Herausforderung dieser Messungen bestand im Nachweis der niederenergetischen Röntgenquanten der beiden Wasserstoffisotope und in der Trennung der Beiträge der einzelnen K-Linien. Die Bestimmung der K-Intensitäten setzt daher einen sehr guten Röntgendetektor mit der Fähigkeit, Untergrundstrahlung stark zu unterdrücken, voraus. Diese Anforderung konnte durch Einsatz eines CCD-Detektors (CCD, Abkzg. für Charge Coupled Devices, Kap.5) gemeistert werden. Zusätzlich war ein sehr reines Target notwendig.

Grundlage der Bestimmung von q_{1s} war folgende Idee:

⁴ Als relative Intensität einer K-Linie wird in dieser Arbeit die Zählrate in einer K-Linie geteilt durch die Zählrate in den 2 (bzw.3) nachgewiesenen K-Linien verstanden: rel. Intensität = $Z_i / \sum Z_i$ (Anh.14).

Die Orbitalübergänge des Myons am Ende der Kaskade erfolgen fast ausschließlich über Emission eines Röntgenquants (Kap.2). Aus Abbildung 1.1 sieht man, daß ein Transfer eines Myons vom Protium zum Deuterium aus angeregten Zuständen ($n > 1$) eine Verstärkung der Intensität der myonischen K-Linien des Deuteriums bewirkt. Nimmt man die Wahrscheinlichkeit für die Bildung eines μd -Atoms in einem H/D-Gemisch als zur Konzentration proportional an (Kap.2.1), dann ist die Messung der Änderung der Intensität der K-Linien des myonischen Deuteriums im Gemisch im Vergleich zu reinem Deuterium eine direkte Messung der Myonen, die in angeregten Zuständen zum μd transferiert sind und somit eine direkte Messung von q_{1s} .

Es gilt:

$$q_{1s} = \frac{\sum_{i=\alpha,\beta,\gamma} Y_{\mu p}(K_i)}{c_p} \quad \text{oder} \quad q_{1s} = \frac{1 - \sum_{i=\alpha,\beta,\gamma} Y_{\mu d}(K_i)}{c_p} \quad 1.1$$

q_{1s} ... Wahrscheinlichkeit eines Myons im H/D-Gemisch den $\mu p(1s)$ -Zustand zu erreichen (Kap.3.1)

c_p ... Protiumkonzentration
Linie

K_i ... K_α -, K_β -, K_γ -

$Y_{\mu p}$... relative Intensität der K-Linien von myonischem Protium im H/D-Gemisch

$Y_{\mu d}$... relative Intensität der K-Linien von myonischem Deuterium im H/D-Gemisch

d.h.: $Y_{\mu p}(K_\alpha) \equiv \text{Zählrate in der } K_\alpha\text{-Linie des myonischen Protiums } Z_\alpha^{\mu p}$
geteilt durch die Summe der Zählraten aller im H/D-Gemisch sichtbaren K-Linien ($Z_\alpha^{\mu p} + Z_\beta^{\mu p} + Z_\gamma^{\mu p} + Z_\alpha^{\mu d} + Z_\beta^{\mu d} + Z_\gamma^{\mu d}$)

relative Intensität heißt also, daß die Intensität einer K-Linie auf die Gesamtintensität aller sichtbaren K-Linien normiert wird.

Für die experimentelle Bestimmung von q_{1s} ist die Trennung der μp - und μd -Röntgenlinien entscheidend.

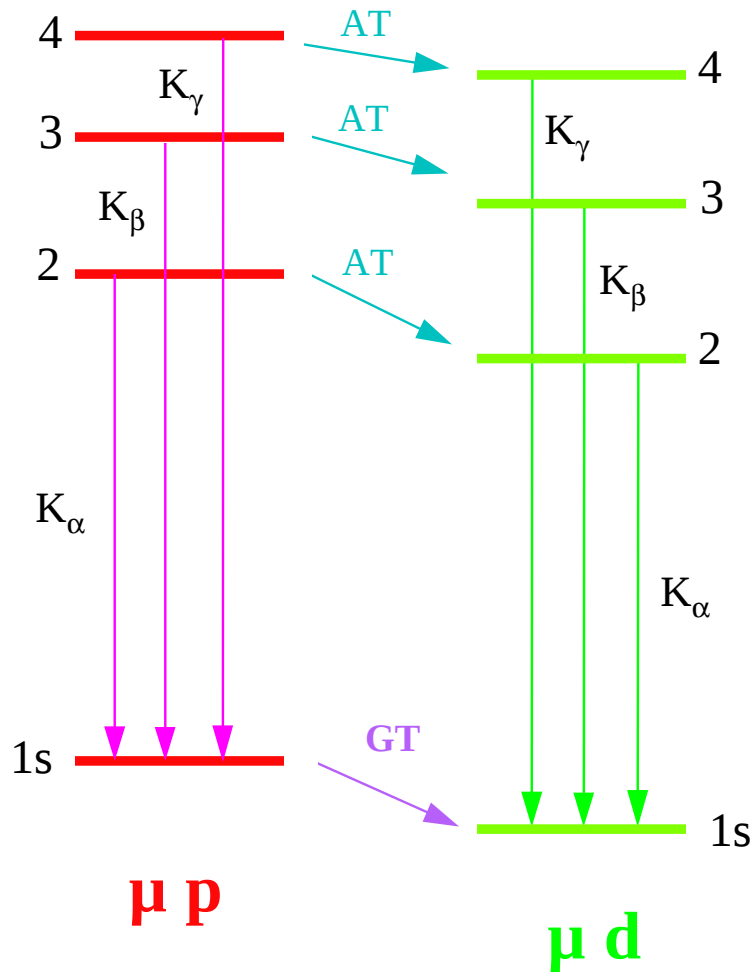


Abb.1.1: Skizziertes Energieniveauschema für myonisches Protium (μp) und myonisches Deuterium (μd). Die Niveaus $n = 1 - 4$ sind mit den zugehörigen K-Übergängen und deren Quantenenergien schematisch dargestellt; die Niveauabstände sind nicht maßstabsgetreu. AT bezeichnet Transfers in angeregten Niveaus, GT den Grundzustandstransfer. Die beim Transfer des Myons freiwerdende Energie vergrößert die Energie der μp - und μd -Atome.

Begründet wurde das Interesse an einer Messung von q_{1s} durch die Untersuchungen der komplizierten Reaktionskinematik der μCF in D/T-Gemischen (Kap.4.2). Da aus theoretischer Sicht kein starker Isotopieeffekt bei der Abregung der myonischen Wasserstoffatome erwartet wird, kann die Messung von q_{1s} auch in H/D-Gemischen durchgeführt werden.

Mehrere Gründe sprechen für die Messung in H/D-Gemischen:

- Die Unterscheidung der K-Linien von Protium und Deuterium ($\Delta E \approx 100$ eV) ist experimentell leichter zu bewerkstelligen als die Trennung von Deuterium- und Tritium-Röntgenstrahlen ($\Delta E \approx 36$ eV) (Anhang 1). Letzteres ist nur unter Benützung eines Kristallspektrometers möglich, dessen entscheidender Nachteil eine stark verringerte Nachweiseffizienz ist: Dies würde eine sehr lange Meßzeit erforderlich machen.
- Die Anwesenheit von Tritium im Target hätte weiters den Nachteil von zusätzlicher Untergrundstrahlung durch den radioaktiven Zerfall des Tritiums. Dadurch würde im gesamten Meßbereich ein hoher Strahlungsuntergrund eine genaue Messung nicht erlauben. Besondere Sicherheitsvorkehrungen für die gesamte Experimentieranlage wären wegen der hohen Sicherheitsanforderungen beim Hantieren mit Tritium notwendig. Dies würde auch dickere Targetfenster erfordern, welche auf Grund der geringen Quantenenergie der beobachteten Röntgenstrahlung die Nachweiseffizienz stark beeinträchtigten.

Der in Abb.1.1 mittels GT bezeichnete Grundzustandstransfer zwischen den 1s-Zuständen der beiden Isotope ist mit der in dieser Arbeit verwendeten Methode nicht meßbar.

2. Die myonische Kaskade

Damit in einem Wasserstofftarget myonische Atome gebildet werden können, müssen die mittels Beschleuniger erzeugten Myonen abgebremst werden. Durch Coulomb-Einfang können sich angeregte exotische Atome bilden. Über verschiedene Prozesse der myonischen Kaskade erreicht das myonische Atom seinen Grundzustand. Dies ist möglich, weil alle involvierten Prozesse um vieles schneller ($\sim 10^{-10} - 10^{-12} \text{ s}$ [Mar94]) ablaufen als der unvermeidliche Zerfall des Myons ($\tau_\mu = 2.197 \cdot 10^{-6} \text{ s}$ [Par94, Kap.VI, S.15]).

2.1 Abbremsung der Myonen und atomarer Einfang in Wasserstoff

Die Abbremsung eines Myons kann bei höheren Energien mit Hilfe der Bethe-Bloch Formel für ionisierende Teilchen beschrieben werden [Par94, Kap.III, S.14]. Dabei muß hauptsächlich die Ionisierung des Targetwasserstoffs und zu einem geringen Teil die Emission von Bremsstrahlung im elektrischen Feld eines Kernes beachtet werden [Leo94]. Das kontinuierliche Spektrum dieser elektromagnetischen Bremsstrahlung weist auch einen Anteil niederenergetischer Röntgenstrahlung auf, welcher als Untergrundbeitrag in den Röntgenenergiespektren sichtbar ist (Kap.9.3). Bei geringen Myonenergien müssen aufwendige Methoden angewendet werden, um theoretische Vorhersagen der „Stopping Power“ (Abbremskraft) zu erhalten, da nicht nur die Ionisierung, sondern in gleichem Maße auch Kollisionen mit anderen Kernen zum Energieverlust beitragen [Wig50, Coh81, Coh83a, Coh83b, Coh90, Coh93]. Der Energieverlust pro Weglänge ist dabei gegeben durch:

$$\frac{dE}{dx} = -N \cdot S(\epsilon_\mu) \quad 2.1$$

dE/dx ... Energieverlust pro Weglänge [keV cm^{-1}]

$S(\epsilon_\mu)$... Stopping Power (Abbremskraft) pro Atom [keV cm^{-1}] in Abhängigkeit von der Myonenergie ϵ_μ

N ... Anzahl der Atome

Auch der Einfluß der molekularen Struktur des Targetwasserstoffs muß beachtet werden [Kor88]. Eine experimentelle Messung der Abbremskraft wurde von P.Hauser et al. [Hau93] durchgeführt. Die Abbremszeit für Myonen der kinetischen Energie $\epsilon_\mu \sim 130 \text{ keV}$ in Wasserstoff beträgt $\approx 10^{-12} \text{ s}$ [Ber75].

In einfachen Modellen wird angenommen, daß der atomare Coulomb-Einfang des negativen Myons in ein Orbital erfolgt, dessen Größe möglichst genau dem des verdrängten Elektrons entspricht, myonische und elektronische Wellenfunktion zeigen dementsprechend maximale Überlappung. Daraus läßt sich das wahrscheinlichste atomare Einfangsniveau eines myonischen Wasserstoffatoms abschätzen [Ger61, Leo62, Haf74, Ber75, Coh83a].

$$n_\mu = n_e \sqrt{\frac{m_\mu}{m_e}} \quad 2.2$$

n_μ ... Quantenzahl des gebundenen myonischen Atoms

n_e ... Quantenzahl des gebundenen elektronischen Atoms

m_μ ... reduzierte Masse des Myons im Wasserstoffatom [keV]

m_e ... reduzierte Masse des Elektrons im Wasserstoffatom [keV]

Für Wasserstoff ergibt sich durch Verdrängung eines 1s Elektrons daher (unter Berücksichtigung von $m_\mu/m_e \sim 207$) $n_\mu \sim 14$. Bei genauerer Betrachtung ergibt sich jedoch eine Verteilung der Einfangorbitale, deren Maximum zwar bei $n_\mu \sim 14$ liegt, die jedoch bis zu hohen Quantenzahlen reicht ($n > 50$) [Coh83b]. Unter Berücksichtigung molekularer Effekte findet sich die maximale Einfangswahrscheinlichkeit bei $n_\mu \sim 12$ [Kor92]. Die Drehimpulsquantenzahlen nach dem atomaren Myoneinfang werden dabei als statistisch verteilt angenommen [Coh83b,

Kor92]; das heißt: $P(l) = n^{-2} * (2l - 1)$ mit $P(l)$... Wahrscheinlichkeit für die Besetzung eines Drehimpuls-niveaus. Insbesondere wird in [Kor92] angenommen, daß sich das μp -Atom durch den Zerfall eines $(pp\mu e)^*$ Komplexes bildet.

Im allgemeinen wird kein großer Isotopieeffekt für die atomaren Myon-einfangswahrscheinlichkeiten der verschiedenen Wasserstoffisotope erwartet [Ber75, Ger82, Asc96], eine theoretische Arbeit [Coh83a] berechnet jedoch einen Isotopenunterschied für das atomare Einfangs-verhältnis von $W(D)/W(H) = 0.937$.

Von großer Bedeutung ist auch die Frage nach der anfänglichen Verteilung der kinetischen Energie der myonischen Atome, da sie die Wahrscheinlichkeit für nachfolgende Prozesse stark beeinflusst. Theoretische Abschätzungen ergeben einen mittleren Wert der kinetischen Energie der μp -Atome von $\epsilon_{\mu p} \sim 0.5$ eV [Kor92].

2.2 Theoretisches Modell der Kaskadenprozesse

- das Standardkaskadenmodell (SKM)

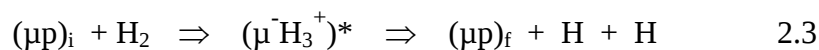
Sämtliche Prozesse, die zur Abregung eines myonischen Wasserstoffatoms beitragen, werden im Standardkaskadenmodell (SKM) betrachtet. Die grundlegenden Ideen dazu wurden in [Leo62] entwickelt. Folgende prinzipielle Annahmen werden dabei getroffen:

- Die Bildung des myonischen Wasserstoffatoms erfolgt in $n \sim 14$.
- Die Besetzung der n_l Drehimpuls-niveaus nach dem atomaren Einfang erfolgt statistisch.
- Die atomare Abregung (Kaskade) erfolgt über verschiedene, im folgenden näher erklärte Prozesse.

-
- Die kinetische Energie des μ -Atoms $\varepsilon_{\mu p}$ beträgt $\sim 1.5 - 2$ eV bei seiner Bildung und bleibt während der Kaskade konstant.
 - Die Mischung der Drehimpulseigenzustände durch „Stark-Effekt (Stark-Mixing)“ muß berücksichtigt werden.

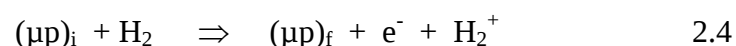
Eine maßgebliche Eigenschaft eines μp -Atoms ist seine geringe Größe. Da es elektrisch neutral ist, kann es sehr nahe an die umgebenden H_2 -Moleküle herankommen und sogar in deren Elektronenhüllen eindringen. Die im folgenden angeführten Prozesse können zur Abregung des myonischen Atoms in Wasserstoff beitragen.

2.2.1 Chemische Dissoziation



Chemische Dissoziation tritt als Abregungsmechanismus nur am Beginn der Kaskade für Myonen in hohen Orbitalen (für $n_\mu \geq 10$ [Mar81, Mar84] / $n_\mu \geq 14$ [Leo62]) auf. Dabei wird die überschüssige Energie des μ -Atoms über einen H_3 -Zwischenzustand in die Dissoziation des H_2 -Moleküls transferiert. Für $n \geq 12$ muß $(n_i - n_f) > 1$ sein, damit die Dissoziationsenergie von ~ 4.6 eV [Sou86] aufgebracht werden kann. Das μ -Atom kann dabei bis zu 1 eV an kinetischer Energie gewinnen. Genaue Untersuchungen dieser Prozesse liegen derzeit noch nicht vor.

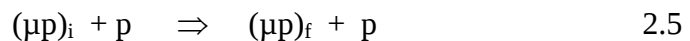
2.2.2 Externer Auger-Effekt



Die durch die Auger-Abregung des μ -Atoms freiwerdende Energie wird zu einem großen Teil auf die Elektronenhülle eines benachbarten H_2 -

Moleküls übertragen, wobei letzteres einfach ionisiert wird. Die wichtigsten Übergänge dabei sind Dipol(E1)-Übergänge, welche mit minimaler Änderung der Quantenzahl n bereits ausreichend Energie zur Ionisierung freisetzen. Bei $n = 7$ ist dies bereits mit $\Delta n = 1$ möglich; in diesem Bereich dominiert der Auger-Prozeß die Kaskade [Kot93], für höhere n muß $(n_i - n_f) > 1$ sein, damit mindestens die Ionisationsenergie eines e^- im H_2 -Molekül (15.4 eV [Sou86]) frei wird; deshalb nimmt der Wirkungsquerschnitt für den Externen Auger-Effekt bei höheren n ab. Der mögliche Gewinn an kinetischer Energie des μ -Atoms dabei ist jedoch klein ($\Delta \epsilon_{\mu p} < 1$ eV [Men88]). Mit kleinerem n nimmt die Wahrscheinlichkeit für den Auger-Prozeß wieder stark ab, weil das μ -Atom sehr viel kleiner wird, als der Bohr'sche-Radius des elektronischen Wasserstoffatoms [Mar94, Asc94].

2.2.3 Coulomb-Abregung



Als sehr kleines, neutrales Gebilde kann ein μp -Atom den Kernen der benachbarten Wasserstoffmoleküle sehr nahe kommen. Ist die Energie der dabei wirkenden elektromagnetischen Wechselwirkung vergleichbar mit den Energiedifferenzen der μp -Energieniveaus, können Übergänge (bevorzugt mit $\Delta n = 1$) in tiefere Niveaus induziert werden. Die gewonnene Energie wird dabei auf die kinetische Energie der kollidierenden Kerne aufgeteilt, wobei auch ein großer Energiegewinn (bis ~ 170 eV [Mar94]) für das μp -Atom möglich ist. Coulomb-Prozesse treten in allen Bereichen der myonischen Kaskade auf; unterschiedliche, energieabhängige Raten wurden in [Bra78, Men88, Cza90a, Kra95] berechnet. Im SKM wurden Coulomb-Prozesse als unwichtig betrachtet und vernachlässigt.

2.2.4 Stark-Effekt

$$(\mu p)_{n l} + H \Rightarrow (\mu p)_{n l'} + H \quad 2.6$$

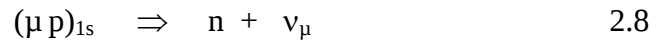
Wenn ein neutrales μp -Atom die Elektronenhülle der Nachbaratome durchdringt, induziert das starke elektromagnetische Feld „Stark-Oszillationen“ zwischen den zu einer Hauptquantenzahl n gehörigen, degenerierten n^2 -Drehimpulszuständen l . Die Oszillationszeit für derartige Übergänge ist sehr kurz ($\approx 10^{-16}$ s) [Day60, Leo62, Mar94]. Dadurch werden alle Drehimpulszustände des μ -Atoms „gekoppelt“ und statistisch besetzt. Die Raten für die Drehimpulsmischung durch Stark-Effekt sind bei hohen Dichten höher als die anderer Kaskadenprozesse. Dies garantiert während der gesamten Kaskade eine statistische Drehimpulsverteilung.

2.2.5 Strahlungsemission

$$(\mu p)_i \Rightarrow (\mu p)_f + \gamma \quad 2.7$$

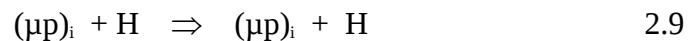
Die Strahlungsübergänge von myonischen Wasserstoffatomen sind – analog jenen elektronischer Atome – exakt berechenbar [Bet57, Bor80, Rei86]. Sie dominieren die Kaskade in μ -Wasserstoffatomen bei Abregungen zum $1s$ -Zustand. Dabei sind Dipol ($E1$)-Übergänge vorherrschend. Es werden unter anderem Röntgenstrahlen im Energiebereich von 1.9 bis 2.7 keV als K-Linien (Lyman-Linien) emittiert [Leo71, Bor80, Mar81, Mar90] (siehe Anhang 1). Höhere Strahlungsübergänge sind im myonischen Wasserstoff im Gegensatz zu μ -Helium [Gar97] wegen ihrer geringen Linienenergie experimentell bisher noch nicht nachgewiesen worden. Der Nachweis der emittierten Röntgenquanten liefert eine direkte Information über das Wechselspiel der verschiedenen Kaskadenprozesse und über die Besetzung des $1s$ -Niveaus.

2.2.6 Nuklearer Einfang



Bei myonischen Atomen wird dieser Prozeß durch die schwache Wechselwirkung vermittelt. Der nukleare Einfang ist dadurch sehr langsam ($\sim 10^{-3}$ s) und als Konkurrenzprozeß während der Kaskade nicht relevant. Der nukleare Myoneinfang am Proton oder Deuteron ermöglicht jedoch einen Präzisionstest für die Theorie der schwachen Wechselwirkung [Bre80, Bre81, Car87]. Es ist das einfachste exotische Lepton-Hadron-System, wo die Lepton-Quark-Wechselwirkung untersucht werden kann. Es dient insbesondere zur Überprüfung der Myon-Elektron-Universalität [Hai83, Pie84, Nac86].

2.2.7 Elastische Streuung



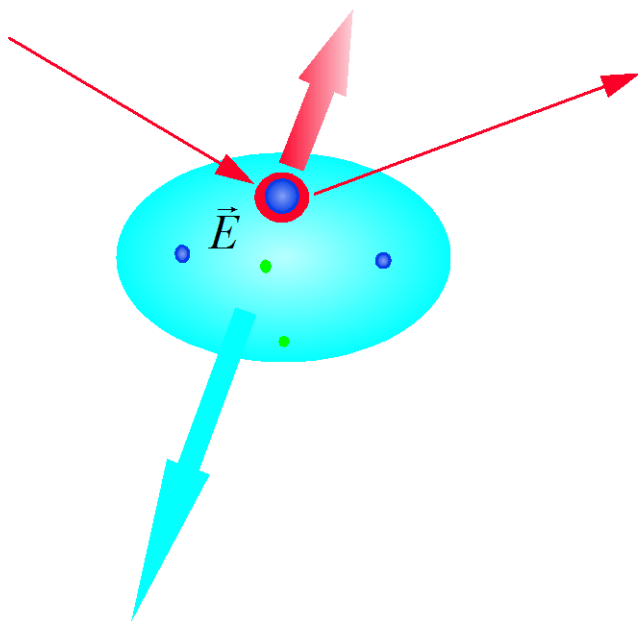
Die Streuung von μ -Atomen an Wasserstoffatomen bewirkt eine Abbremsung der μ -Atome auf eine Energie, die der durch die Targettemperatur bestimmten Maxwellverteilung entspricht. Da die Raten für elastische Streuung ($\sim 10^{12}$ s $^{-1}$) größer sind, als die anderer Kaskadenprozesse (außer Stark-Effekt), sollte das einen Großteil der μ -Atome noch während der Kaskade betreffen, d.h. noch vor dem Übergang zum 1s-Niveau [Men86]. Beschleunigend wirkende Prozesse ändern jedoch dieses Bild der Kaskade (Abschnitt 2.3.2).

Abb. 2.1 (nächste Seite): Schematische Skizze der wichtigsten Kaskadenprozesse in Protium. $\vec{E}$ bedeutet elektromagnetische Wechselwirkung. Pfeile skizzieren mögliche Teilchenbewegungen. Elektronen werden als Teilchen und Orbitale zusammen dargestellt, was den quantenmechanischen Dualismus symbolisieren soll.

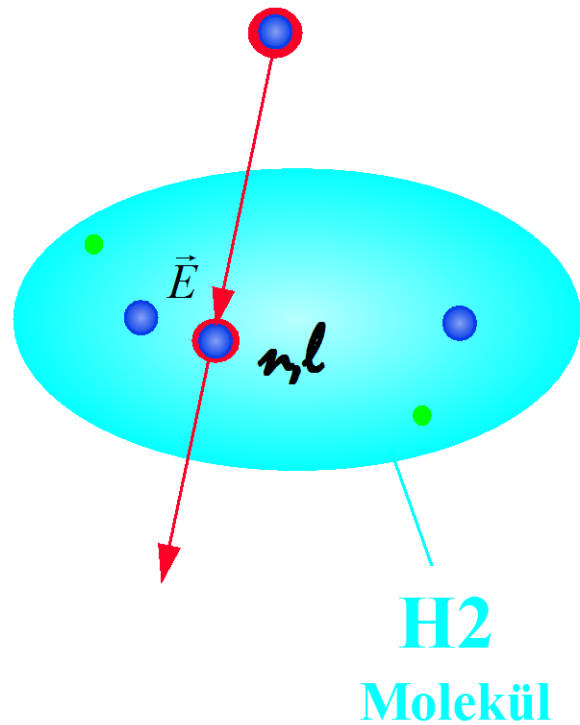
Myonische Kaskadenprozesse

- Elektron
- Proton
- μ^- p -Atom

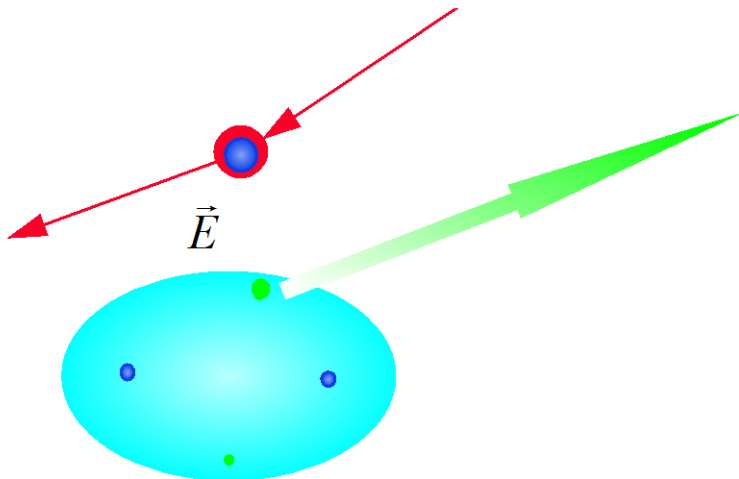
Coulomb-Abregung



Stark-Mixing



Auger-Effekt



Röntgenstrahlung



2.3 Berechnungen der myonischen Kaskade in Wasserstoff

2.3.1 Erwartung des Kaskadenmodells

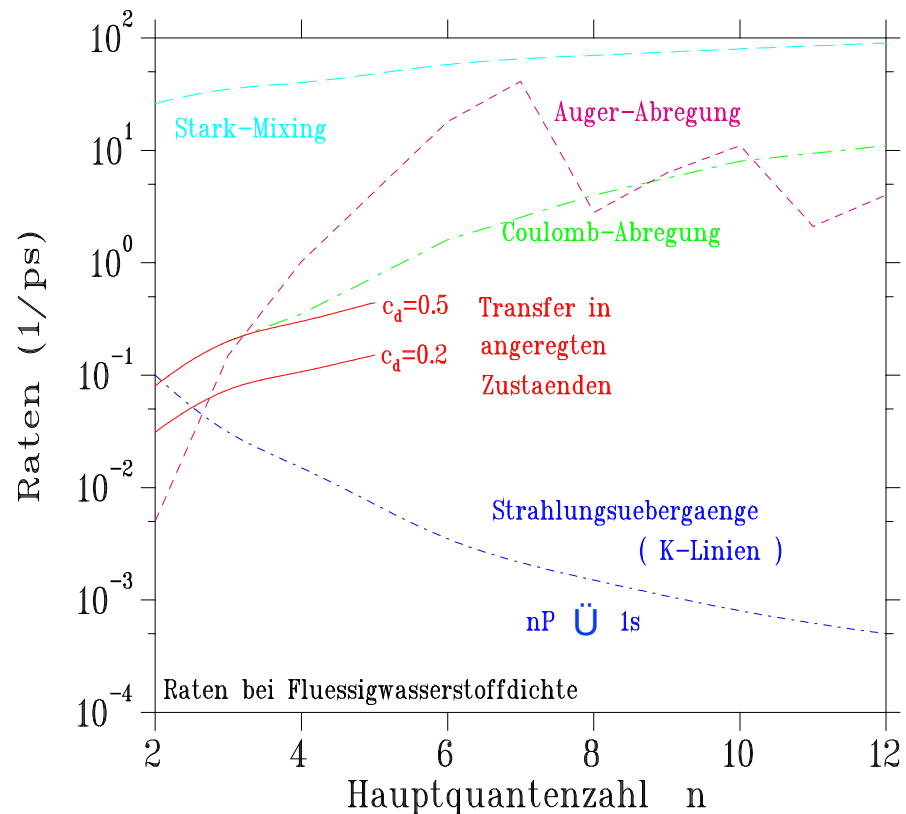


Abb.2.2: Abhängig von der Hauptquantenzahl n des μp -Atomes werden die theoretisch berechneten Raten der wichtigsten Kaskadenprozesse in myonischem Wasserstoff dargestellt. Die Rechnung ist für die Dichte von Flüssigwasserstoff gültig [Mar94, Mar96]. Die Raten der Strahlungsübergänge gelten für die K-Linien bei FWD (d.h. für die Niveauübergänge $2P \rightarrow 1s$ und $3P \rightarrow 1s$). Eine genaue Erklärung für die roten Linien (Transfer in angeregten Zuständen) folgt in Abschnitt 2.5.1. Gezeigt werden die Transferraten in H/D-Gemischen bei 20 % ($c_d = 0.2$) und 50 % ($c_d = 0.5$) Deuteriumgehalt.

Während der gesamten Kaskade eines Myons in Wasserstoff zeigt sich ein kompliziertes Wechselspiel zwischen Kollisionsprozessen und

Strahlungsemission. Die Beiträge der einzelnen Prozesse hängen stark von der Targetdichte und der kinetischen Energie der μp -Atome ab. In Energieniveaus $n \geq 12$ treten hauptsächlich Coulomb-Abregung und Chemische Dissoziation auf, welche beide zu einer Beschleunigung des μp -Atoms führen können [Kot82]. Für Niveaus < 7 wird im SKM kein Beitrag der Coulomb-Abregung angenommen. Bei mittleren Hauptquantenzahlen ($n \approx 7$) dominiert die Auger-Abregung. Der Stark-Effekt, der verschiedene Drehimpuls-niveaus l mischt, tritt während der gesamten Kaskade auf und garantiert deren statistische Besetzung. Die Übergänge zum 1s-Niveau finden fast ausschließlich durch Strahlungsemission statt.

Kaskadenprozeß	Energie-abhängigkeit	Dichte-abhängigkeit	Referenz
Strahlungsemission	keine	keine	Bet54
Auger-Effekt	keine (schwach)	linear	Leo62
Stark-Mischung	mittel	linear	Leo62, Ver69
Coulomb-Abregung	$\sim 1 / \sqrt{E}$	linear	Bra78
Elastische Streuung	$\sim 1 / \sqrt{E}$	linear	Sav94, Mar94

Tabelle 2.1: Die Abhängigkeit der Kaskadenprozesse von Dichte und $\epsilon_{\mu p}$ (nach [Asc95]).

Vollständige Rechnungen, die alle Kaskadenprozesse beinhalten, wurden in [Leo72, Mar81, Mar90] publiziert. Insbesondere sind darin Rechnungen für die Intensität der myonischen K-Linien enthalten, welche mit experimentellen Messungen vergleichbar sind. Der Stark-Effekt wird dabei mit einem Fitfaktor skaliert, um die experimentellen Resultate reproduzieren zu können [Kot93].

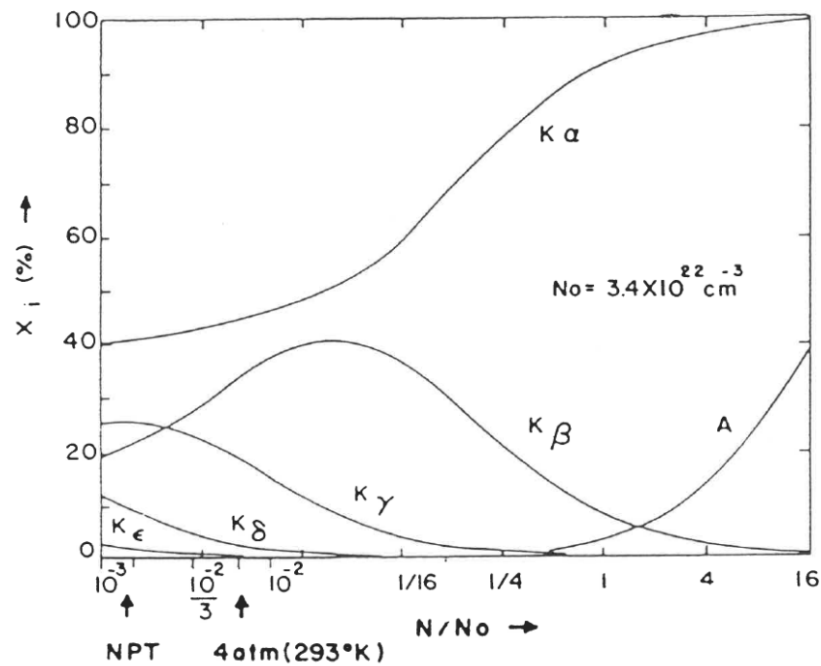


Abb.2.3: Relative Intensität der K-Linien $X_i(\%)$ myonischen Wasserstoffs als Funktion der Dichte N^5 . Kurve A gibt den Anteil des strahlungslosen Überganges zum Grundzustand an [Leo71]. (FWD ist in dieser Publikation allerdings im Gegensatz zur gebräuchlichen und im weiteren verwendeten Definition als $3.4 \cdot 10^{22}$ Atome/cm³ definiert.)

2.3.2 Ein über das SKM hinausgehendes Modell

Bei genauer Betrachtung der einzelnen Kaskadenprozesse zeigt sich, daß die SKM-Annahme der Konstanz der kinetischen Energie der μp -Atome $\epsilon_{\mu p}$ während der gesamten Kaskade erweiterungsbedürftig ist. Einzelne Prozesse beschleunigen oder bremsen das myonische Atom, woraus eine mehrkomponentige Verteilung der kinetischen Energien der μp -Atome im 1s-Zustand resultiert. Die Energieverteilung wird nicht nur vom Beitrag der elastischen Streuung dominiert, sondern es existiert auch eine geringe Anzahl von μ -Atomen, die am Ende der Kaskade nicht thermalisiert sind [Mar94]. Da bei der Emission von Strahlung oder von Auger-Elektronen die Abregungsenergie in die kinetische Energie eines leichten Partikels umgewandelt wird, ändern diese Prozesse die

⁵ Die Dichte des Wasserstoffs wird üblicherweise in % der Flüssigwasserstoffdichte (FWD) angegeben. FWD entspricht $4.25 \cdot 10^{22}$ Atome/cm³.

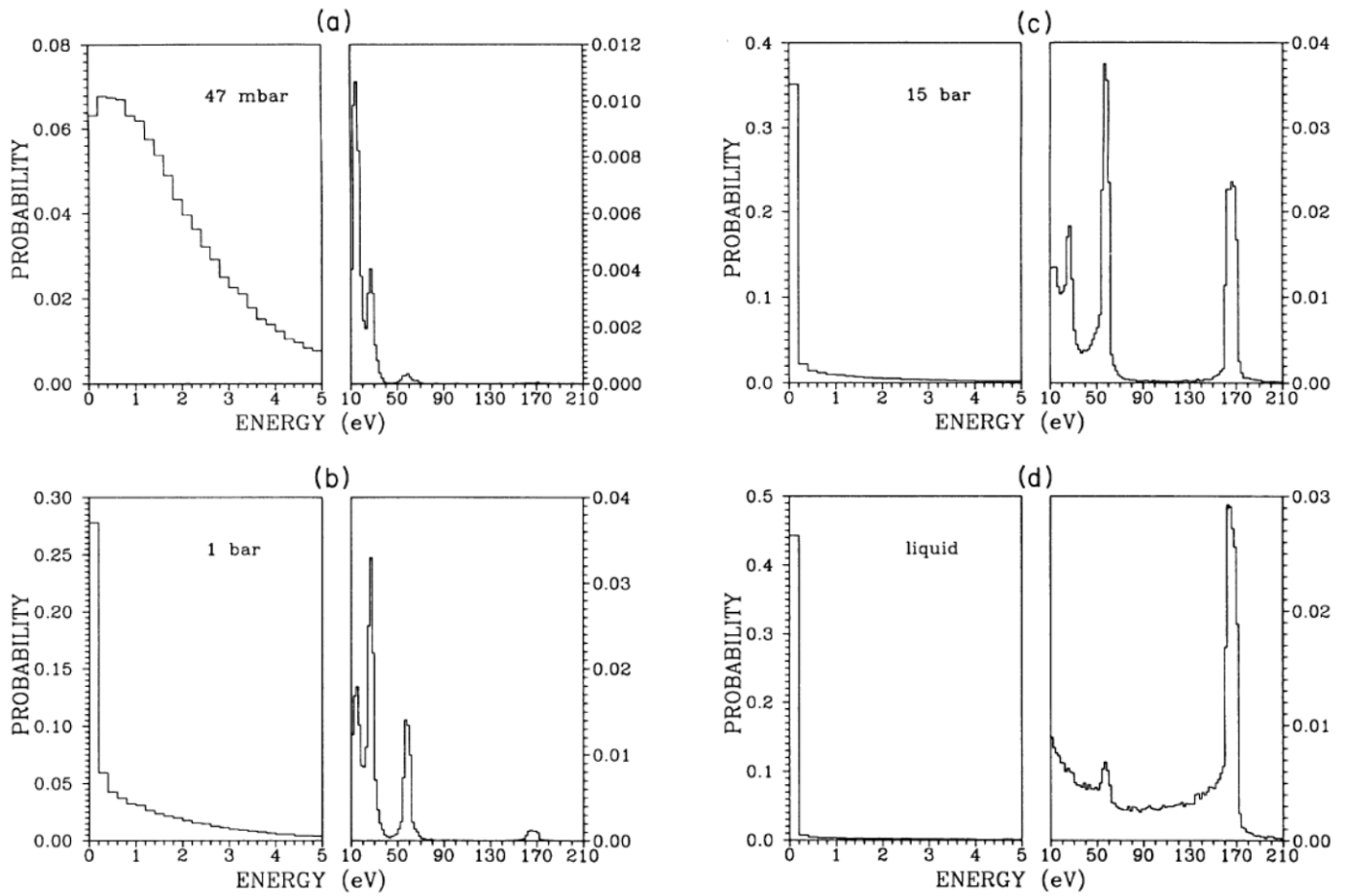


Abb.2.4: Energieverteilungen der μp -Atome nach der Kaskade bei verschiedenen Drücken (Dichten) [Mar94]:

a) 47 mbar (~ 0.06 % FWD), b) 1 bar (~ 0.1 % FWD), c) 15 bar (~ 1.9 % FWD), d) liquid (FWD) (FWD = $4.25 \cdot 10^{22}$ Atome/cm³). Die Darstellung zeigt die Wahrscheinlichkeit für die Besetzung eines bestimmten Energieintervalls in Abhängigkeit von der kinetischen Energie des μp -Atomes. Aus Messungen der Diffusion myonischer Atome [Abb92] ist bekannt, daß deren mittlere kinetische Energie nach Erreichen des 1s-Zustandes ~ 2 eV für μp - (~ 1.4 eV für μd -) Atome beträgt.

Verteilung von $\varepsilon_{\mu p}$ kaum. Bei Coulomb-Prozessen wird dagegen das μp -Atom beschleunigt; es kann bei einem Coulomb-Übergang von $n = 5$ auf $n = 4$ 28 eV und bei dem Übergang von $n = 4$ auf $n = 3$ sogar 61 eV an kinetischer Energie gewinnen. Dies bewirkt eine hochenergetische Komponente in der Verteilung von $\varepsilon_{\mu p}$.

In einer verbesserten Beschreibung wird daher die kinetische Energie der μp -Atome nicht als konstanter Parameter, sondern als zeitabhängige Verteilung während der Kaskade betrachtet. In [Mar94, Asc96] wird dies

für die Coulomb-Abregung und die elastische Streuung in Niveaus mit $n \leq 6$ berücksichtigt. Bei sehr niedrigen Dichten zeigt $\varepsilon_{\mu p}$ eine sehr geringe Abhängigkeit von n (für $n < 10$ dominieren Strahlungsübergänge). Mit zunehmender Dichte spielt Coulomb-Abregung eine maßgebliche Rolle, und ein Teil der μp -Atome wird dadurch stark beschleunigt, was in einer hochenergetischen Komponente der Energieverteilung ersichtlich ist. (Im SKM wird dies bei niedrigen n nicht berücksichtigt.) Sehr hohe Dichten führen zu einem verstärkten Aufbau der thermalisierte μp -Komponente auf Grund elastischer Vielfachstreuung [Mar94]. In Abbildung 2.4 sind die Energieverteilungen der μp -Atome am Ende der Kaskade für verschiedene Targetdichten dargestellt [Mar94].

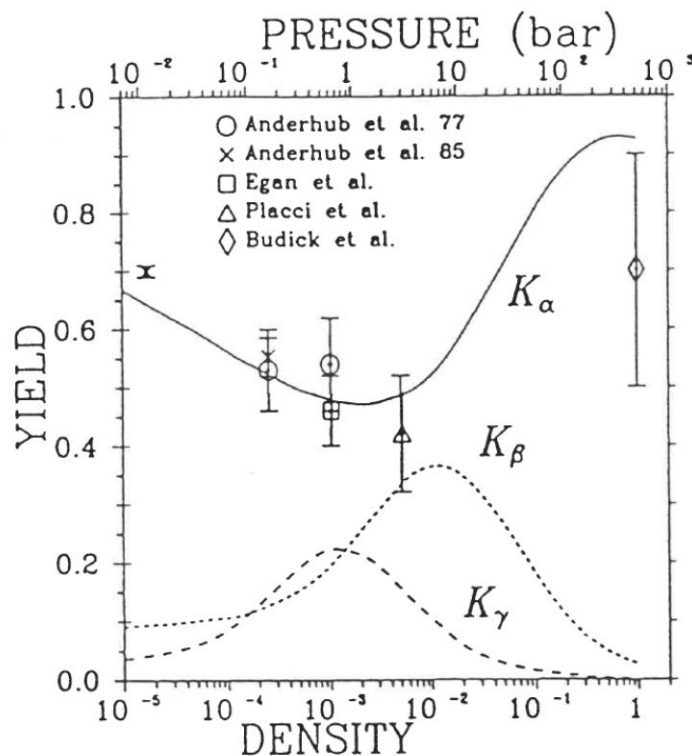


Abb.2.5: Intensitäten der K-Linien von myonischem Wasserstoff in Abhängigkeit von der Targetdichte. Linien korrespondieren mit Modellrechnungen aus [Mar94] für K_{α} -, K_{β} - und K_{γ} -Intensitäten myonischen Protiums. Die dargestellten Meßwerte sind in Tabelle 2.2 zusammengefaßt.

Betrachtet man die berechneten Intensitäten der K-Linien, so sieht man (Abb.2.3) die Dominanz der Strahlungsübergänge zur Besetzung des 1s-Niveaus über den gesamten betrachteten Dichtebereich. Bei Flüssigwasserstoffdichte ist der 2p-1s Übergang (K_α -Linie) dominant, mit abnehmender Dichte gewinnen jedoch höhere Übergänge (K_β , K_γ) an Bedeutung. Die aus dem erweiterten Kaskadenmodell resultierende Dichteabhängigkeit der K-Linienintensitäten [Mar94] ist in Abbildung 2.5 dargestellt.

2.4 Bisherige experimentelle Untersuchungen

Die Beobachtung der K-Röntgenstrahlung erlaubt den einfachsten direkten experimentellen Zugang zu den Prozessen der myonischen Kaskade. Beobachtungsgrößen dabei sind die absoluten Intensitäten der einzelnen K-Linien. Der erstmalige Nachweis von myonischer Röntgenstrahlung gelang Placci et al. [Pla70] in Wasserstoffgas. Budick et al. [Bud71] konnte diese auch in flüssigem Wasserstoff beobachten. Weitere Messungen bei sehr dünnen Gasdichten folgten [And77, Ega81, And84]. Tabelle 2.2 gibt eine Zusammenstellung der bisher publizierten Daten. Diese sind entweder mit einem großen Fehler behaftet oder enthalten nur Resultate bei sehr niedrigen Dichten. Bei diesen niedrigen Dichten ist die Messung der K-Röntgenstrahlung sehr sensitiv auf Prozesse, welche bei hohen Hauptquantenzahlen ($n \geq 10$) stattfinden [And84, Kot93, Mar94], da für $n \leq 10$ die Abregung praktisch nur noch über Strahlungsprozesse erfolgt. Bei niedrigen Dichten bestimmen zwei Faktoren die theoretische Vorhersage der K-Linienintensitäten [Kot93] maßgeblich:

- i) Raten für Drehimpulsmischung durch Stark-Effekt
- ii) Anfangsverteilung der myonischen n_l Niveaus.

Für Aussagen über die involvierten Kollisionsprozesse (Auger-Effekt, Coulomb-Abregung) benötigt man aber Messungen bei höheren Dichten.

Besonderes Interesse wird der Rolle der Coulomb-Abregung zuteil, da sie in der Kaskade exotischer Atome nicht klar verstanden ist [Bra78, Men88, Cza90a]. Das K_α/K_β -Verhältnis bei hohen Dichten ist dafür eine sehr sensitive Meßgröße [Asc96].

Experimentelle Daten über einen eventuellen Isotopieeffekt zwischen Protium und Deuterium existieren bis heute noch keine.

Publikation	Targetdichte [% FWD]	K_α/K_{tot} Intensität	K_β/K_{tot} Intensität
Pla70	0.005	0.42 ± 0.10	-----
Bud71	1.0 (liquid)	0.7 ± 0.2	-----
And77	0.001	0.53 ± 0.07	-----
	0.0002	0.54 ± 0.08	-----
Ega81	0.001	0.46 ± 0.06	-----
And84	0.00025	0.553 ± 0.033	0.65 ± 0.18
	$1.7 \cdot 10^{-5}$	0.699 ± 0.01	0.46 ± 0.06
	$1 \cdot 10^{-5}$	0.71 ± 0.07	0.52 ± 0.04
	$6.6 \cdot 10^{-6}$	0.739 ± 0.09	0.42 ± 0.06
	$1.7 \cdot 10^{-6}$	0.789 ± 0.1	0.49 ± 0.08
	$4.15 \cdot 10^{-7}$	0.843 ± 0.16	0.56 ± 0.07

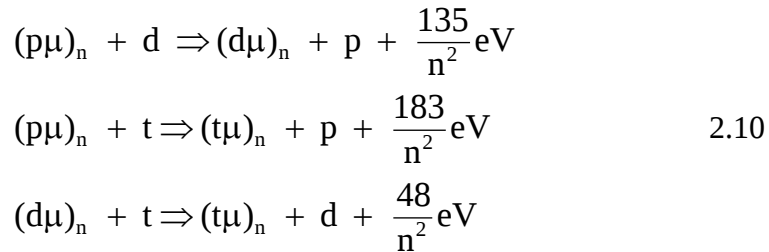
Tab. 2.2: Experimentelle Resultate für die relativen Intensitäten der myonischen K-Linien (K_α/K_{tot} , K_β/K_{tot}) von Protium in Abhängigkeit von der Targetdichte.

2.5 Die myonische Kaskade in Gemischen von Wasserstoffisotopen

Alle in Kapitel 2 besprochenen Abregungsprozesse treten sowohl in reinem Protium, reinem Deuterium und reinem Tritium, als auch in Wasserstoffgemischen auf. In Gemischen trägt zusätzlich ein weiterer Prozeß zur Komplexität der Kaskade bei: der Transfer des Myons in angeregten Zuständen.

2.5.1 Transfer in angeregten Zuständen und die Größe q_{1s}

Aufgrund der unterschiedlichen Bindungsenergien der drei Wasserstoffisotope Protium, Deuterium und Tritium gewinnt ein Myon Energie, wenn es zum schwereren Isotop transferiert.



n ... Energieniveau, in dem der Transfer stattfindet (Hauptquantenzahl).

Für alle Isotopengemische gilt, daß es für das Myon immer energetisch günstiger ist zu transferieren. Auf Grund der Überlappung der Orbitale bei gleichen $n \geq 1$ für μp - und μd -Atome (im Fall eines H/D-Gemisches) ist dieser Transfer bereits in angeregten Zuständen möglich und auch wahrscheinlich, da die theoretisch berechneten maßgeblichen Raten für diesen Transfer mit den Raten anderer Kaskadenprozesse erfolgreich konkurrieren können. Es wird nur der Transfer zwischen Niveaus mit

gleichem n betrachtet ($\Delta n = 0$). Die Übergangsraten für $\Delta n \neq 0$ sind vernachlässigbar klein. Die freiwerdende Energie wird in kinetische Energie der involvierten Atome übergeführt.

Das Myon hat daher nur eine bestimmte Wahrscheinlichkeit nach dem Einfang am leichteren Isotop auch dessen 1s-Niveau zu erreichen, ohne vorher zum schwereren Isotop zu transferieren.

Diese Wahrscheinlichkeit wird mit q_{1s} bezeichnet.

Äquivalent ist die Definition:

q_{1s} ist die Wahrscheinlichkeit, daß ein in einem Wasserstoff-isotopengemisch gebildetes myonisches Atom des leichteren Isotops seinen 1s-Zustand erreicht.

Das Myon kann auch vom Grundzustand des leichteren Isotops zum schwereren Isotop transferieren. Die Transferrate im Grundzustand ($\lambda_{pd} \sim 10^{10} \text{ s}^{-1}$ [Ble63, Ber72], $\lambda_{dt} = 10^8 \text{ s}^{-1}$ [Jei88]) ist jedoch viel kleiner als die Transferraten in angeregten Niveaus (Abb.2.7). In Wasserstoff-isotopengemischen ist die Größe q_{1s} für die nachfolgenden Prozesse, die zur myon-katalysierten Fusion führen, von entscheidender Bedeutung (Kap.3). Durch die Grundzustandspopulationen der verschiedenen Isotope wird die Ausgangssituation für den gesamten μCF -Zyklus (Kap.3.1) determiniert [Bre89].

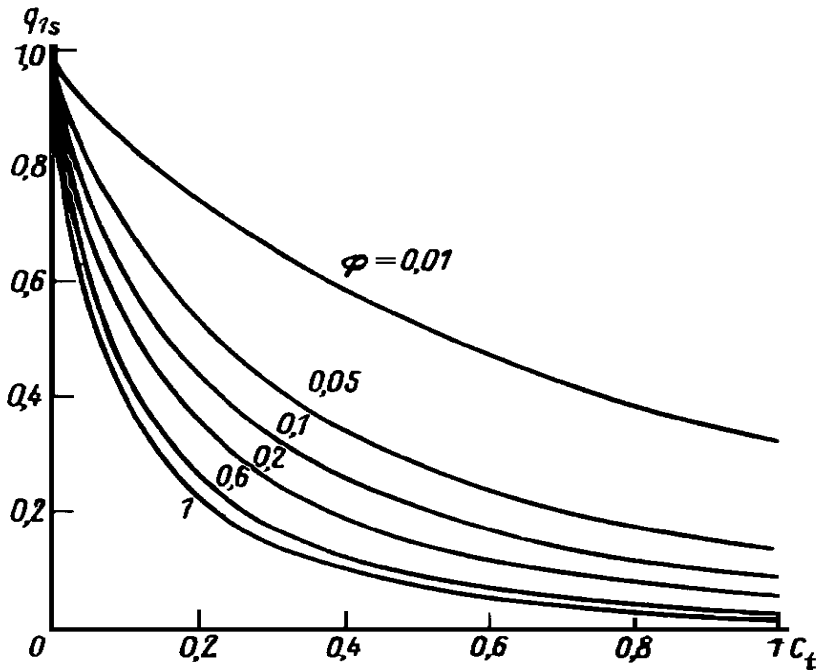


Abb.2.6: Theoretische Vorhersage für q_{1s} für verschiedene Targetdichten Φ [Men84] im Deuterium-Tritium Gemisch. ($\Phi = 0.01$, d.h. $0.01 \times \text{FWD}$)

In [Pon83, Men84] wurde erstmals die Wichtigkeit des Transfers aus angeregten Zuständen herausgestellt. Die erstmalige Berechnung von q_{1s} [Men84] ergab eine starke Abhängigkeit von der Dichte Φ und der Konzentration des schwereren Isotops c_i ($i = d, t$).

$$\Rightarrow q_{1s} = q_{1s}(\Phi, c_i)$$

Abbildung 2.6 zeigt die in [Men84] für D/T-Gemische berechneten Werte von q_{1s} . Eine komplexere Beschreibung [Czap90b] nimmt auch auf die Abhängigkeit der Transferraten von der kinetischen Energie der myonischen Atome $\varepsilon_{\mu p}$ Rücksicht. Die Abhängigkeit der Transferraten λ_n von $\varepsilon_{\mu p}$ ist in Abbildung 2.7 für verschiedene Hauptquantenzahlen dargestellt. Da der Transfer hauptsächlich in Niveaus mit $2 \leq n \leq 6$ stattfindet,

ist eine Messung von q_{1s} sehr sensitiv auf die Verteilung der kinetischen Energie der myonischen Atome in diesem Bereich der Kaskade [Mar96].

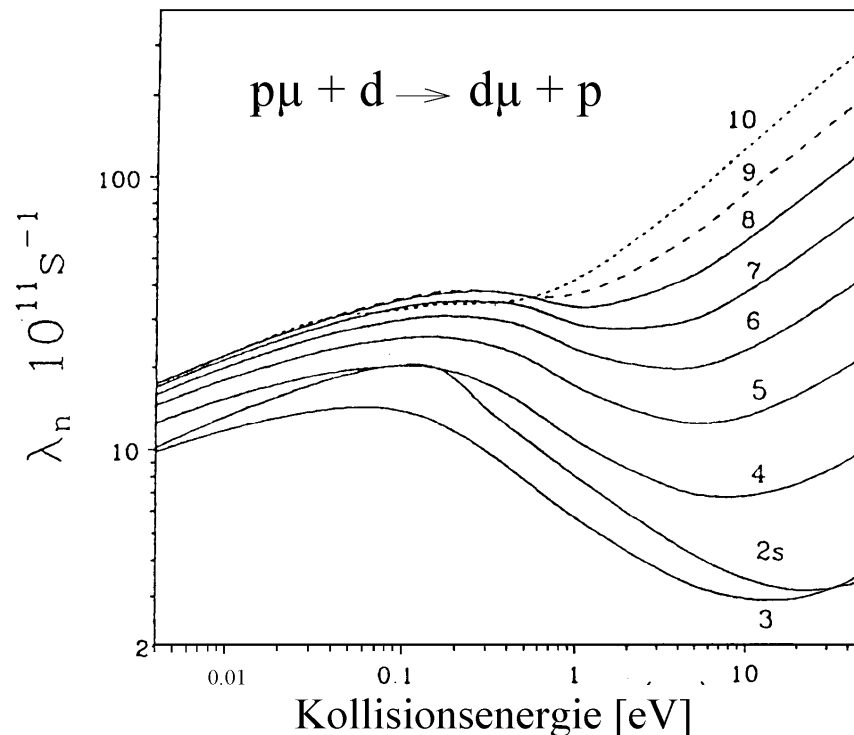


Abb.2.7: Muontransferraten in H/D-Gemischen für verschiedene Hauptquantenzahlen n in Abhängigkeit von der Kollisionsenergie der myonischen Atome [Cza94a]. (Bei der Berechnung wurde die Ladungsabschirmung durch Elektronen – „electron screening“ – berücksichtigt.)

Seit dem Erkennen der Relevanz von q_{1s} zum Verständnis der μ CF findet eine lebhafte theoretische Diskussion über die Konzentrations-, Dichte- und Energieabhängigkeit von q_{1s} statt, welche von indirekten experimentellen Hinweisen (Abb.2.8) stimuliert wurde, die nicht mit der theoretischen Vorhersage übereinstimmen. Verschiedene Ideen wurden dabei berücksichtigt:

- Auf dem Standardkaskadenmodell aufbauend wurden in [Kra88, Gul90, Cza90b] Rechnungen für H/D-, D/T- und H/T-Gemische publiziert, wobei der Einfluß von epithermischen μ -Atomen mit höheren Energien besonders betrachtet wurde.

-
- In [Cza94a, Cza94b] wurde zusätzlich die Möglichkeit eines bei höheren Temperaturen möglichen Rücktransfers des Myons zum leichteren Isotop berücksichtigt.
 - In [Mar93, Asc95, Asc96] wurde die Entwicklung der kinetischen Energie des μ -Atoms während der Kaskade (Kap. 2.3.2) berücksichtigt, etwa die Beschleunigung der μ -Atome durch Coulomb-Abregungsprozesse während der Kaskade.
 - In [Fro95a, Fro95b, Wal95] wurde Bildung und Zerfall eines angeregten $(dt\mu)^*$ -Moleküls berechnet. Der stark asymmetrische Zerfall des angeregten Moleküls auf strahlungslosem Weg, der die Grundzustandspopulation des μd -Atoms im Verhältnis 9:1 bevorzugt [Kin95], verursacht eine Änderung der q_{1s} -Werte im D/T-Gemisch, insbesondere durch eine deutliche Änderung der Konzentrationsabhängigkeit. Eine ähnliche Asymmetrie könnte im H/D-Gemisch vorhanden sein. Zur Zeit liegt jedoch noch keine Berechnung dazu vor.

Falls im Wasserstoff höhere Elemente ($Z \geq 2$) vorhanden sind (Verunreinigungen), so kommt es bereits in angeregten Zuständen zu einem sehr schnellen Transfer zu diesen Elementen [Ger75], wobei Transfer zu Helium gesondert zu betrachten ist [Gar95, Tre95]. Dadurch ist für eine experimentelle Anordnung eine große Reinheit des Wasserstoffes notwendig.

2.5.2 Experimentelle Ergebnisse

Bis zur vorliegenden Arbeit gab es keine direkte experimentelle Bestimmung von q_{1s} . Indirekte Ergebnisse aus der Untersuchung der dt -Zyklusraten, wobei viele nicht genau bekannte Parameter Eingang in die Analyse fanden [Jon86, Bre87c, Bal88, Wer90, Ack93, Ack95], ließen

auf einen geringeren Transfer in angeregten Zuständen schließen als theoretisch vorhergesagt wurde [Men85, Cza90].

In [Jon86,Bre87c] wurde ein Hinweis für eine geringe c_t -Abhängigkeit festgestellt. In [Bal88] wurde für die Bedingungen $c_t = 1.24 \%$, $\Phi = 10.5 \%$ FWD, $T = 296 \text{ K}$ ein Wert von $q_{1s} \geq 0.97$ angegeben. Abbildung 2.8 präsentiert das einzige quantitative Resultat für mehrere Werte von c_t [Ack93], welches aus einem sehr komplexen Fit der dt-Zyklusrate stammt [Wer90, Ack93].

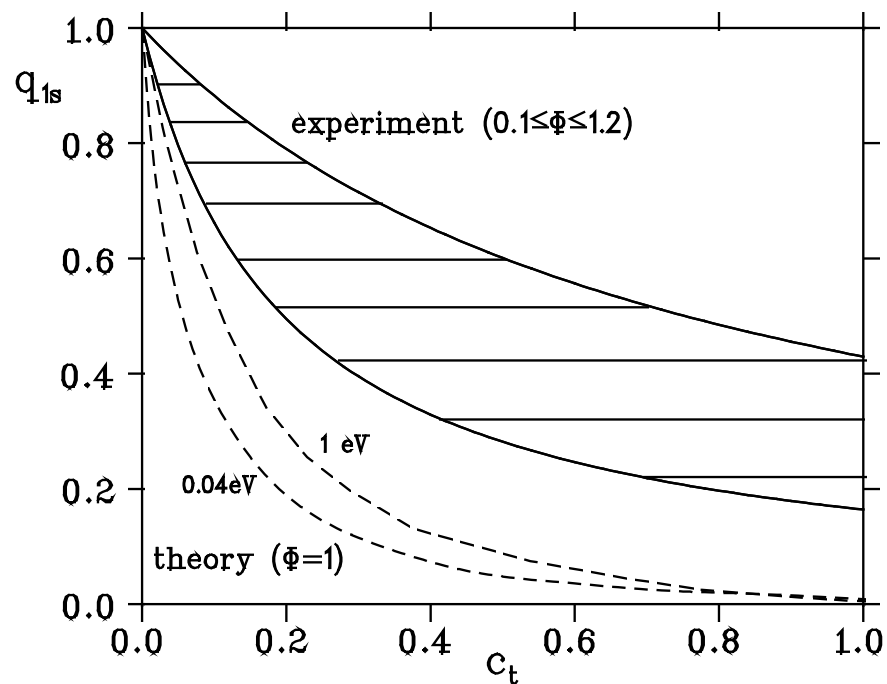


Abb.2.8: Die Darstellung wurde [Ack93] entnommen. Der experimentell zulässige Bereich für die q_{1s} -Werte stimmt nicht mit den theoretischen Vorhersagen überein (gestrichelte Linien gelten für unterschiedliche $\varepsilon_{\mu p}$ [Cza90]).

3. Myon-katalysierte Fusion in Wasserstoff

3.1 Überblick über den Fusionszyklus

Verschiedene Publikationen haben in den letzten Jahren einen umfassenden Überblick über die Erfolge gegeben, welche in den letzten zwei Jahrzehnten hinsichtlich der Untersuchung der Myon-katalysierten Fusion erzielt worden sind [Bre87a, Bre87b, Bre89, Bre90, Bra82, Ger90, Pon90, Pet92, Coh93, Ack86, Ack91a, Wer90b, Jai92].

Das Zusammenspiel verschiedenster physikalischer und chemischer Prozesse (*Kinetik*) ist notwendig, damit Myon-katalysierte Fusion stattfindet.

Nachdem ein Myon sehr aufwendig in einem Beschleuniger erzeugt wurde (*Myon-Produktion*) [PSI94], verläßt es diesen und gelangt bei typischen Experimenten zur Untersuchung der μ CF in ein mit Wasserstoff gefülltes Target. Das Myon verliert beim Durchdringen von Materie (Targetzellenfenster, Wasserstoff) durch Ionisierung kinetische Energie (*Abbremsung*), bis es von den Wasserstoffatomen im Target eingefangen wird (*atomarer Einfang*) und ein angeregtes myonisches Atom gebildet wird. Verschiedene Prozesse tragen zur Abregung der myonischen Atome (*myonische Kaskade*) bei (Kap.2). In Isotopengemischen kann das Myon dabei noch während der Kaskade zum schwereren Isotop (*Transfer aus angeregten Zuständen* - q_{1s}) transferieren. Hohe Transferraten zu eventuell vorhandenen schwereren Elementen (*Verunreinigung*) erfordern eine hohe Reinheit des Targets. Das myonische Wasserstoffatom bildet mit einem weiteren H-Atom ein myonisches Molekül (*Molekülbildung*). Dort kommt es durch die Nähe der beiden Atomkerne unmittelbar zur Fusion (*Kernfusion*). Dies gilt für alle Kombinationen von Wasser-

stoffisotopen außer für reines Protium (pp-Fusion⁶). Danach bleibt das Myon an einem der beteiligten Atomkerne entweder haften (**Sticking**), oder es wird frei und kann einen neuen „Fusionszyklus“ katalysieren.

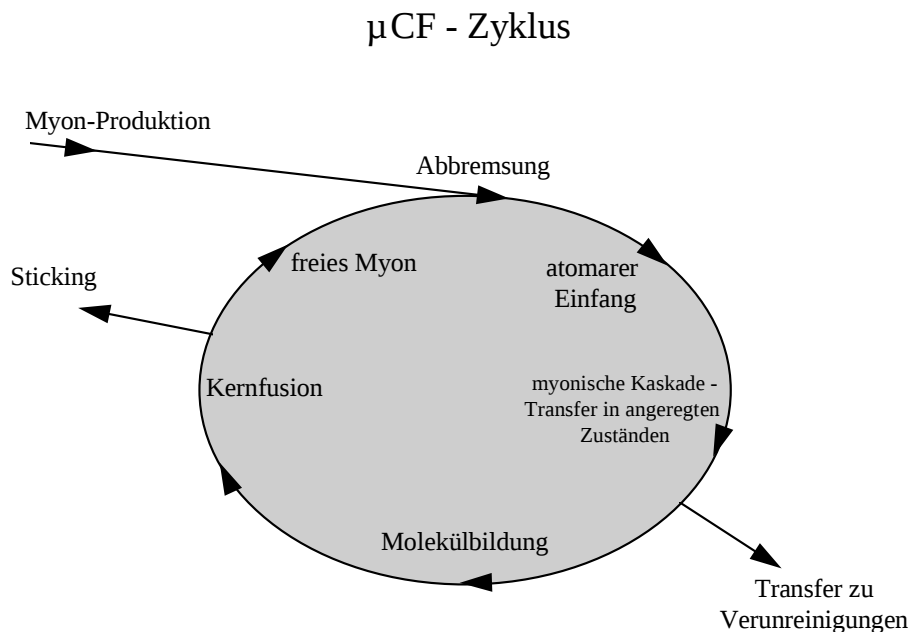


Abb.3.1: Der Fusionszyklus in schematisch vereinfachter Darstellung.

Beim Vergleich der Geschwindigkeiten, mit welchen diese Prozesse ablaufen [Bre89] sieht man, daß die Bildung eines myonischen Atoms sehr rasch ($\sim 10^{-12}$ s) erfolgt, und daß unmittelbar nach der Bildung eines myonischen Moleküls die Fusion erfolgt (in D/T-Gemischen $\sim 10^{-12}$ s). Der Molekülbildungsprozeß hängt stark davon ab, welches Isotop als myonisches Atom vorliegt. In einem Wasserstoffisotopengemisch ist es daher von großem Interesse zu wissen, ob das Myon den 1s-Grundzustand beim leichteren oder beim schwereren Isotop erreicht hat. Bestimmend ist hierfür der Wettbewerb zwischen den verschiedenen Kaskadenprozessen (Kap.2).

⁶ pp-Fusion ist ein Prozeß, in dem ein Proton in ein Neutron, ein Positron und ein Neutrino umgewandelt wird. Er wird durch die schwache Wechselwirkung vermittelt und ist um Größenordnungen langsamer als der Myonzerfall [Zel60].

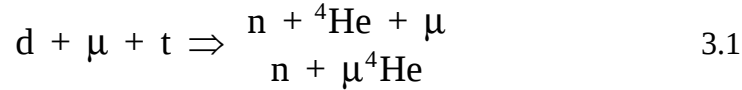
Besonderes Interesse gilt der μ CF in Deuterium-Tritium (D/T)-Gemischen, welche auf Grund der hohen Geschwindigkeit der involvierten Prozesse am vielversprechendsten für eventuelle Anwendungen erscheint. Die experimentelle Untersuchung der dt- μ CF bedeutet jedoch wegen der involvierten Radioaktivität – Tritium ist ein instabiles Element, welches unter Emission von Elektronen (maximale Energie (e^-) = 18.6 keV) mit einer Halbwertszeit von 12.3 Jahre zerfällt [Sou86] – ein schwieriges Unterfangen. Auf Grund der komplexen Reaktionskinetik ist die theoretische Beschreibung sehr kompliziert [Bre89, Pon90, und dortige Zitate] und noch nicht in quantitativer Übereinstimmung mit experimentellen Resultaten [Kam90, Wer90a, Ack93, Jei93, Pet93, Ack95, Jei95].

Die Existenz von Myontransferreaktionen in angeregten Niveaus ist im D/T-Gemisch von besonderer Bedeutung, da die myonische Molekülbildung vom μ t-Atom ausgehend ($\lambda_{dt\mu}$) schneller vor sich geht, als vom μ d-Atom [Bre89] aus.

μ CF in reinem Deuterium (D_2) bietet die Möglichkeit sowohl quantenmechanische Berechnungen der involvierten Prozesse als auch theoretische Vorhersagen der Quantenelektrodynamik mit sehr großer Genauigkeit experimentell zu überprüfen [Zme86, Zme90, Scr93, Kam93].

3.2 Die Deuterium-Tritium-Fusion

Bei der dt-Fusion wird ein Deuteron (d) und ein Triton (t) zu einem α -Teilchen fusioniert, wobei ein Neutron mit einer kinetischen Energie von ≈ 14.1 MeV emittiert wird. Das Myon bleibt dabei mit einer Wahrscheinlichkeit von ≈ 0.56 % am Helium haften [Cas93, Lou93], oder es steht für eine weitere Fusion zur Verfügung.



d ... Deuteron n ... Neutron μ ... negatives Myon (μ^-)
t ... Triton ${}^4\text{He}$... α -Teilchen

Das dabei emittierte Neutron ist leicht nachzuweisen [Ack91a, Lau91], ein direkter Nachweis des α -Teilchens ist ebenfalls bereits gelungen [Lou91].

Zur Beschreibung der dt-Fusion eignet sich sehr gut das Bild des "Kreisprozesses" (= Zyklus), der von einem einzigen Myon über 100 Mal durchlaufen werden kann bevor es zerfällt [Jon86, Bre87c, Wer90b, Ack91a]. Betrachtet man nun die mittlere Zeit τ_c , die ein freies Myon benötigt, um eine Fusion zu katalysieren und danach wieder als freies Myon für weitere Zyklen zur Verfügung zu stehen, so gilt folgende Approximation:

$$\tau_c = \frac{1}{\lambda_c} = \frac{c_d \cdot q_{1s}}{c_t \cdot \lambda_{dt}} + \frac{1}{c_d \cdot \lambda_{dt\mu}} \quad 3.2$$

λ_c = Zyklusrate	c_d = Deuteriumkonzentration
λ_{dt} = dt - Grundzustandstransferrate	c_t = Tritiumkonzentration
$\lambda_{dt\mu}$ = dt - Molekülbildungsrate	τ_c = mittlere Zykluszeit
q_{1s} = Wahrscheinlichkeit den $d\mu(1s)$ -Zustand zu erreichen (Kap.2.5)	

Diese vereinfachte Darstellungsweise berücksichtigt weder mögliche Seitenzyklen (z.B. dd- oder tt-Fusion) noch die unterschiedlichen Raten aus verschiedenen Hyperfeinzuständen der myonischen Atome. Diese beiden Beiträge verkomplizieren jedoch nur den zweiten Term der Gleichung 3.2 (eine genauere Beschreibung findet sich in [Bre89, Wer90b, Ack91a]).

Alternativ kann τ_c auch als mittlere Zeit zwischen der Produktion von zwei dt-Fusionsneutronen aus dem Gleichgewichtszustand unter der Voraussetzung, daß das Myon den Zyklus nicht verlassen hat, interpretiert werden [Wer90b].

Die im ersten Term der Gleichung 3.2 auftretende Rate λ_{dt} ist bereits experimentell bekannt [Jei88, Bre89]. Die Rate λ_{dtp} wurde indirekt aus Zyklusratenanalysen extrahiert worden [Bre89]. Die Wasserstoffkonzentrationen und die Dichte müssen bei jeder individuellen Messung bestimmt werden.

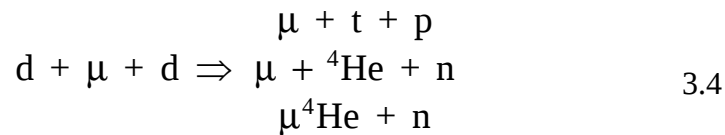
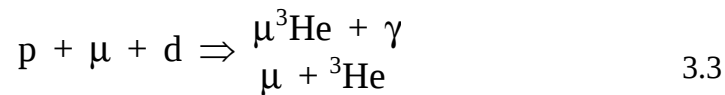
Die Größe q_{1s} konnte bisher noch nicht experimentell direkt bestimmt werden. Sie ist jedoch zur eindeutigen Interpretation der experimentellen Ergebnisse für λ_c aus der Analyse der Fusionsneutronenspektren unabdingbar.

Erste Hinweise für q_{1s} aus komplizierten Fitanalysen von dt-Fusionsneutronenspektren [Jon86, Bre87c, Wer90b, Ack93, Ack95], bei welchen jedoch eine Vielzahl von anderen, nicht genau bekannten Parametern verwendet werden mußten, ergaben eine Abweichung von der theoretischen Vorhersage (Kap.2.5, Abb.2.8).

Es besteht daher sowohl von theoretischer als auch von experimenteller Seite großes Interesse und die Notwendigkeit, dieses offene Problem zu klären [Pan1, Pan2].

3.3 Die Fusion in H/D und D₂

Bei der Myon-katalysierte Fusion in Protium-Deuterium Gemischen (H/D) oder in reinem Deuterium finden sehr ähnliche Prozesse wie im D/T-Gemisch statt, die einzelnen Raten sind jedoch sehr unterschiedlich [Bre89, Zme90, Pet90, Scr93]. Es kommt daher viel seltener zur Fusion. Folgende Prozesse treten auf:



³He ... Kern von ³He γ ... γ-Quant
⁴He ... Kern von ⁴He

Obwohl auf Grund der Hyperfeinstruktur der myonischen Wasserstoffatome die Reaktionskinetik sehr komplex ist, ist sie vorallem in reinem Deuterium schon sehr gut verstanden [Zme90, Scr93]. pd- und dd-Zyklen treten immer als zusätzliche Fusionsmöglichkeiten in D/T-Gemischen auf und vermindern dort die Effizienz der Fusion. Eine Untersuchung dieser Prozesse kann mittels Nachweis von Neutronen, γ-Quanten, Konversionsmyonen oder auch durch Nachweis der ³He- und ⁴He-Kerne erfolgen, wozu eine Vielzahl unterschiedlicher Detektoren notwendig ist [Zme86, Pro90, Pro94, Kos94].

4. Der Aufbau dieses Experiments

4.1 Übersicht

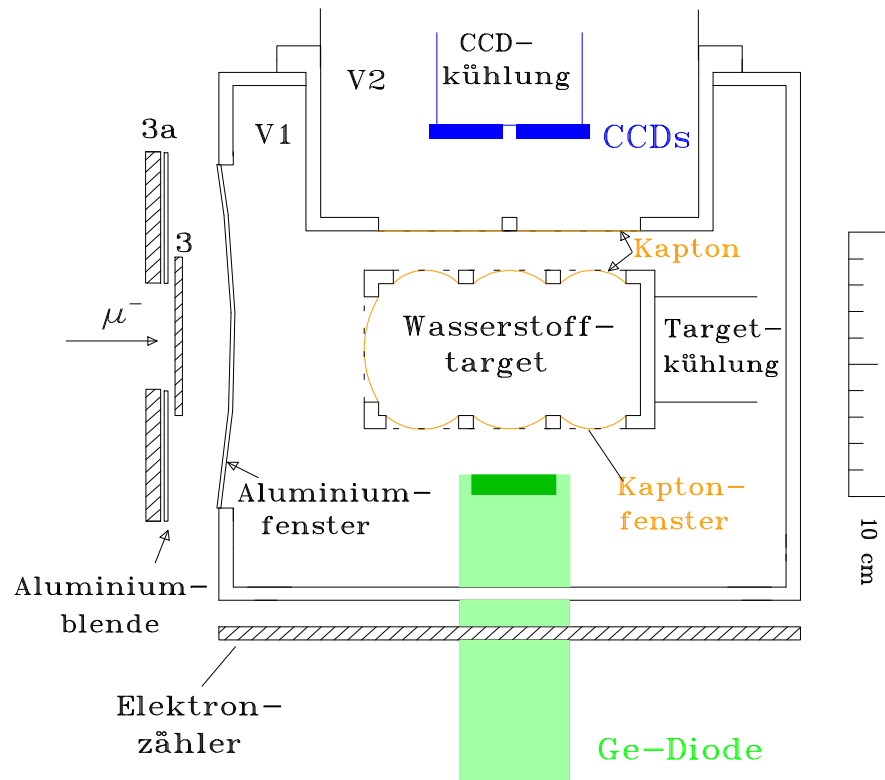


Abb.4.1: Schematischer Aufbau des Experimentes (Blick von oben). Die Myonen treffen von links auf des (Gas-)Target. V1 bezeichnet den Target-Vakuumpotf, V2 den CCD-Vakuumbereich. (siehe auch Anh.12)

Der für unsere Messungen verwendete Experimentaufbau ist in Abbildung 4.1 schematisch dargestellt. Von großer Wichtigkeit war, die Röntgendetektoren möglichst nahe an der Targetzelle zu positionieren, weswegen eine spezielle Ausnehmung in den Vakuumpotf geschnitten wurde. Von links tritt der Myonenstrahl aus dem Beschleuniger und trifft nach ~ 10 cm Flugstrecke in Luft auf die Szintillationszähler 3 und 3a, welche als Strahlteleskop fungieren. Sie starten die Zählerelektronik (Trigger) und sind notwendig, um die Strahlpositionierung durchführen

zu können. Ein „gutes“ Myon wird durch ein Signal in Zähler 3 definiert. Zähler 3a besitzt in der Mitte ein Loch von ungefähr der Größe des Zählers 3; er detektiert nicht in der Mitte eintreffende Myonen, welche eventuell in der Targetwand stoppen würden. Eine Einstellung des Myonstrahls, welche die Zählrate auf Zähler 3 maximiert und auf 3a minimiert, dient zur Zentrierung des Strahls auf die Targetzellenmitte. Eine Antikoinzidenz $\overline{33a}$ definiert ein Myon, welches zentral in das Target trifft und triggert die Zählerelektronik für alle Detektoren, außer den CCDs. Hinter Zähler 3a befindet sich eine 2 mm Aluminiumblende zur Absorption von Streustrahlung.

Ein 100 μm dickes Aluminiumfenster schließt den Target-Vakuumtopf (V1) auf der Seite des eintreffenden Strahls ab. Die Ge-Diode, mittels eines Metallbalges angeschlossen, befindet sich direkt im Target-Vakuumtopf. Der CCD (Charge Coupled Devices)-Detektor (Kap.5) ist in einem eigenen Vakuumbereich (V2), welcher vom Target-Vakuumtopf durch ein 12.5 μm dickes Kaptonfenster getrennt ist, positioniert. Dies dient zum Schutz der CCD-Sensoren und ermöglicht das Hantieren am Target ohne die, während des Betriebes mit Flüssigstickstoff auf etwa -115°C gekühlten CCDs aufwärmen zu müssen.

CCD-Detektor und Targetzelle haben sowohl voneinander unabhängige Vakuumpumpsysteme (Vor- und Turbomolekularpumpen), als auch unabhängige Kühlaggregate. Die während den Messungen stabil gehaltenen Vakuumbedingungen waren $\sim 10^{-6}$ mbar für den CCD-Bereich und $\sim 10^{-7}$ mbar für den Targetbereich. Die Temperatur der Targetzelle betrug zwischen 20 K und 40 K. Um die Targetkühlung zu optimieren, war der Kupferkühlfinger zusätzlich mittels einer speziellen Wärmeleitpaste mit der Targetrückwand verbunden. Um die Wärmeabstrahlung der Targetzelle zu minimieren, war diese außer an der CCD- und Dioden-Seite mit Superisolationsfolien umhüllt. Für Messungen mit dem Flüssigtarget (bei FWD) wurden die CCDs gegenüber Abbildung 4.1 um 90° gedreht.

4.2 Zeitplan der Messungen

Um eine systematische Untersuchung von $q_{1s}(\phi, c_d)$ durchführen zu können, wurden mehrere Messungen im μ E4-Areal des Paul Scherrer Institutes durchgeführt.

Messung	Datum	Kurz-name	Experiment Nr.	Targetzelle
bei 100 % FWD	21.9. - 5.10.1991	HD91	Testexperiment zu R-81-05,2	Testzelle
bei 100 % 4 %, 1 % FWD	5.5. - 2.6. 1993	HD93	H/D- Transferexperiment R-81-05,2	Flüssigtarget, Gastarget93
bei 8 % FWD	2.9. - 7.9. 1994	HD94	1Woche, während Experiment R-94-03,1	Gastarget94
bei 8 %, 0.1 % FWD	4.3. - 26.4. 1995	HD95	einige Tage, während Experiment R-94-03,1	Gastarget95

Tab.4.1: Zeitplan der Messungen, Definition der Kurzbezeichnungen.

Tabelle 4.1 gibt einen Zeitplan der durchgeführten Messungen mit den dabei verwendeten Targetzellen an. Gleichzeitig werden Kurzbezeichnungen eingeführt, welche in weiterer Folge Verwendung finden.

4.3 Targetzellen

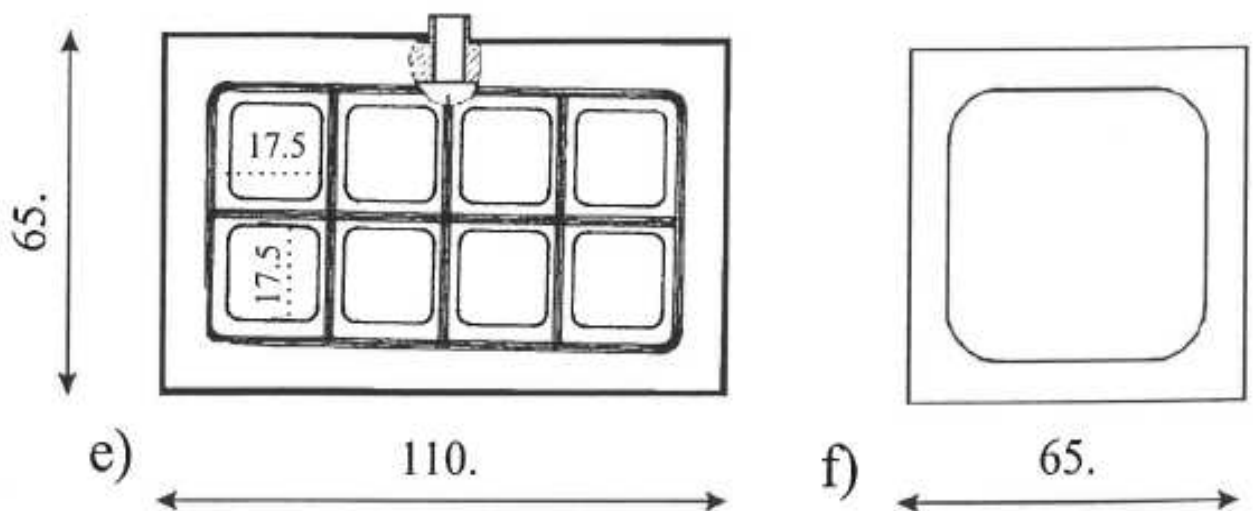
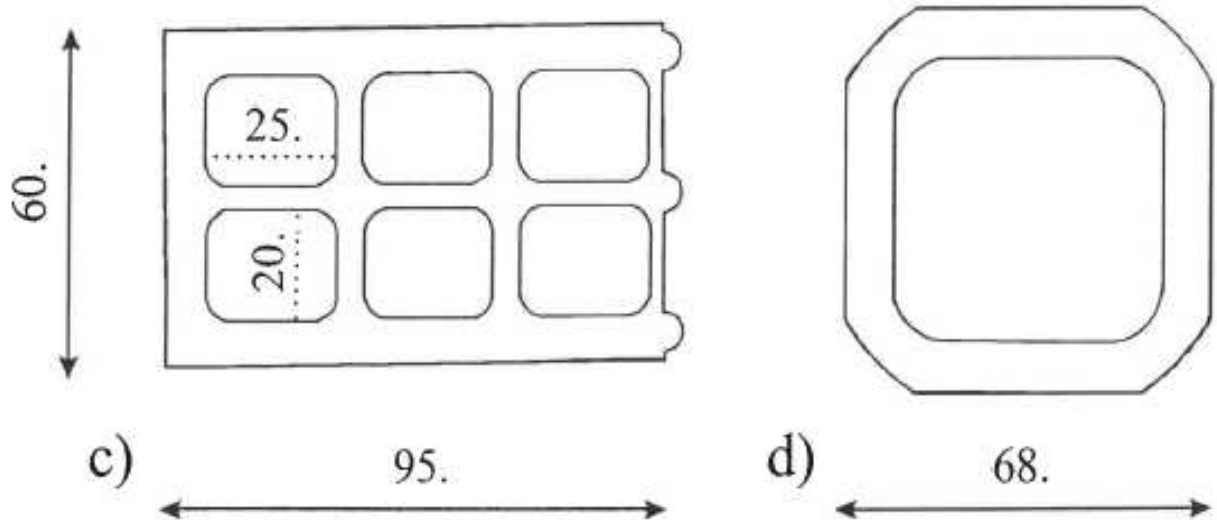
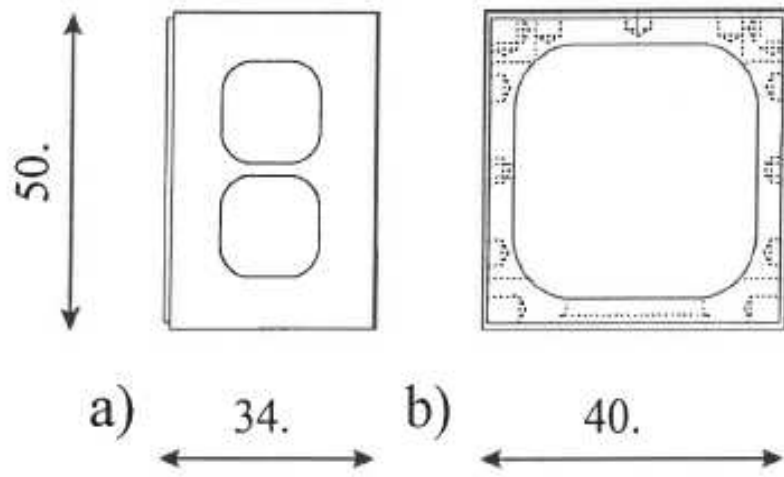
Die Messung niederenergetischer Röntgenstrahlung in kryogenischen H/D-Gemischen stellt besondere Anforderungen an die Targetzelle:

-
1. einen möglichst großen Raumwinkel für den Röntgendetektor,
 2. spezielle Materialien, um Untergrundstrahlung im untersuchten Energiebereich durch Aktivierung oder Fluoreszenz ihrer Inhaltsstoffe zu vermeiden,
 3. sehr dünne Fenster, damit möglichst wenig Röntgenquanten absorbiert werden,
 4. sehr dichte Fenster, um Diffusion von Wasserstoff und dadurch eine Änderung der Dichte und Konzentrationen während der einzelnen Messungen zu vermeiden,
 5. druck- und temperaturbeständige Fenstermaterialien,
 6. sehr guten Wärmekontakt zum Kühlsystem, um eine exakte Temperaturregelung und Stabilisierung zu garantieren,
 7. sehr genaue Druck- und Temperaturmessung.

Um ein optimales Design der Targetzelle zu eruieren, wurden Simulationsrechnungen für die Detektoreffizienz mit verschiedenen Fensteranordnungen und Zellengeometrien durchgeführt, deren Ergebnisse bei der Planung berücksichtigt wurden. Die Form und Größe der Targetfenster wurde primär durch die angestrebten Druckverhältnisse im Target eingeschränkt. Die quaderförmige Konstruktion der Zelle erwies sich als beste Optimierung. Das Material der Targetzelle bestand aus Aluminium (beim Testexperiment aus Stahl), wobei die ganze Zelle versilbert war. Finales Design und die gesamte Konstruktion der Targetzellen wurden von Dr. J. Zmeskal durchgeführt.

Abb.4.2: nächste Seite / alle Angaben in [mm]

a), b) Targetzelle für Messungen bei Flüssigwasserstoffdichte (HD93-liq / Flüssigtarget), Füllvolumen $\sim 68 \text{ cm}^3$, Seitenfenster Abb.(a) Dicke = 12.5 μm Kapton, Fenster in Strahlrichtung Abb.(b) Dicke = 100 μm Aluminium
c), d) Targetzelle für Messungen in Wasserstoffgas (HD93-Gas / Gastarget93), Füllvolumen $\sim 300 \text{ cm}^3$, Seitenfenster Abb.(c) Dicke = 25 μm Kapton, Fenster in Strahlrichtung Abb.(d) Dicke = 50 μm Kapton
e), f) Targetzelle für Messungen in Wasserstoffgas (HD94-Gas / Gastarget94), Füllvolumen $\sim 400 \text{ cm}^3$, Seitenfenster Abb.(e) Dicke = 36 μm Hostaphan, Fenster in Strahlrichtung Abb.(f) Dicke = 50 μm Kapton



Schrauben und Vakuumtopf Innenseite waren aus Stahl. Dadurch waren elektronische Röntgenlinien bei 6.4 keV von Eisen und bei 5.4 keV von Chrom im nicht störenden Energiebereich vorhanden und konnten zur Energiekalibrierung und für Stabilitätsuntersuchungen herangezogen werden.

Das ausgewählte Fenstermaterial war besonders wichtig. Vier Materialien standen zur Auswahl: Kapton, Hostaphan, Mylar (nähere Daten Anhang 2 und 3) und Beryllium. Beryllium wurde nur kurzzeitig im Testexperiment eingesetzt. Da aber bei höheren Drücken die Gefahr des Berstens bestand, und Beryllium wegen seiner Sprödigkeit dabei Targetzelle und Detektoren beschädigt hätte, wurde es bei den weiteren Messungen nicht mehr verwendet. Die drei Kunststoffmaterialien entsprachen den Anforderungen gleichermaßen und wurden mit Dicken von 12.5 μm bis 100 μm für Fenster der Targetzelle und des Vakuumtopfs verwendet. Da sich jedoch die Targetfenster unter Druckbelastung stark ausbeulten mußten, die Fensterdicken nachträglich nochmals bestimmt werden (Anhang 4). Die Diffusion des Wasserstoffs durch die Targetzellenfenster stellte kein Problem dar [Rin96].

Die verwendeten Targetzellen sind in Abbildung 4.2 a-f skizziert. Es wird jeweils die Ansicht von der Seite der CCDs und in Strahlrichtung gezeigt. Die Größe der Targetzellen war der erwarteten Stoppverteilung der Myonen im Wasserstoff bei den für die Messungen angestrebten Dichten angepaßt (Kap.7.1). Um einen niedrigen Myonimpuls zur Erhöhung der Anzahl der im Wasserstoff gestoppten Myonen auswählen zu können, wurde ein möglichst dünnes Fenster in Strahlrichtung verwendet.

4.4 Targetkontrollsystem

4.4.1 Meßanordnung

Die Herstellung der Wasserstoffgemische erfolgte in einem von Dr. J. Zmeskal für dieses Experiment neu entworfenen Gasmischsystem, welches in Abb. 4.3 skizziert ist. Es stand handelsüblicher natürlicher Wasserstoff (H_2 mit ~ 200 ppm D_2) und D_2 – in Stahlflaschen gespeichert – zur Verfügung und wurde vor der Verwendung in einem Palladiumfilter gereinigt. Die Erzeugung der Wasserstoffmischungen erfolgte bei Zimmertemperatur im Testvolumen 2 bevor sie ins Target gepumpt und dort auf cryogenische Temperaturen abgekühlt wurden [Zme86, Zme90b].

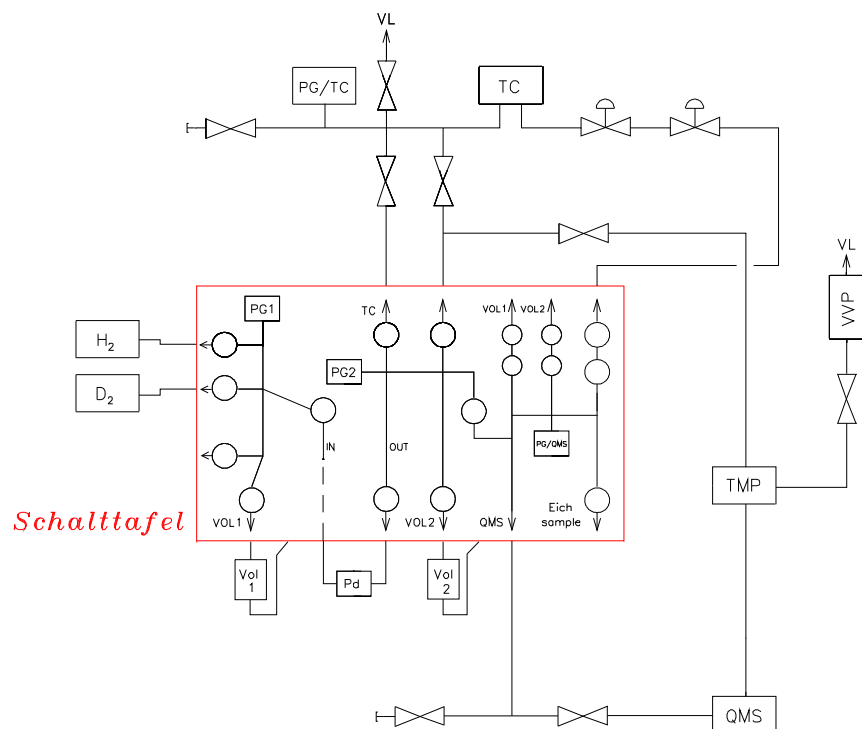


Abb.4.3: Schema des Gasmischsystems zur Targetfüllung. Kreise symbolisieren Ventile, die direkt an einer Systemschalttafel bedient werden können.

VL ... Abgasleitung
TC ... Targetzelle
Pd ... Palladiumfilter
VVP ... Vorvakuumpumpe

PG ... Druckmesser
VOL ... Volumina
TMP ... Turbomolekularpumpe
QMS ... Quadrupolmassenspektrometer

Die genaue Temperaturregelung erfolgte mittels Meßsensoren in der Targetzelle, die Druckmessung über sehr genaue Manometer. Über Eichvolumina wurde die Gasmenge bestimmt, welche in das Target gepumpt wurde. Vor jeder neuen Mischung wurde das leere Target mit Turbomolekularpumpen bepumpt, um Verunreinigungen durch Ausgasung der Targetwände zu minimieren. (Die Verunreinigungen - hauptsächlich durch Stickstoff und Wasserdampf aus der Luft - waren immer kleiner als 10 ppm [Zme93].) Durch „Kochen“ der flüssigen Gemische wurde bei FDW eine vollständige Durchmischung von H₂ und D₂ erreicht.

4.4.2 Massenspektrometrie

Über eine von oben direkt in das Targetinnere geführte Kapillare konnte vor, während und nach einer Messung eine Probe des Targetinhaltes entnommen, direkt in ein angeschlossenes Quadrupolmassenspektrometer geleitet und analysiert werden [Gar94, Ack91a].

Die Ergebnisse der massenspektrometrischen Analyse des Targetinhaltes sowie Druck und Temperatur sind in Tabelle 4.2 bis 4.5 für die jeweiligen Meßperioden angeführt [Zme96].

Kurzname HD91	Dichte	Druck [bar]	Tempera- tur [K]	C _d - total	C _{H2}	C _{HD}	C _{D2}
H ₂	99.7 ± 0.3	1.05 ± 0.01	20.5 ± 0.2	0.0 ± .0005	.9995	< 500 ppm	-----
D ₂	114.5 ± 0.3	1.08 ± 0.01	23.9 ± 0.2	.9975 ± .001	-----	.005 ± .001	.995 ± .001
20 %	102.9 ± 0.5	1.05 ± 0.01	21.0 ± 0.2	.1995 ± .004	.796 ± .005	.009 ± .001	.195 ± .004

Tab.4.2: HD91 (Testexperiment), Targetparameter und Ergebnisse der massenspektrometrischen Analyse.

Kurzname HD93	Dichte [% FWD]	Druck [bar]	Tempera- tur [K]	C _d - total	C _{H2}	C _{HD}	C _{D2}
<i>Messungen bei Flüssigwasserstoffdichte</i>							
H ₂	97.0 ± 0.3	1.64 ± .01	22.1 ± .1	.002 ± .001	.996 ± .003	.004 ± .004	-----
D ₂	114.2 ± 0.3	1.10 ± .01	24.0 ± .1	.995 ± .002	-----	.010 ± .004	.990 ± .004
10 %	97.9 ± 0.5	1.75 ± .01	22.7 ± .1	.099 ± .004	.897 ± .007	.008 ± .004	.095 ± .003
25 %	103.5 ± 0.5	1.10 ± .01	21.3 ± .1	.247 ± .006	.748 ± .008	.010 ± .003	.242 ± .005
50 %	107.5 ± 0.5	1.06 ± .01	21.9 ± .1	.499 ± .008	.491 ± .007	.019 ± .003	.490 ± .007
50E %	107.0 ± 0.5	1.06 ± .01	22.1 ± .1	.500 ± .008	.256 ± .005	.487 ± .007	.257 ± .005
<i>Messungen bei ~4 % Flüssigwasserstoffdichte</i>							
H ₂	3.91 ± .03	2.30 ± .01	23.8 ± .2	.002 ± .001	.996 ± .002	.004 ± .002	-----
D ₂	3.99 ± .03	2.81 ± .01	28.0 ± .2	.995 ± .002	-----	.002 ± .001	.998 ± .001
1 %	4.29 ± .05	2.56 ± .01	24.4 ± .2	.0124 ± .0002	.988 ± .001	.0004 ± .0002	.0122 ± .0002
10 %	4.03 ± .03	2.44 ± .01	24.5 ± .2	.103 ± .003	.894 ± .006	.006 ± .003	.100 ± .003
25 %	3.72 ± .03	2.28 ± .01	24.5 ± .2	.254 ± .004	.741 ± .005	.010 ± .002	.249 ± .003
50 %	3.90 ± .03	2.53 ± .01	25.9 ± .2	.498 ± .005	.493 ± .004	.018 ± .002	.489 ± .004
70 %	4.12 ± .05	2.71 ± .01	26.5 ± .2	.701 ± .006	.290 ± .005	.0175 ± .0009	.6925 ± .006
<i>Messungen bei ~1 % Flüssigwasserstoffdichte</i>							
H ₂	1.06 ± .01	0.90 ± .01	30.0 ± .2	.002 ± .001	.996 ± .002	.004 ± .002	-----
D ₂	1.33 ± .01	1.00 ± .01	27.1 ± .2	.995 ± .002	-----	.002 ± .001	.998 ± .001
10 %	1.06 ± .01	0.90 ± .01	30.0 ± .2	.103 ± .003	.894 ± .006	.006 ± .003	.100 ± .003
25 %	1.07 ± .01	0.90 ± .01	30.0 ± .2	.254 ± .004	.741 ± .005	.010 ± .002	.249 ± .003
50 %	1.06 ± .01	0.90 ± .01	30.0 ± .2	.498 ± .005	.493 ± .004	.018 ± .002	.489 ± .004

Tab.4.3: HD93, Targetparameter und Ergebnisse der massenspektrometrischen Analyse.

Kurzname HD95	Dichte [% FWD]	Druck [bar]	Tempera- tur [K]	C _d - total	C _{H2}	C _{HD}	C _{D2}
H ₂	0.115 ± .005	0.104 ± .007	30.5 ± .2	0.0 ± 0.0	1.0 ± 0.0	< 10 ppm	-----
H ₂	7.38 ± .08	4.66 ± .01	27.8 ± .2	0.0 ± 0.0	1.0 ± 0.0	< 10 ppm	-----
D ₂	7.83 ± .07	5.60 ± .01	31.5 ± .2	.9985 ± .05	-----	.003 ± .001	.997 ± .001
90 %	7.35 ± .07	5.35 ± .01	31.5 ± .2	.926 ± .002	.073 ± .002	.002 ± .001	.925 ± .003

Tab.4.5: HD95, Targetparameter und Ergebnisse der massenspektrometrischen Analyse.

Messung HD94	Dichte [% FWD]	Druck [bar]	Tempera- tur [K]	C _d - total	C _{H2}	C _{HD}	C _{D2}
<i>Messungen bei ~ 8 % Flüssigwasserstoffdichte</i>							
H ₂	7.95 ± .08	4.81 ± .01	27.5 ± .2	1.0 ± 0.0	1.0 ± 0.0	< 500 ppm	
D ₂	7.51 ± .007	5.48 ± .01	31.7 ± .2	.995 ± .001	-----	-----	.995 ± .001
10 %	7.88 ± .10	5.04 ± .01	28.5 ± .2	.103 ± .003	.895 ± .003	.005 ± .001	.100 ± .002
25 %	8.18 ± .10	5.11 ± .01	28.4 ± .2	.256 ± .007	.740 ± .007	.090 ± .002	.251 ± .006
50 %	8.21 ± .10	5.45 ± .02	29.8 ± .2	.504 ± .009	.490 ± .008	.013 ± .002	.497 ± .008
70 %	8.17 ± .10	5.57 ± .01	30.5 ± .2	.697 ± .009	.295 ± .006	.016 ± .002	.689 ± .008
<i>weitere Messungen</i>							
D ₂	114.5 ± .006	1.055 ± .005	23.8 ± .1	.995 ± .1	-----	-----	-----
D ₂	5.60 ± .05	4.27 ± .01	31.2 ± .2	.995 ± .1	-----	-----	-----
D ₂	1.07 ± .01	0.915 ± .005	30.3 ± .2	.995 ± .1	-----	-----	-----

Tab.4.4: HD94, Targetparameter und Ergebnisse der massenspektrometrischen Analyse.

4.5 Detektoren

Zum Nachweis der niederenergetischen myonischen Röntgenstrahlung bei ~ 2 keV wurden zwei verschiedene Detektoren eingesetzt.

- ein CCD-Detektor (Charge Coupled Devices / Silizium-Pixeldetektor, siehe Kap. 5), welcher unter der Leitung von Prof. Jean-Pierre Egger an der Universität Neuchâtel entwickelt wurde [Egg90].
- eine Halbleiterdiode aus Reinstgermanium [Kos94] als Detektor für Röntgenstrahlung

Beide Detektoren arbeiten verschieden, obwohl beides Halbleiterdetektoren sind. CCDs haben einen über mehrere Minuten integrierenden Beobachtungszeitraum und versuchen durch Mustererkennung, Untergrundstrahlung zu unterdrücken (Kap.5.6).

Die Ge-Diode hatte die Möglichkeit, über eine spezielle Triggerlogik eine Zeitrelation zwischen Röntgenquant und Myon herzustellen. Dies konnte im Prinzip dazu verwendet werden, durch Verlangen einer prompten Koinzidenz (~ 100 ns) die „echten“ Kaskadenröntgenquanten zu selektieren und somit den Strahlungsuntergrund zu unterdrücken. Durch Verlangen des Nachweises des zum selben Myon gehörenden Zerfallselektrons innerhalb der nächsten $6 \mu\text{s}$ sollte diese Unterdrückung noch verbessert werden.

Das Testexperiment HD91 diente zum Vergleich der beiden Detektoren. Während die Energiespektren der CCDs ein eindeutiges Signal für Röntgenstrahlung aus myonischem Wasserstoff zeigten, wurde von der Ge-Diode nur ein gering aus dem Untergrund heraustretendes Signal gesehen. Es scheint, daß die aus dem Beschleuniger stammende Untergrundstrahlung im niederenergetischen Röntgenbereich stark mit dem Myon korreliert ist. Durch die relativ schlechte Zeitauflösung der Ge-Diode ($\Delta t \sim 25$ ns) zeigt die Triggerung der Ge-Diode keine große Wirkung bei der Untergrundunterdrückung. Abbildung 4.4 zeigt einen Vergleich der Meßspektren der beiden Detektoren.

Die in dieser Arbeit nicht näher betrachteten, jedoch bei den einzelnen Messungen eingesetzten Detektoren seien hier nur kurz erwähnt.

- NE213 - Flüssigszintillationsneutronendetektoren zum Nachweis der dd-Fusionsneutronen ($E = 2.5$ MeV) [Lau91, Bre92]
- Plastikszintillationsdetektoren zum Nachweis der aus dem Myonzerfall stammenden Elektronen und zur optimalen Einstellung des Myon-Strahlimpulses
- Plastikszintillationsdetektoren als Strahlteleskop zum Nachweis der aus dem Beschleuniger stammenden Myonen, welches als Trigger der gesamten Detektorelektronik (mit Ausnahme der CCDs) funktioniert

- Plastiksintillationsdetektoren zum Nachweis von Konversionsmyonen nach der pd-Fusion [Ack92]
- ein BGO-Detektor zum Nachweis der Fusionsgammaquanten ($E = 5.5$ MeV) nach der pd-Fusion [Kos94]

Die Zielsetzungen dieser zusätzlichen Messungen, welche Fragestellungen zur Kinetik der pd- und dd-Fusion betrafen, werden in [Pro90, Kam93] näher behandelt.

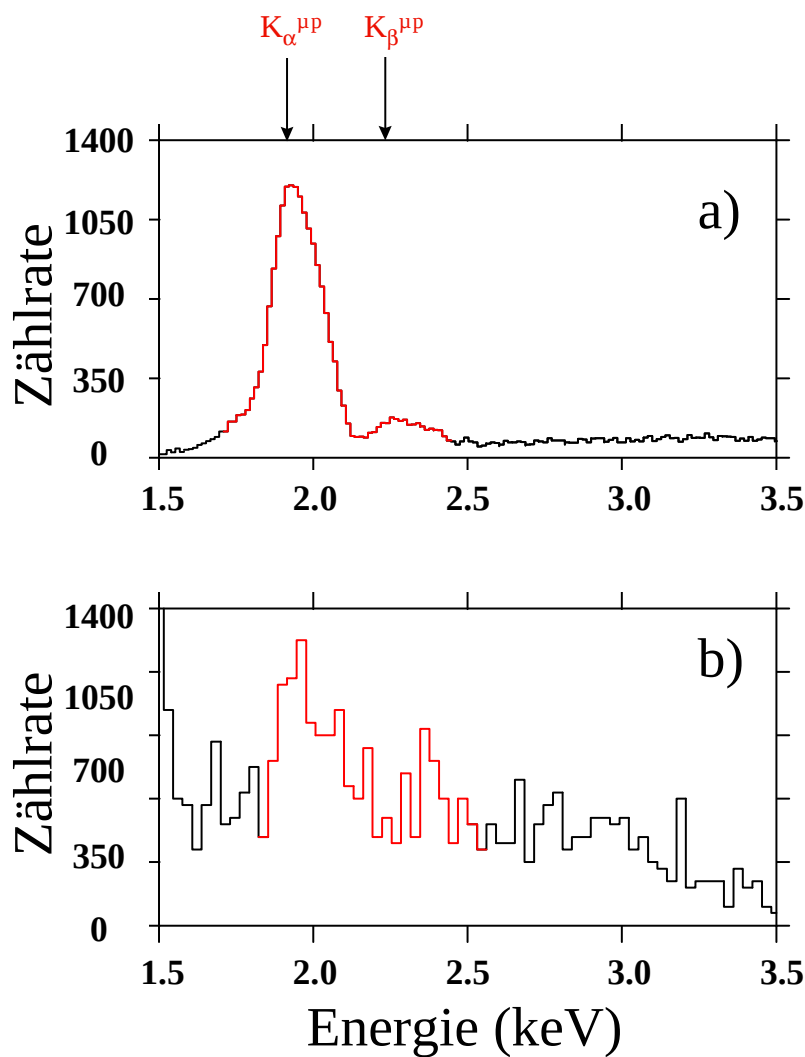


Abb.4.4: Vergleichbare, myonische Röntgenenergiespektren, aufgezeichnet in einem H/D-Gemisch ($c_d = 10$ %) bei Flüssigwasserstoffdichte (Messung HD93) mit **a)** CCD-Detektor, **b)** Ge-Detektor; rot eingezeichnet sind die Röntgenlinien von myonischem Wasserstoff.

5. CCDs - Charge Coupled Devices

Nach mehrjährigen Forschungs- und Entwicklungsarbeiten unter der Leitung von Prof. Jean-Pierre Egger wurde der in diesem Experiment verwendete CCD-Detektor an der Universität Neuchâtel (Schweiz) gebaut [Fio90a, Fio90b, Egg90, Cha95].

5.1 Funktion

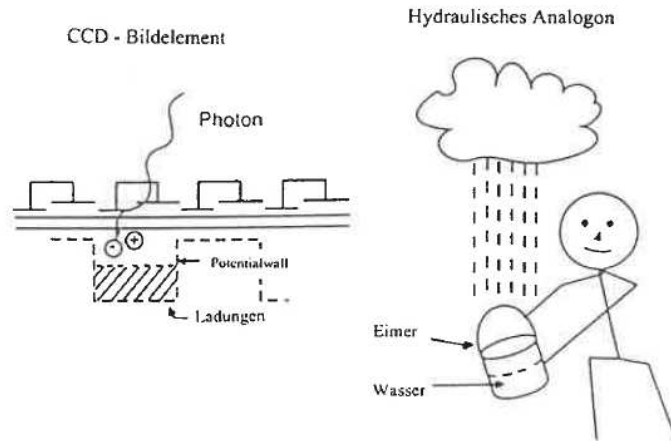
CCDs (Charge Coupled Devices) sind in Art einer Matrix angeordnete, ladungsgekoppelte MOS-Dioden (MOS ... Metal Oxide Semiconductor) auf Siliziumsubstrat [EEV87]. Sie dienen zur Konvertierung von elektromagnetischer Strahlung in elektronisch auslesbare Signale. Bei den meisten CCD-Chips bilden drei Dioden ein Bildelement (Pixel). Bei genügend hoher Spannung an den Dioden bildet sich eine strahlungsempfindliche Raumladungszone (Verarmungszone) aus. In jedem Pixel werden durch elektromagnetische Strahlung (Photonen) erzeugte Ladungsträger gesammelt (Abb.5.1). Durch Veränderung der Potentiale an den MOS-Dioden (Anlegen von Pulssignalen, Abb.5.1,f) können diese Ladungen, wie in einem Schieberegister verschoben und als Analogsignal ausgelesen werden (Abb.5.1,a-e) [Ele83, Rav87, Fei92]. Eine Eimerkette [Bey80] veranschaulicht sehr gut den Aufbau und den Mechanismus dieses Ladungstransportes (Hydraulisches Analogon).

5.2 Aufbau

Zum Einsatz kamen CCD-Chips der Type CCD-05-20-1-207 von EEV⁷ (CCD-02-06-5-207 beim Testexperiment). Es handelt sich dabei um BCCDs (Buried Channel CCDs [Cha95, Bey80]). – Im Unterschied zu SCCDs (Surface Channel CCDs), wo die Ladungsträger direkt an der

⁷ EEV ... English Electric Valves, Waterhouse Lane, Chelmsford, Essex, UK.

I)



II)

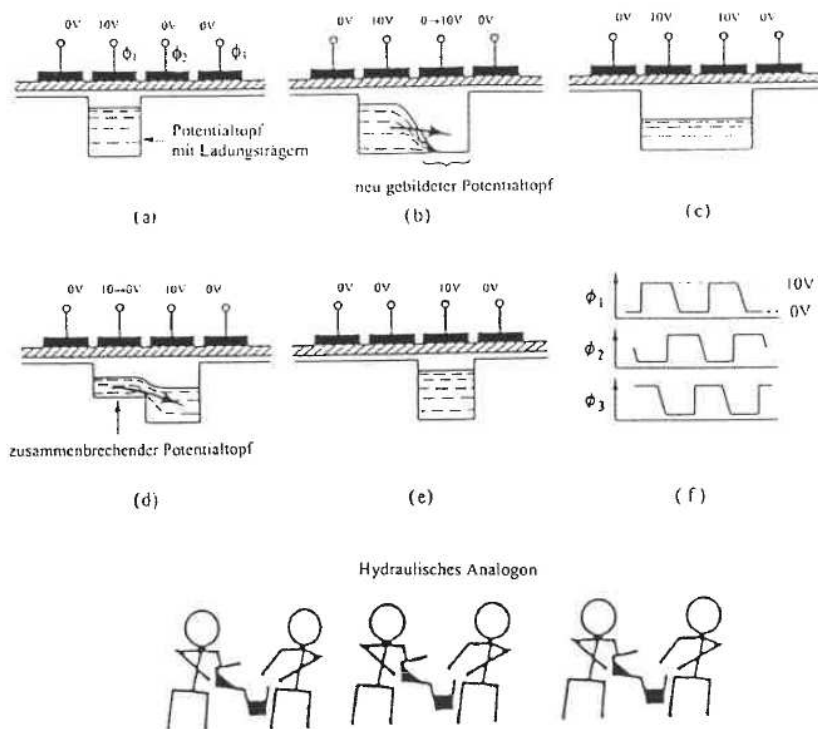


Abb.5.1: I) Aufnahme: Ein CCD-Bildelement wird mit einem hydraulischen Analogon verglichen. Wie in einem Eimer werden die durch Photonen erzeugten Ladungsträger im Potentialtopf eines Bildelementes während der Belichtungszeit (Integrationszeit) gesammelt.

II) Auslese: Bei der anschließenden Auslese der CCD-Elemente wird der Ladungstransport mit dem Wassertransport in einer Eimerkette verglichen. Abb.a) zeigt die in einem Potentialtopf (Eimer) gesammelten Ladungsträger (Wasser). b) Durch Bildung eines neuen, benachbarten Potentialtopfs wird c) der Ladungsinhalt auf beide Potentialtöpfe aufgeteilt. d) Bricht nun der ursprüngliche Potentialtopf zusammen, so sammeln sich alle Ladungsträger im neuen Potentialtopf; e) es wurden also alle Ladungsträger um eine Elektrode weitertransportiert. In f) ist die für einen derartigen Ladungstransport notwendige Signalform und ihre Phasenbeziehung für die drei Elektroden (ϕ_1 , ϕ_2 , ϕ_3) eines Pixels dargestellt. (Abbildung aus [Bey80] und [Iza94].)

GLC 0.005 0.005 GLC 0.005 0.005

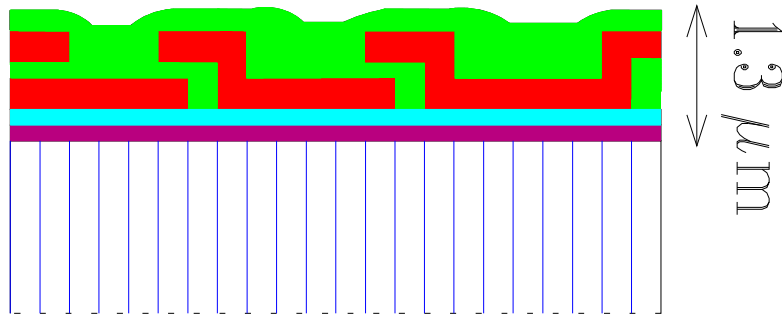
Environ Biol Fish (2015) 98:2321–2330

II	(1-3% SiO ₂)	0.45-0.55
----	--------------------------	-----------

6.1.1. 500. Cili:

11. *How do you feel about the way the company is doing?*

$$1 \text{ Pixel} = 22.5 \mu\text{m}$$



- Vapox / SiO_2
- Polysilizium-Elektroden
- Silizium-Nitrid / Si_3N_4
- Silizium-Dioxid / SiO_2
- Silizium

Abb.5.2: Schematischer Schnitt durch ein Bildelement (Pixel).

5.3 Aufnahme und Auslese der Daten

Die Belichtungszeit eines CCD-Datenruns betrug je nach der Intensität des Myonstrahls zwischen 3 und 5 Minuten. Diese Aufnahmezeit wurde gewählt, um maximal 10 % aller Pixel zu belichten. Werden mehr als ~ 40 % aller Pixel belichtet, funktioniert die Untergrundunterdrückung mittels „Single Pixel Analyse“ (Kap.5.5) nicht mehr einwandfrei. Zusätzlich verliert man durch Doppelhits stark an Nachweiseffizienz.

Zur schnelleren Datenauslese ist ein CCD-Chip elektronisch in zwei Hälften geteilt (die Spaltenlänge wird halbiert), die gleichzeitig ausgelesen werden. Die Auslese erfolgt in der äußersten Zeile (Auslesezeile) über einen einzigen Knoten. Nach seriellem Lesen wird die CCD-Matrix um eine Zeile solange verschoben, bis alle Pixel ausgelesen sind. Die Zuordnung der Ladungen zu den Pixelpositionen auf der CCD-Matrix erfolgt über das Abzählen der Nacheinander am „On-Chip“-Verstärker eintreffenden Ladungspakete. Die Transfer- und Auslesezeit pro Pixel beträgt $64 \mu\text{s}$ („slow-scan operation“ [Var90, Egg90]); die Gesamtauslesezeit beträgt $(64 \mu\text{s} \times \sim 443520 \text{ Pixel}) \approx 28 \text{ s}$. Auch während der Auslesezeit sind die CCD-Sensoren aufnahmefähig. Eine schnellere Auslesezeit würde einen Verlust in der Energieauflösung des Detektors mit sich bringen, denn der Transfer der Ladungen von Pixel zu Pixel muß bei der

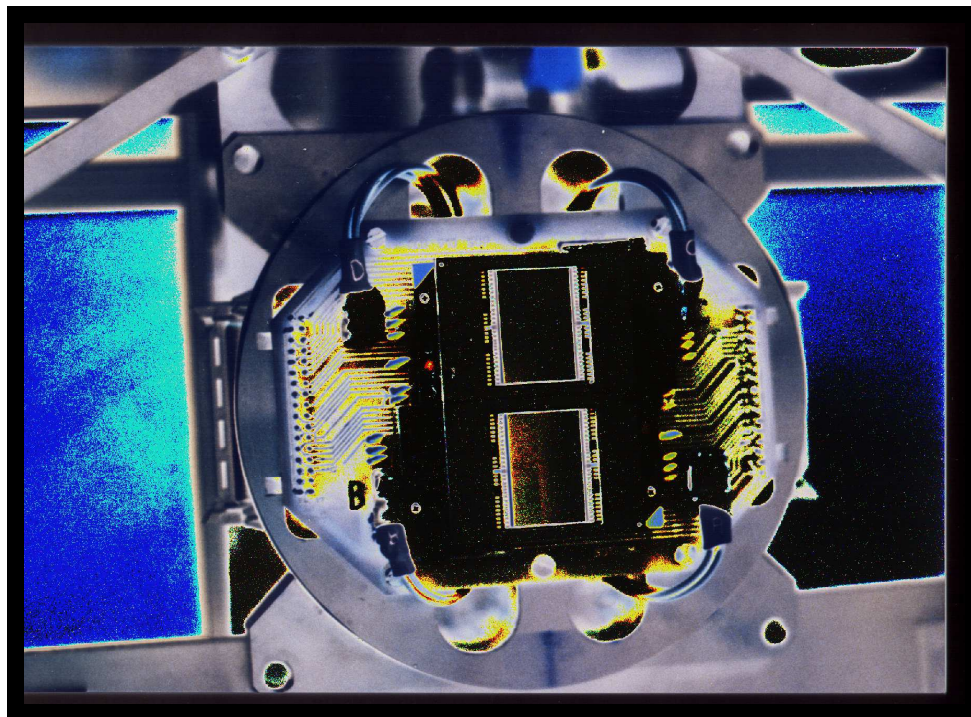


Abb.5.3: Ansicht des CCD-Detektors. Beide Sensoren (Chips) und die „On-Chip“-Elektronik sind sichtbar.

Auslese mit hoher Effizienz funktionieren, da es ansonsten zu einer Ladungsverschmierung durch Rückfluß der Elektronen kommt. Unter Benützung der „Correlated Double Sampling-Technik“ [Hop82] wurde in Neuchâtel eine spezielle Ausleseelektronik entwickelt, welche eine Transfereffizienz von 0.999997 pro Transfer in Spaltenrichtung und 0.999985 pro Transfer in Zeilenrichtung ermöglicht [Cha95]. Die Konvertierung der Ladungsinhalte in ein Spannungssignal erfolgt mittels eines ladungssensitiven Verstärkers innerhalb der „On-Chip“-Elektronik.

Die über einen „Dual-Slope-Integrator“ ausgelesenen Analogsignale werden digitalisiert (12 Bit ADC) und über ein VME-Interface mittels PC ausgelesen [Fio90a, Var90]. Sie werden als Pixelbild, Pixelposition (x,y) und Ladungsinhalt enthaltend, direkt auf einer Magneto-Optischen Platte gespeichert.

5.4 Energieauflösung

Typisch für CCDs ist, daß thermisches Rauschen und Leckströme ständig Ladungen erzeugen, die einen elektronischen Untergrund bewirken und die Energieauflösung des Detektors beeinträchtigen. Deshalb wurden die CCDs bei etwa -115°C betrieben, wodurch der thermische Beitrag minimiert wurde. Es besteht auch eine leichte Abhängigkeit der Energieauflösung von der Belichtungszeit. Bei 5 Minuten Integrationszeit macht sich dieser Effekt jedoch noch nicht relevant [Cha95].

Für die Energieauflösung $\Delta E(\text{FWHM})$ von Siliziumdetektoren im Röntgenbereich gilt allgemein folgende Abhängigkeit von der Photonenenergie:

$$\Delta E \text{ (FWHM)} = 2.355 \omega \cdot \left(N^2 + \frac{FE}{\omega} \right)^{\frac{1}{2}} \text{ (eV)} \quad 5.1$$

ΔE (FWHM) ... Energieauflösung auf halber Linienhöhe

2.355 ... r.m.s. (root mean square) $\rightarrow$ FWHM Umrechnungsfaktor

E ... Energie der Röntgenquanten

N ... r.m.s. Transfer- und Ausleserauschen

F ... Fanofaktor für Silizium ~ 0.12

ω ... Umwandlungsenergie zur Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares in Silizium ≈ 3.68 eV (eine geringe Energieabhängigkeit $\omega(E)$ wird vorhergesagt [Fra94])

Der Fanofaktor F gibt an, wie stark die Streuung σ der durch Photonen statistisch im Silizium erzeugten Elektron-Loch-Paare von der erwarteten Poissonverteilung abweicht. Es gilt:

$$F = \frac{\sigma_{\text{experimentell}}^2}{\sigma_{\text{Poisson}}^2} \quad 5.2$$

Der Faktor N beinhaltet verschiedene Rauschbeiträge (Noise) [MPI93]: z.B. Transfer-Noise, Reset-Noise, Leckstrom, electronic Pick-up Noise.

Die bestmögliche Energieauflösung des Detektors erreicht man durch Minimierung der elektronischen Rauschbeiträge. Das theoretische Limit ist $N = 0$. Bei 2 keV Röntgenenergie folgt daraus eine minimale Energieauflösung von $\Delta E(\text{FWHM}) \approx 70$ eV. Die im Experimentierareal mit Quellen gemessenen Werte (Kap.9.4) der Energieauflösung sind in Tab. 5.1 zusammengestellt. Bei der derzeitigen Ausleseelektronik stammt der dominierende Beitrag zu N vom On-Chip-Verstärker [Dea95].

Röntgen- energie [keV]	ΔE (FWHM) [eV]
2	≈ 120
3	≈ 140
4	≈ 150
6	≈ 175
8	≈ 195
10	≈ 215

Tab.5.1: Energieauflösung der CCDs (experimentelle Werte - Kap. 9.4)

5.5 Physik der CCDs - Wechselwirkung mit Strahlung

Um die Nachweiseigenschaften eines Silizium-CCD-Detektors zu verstehen ist es wichtig, seine Wechselwirkung mit Teilchen oder Strahlung richtig zu berücksichtigen. Die Detektionseigenschaften basieren auf der Produktion und dem Nachweis von Elektronen in der Verarmungszone des Siliziums. Man unterscheidet dabei prinzipiell zwischen geladenen Teilchen, neutralen Teilchen und elektromagnetischer Strahlung. Sie erzeugen auf unterschiedliche Weisen Ladungen [Leo94], die in den CCDs nachgewiesen werden (Abbildung 5.4).

- **Geladene Teilchen:** Entlang der Bahn eines geladenen Teilchens bildet sich durch Coulomb-Wechselwirkung mit den Elektronen des Detektormaterials eine Ionisationsspur. Die Interaktion wird mittels Bethe-Bloch Gleichung beschrieben [Del92]. Bei minimaler Ionisierung werden dabei $\sim 80 \text{ e}^-$ pro μm Weglänge in Silizium gebildet [Par94]. Die bei den vorliegenden Meßbedingungen in relevanter Zahl auftretenden geladene Teilchen (Myonen, e^- aus Myonzerfall) erzeugen auch Ladungsträger außerhalb der Verarmungszone im Siliziumsubstrat des Detektors. Wegen des dort nicht mehr wirksamen Elektrodenpotentials können die im Substrat erzeugten Elektron-Loch-Paare in benachbarte Pixel diffundieren und an anderen Elektroden gesammelt werden. Daraus resultiert ein „**Multipixel-Ereignis**“. Die in einem einzelnen Pixel deponierte Ladung ist proportional der Weglänge des Teilchens innerhalb dieses Pixels und gibt dessen Energieverlust an.
- **Neutrale Teilchen:** Neutrale Teilchen können nur dadurch detektiert werden, daß sie geladene Teilchen (z.B. durch nukleare Reaktionen) oder Photonen freisetzen. Erst diese können nachgewiesen werden.

Wegen der Detektorgröße ist die Wahrscheinlichkeit für daraus resultierende Multipixel-Ereignisse allerdings sehr gering.

- **Elektromagnetische Strahlung:** Für die in dieser Arbeit beobachteten niederenergetischen Röntgenquanten (1 - 10 keV Quantenenergie) ist der Photoeffekt die weitaus wichtigste Wechselwirkung mit dem Detektormaterial. Dabei wird die Energie des Röntgenquants E_x auf ein gebundenes Elektron des Siliziums übertragen. Bei $E_x \approx 2$ keV wird meist ein e^- im K-Orbital angeregt. (Die K-Absorptionskante in Silizium liegt bei einer Energie von $E_x = 1838.9$ eV [Hen93].) Dieses Photoelektron gibt seine geringe kinetische Energie durch Ionisierung der Nachbaratome ab. Deshalb werden Elektron-Loch-Paare nur in einem sehr begrenzten Raumgebiet erzeugt. Das angeregte Siliziumatom gibt seine Energie hauptsächlich durch Emission von Auger-Elektronen ab, die wiederum weitere Nachbaratome ionisieren [Deb88, Fra94]. Können alle diese Elektronen innerhalb eines Potentialtopfs gesammelt und das entsprechende Ladungsintegral ausgelesen werden, dann kann die Energie des primären Photons exakt bestimmt werden. Pro keV Photonenergie werden ~ 270 Elektronen erzeugt; sichtbares Licht ($E_x \approx 2 - 3$ eV) erzeugt pro Photon daher nur ein Elektron.

Bei einer Dicke der Verarmungszone von ~ 30 μm ist die Wahrscheinlichkeit sehr groß, daß ein Photon mit $E_x < 10$ keV Ladungen nur in einem einzigen Bildelement erzeugt. Diese Ereignisse werden „**Single-Pixel-Ereignisse**“ genannt. Für $E_x = 4$ keV sind die Ladungsträger auf ein Gebiet mit einem Radius von ≈ 1.2 μm verteilt [Hop83]. Bei größeren Quantenenergien können die erzeugten Ladungsträger leichter in Nachbapixel diffundieren. Die Wahrscheinlichkeit für Single-Pixel-Ereignisse ist proportional der Dicke der Verarmungszone [Lum83].

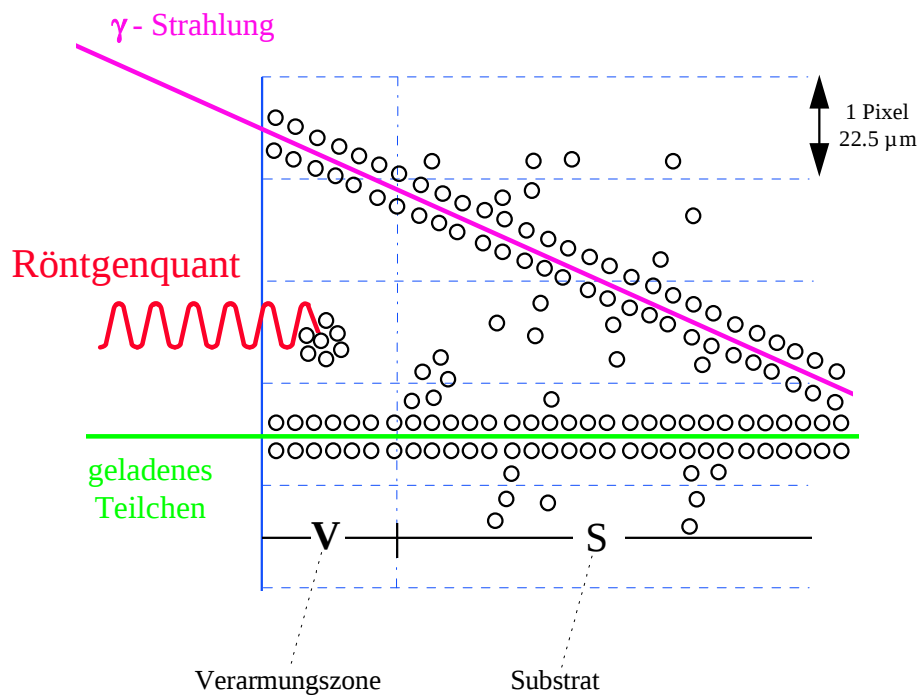


Abb.5.4: Vereinfachte Darstellung der möglichen physikalischen Prozesse, welche zu einem Signal im CCD-Detektor führen. Ein niederenergetisches Röntgenquant wird innerhalb der Verarmungszone V vollkommen absorbiert, und ein Signal wird nur in einem einzigen Pixel produziert. Untergrundstrahlung von geladenen Teilchen und γ -Quanten mit höherer Energie erzeugen Elektron-Loch-Paare auch im Substrat S, wo Ladungsträger in benachbarte Pixel diffundieren können.

Diese Single-Pixel-Ereignisse bilden die Grundlage für die im weiteren behandelte Analyse. Entscheidend für diese Analyse ist also, daß niederenergetische Röntgenstrahlung in einem lokal sehr begrenzten Gebiet (d.h. innerhalb der Verarmungszone) wechselwirkt, während geladene Teilchen auch im Substrat ionisieren.

5.6 Datenselektion und Untergrundunterdrückung

Mittels des Programmes „PION“ wird eine Vorselektion der Daten („Preanalysis“) durchgeführt. Im Analyseprogramm „Hydrogen“ wird mittels statistischer Kriterien das finale Datensample – die als „echte“ Röntgenquanten erkannten Treffer – erstellt [Sig92, Sig94] (beide Programme wurden an der ETHZ von Daniel Sigg entwickelt).

5.6.1 Single-Pixel-Analyse

Die erwähnten physikalischen Wechselwirkungsprozesse ermöglichen die Anwendung des folgenden Selektionskriteriums: **alle getroffenen Pixel, deren 8 Nachbapixel einen Ladungsinhalt kleiner einer definierten Schwelle S_u besitzen, werden als Röntgenquant betrachtet (Single-Pixel-Ereignis)**. Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Röntgenquant

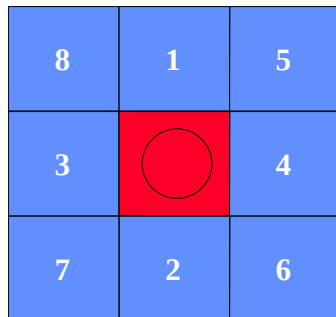


Abb.5.5: Definition der Nachbapixel.

ein Single-Pixel-Ereignis verursacht, ist energieabhängig und nimmt mit zunehmender Energie ab. Als Energie von S_u wurde ~ 0.6 keV gewählt. Weitere statistische Kriterien für die Nachbapixel müssen jedoch erfüllt werden, damit ein Treffer als „echtes“ Röntgenquant anerkannt wird (siehe Kapitel 5.6.2).

Alle getroffenen Pixel, die mindestens ein Nachbapixel mit Ladungsinhalt $L > S_u$ besitzen (mindestens 2 getroffene Pixel, Multipixel-Ereignis = Cluster), gehören zum Untergrund und werden ausgeschieden. Geladene Teilchen erzeugen derartige Ereignisse. Meistens werden mehr als zwei Pixel getroffen (Tab.5.2). Abbildung 5.6 (vergrößerter Ausschnitt einer CCD-Aufnahme) zeigt ein typisches Pixelmuster.

Pixel mit Ladungsinhalt $L < S_u$ kommen in zwei Varianten vor:

-
- i) Durch thermisches und elektronisches Rauschen erhält jedes Pixel einen Ladungsinhalt, wodurch sich in CCD-Energiespektren auch bei unbelichteten Aufnahmen eine sehr große Rauschlinie („Noisepeak“) zeigt.
 - ii) Pixel unterhalb der Schwelle, die nicht dem Noisepeak angehören, entstehen durch Diffusion von Ladung aus einem getroffenen Pixel, oder durch geringe Ionisierung, hervorgerufen durch geladene Teilchen oder hochenergetische γ -Strahlung.

Die Verteilung der Treffer, die über der Schwelle liegen ist in Tabelle 5.2 dargestellt. Sie hängt allerdings von der Güte des Myonstrahls ab und zeigt Unterschiede bei den vier ausgelesenen CCD-Datensamples. Ebenso ist sie abhängig von Größe und Dicke der Verarmungszone, wie man im Vergleich mit den in [Bal83] angegebenen Werten sieht. Der Mittelwert der getroffenen Pixel pro Treffer liegt zwischen 5 und 8 benachbarten Pixel mit Ladungsinhalt $> S_u$.

Clustergröße	1	2	3	4	5	> 5
Anzahl [%]	2 - 7	3 - 13	9 - 19	19 - 25	10 - 20	25 - 53

Tab.5.2: Trefferstatistik für typische Datenruns. Angegeben wird die Anzahl der Treffer in % und die Clustergröße (= Anzahl der benachbarten Pixel mit Ladungsinhalt über der Schwelle). 2 % bis 7 % aller Treffer sind Single-Pixel-Hits.

Die Selektion mit Hilfe der Schwelle wird mittels dem Programm PION [Sig92, Sig94] bewerkstelligt. Um die Schwelle an der richtigen Stelle setzen zu können, ist es außerordentlich wichtig, daß die Position und die Breite des Noisepeaks genau lokalisiert wird. Angenommen wird eine gaußförmige Verteilung, welche eine sehr gute Anpassung ermöglicht [Var90, Sig94] (Abb.5.7). Dies gilt vorallem auch für die in Kapitel 5.6.2 behandelte statistische Analyse der Nachbarpixel.

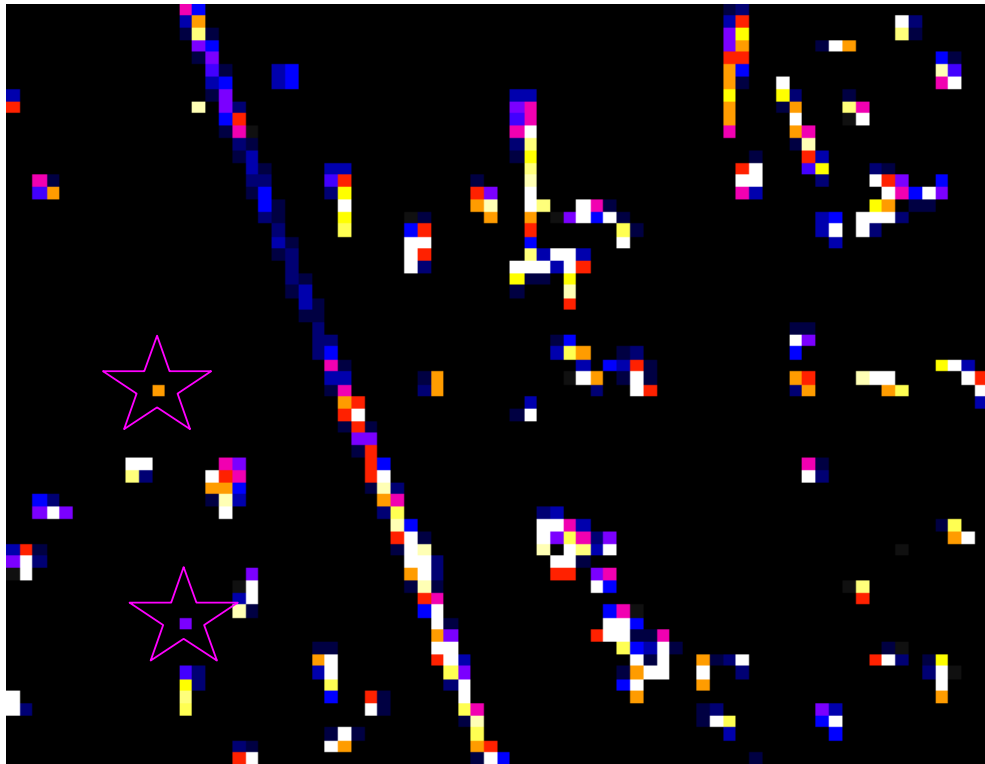


Abb.5.6: Vergrößerter Ausschnitt eines CCD-Bildes. Untergundpixel sind schwarz dargestellt, getroffene Pixel färbig, wobei verschiedene Farben verschiedene Ladungsinhalte symbolisieren. Man sieht zahlreiche Multi-pixel-Ereignisse und eine „Spur“ eines Teilchens. Die beiden Single-Pixel-Ereignisse sind durch einen Stern hervorgehoben.

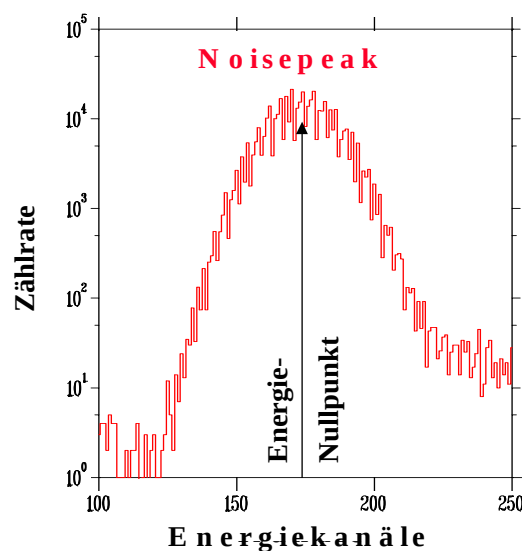


Abb.5.7: Darstellung des durch elektronischen Rauschen bedingten Noisepeaks. Die dargestellten Kanäle entsprechen dabei der deponierten Ladung = Energie. Der Energienullpunkt M wird in die Mitte des Peaks gesetzt.

Die Position des Noisepeaks (M) wird als 0-Punkt der Energieskala für die weitere Datenselektion definiert.

5.6.2 Statistische Analyse der Nachbarpixel

Nachdem durch die „Preanalysis“ mittels Schwellensetzung bereits ein Großteil der Untergrundereignisse ausgeschieden wurde, wird im Programm „Hydrogen“ mittels statistischer Analyse der Verteilung der Nachbarpixel der Single-Pixel-Ereignisse (SPE-Nachbarpixel) eine Feinselektion durchgeführt. Dies erfolgt durch Vergleich der Energieverteilung der SPE-Nachbarpixel mit der Energieverteilung des Noisepeaks. Drei Eigenschaften der SPE-Nachbarpixel werden dabei berücksichtigt. Die korrelierten Selektionsparameter MAX, MEAN und DEV erhält man durch Normierung der SPE-Nachbarpixeleigenschaften auf die Standardabweichung des Noisepeaks σ_n folgendermaßen:

E_i ... Energie des i-ten Nachbarpixels, $M = 0$ (Abb.5.7)

1. $\text{Energy}_{\max}(\text{Neighbours})$... Energie des Nachbarpixels mit maximaler Energie $\Rightarrow$

$$\text{MAX} \equiv \frac{1}{\sigma_n} \cdot \max_{i \in \{1, \dots, 8\}} \{E_i\} \quad 5.4$$

2. $\text{Energy}_{\text{mean}}(\text{Neighbours})$... mittlere Energie der Nachbarpixel $\Rightarrow$

$$\text{MEAN} \equiv \frac{1}{\sigma_n} \cdot \frac{1}{8} \cdot \sum_{i=1}^8 E_i \quad 5.5$$

3. $\sigma(\text{Neighbours})$... Standardabweichung der Energieverteilung der Nachbarpixel $\Rightarrow$

$$\text{DEV} \equiv \frac{1}{\sigma_n} \sqrt{\frac{1}{8} \cdot \sum_{i=1}^8 (E_i^2 - M)} \quad 5.6$$

Die „Normierung“ auf σ_n erlaubt die Addition mehrerer Datenruns, da dadurch mögliche Unterschiede im Detektorrauschen berücksichtigt werden. Um die Verteilung der Nachbarpixel besser darstellen zu können, werden die Parameter der einzelnen Verteilungen so transformiert, daß die erwartete gaußförmige Verteilung folgende Werte besitzt: Mittelwert = 100, $\sigma = 10$. Wählt man nun alle Ereignisse zwischen den Werten 90 und 110 aus (dies wird als „1 σ Cut“ bezeichnet), so sollten dies 68 % aller erwarteten Ereignisse sein, bei einem „2 σ Cut“ (80 - 120) hat

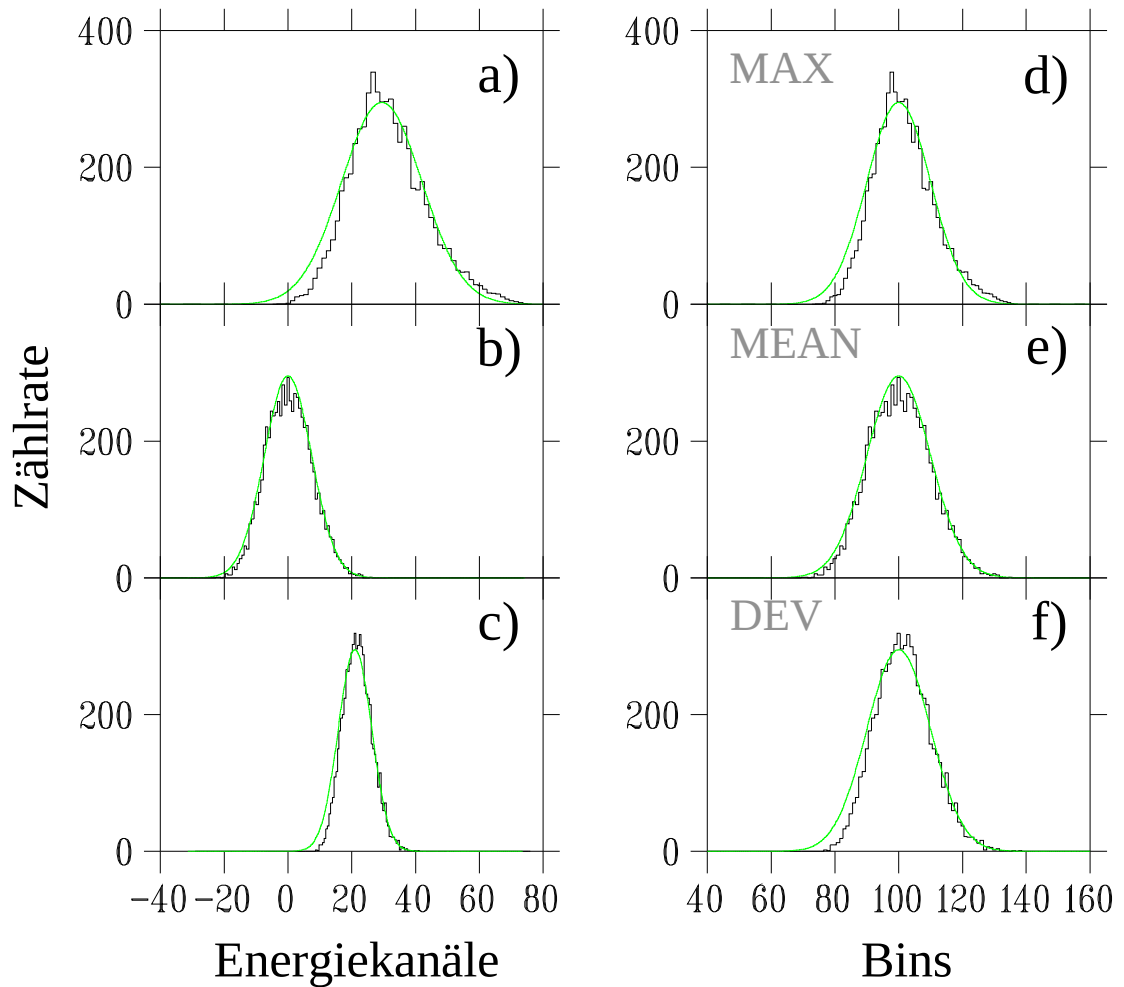


Abb.5.8: Die Verteilungen von Max, Mean und Dev werden für eine typische CCD-Aufnahme dargestellt. Die grünen Gaußkurven sind die erwarteten Verteilungen für echte Untergrundereignisse. Die ausgewählten Single-Pixel-Ereignisse liegen in einem Energieintervall von 1.5 - 3.5 keV. a), b) und c) geben die Verteilungen vor der im Programm Hydrogen durchgeführten Normierung wieder, d) e) und f) die normierten und auf die selbe Position verschobenen Verteilungen. Die Position des Noisepeaks definiert den Energienullpunkt (siehe S.63, unten).

man 99 % Wahrscheinlichkeit, daß die Ereignisse mit der Verteilung des Noisepeaks statistisch verträglich sind [Sig94].

Die Selektionsparameter für typische Datensamples (Histogramme) sind in Abbildung 5.8 dargestellt; die grünen Gaußkurven stellen die erwarteten Verteilungen für Ereignisse dar, die dem Noisepeak angehören. Die gezeigten Ereignisse liegen in einem Energieintervall von 1.5 - 3.5 keV.

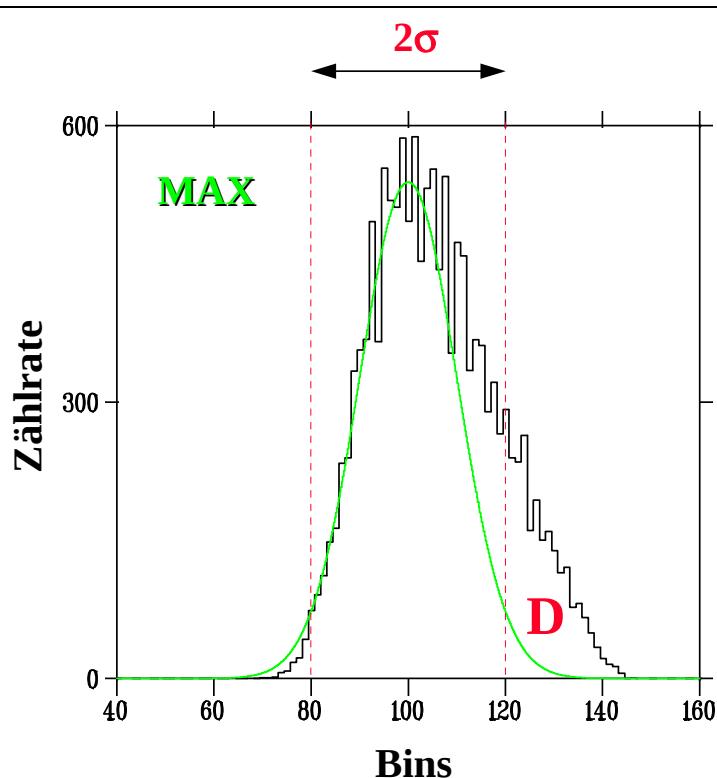


Abb.5.9: Die Verteilung von Max (Nachbarpixel mit maximaler Energie) ist für ein Datensample dargestellt, bei dem Röntgenlinien mit höheren Energien ($E_x > 5$ keV / myonisches Neon) ausgewählt wurden. Die grüne Gaußkurve gibt die erwartete Verteilung wieder. Die gestrichelten, roten Linien demonstrieren einen 2σ -Cut. Im Bereich **D** zeigt sich eine eindeutige Abweichung von der erwarteten Verteilung, die durch Ladungen hervorgerufen wird, welche vom getroffenen Pixel in ein Nachbarpixel diffundieren. Bei Quantenenergien über 5 keV steigt die Wahrscheinlichkeit für derartige Ereignisse stark an.

Die gezeigten Spektren entsprechen sehr gut den erwarteten Verteilungen. Die SPE-Nachbarpixel gehören demnach wirklich zum Noisepeak.

Bei erhöhtem Untergrund oder bei höheren Röntgenenergien zeigt sich, daß bei einigen Single-Pixel-Ereignissen ein geringer Teil der Ladung in ein Nachbarpixel diffundiert ist. Dadurch kommt eine Verzerrung zustande, welche im „MAX-Spektrum“ am besten sichtbar ist (Abb.5.9); man „sieht“ Ladungen, die vom getroffenen Pixel zu einem Nachbarpixel diffundiert sind und dort eine geringe Erhöhung des Ladungsinhaltes über den Noisepeak hinaus bewirkt hat. Selektiert man im MAX-Spektrum den Bereich 80 - 120 (2σ -Cut), so selektiert man damit die

Ereignisse, wo keine oder nur eine sehr geringe Diffusion stattgefunden hat.

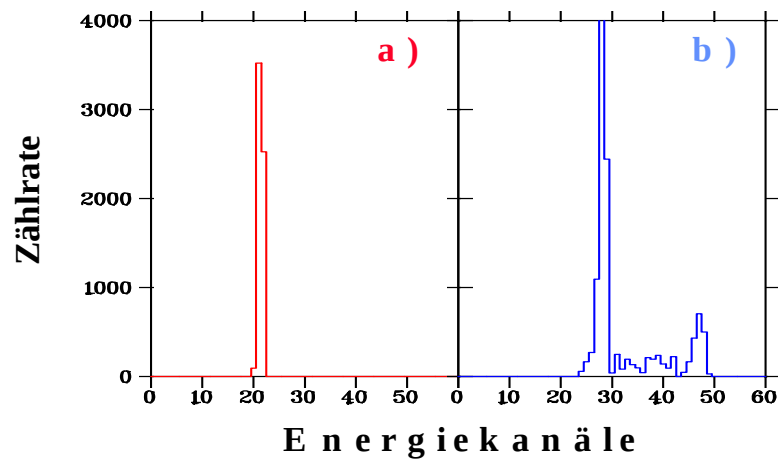


Abb.5.10: Standardabweichung des Noisepeaks σ_n über mehrere Datenruns: **a)** Datensample zeigt stabile CCD-Aufnahmebedingungen, **b)** schlechte Aufnahmebedingungen, die Datenruns mit stark verbreiterem Noisepeak beinhalten.

Da die Breite (Standardabweichung) des Noisepeaks σ_n direkt in die Selektionskriterien eingeht, wird deren Stabilität für alle Datensamples (Runs) überprüft. Bei stark vom Mittelwert abweichenden Werten werden die Daten verworfen (Abb.5.10).

5.7 Energiespektren der CCDs -

Effizienz der Untergrundunterdrückung

Ein Energiespektrum der CCDs – die in den Pixel deponierte Ladung – lässt sich auf zwei Arten darstellen.

a) als Rohspektrum, wobei keine Selektionskriterien angewendet wurden

b) als Spektrum, für das nur Single-Pixel-Ereignisse ausgewählt wurden.

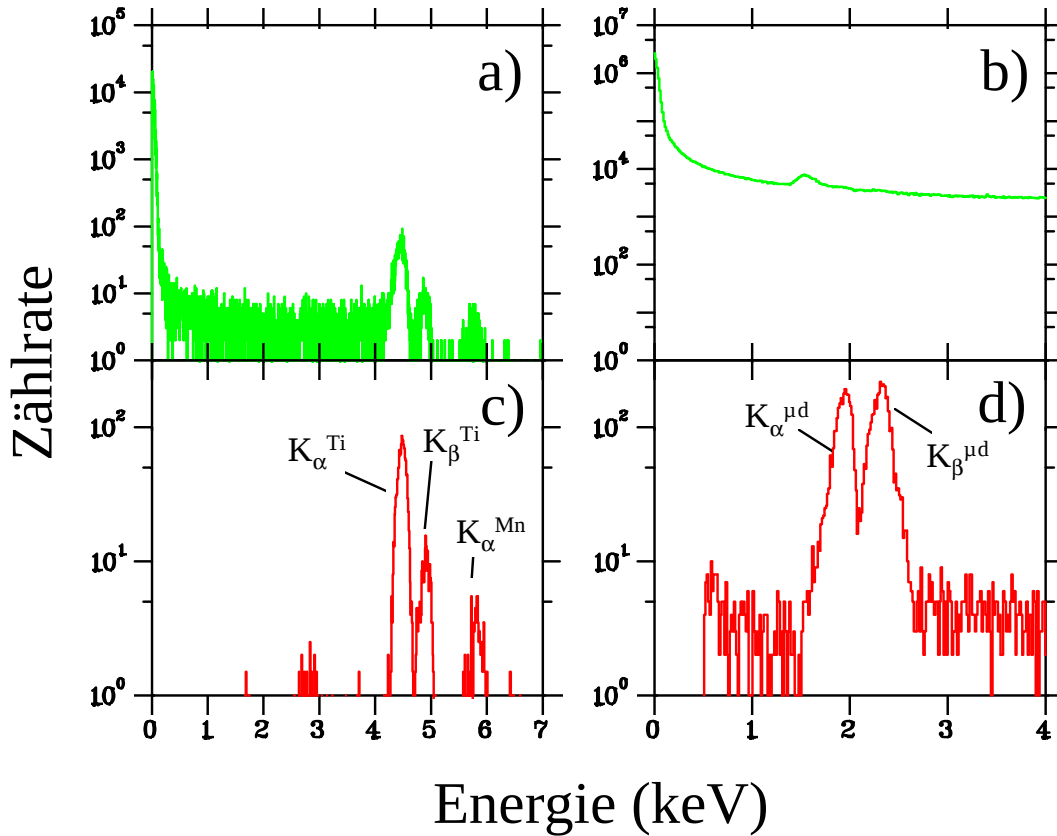


Abb.5.11: CCD-Energiespektren. **a)** und **c)** zeigen das Energiespektrum von Titan, angeregt mittels einer ^{55}Fe -Röntgenquelle (Aufnahmezeit = 5 min); **b)** und **d)** das Energiespektrum von myonischem Deuterium (Aufnahmezeit = 200 min). **a)** und **b)**: Darstellung aller Pixel. **c)** und **d)**: durch Single-Pixel-Analyse (2σ -Cuts) erhält man aus **a)** das Spektrum **c)** und aus **b)** das Spektrum **d)**. In **a)** und **c)** ist auch die vom Zerfall des ^{55}Fe stammende K_{α}^{Mn} -Linie sichtbar. Der „Buckel“ in **b)** kann wahrscheinlich durch den Verlauf der Effizienzkurve (Abb.6.1) erklärt werden.

In Abbildung 5.11 sind für beide Spektrenarten zwei Beispiele dargestellt. Abbildungen **a)** und **c)** zeigen Spektren, welche bei Bestrahlung eines Titanplättchens mittels einer ^{55}Fe -Röntgenquelle (Linienenergien: $\text{Ti}(K_{\alpha}) = 4.5 \text{ keV}$, $\text{Ti}(K_{\beta}) = 4.9 \text{ keV}$ [Bea67]) aufgezeichnet wurden. Abbildungen **b)** und **d)** zeigen ein in Anwesenheit des Myonstrahls aufgenommenes Energiespektrum von myonischem Deuterium. In beiden Fällen sieht man die extrem starke Unterdrückung der Untergrundereignisse. Während bei der Beleuchtung mittels einer Röntgenquelle im Rohspektrum die Linienstruktur noch sichtbar ist, dominiert beim zweiten Beispiel der Untergrund im gesamten Energiebereich. Bei Messungen mit eingeschaltetem Myonstrahl werden Ereignisse oberhalb des Noi-

sepeaks hauptsächlich von Spuren geladener Sekundärteilchen verursacht. Betrachtet man ein einzelnes vierminütiges CCD-Datensample, so ist bemerkenswert, daß durch Single-Pixel-Analyse von 440000 Ereignissen - alle Pixel zeigen ja einen Ladungsinhalt - durchschnittlich ungefähr 100 Ereignisse selektiert und als „echte“ Röntgenquanten des myonischen Wasserstoffs erkannt werden.

5.8 Funktionsunfähige Bildelemente

Ein weiterer Selektionsparameter - „defect Pixel“ - ermöglicht die Erkennung von funktionsunfähigen, „toten“ Bildelementen. Diese erkennt man dadurch, daß sie entweder nie oder immer einen Treffer anzeigen. Erstere stellen kein Problem bei der Datenanalyse dar. Wenn jedoch ein bestimmtes Pixel über mehrere Runs immer einen Treffer anzeigt, dann ist es sehr wahrscheinlich, daß dieses Pixel keinen wirklichen Treffer hat, sondern ständig elektronisches Rauschen aufzeichnet oder z.B. eine kaputte Elektrode besitzt. Derartige Pixel müssen aussortiert werden, da sie Single-Pixel-Ereignisse simulieren könnten. Durch Setzen einer oberen Grenze für den Defect-Pixel-Parameter wird dies ermöglicht.

Der Defect-Pixel-Parameter gibt an, wie oft in einer Summe von Datenruns einzelne, bestimmte Pixel ein Single-Pixel-Ereignis anzeigen. Auf Grund der großen Pixelzahl ist die Wahrscheinlichkeit, daß genau das gleiche Pixel in aufeinanderfolgenden CCD-Aufnahmen getroffen wird, relativ gering; je mehr Runs aufaddiert werden, umso größer wird allerdings diese Wahrscheinlichkeit. In Abb.5.12 a) ist die „Defect Pixel“-Verteilung für eine Summe von 50 Runs dargestellt. Kanal 1 zeigt dabei, wieviele Pixel nur 1 Mal getroffen wurden; Kanal 2, wieviele doppelt, Kanal 3, wieviele dreifach u.s.w.. Betrachtet man z.B. eine Summe von 10 Runs und setzt die obere Schwelle des Defect-Pixel-Parameters auf 9, so werden alle Pixel, die jedesmal getroffen wurden, ausgeschieden.

Solange nur eine geringe Anzahl derartig funktionsunfähiger Pixel auf einem CCD-Chip vorhanden ist, werden diese ausgeschieden und die Datenanalyse wird dadurch nicht weiter beeinträchtigt.

Ein weiteres, mittels Defect-Pixel-Analyse handhabbares Problem sind selten auftretende Auslesefehler. Dabei sind bei zwei oder mehr CCD-Aufnahmen sämtliche getroffene Pixel untereinander ident. Es zeigen sich dadurch viele Ereignisse von Kanal 1 nach Kanal 2 (oder noch höher) verschoben (Abb.5.12 b). Der Defect-Pixel-Parameter ermöglicht diese Daten auszuschneiden.

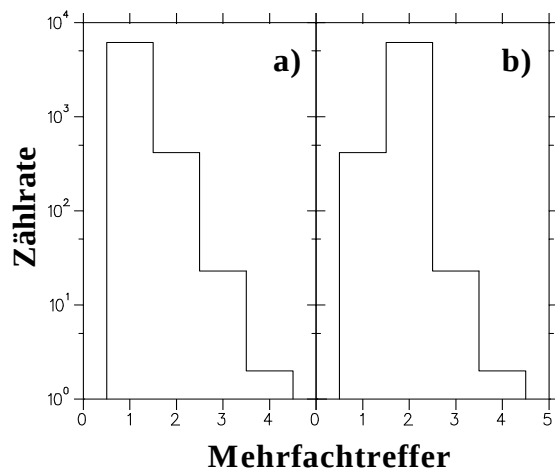


Abb.5.12: „Defect Pixel“-Verteilung einer Summe von Runs bei
a) einwandfreien Datensamples.
b) beinhaltet eine „schlechte“ CCD-Aufnahme, die aufgefunden und ausgeschieden werden muß.

5.9 Auswahl der Parameterbereiche

Die Auswahl der Parameterbereiche (σ -Cuts) für die SPE-Nachbarpixelverteilungen der zu akzeptierenden Röntgenquanten erfolgte nach folgenden Kriterien:

- Maximierung der Zählrate
- Maximierung des Signal-Rausch-Abstandes (Peak / Noise-Ratio)
- Minimierung der Akzeptanz „falscher“ Röntgenquanten

Zu diesem Zwecke wurden i) die Zählrate in den myonischen Röntgenlinien Z_L , ii) die Untergrundzählrate Z_U und iii) das Signal-Rausch-Verhältnis Z_L/Z_U in Abhängigkeit vom ausgewählten Parameterbereich (σ -Cut) betrachtet. Dies ist in Abb.5.13 für die Analyse von D_2 bei 4 % (Setup HD93 / a, b, c) und bei 8 % Dichte (Setup HD94 / d, e, f) dargestellt. Definierte Cuts sind dabei: 1σ = Parameterbereich (90 - 110), 2σ = Parameterbereich (80 - 120), 3σ = Parameterbereich (70 - 130) u.s.w..

Für die Analyse aller Daten wurden die in Tabelle 5.3 angegebenen Parameterbereiche festgelegt. Unter Bedachtnahme auf die in Verteilungen des MAX-Parameters teilweise sichtbaren Verzerrungen, die durch Diffusion von Ladungsträger in Nachbarpixel hervorgerufen sind (Abb.5.9), wurde für MAX ein 2σ -Cut fixiert. Für MEAN und DEV wurden größere Parameterbereiche gewählt, weil keine starken Verzerrungen sichtbar waren und größere σ -Cuts eine höhere Zählrate ermöglichten. Durch eine weitere Vergrößerung des Parameterbereiches würde jedoch keine weitere Verbesserung mehr erzielt. Abb.5.13 zeigt für alle dargestellten Parameter ein stabiles Verhalten bei höheren σ -Werten. Dies bestärkt das Vertrauen in die angewendete Analyse-methode.

Parameter	Wert	σ - Cut
MAX	80 - 120	2σ
MEAN	65 - 135	3.5σ
DEV	65 - 135	3.5σ
Defect Pixels	1 - 6	-----

Tab.5.3: Die auf die Nachbarpixelverteilungen von MAX, MEAN und DEV angewendeten Cut-Bedingungen für die Analyse der Datensamples.

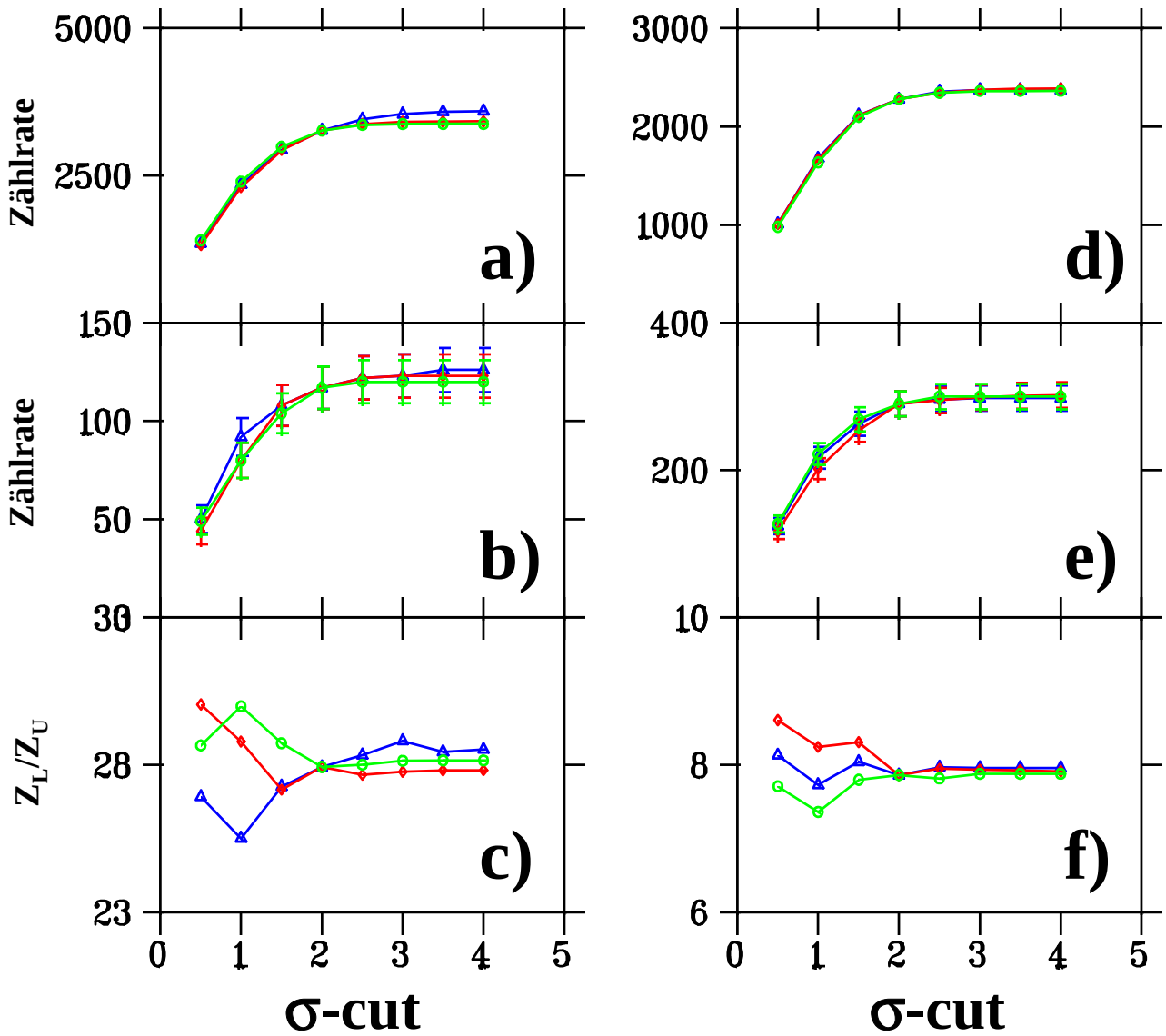


Abb.5.13: Darstellungen der Variation der Zählrate Z_L in den Röntgenlinien von myonischem D_2 für Setup HD93 **a)** und HD94 **d)** in Abhängigkeit von den Cut-Bedingungen. **b)** (HD93) und **e)** (HD94) zeigen die Abhängigkeit der Untergrundzählrate Z_U zwischen 2.6 und 3 keV Röntgenenergie (ein Bereich ohne Röntgenlinien). **c)** und **f)** zeigen die Abhängigkeit des Signal-Rausch-Verhältnisses (Z_L / Z_U) von den Cut-Bedingungen. Die gezeigten drei Kurven pro Bild zeigen jeweils diese Abhängigkeiten für die Parameter **MEAN** (blaue Kurve), **MAX** (rote Kurve) und **DEV** (grüne Kurve), wobei die jeweils anderen Parameter auf 2σ -Cuts fixiert wurden.

6. Bestimmung der intrinsischen Nachweiseffizienz der CCDs

Für die Auswertung dieses Experimentes durch Vergleich myonischer Röntgenlinien bei verschiedenen Quantenenergien ist es unumgänglich, die Nachweiseffizienz des CCD-Detektors und ihre Abhängigkeit von der Energie der Röntgenstrahlung genau zu kennen. Dazu müssen alle Absorber auf dem „Weg“ des Röntgenquants vom Ort seiner Entstehung bis zum Detektor und von der Detektoroberfläche bis zum Ort seines Nachweises bekannt sein; gemeint sind alle Materialien, ihre jeweiligen Schichtdicken und ihr Absorptionsverhalten (Kap.7).

Besonders wichtig ist dies für die intrinsische Nachweiseffizienz des CCD-Detektors, da dieser ein Röntgenquant nur dann nachweisen kann, wenn es durch dessen Deckschichten bis zur Verarmungszone gelangt ist. Die vom Hersteller EEV angegebene Effizienzkurve [EEV87] ist zwar ein erster Anhaltspunkt, doch muß der genaue Kurvenverlauf berechnet und experimentell überprüft werden.

6.1 Absorption der Photonen beim Durchgang durch Materie

Im Energiebereich 1 - 10 keV treten Photonen hauptsächlich durch den Photoeffekt in Wechselwirkung mit Materie. Dabei wird die gesamte Energie eines Photons abgegeben. Es findet entweder kein Energieverlust (keine Wechselwirkung) oder ein totaler Energieverlust beim Durchgang durch Materie statt. Die Intensität der Strahlung nimmt dabei mit zunehmender Schichtdicke exponentiell ab:

$$I(x) = I_0 \cdot e^{-\mu \rho x} \quad 6.1$$

x ... Schichtdicke [cm]
 $I(x)$... Intensität der Photonen nach Durchgang durch Schichtdicke x
 I_0 ... ursprüngliche Intensität der Photonen
 μ ... energieabhängiger Röntgenabsorptionskoeffizient [cm²/g]
 ρ ... Dichte [g/cm³]

Zur genauen Berechnung der Röntgenabsorption ist die Kenntnis der Absorberdicke (Kap.5.2) und der genauen Röntgenabsorptionskoeffizienten (Anhang 5 und Anhang 6) notwendig.

6.2 Theoretische Berechnung der CCD-Effizienz

Mit Hilfe der in Kap.5.2 angegebenen Dicken und Größen der CCD-Bildelemente wird unter Berücksichtigung der Absorption in Deckschichten und Verarmungszone – vorerst jedoch ohne Berücksichtigung der Oszillationen des Absorptionskoeffizienten nahe der K-Absorptionskante [Owe94b] – die energieabhängige Effizienz des CCD-Detektors nach 6.1 berechnet. Es gilt:

$$\text{Transmission} = (1 - \text{Absorption}) = I / I_0 \quad 6.2$$

$$\text{Eff (CCD)} = \text{Trans (DS)} \cdot \text{Abs (VZ)} \quad 6.3$$

EFF (CCD) ... intrinsische **E**ffizienz der **C**CDs
 Trans (DS) ... **T**ransmission in den CCD-**D**eckschichten
 Abs (VZ) ... **A**bsorption in der **V**erarmungszone der CCDs

$$\frac{I}{I_0} = e^{-\mu_1 \rho_1 d_1} \cdot e^{-\mu_2 \rho_2 d_2} \dots e^{-\mu_i \rho_i d_i} = e^{\sum_i -\mu_i \rho_i d_i} \quad 6.4$$

μ_i ... Absorptionskoeffizient der i -ten Schicht [cm²/g]
 d_i ... Dicke der i -ten Schicht [cm]
 ρ_i ... Dichte der i -ten Schicht [g/cm³]

Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Röntgenquant in genau einem Pixel dedektiert wird, ist proportional zur Absorption in der Verarmungszone des Detektors. Die Dicke der Verarmungszone von $\sim 30 \mu\text{m}$ ergibt eine

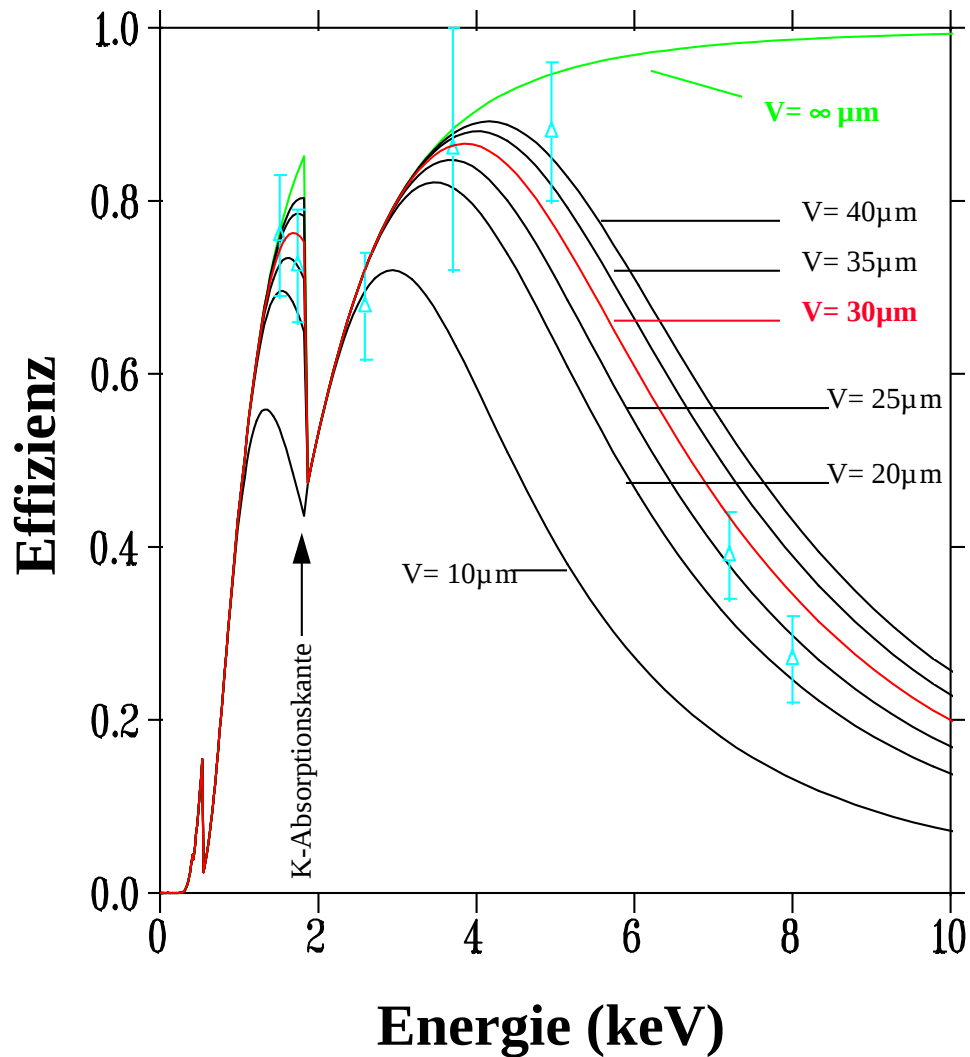


Abb.6.1: Berechnete Energieabhängigkeit der Effizienzkurve (rot) in Abhängigkeit von der Dicke der Verarmungszone. Materialschichtdicken nach Kap.5.2. Die Dicke der Verarmungszone V wird mit $30 \mu\text{m}$ angenommen. Die Variation der Effizienz mit der Dicke der Verarmungszone ist dargestellt. Die eingezeichneten Meßpunkte für vergleichbare CCDs sind aus [EEV87] entnommen.

relevante Sensitivität des Detektors für Röntgenquanten bis $\sim 15 \text{ keV}$, für $h\nu > 4 \text{ keV}$ sinkt die Wahrscheinlichkeit für eine Wechselwirkung wieder ab. In [Fio90a] wurde die Wahrscheinlichkeit eines Single-Pixel-Treffers für CCDs mit einer allerdings nur $7 \mu\text{m}$ dicken Verarmungszone gemessen und für 2.6 keV mit 76% angegeben; für $30 \mu\text{m}$ ist sie bei der selben Energie $\sim 100 \%$. Die Absorptionslänge für Röntgenquanten dieser Energie beträgt $\sim 4 \mu\text{m}$.

In Abbildung 6.1 ist die für eine 30 μm dicke Verarmungszone V berechnete Effizienzkurve dargestellt. Bei Variation der Dicke von V ergeben sich unterschiedliche Effizienzen; im interessierenden Bereich von 1.9 bis 2.5 keV ist dies allerdings wenig relevant. Die eingezeichneten Meßpunkte wurden für einen vergleichbaren CCD-Typ vom Hersteller EEV gemessen [EEV87] und sind eine erste Bestätigung der Rechnung.

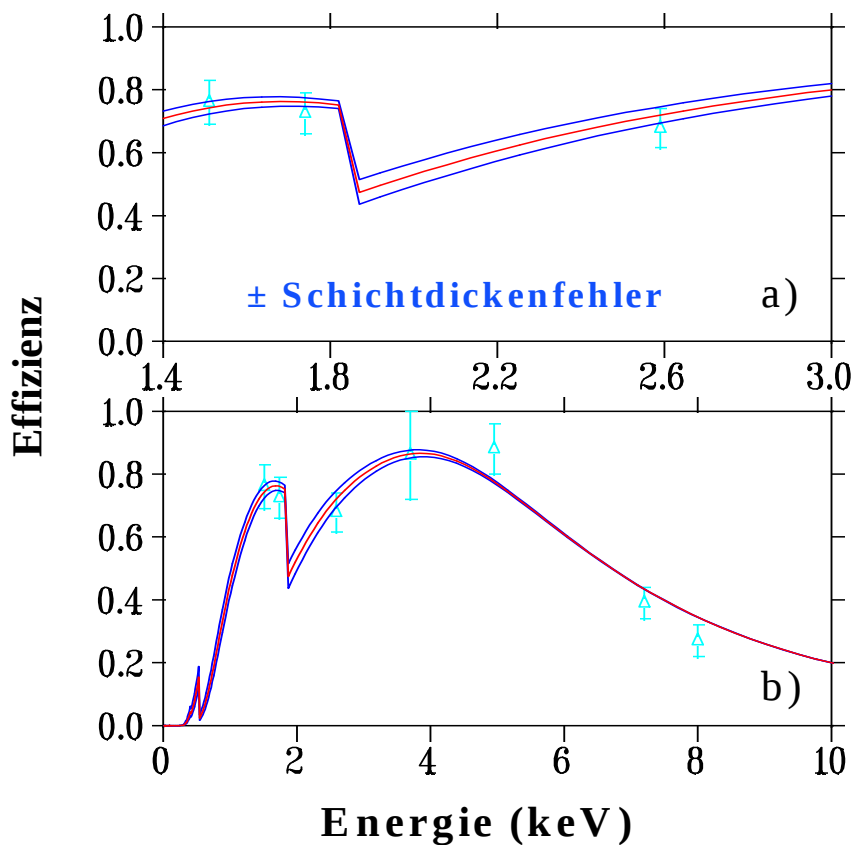


Abb.6.2: Die CCD-Effizienz für $V = 30 \mu\text{m}$ ist dargestellt. Die Dicke der Elektroden und Isolationsmaterialien wurde innerhalb der in Kap.5.2 angegebenen Werte variiert. **rot** ... mittlere Dicke, **blau** ... minimale und maximale Dicke, Meßwerte aus [EEV87]. Abbildung a) zeigt einen vergrößerten Ausschnitt.

Nun betrachten wir die CCD-Effizienz in Abhängigkeit von den angenommenen Schichtdicken im CCD-Chip. In Abb.6.2 ist sowohl die „Idealkurve“ für $V = 30 \mu\text{m}$ (rot) dargestellt, als auch Kurven (blau) mit minimaler und maximaler Dicke der CCD-Deckschichten. Die Variation der

Dicken erfolgte dabei innerhalb der von EEV angegebenen Variation durch den Produktionsvorgang (Kap.5.2).

Abbildung 6.3 zeigt die Änderung der Effizienzkurve auf Grund der Ungenauigkeit der verwendeten Röntgenabsorptionskoeffizienten. Deren Fehler wurde mit $\pm 5\%$ abgeschätzt (Anhang 5).

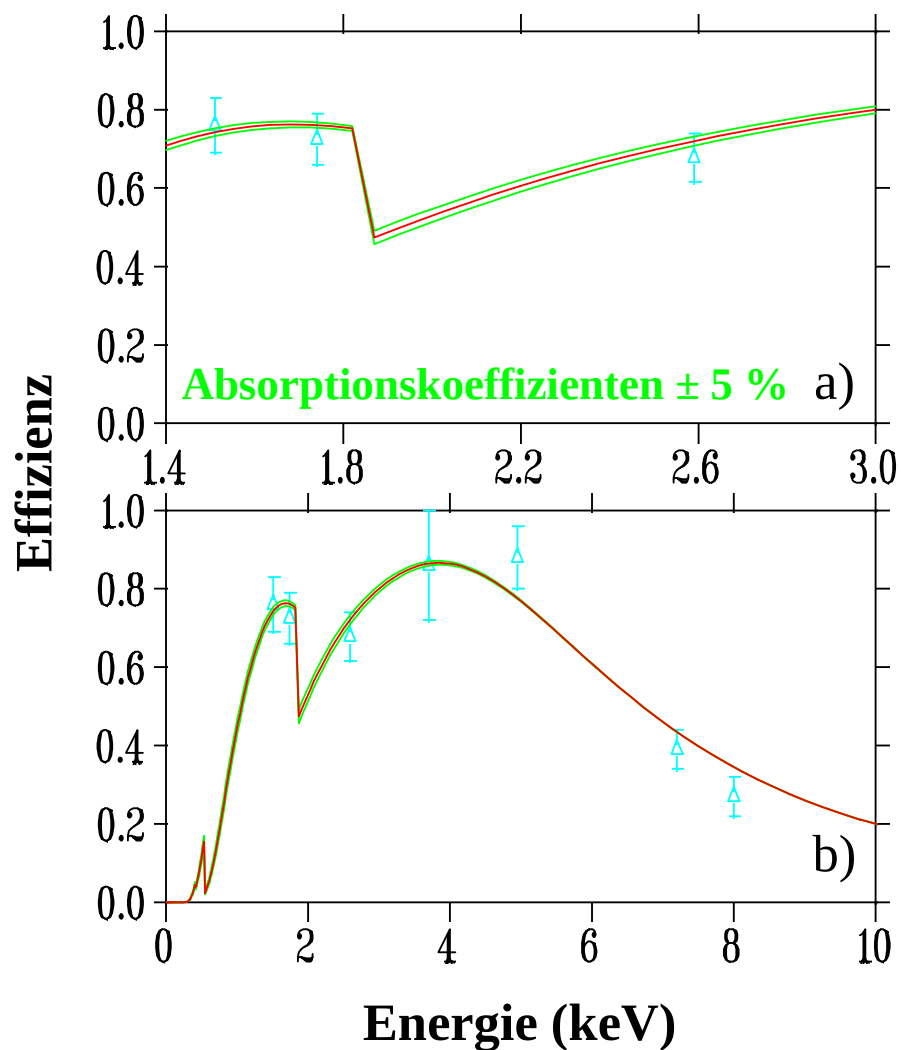


Abb.6.3: Die CCD-Effizienz für $V = 30\ \mu\text{m}$ mit Schichtdicken aus Kap.5.2 (rote Kurve) ist dargestellt. Die grünen Kurven zeigen die Variation dieser Effizienzkurve bei Änderung der Absorptionskoeffizienten innerhalb des angenommenen Fehlers um $\pm 5\%$ (Anhang 5), Meßwerte aus [EEV87]. Abbildung a) zeigt einen vergrößerten Ausschnitt.

Berücksichtigt man auch noch die in [Owe94a, Owe94b] angegebene Oszillation der Röntgenabsorptionskoeffizienten nahe der K-Absorptionskante, so folgt daraus die intrinsische Effizienz der CCDs wie in Abbildung 6.4 dargestellt (rote Kurve). Die Kurve in Blau stellt die erwarteten Werte nach [Hen93] dar. Für die in dieser Messung beobachteten Röntgenenergien ist die Beachtung der Oszillationen der Röntgenabsorptionskoeffizienten in der Nähe der K-Absorptionskante von Silizium (1838.9 eV [Hen93]) bedeutend. Die Ursache dieser Oszillationen liegt in der Streuung des durch Röntgenstrahlung erzeugten Photoelektrons an Nachbaratomen. Bei Betrachtung des Photoelektrons als Welle werden die Oszillationen durch Interferenz der ursprünglichen und der gestreuten Welle hervorgerufen; ihre spezifische Frequenz hängt von Art und Abstand der Nachbaratome ab. Dieses Verhalten tritt besonders in der Nähe von Absorptionskanten auf und wurde in [Bia87, Cho88, Fra94, Owe94a, Owe94b] experimentell bestätigt.

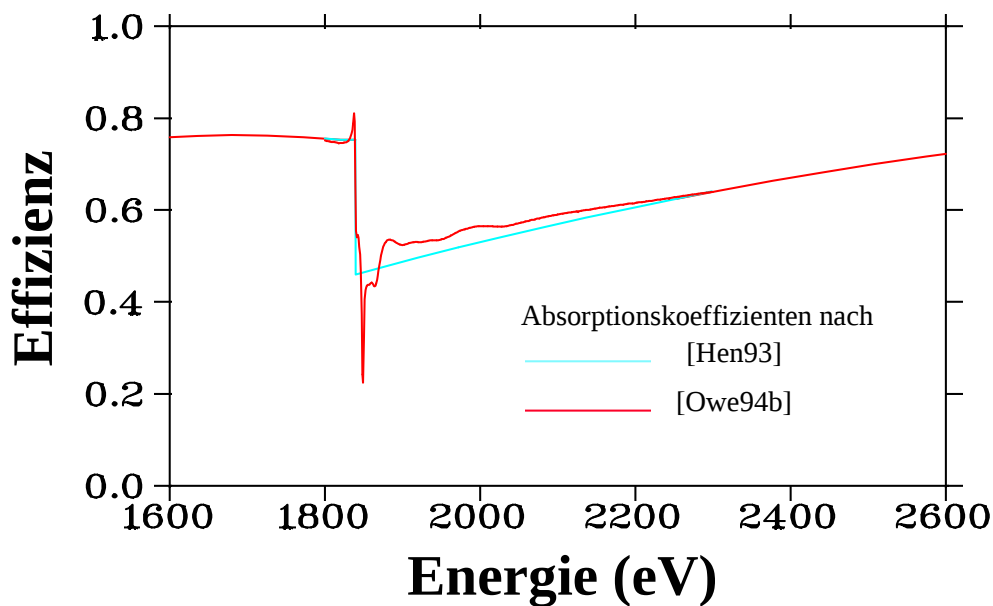


Abb.6.4: Dargestellt ist die CCD-Effizienz für $V = 30 \mu\text{m}$ und Schichtdicken aus Kap.5.2. Die rote Kurve wurde mit experimentellen Werten für die Absorptionskoeffizienten nach [Owe94b] berechnet, die blaue Kurve mit Absorptionskoeffizienten aus [Hen93]. Die beiden Kurven unterscheiden sich jedoch nur im Energieintervall 1800 - 2300 eV.

6.3 Experimentelle Bestimmung der intrinsischen Effizienz der CCDs

6.3.1 Messung antiprotonischer Röntgenstrahlung

Am LEAR (Low Energy Antiproton Ring), dem Antiprotonenspeicherring am CERN, wurde Röntgenstrahlung antiprotonischen Stickstoffs und antiprotonischen Sauerstoffs gemessen [Aug95, Egg95]. Durch Vergleich der Intensitäten der verschiedenen sichtbaren Linien im Energiebereich 1.9 keV bis 9 keV wurde die berechnete Effizienzkurve der CCDs überprüft, und zwar nach folgendem Prinzip:

Übergang $n \rightarrow n'$	O ₂ (keV)	N ₂ (keV)
12 $\rightarrow$ 11	1.986	1.511
11 $\rightarrow$ 10	2.612	1.983
10 $\rightarrow$ 9	3.531	2.680
9 $\rightarrow$ 8	4.938	3.748
8 $\rightarrow$ 7	7.206	5.469
7 $\rightarrow$ 6	11.11	8.432

Tab.6.1: Die Linienenergien antiprotonischen Sauerstoffs und antiprotonischen Stickstoffs in Abhängigkeit vom Übergangsniveau [Har95].

Nach Einfang eines Antiprotons in einem Gas kommt es zu einer der in Kap.2 beschriebenen myonischen Kaskade sehr ähnlichen antiprotonischen Kaskade [Bor80]. Bei sehr geringem Druck – der Targetdruck war 5 mbar, entsprechend einer Dichte von 6×10^{-6} FWD – tragen Kollisionsprozesse nach Emission aller zur Verfügung stehenden Auger-Elektronen (das „Elektron-Refilling“ (Einfang von Elektronen benachbarter Atome) ist sehr langsam) nicht mehr zur Abregung des antiprotonischen Atoms bei; die Kaskade erfolgt nur über Strahlungsemission [Sim90, Sim94].

Da Übergänge mit $\Delta n = 1$ stark bevorzugt werden, verursacht ein antiprotonisches Atom Röntgenlinien, die den Übergängen $n = 11 \rightarrow n = 10$, $n = 10 \rightarrow n = 9$, $n = 9 \rightarrow n = 8$ u.s.w. entsprechen. Jede diese Linien sollte dabei die gleiche Intensität zeigen. Genau das wurde auch für verschiedene Edelgase beobachtet [Bac88]. In Tabelle 6.1 sind die Energien der relevanten Röntgenlinien angegeben. In Abbildung 6.4 a) und b) sind die beobachteten Röntgenspektren dargestellt.

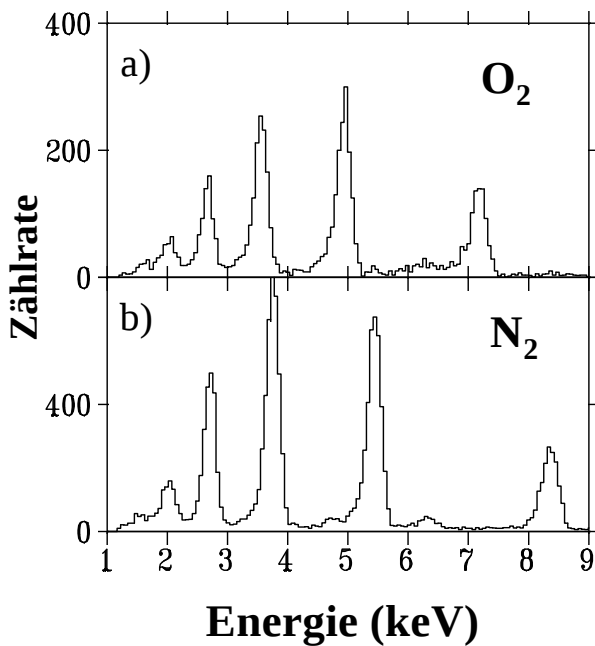


Abb.6.5:
Energiespektren:
a) antiprotonischer
Sauerstoff und
b) antiprotonischer
Stickstoff,
aufgenommen am
LEAR [Egg95,Aug95].

Bei der Auswertung dieser Messung muß beachtet werden, daß es sich um keine absolute Effizienzmessung handelt, sondern nur um eine Messung der relativen Linienintensitäten. Die Meßwerte der beiden Spektren wurden auf die Linien $10 \rightarrow 9$ (O_2) und $9 \rightarrow 8$ (N_2) und diese Linien auf den Wert der Modellkurve normiert. Das Resultat reproduziert sehr gut den Verlauf der Effizienzkurve und ist in Abbildung 6.5 dargestellt; allerdings wird nicht nur die intrinsische Effizienz des CCD-Detektors alleine gezeigt, sondern die der gesamten Meßanordnung, wobei zusätzlich ein planes, $25 \mu m$ dickes Kaptonfenster berücksichtigt werden mußte.

Die hervorragende Übereinstimmung dieser relativen Effizienzmessung mit der berechneten Kurve ist sehr bedeutend, da es das gute Verständnis

des Aufbaus der CCDs widerspiegelt. Insbesondere aber, weil die Nachweiseffizienz direkt die Analyse der Meßspektren beeinflusst.

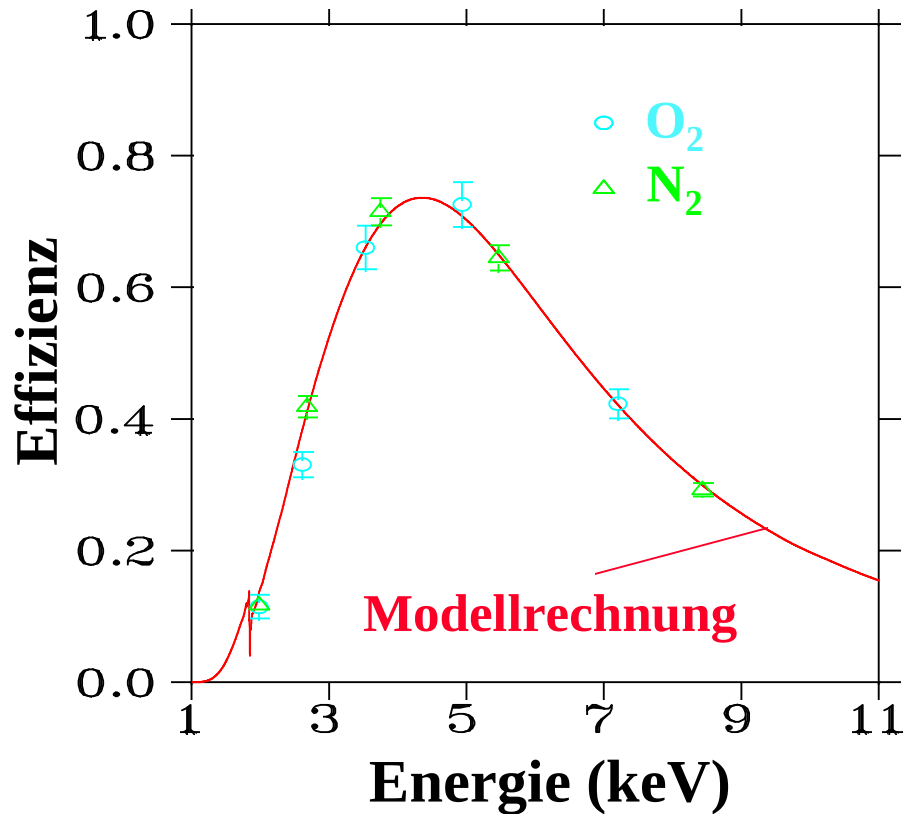


Abb.6.6: Die Energieabhängigkeit der CCD-Effizienz unter Berücksichtigung eines 25 μm dicken Kaptonfensters ist dargestellt (rote Linie). Die Meßresultate der relativen Linienintensitäten für antiprotonischen Stickstoff und antiprotonischen Sauerstoff bestätigen sehr gut die Modellrechnung.

6.3.2. Überprüfung der Modellrechnung durch Messung der Intensitätsverhältnisse isotopenspezifischer Röntgenlinien in verschiedenen Elementen

Das Verhältnis von K_{β} - zu K_{α} -Intensitäten für elektronische Röntgenlinien ist aus der Literatur sehr genau bekannt [Han70, Sal74]. Durch Messung dieses Verhältnisses und Vergleich mit den Literaturwerten, kann auf die Steigung der berechneten Effizienzkurve rückgeschlossen werden.

Mit einer ^{55}Fe -Quelle wurden verschiedene Materialien zur Fluoreszenz angeregt. Die Energien der beobachteten Linien lagen zwischen 2 keV und 10 keV. Abbildung 6.6 zeigt einen Vergleich der gemessenen K_β - zu K_α -Linienintensitäten (Punkte) im Vergleich zu der aus Effizienzkurve und bekannten Intensitätsverhältnis berechneten Werte (Linie). Es zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung der Messung mit dem berechneten Kurvenverlauf.

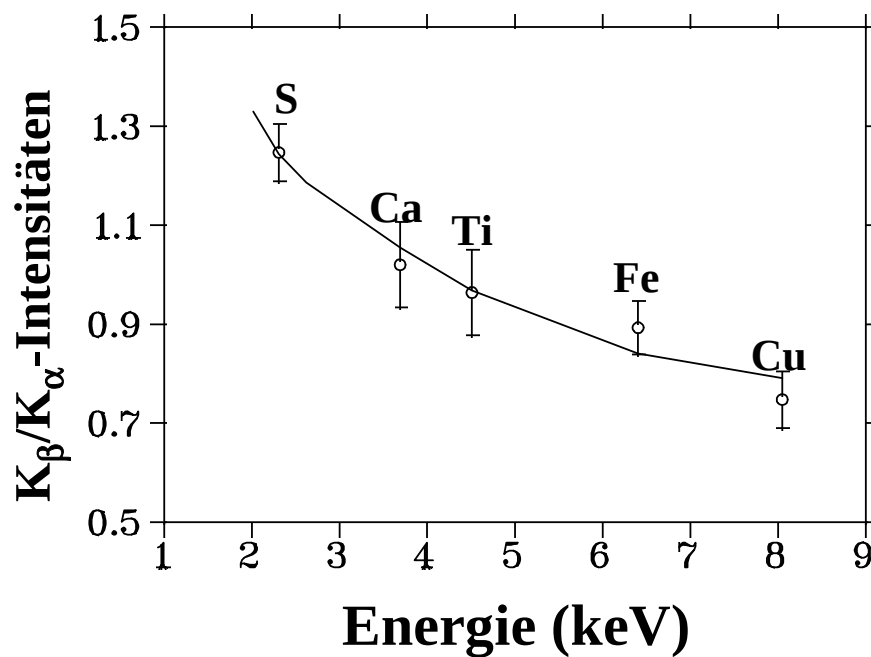


Abb.6.7: Das Verhältnis der Intensitäten von K_β - zu K_α -Linien für verschiedene gemessenen Elemente ist in Abhängigkeit zur Röntgenenergie aufgetragen. Die durchgezogene Linie folgt aus der theoretisch berechneten Effizienzkurve und den bekannten Literaturwerten für das Intensitätsverhältnis [Han70, Sal74].

7. Bestimmung der totalen Nachweiseffizienz für Röntgenstrahlung bei verschiedenen Meßbedingungen

Für die Bestimmung der totalen Nachweiseffizienz für Röntgenstrahlung unter Berücksichtigung der gesamten Experimentieranordnung sind verschiedene Beiträge zu beachten:

- die Stoppverteilung der Myonen im Targetwasserstoff ($\Rightarrow$ Ursprungs-ort der Röntgenquanten)
- der effektive Weg im Targetwasserstoff
- der Weg im Targetfenster (effektive Dicke)
- der Weg im Fenster des Vakuumtopfes (effektive Dicke)
- der Weg in der Absorptionsschicht und in der Verarmungszone des CCD-Detektors (effektive Dicke)

Um alle diese Beiträge berücksichtigen zu können, wurde die gesamte experimentelle Anordnung am Computer simuliert und die Nachweiseffizienz mittels Monte-Carlo-Rechnung bestimmt.

7.1 Die Stoppverteilung der Myonen im Targetwasserstoff

Mit Hilfe der GEANT-Programmroutinen [GEA93] wurde für verschiedene Targetanordnungen die Stoppverteilung der Myonen im Targetwasserstoff berechnet. Die Myonstrahleigenschaften wurden aus [PSI94] entnommen. Daraus folgt eine Impulsbreite der Myonen von $\pm 3 \%$. Der Lochzähler 3a wurde als Absorber simuliert. Die Winkelaufstreuung der Myonen im Wasserstofftarget wurde berücksichtigt. Bei allen Dichten

ergab die Simulation eine annähernd gaußförmige Stoppverteilung der Myonen. In Tabelle 7.1 sind die für verschiedenen Targetdichten erzielten Ergebnisse zusammengestellt.

Dichte (FWD)	Breite der Verteilung	FWHM (mm)
Liquid	Range X	3.8
	Breite Y	32.0
	Breite Z	39.5
Gas 8 %	Range X	20.5
	Breite Y	39.2
	Breite Z	53.4
Gas 4 %	Range X	32.4
	Breite Y	43.3
	Breite Z	55.0
Gas 1 %	Range X	96.3
	Breite Y	48.7
	Breite Z	59.0
Gas 0.1 %	Range X	200.
	Breite Y	100.
	Breite Z	120.

Tab.7.1: Ergebnisse der mit GEANT Monte-Carlo-Simulation erzielten Myonstoppverteilungen in Wasserstoff: **Dichte** gibt die Dichte des Targetinhaltes in FWD an. **Breite der Verteilung** gibt an, auf welche Koordinate (bezüglich der Stoppverteilung im Target) sich die nachfolgenden Werte beziehen. Range X bezeichnet dabei die Halbwertsbreite (FWHM) der Myonstoppverteilung in Strahlrichtung; Breite Y die FWHM in horizontaler Ebene, Breite Z die FWHM in vertikaler Ebene. FWHM (mm) bezeichnet die FWHM der berechneten Gaußverteilung.

Diese Resultate dienen als Grundlage zur weiteren Berechnung der Detektoreffizienz im Programm SPACE93.

7.2 Absorption im Targetwasserstoff

In Abb.7.1 ist das Absorptionsverhalten von 2 keV Röntgenquanten in Wasserstoff bei verschiedenen Dichten in Abhängigkeit von der Weglänge im Wasserstoff dargestellt. Für die Messungen bei Gasdichte war die Absorption im Targetwasserstoff sehr gering, für die Messungen bei FWD war die Absorption wegen der kurzen Weglängen im Flüssigtargert (Anhang 8) gering.

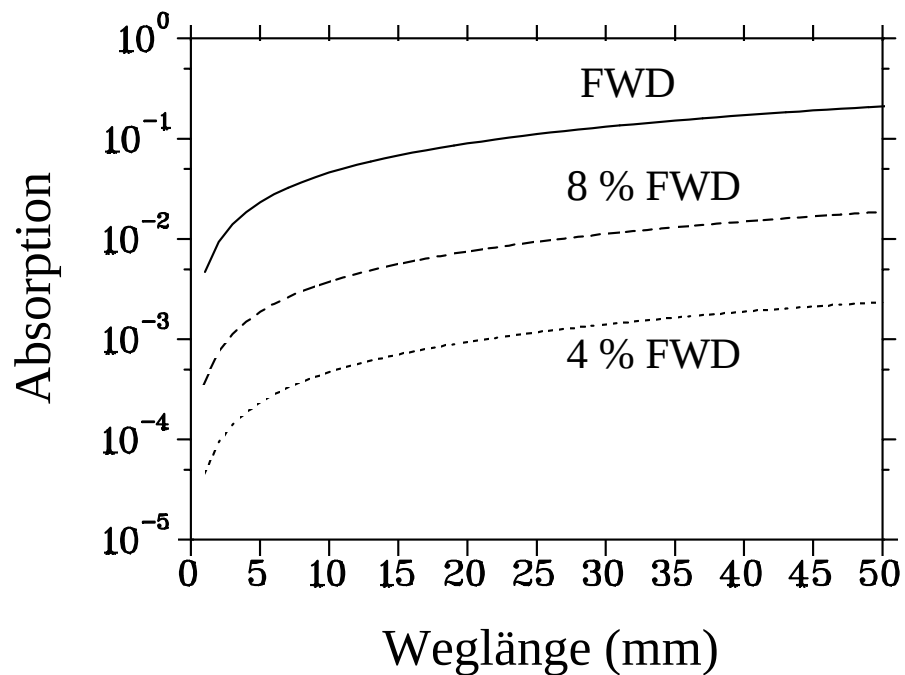


Abb.7.1: Dargestellt ist die Absorption von 2 keV Röntgenstrahlen in Wasserstoff der Dichte FWD (durchgezogene Linie), 8 % FWD (gestrichelte Linie) und 4 % FWD (punktierter Linie) in Abhängigkeit von der Weglänge im Wasserstoff.

7.3 Absorption im Fenstermaterial

In Abb.7.2 ist die Absorption von 2 keV Röntgenstrahlen im Fenstermaterial in Abhängigkeit von der Foliendicke dargestellt. Die gestrichelten Bereiche markieren typische Foliendicken der Targetzellenfenster und die daraus resultierende Absorption. Man sieht, daß bei 2 keV Röntgenenergie die Absorption in den Targetfenstern sehr groß ist. Die genaue Kenntnis der Fensterdicken (Anhang 4) ist daher von wesentlicher Bedeutung für die exakte Bestimmung der Nachweiseffizienz.

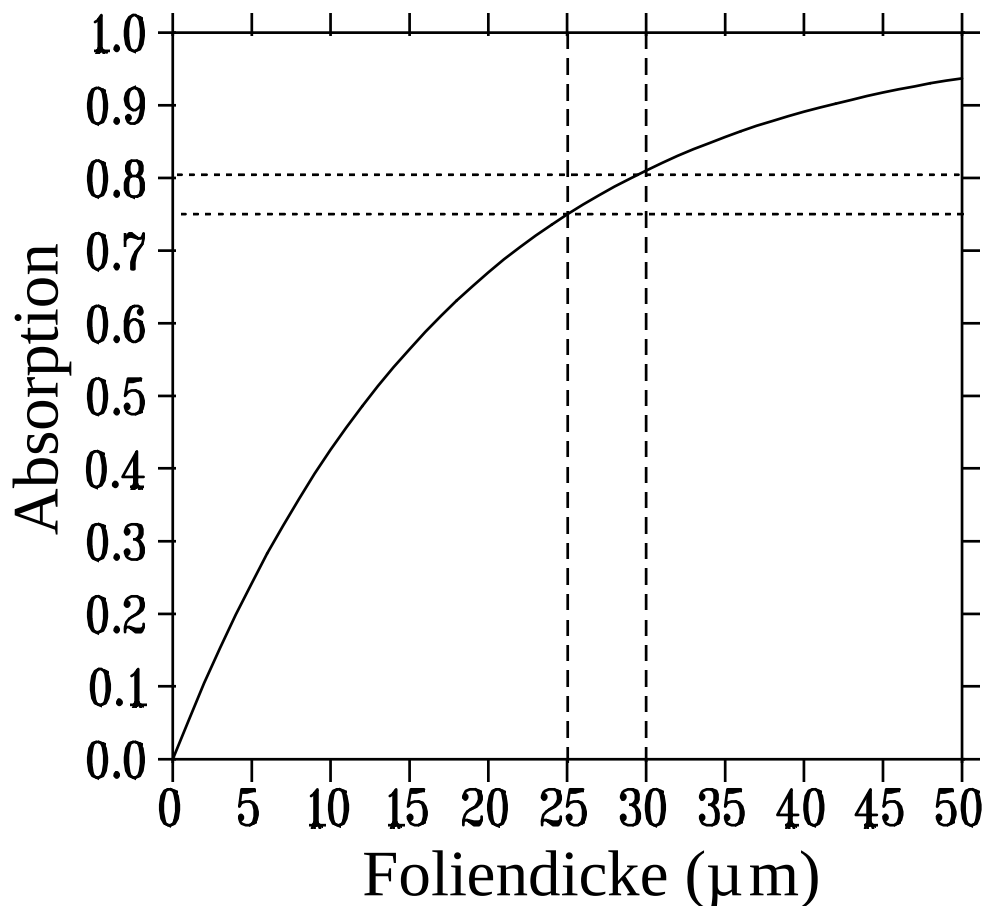


Abb.7.2: Dargestellt ist die Absorption von 2 keV Röntgenstrahlen in Kapton (Linie) in Abhängigkeit von der Foliendicke. Der strichlierte Bereich markiert die im Experiment verwendeten typischen Fensterdicken, der punktierte Bereich die daraus resultierende Absorption.

7.4 Simulation der experimentellen Anordnung

Um die Nachweiseffizienz des CCD-Detektors bei den verschiedenen Messungen bestimmen zu können, wurden die einzelnen Meßanordnungen am Computer simuliert. Dazu wurde das Monte-Carlo-Simulationsprogramm „Space93“ entwickelt. Im folgenden Diagramm (Abb.7.3) sind die wichtigsten Schritte dieses Programmes angedeutet. Die jeweiligen Entscheidungen werden mit Hilfe eines Zufallsgenerators innerhalb der berechneten Wahrscheinlichkeiten getroffen. Zuerst wird berechnet, ob rein geometrisch die CCDs getroffen werden, danach, ob das Röntgenquant absorbiert wird.

Erklärung der einzelnen Programmschritte:

1) Input: Um die einzelnen Messungen genau simulieren zu können werden verschiedene Parameter benötigt: genaue Targetzellengeometrien, Fenstergrößen, Folienmaterial und Foliendicke, Wasserstoffdichte im Target, Stoppverteilung der Myonen im Target, genauer Abstand und genaue Position des CCD-Detektors.

2) X_{ini} : In diesem Modul werden die Koordinaten des gestoppten Myons, bzw. die des Ursprungsortes des Röntgenquants nach vorgegebener Myonstoppverteilung simuliert. Eine von hier ausgehende Gerade repräsentiert das Röntgenquant [Gat85].

3) Fenster 1 : Hier wird entschieden, ob das Röntgenquant die Targetzelle durch ein Targetfenster verlassen kann, oder ob es in der Wand absorbiert wird.

4) Fensterflansch : Hier wird entschieden, ob das Röntgenquant den Fensterflansch passiert, oder ob es in der Wand absorbiert wird.

5) Fenster 2 : In diesem Modul wird entschieden, ob das Röntgenquant den Vakuumtopf durch ein Fenster verlassen kann, oder ob es in dessen Wand absorbiert wird.

6) CCD-Hit : Ob das Röntgenquant den Detektionsbereich der CCDs trifft oder nicht, wird in diesem Modul berechnet.

7) X_{fin} : Hier werden alle Röntgenquanten registriert, die nicht in Targetzelle oder Vakuumtopf absorbiert werden und die CCDs treffen.

8) H_2/D_2 : Hier wird entschieden, ob das Röntgenquant im Wasserstoff absorbiert wird oder nicht.

9) Folie 1 : Hier wird entschieden, ob das Röntgenquant in der Folie des Targetzellenfensters absorbiert wird oder nicht.

10) Folie 2 : Hier wird entschieden, ob das Röntgenquant in der Folie des Vakuumtopfffensters absorbiert wird oder nicht.

11) CCDs : Hier wird entschieden, ob das Röntgenquant in den Oberflächenschichten der CCDs absorbiert wird oder nicht.

12) X_{real} : Hier werden alle Röntgenquanten gesammelt, die nicht in Targetzelle oder Vakuumtopf absorbiert werden, die die CCDs treffen und in keinem der beiden Fenster absorbiert werden und die Oberflächenschichten der CCDs bis zur Verarmungszone durchdringen.

13) Output : Als Resultate dieser Experimentsimulation erhält man folgende Größen:

- effektive Weglänge im Targetwasserstoff
- effektive Dicke des Targetzellenfensters
- effektive Dicke des Vakuumtopfffensters
- effektive Dicke der CCD-Oberflächenschichten
- geometrische Nachweiswahrscheinlichkeit (Raumwinkel R) ; es gilt
$$R = X_{ini} / X_{fin}$$
- effektive Nachweiswahrscheinlichkeit $E_{mean} = X_{ini} / X_{real}$

SPACE93

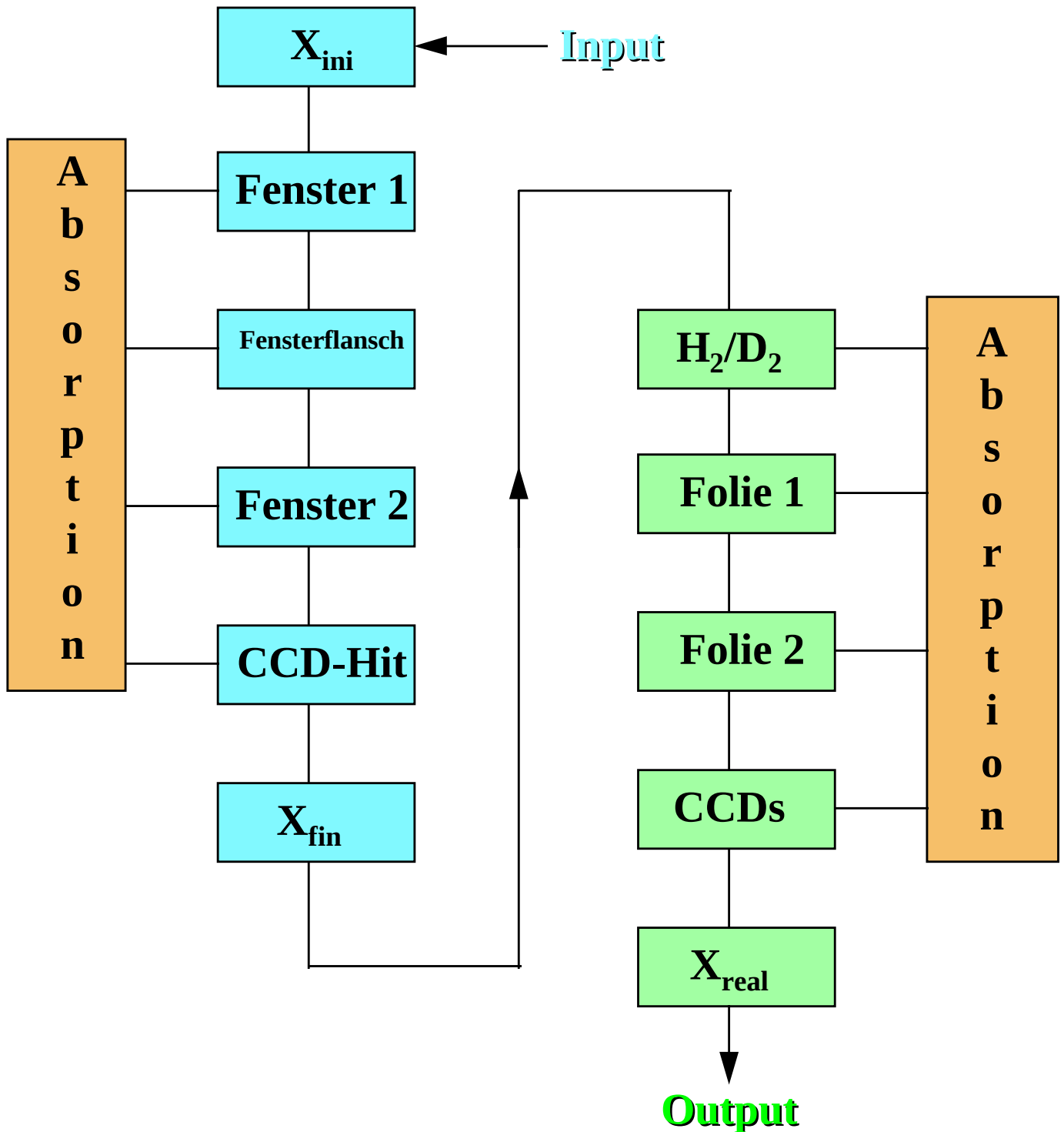


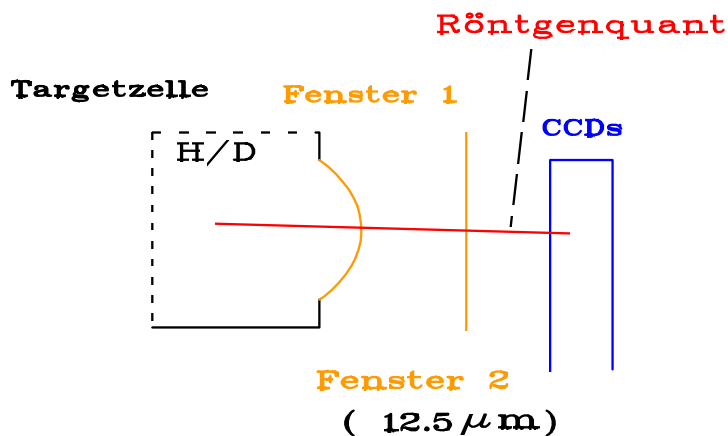
Abb.7.3: Schema des Programmablaufes zur Berechnung der Nachweiseffizienz.

7.4.1 Simulation der Targetzellenfenster

Da die genaue Dicke der Targetzellenfenster von großer Relevanz ist, werden diese mit den in Anhang 4 angegebenen Fensterdicken simuliert. Als Näherung an die wirkliche Fensterform wird dabei angenommen, daß auf vier zueinander mit je 45° geneigten Ebenen ein Rotationsellipsoid aufgesetzt ist (Abb.7.4).

Die im Experiment verwendeten Fenster wurden nach dessen Beendigung genau vermessen. Dabei wurde festgestellt, daß sich die verwendeten Folien bei kryogenischen Temperaturen durch den Druck in der Targetzelle plastisch verformt haben. Es wird angenommen, daß sie diese Verformung nach dem Erwärmen bei Atmosphärendruck beibehalten

a)



b)

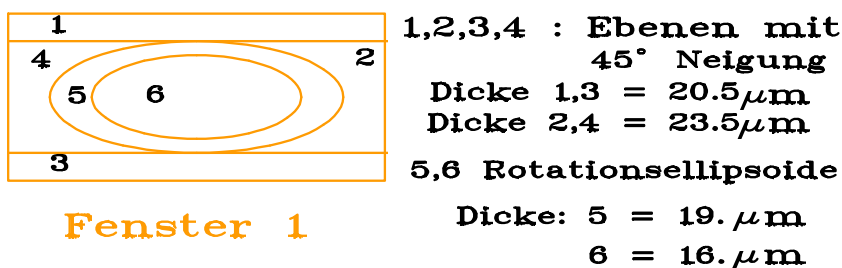


Abb.7.4: Schematische Darstellung der Simulationsparameter für ein Targetfenster des Gastargets 93. a) Seitenansicht, b) Blick von vorne.

haben. Ebenso wird keine relevante Änderung der Fensterdicke zwischen kryogenischen Temperaturen und Zimmertemperatur angenommen (der thermische Expansionskoeffizient von Kapton und Hostaphan beträgt $\sim 20 \text{ ppm/}^\circ\text{C}$ [Dupo1, Hoech], wodurch sich ein vernachlässigbarer Effekt ergibt).

7.4.2 Effektive Dicken

Aus der Simulation des Experimentaufbaus erhält man effektive Dicken der einzelnen Absorber, da die Röntgenquanten nicht immer senkrecht auf die Fensterebene bzw. die Detektorebene auftreffen. Bei einem Auftreffwinkel φ wird die Absorptionsdicke A effektiv um einen Winkelkorrekturfaktor $W_f = (\cos \varphi)^{-1}$ vergrößert. Die effektive Weglänge im Wasserstoff ist die Distanz vom Ursprung des Röntgenquants bis zum Schnittpunkt mit dem Fenster 1. Die Resultate für die einzelnen Meßpunkte finden sich im Anhang 8.

7.4.3 Berechnete Nachweiseffizienz E_{mean}

Für die Simulation der Nachweiseffizienz E_{mean} – das ist die Effizienz, die aus den Parametern berechnet wird, welche als beste Wiedergabe der Experimentbedingungen angesehen werden – wurde eine Myonstoppverteilung um den Targetmittelpunkt angenommen. Die Fensterdicken wurden gemessen (Anhang 4) und für die CCD-Schichtdicken wurden die Angaben von EEV (Kap.5.2) verwendet. Die CCD-Distanz zum Targetmittelpunkt betrug 76 mm. Die aus der Simulation berechneten Werte der effektiven Dicken und Weglängen sind in Anhang 8 für die verschiedenen Meßanordnungen angegeben; die daraus resultierenden relativen Nachweiseffizienzen für den CCD-Detektor finden sich in Anhang 9.

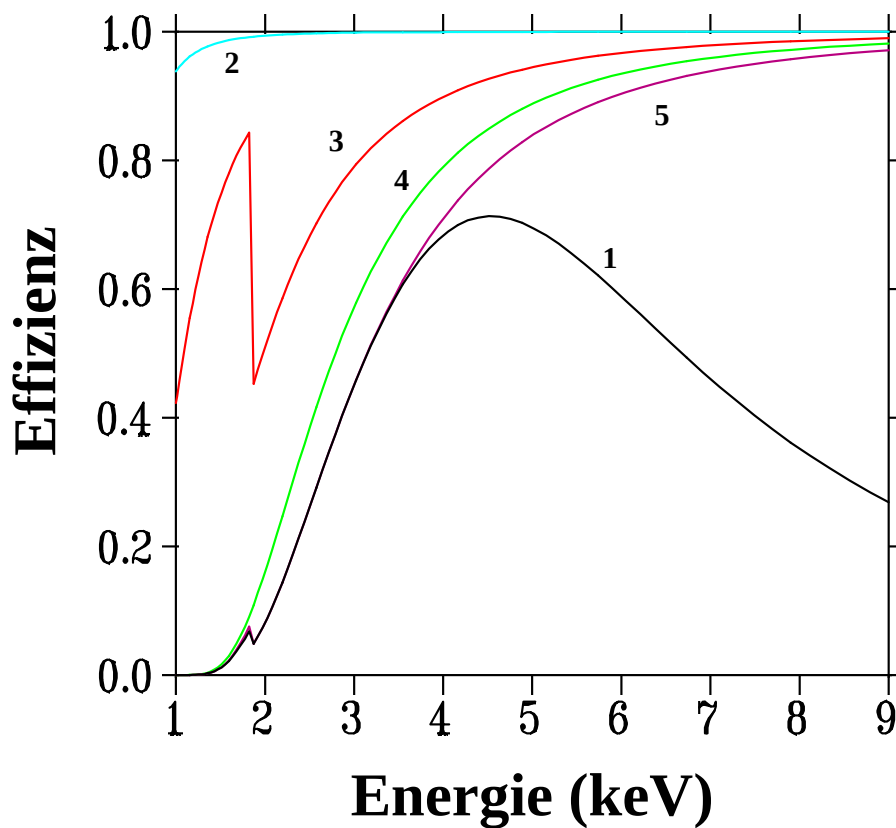


Abb.7.5: Darstellung der Energieabhängigkeit der Nachweiseffizienz in Abhängigkeit von der Röntgenquantenenergie (schwarze Kurve 1) für die Messungen bei 4 % FWD. Die **blaue** Kurve (2) repräsentiert den Beitrag der Absorption im Targetwasserstoff, die **rote** (3) den Beitrag der CCD-Schichten und die **grüne** (4) den Beitrag der Kaptonfenster. Die **violette** Kurve (5) gibt die Nachweiseffizienz für eine ∞ dicke Verarmungszone des CCD-Detektors an.

In Abb.7.5 ist das Simulationsresultat für die Messungen bei 4 % FWD dargestellt. Die Beiträge der einzelnen Absorber werden dabei gesondert gezeigt. Auffällig ist der dominante Beitrag der Absorption in den Kaptonfolien der Fenster im Bereich bis 4 keV. Der Beitrag der Verarmungszone wirkt sich erst über 4 keV deutlich aus und ist daher für die Auswertung dieses Experimentes nicht bedeutend.

7.5 Abschätzung des Fehlers bei der Berechnung der Nachweiseffizienz

Verschiedene Komponenten tragen zum 1σ -Fehler der Nachweiseffizienz bei.

1. Fehler in der Position der Myonstoppverteilung: Es wurde zwar bei Durchführung des Experiments versucht, die Myonstopps um den Targetmittelpunkt zu zentrieren, doch war dies nicht mit hoher Präzision überprüfbar. Daher wurde eine Variation des Mittelpunktes der Myonstoppverteilung angenommen. Diese war unterschiedlich für die einzelnen Meßbedingungen. Der Targetmittelpunkt hat die Position $(x/y/z) = (0/0/0)$, wobei x die Richtung des Myonstrahls, y die horizontale und z die vertikale Richtung angibt. Für die Simulation wurden folgende Bereiche als Stoppverteilungsmittelpunkte angenommen. Bei

- Flüssigdicke: Variationsbereich für $x,y,z = \pm 10$ mm
- 8 %, 4 %, 1 % und 0.11 % FWD:
Variationsbereich für $x = \pm 30$ mm, für $y, z = \pm 10$ mm

2. Durch die Variation des Mittelpunktes der Stoppverteilung ergibt sich eine Variation der effektiven Weglänge des Röntgenquants in Wasserstoff, eine Variation der effektiven Fensterdicke der Fenster in Targetzelle und Vakuumtopf, eine Variation der effektiven Dicke der CCD-Schichten und eine Variation des Winkelkorrekturfaktors W_f (Anhang 8).

3. Die Dickenmessung der Fenster besitzt einen Meßfehler ($\pm 0.5 \mu\text{m}$ / Anhang 4).

-
4. Die CCD-Schichtdicken werden mit unterschiedlicher Dicke produziert ($\pm 10\%$, Kap.5.2 und Anhang 8).
 5. Die Röntgenabsorptionskoeffizienten sind nur auf $\pm 5\%$ genau bekannt (Anhang 5, 6).
 6. Der Wert der Dichte des Wasserstoffs besitzt einen Meßfehler ($< 10\%$ / Kap.4.3.2 und Anhang 8).
 7. Die Dicke der Verarmungszone wird konstant mit ($30\text{ }\mu\text{m} \cdot W_f$) angenommen. Im Energiebereich der myonischen Wasserstoffröntgenstrahlung ist eine eventuelle Variation dieser Dicke noch nicht relevant.

Unter Berücksichtigung dieser Punkte werden zwei Effizienzwerte für die jeweils minimalen und maximalen Beiträge berechnet. $\Rightarrow$

$E_{\min}$ ergibt sich aus Verwendung der minimalen effektiven Dicken, minimalen Weglängen im Wasserstoff, minimalen Absorptionskoeffizienten, minimalen Winkelkorrekturfaktoren und minimalen Wasserstoffdichten.

$E_{\max}$ ergibt sich aus Verwendung der maximalen effektiven Dicken, maximalen Weglängen im Wasserstoff, maximalen Absorptionskoeffizienten, maximalen Winkelkorrekturfaktoren und maximalen Wasserstoffdichten.

In Anhang 8 sind die resultierenden Werte der effektiven Maximal- und Minimaldicken und -längen der verschiedenen Meßanordnungen angeführt. In Anhang 9 finden sich die relativen Effizienzwerte für die einzelnen Meßanordnungen.

In Abb. 7.6 ist die Energieabhängigkeit der Nachweiseffizienz für die Messungen bei 4% FWD gezeigt. Die gestrichelten Linien zeigen den aus den $E_{\min}$ und $E_{\max}$ Werten berechneten Effizienzverlauf; sie definie-

ren das resultierende Fehlerintervall. Wegen des ab 4 keV dominant werdenden Beitrags der Verarmungszone zur Gesamteffizienz liegt bei ~ 5 keV ein Schnittpunkt der Effizienzkurven. In Abb. 7.6 b) ist der für dieses Experiment relevante Energiebereich dargestellt.

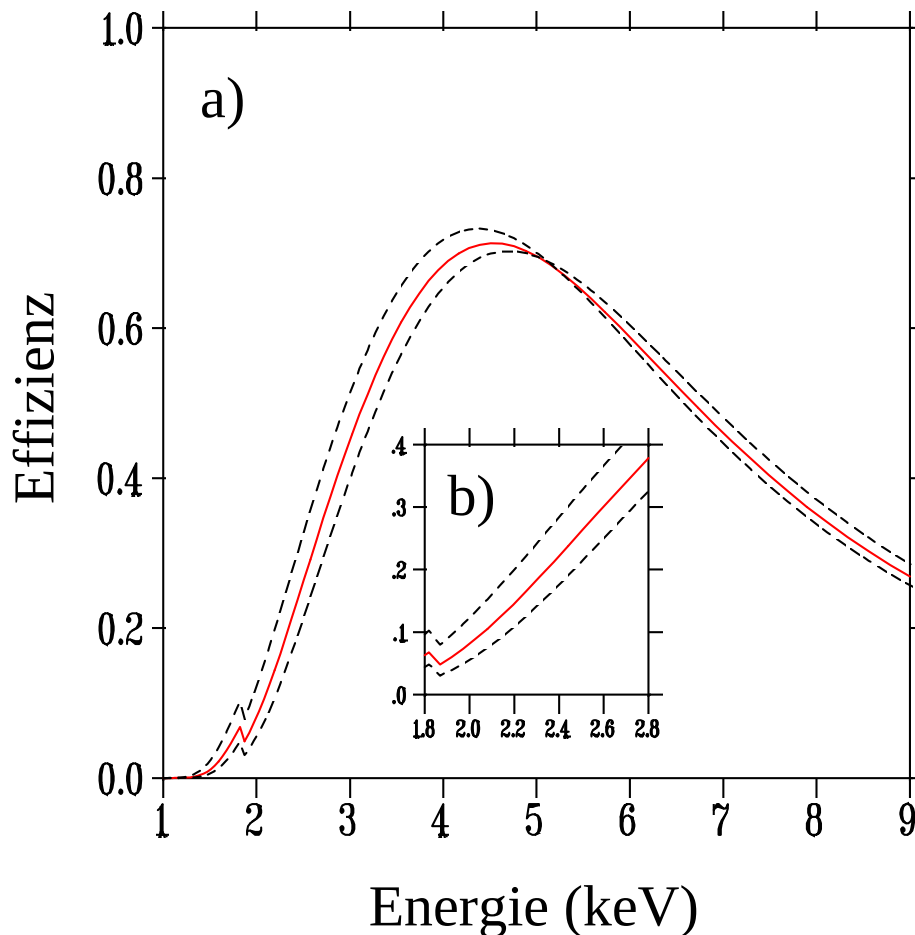


Abb.7.6: Energieabhängigkeit der Nachweiseffizienz für die Messungen bei 4 % FWD (**Linie**). Die gestrichelten Linien stellen den aus $E_{\min}$ und $E_{\max}$ berechneten Verlauf der Effizienzkurve dar; sie definieren das resultierende Fehlerintervall. In b) ist der für die Auswertung dieses Experimentes wichtige Energiebereich vergrößert dargestellt.

Der Schnittpunkt der Fehlerintervalle bei ~ 5.4 keV ergibt sich dadurch, daß bei kleineren Energien die Effizienz hauptsächlich durch die Absorption in den Fenstern und CCD-Deckschichten beeinflusst ist, bei Energien > 5.4 keV dominiert jedoch die mit zunehmender Energie immer geringer werdende Absorption in der Verarmungszone.

8. Ein stark vereinfachtes Modell der myonischen Kaskade zur Analyse und Interpretation der Messungen

In diesem Kapitel wird ein stark vereinfachtes Kaskadenmodell entwickelt, das bei der Analyse der Meßspektren in den folgenden Abschnitten sehr erfolgreich eingesetzt werden wird. Es betrachtet allerdings die Kaskadenübergänge nur im Rahmen von Wahrscheinlichkeiten und berücksichtigt nicht die Komplexität der einzelnen physikalischen Prozesse, es ist daher stark vereinfacht und soll auf keinen Fall in Konkurrenz zu den in Kapitel 2 dargestellten Kaskadenmodellen treten. Notwendig ist dieses Modell, um die einzelnen Linienintensitäten bei Messungen in gasförmigen Gemischen analysieren zu können und zur Interpretation der erhaltenen Resultate. Denn im Gegensatz zu Messungen bei FWD, wo nur K_{α^-} - und K_{β^-} -Linien des myonischen Wasserstoffs nachgewiesen wurden, waren in gasförmigen Gemischen die Linien $K_{\beta}^{\text{d}\mu}$ und $K_{\gamma}^{\text{p}\mu}$ bei nahezu gleicher Energie sichtbar, jedoch nicht mit der vorliegenden Detektorauflösung trennbar. Mit einer im stark vereinfachten Kaskadenmodell abgeleiteten, sehr allgemein geltenden Beziehung zwischen den relativen Intensitäten der einzelnen K-Linien in H/D-Gemischen wird aber trotzdem eine Analyse ermöglicht.

8.1 Grundannahmen

- Bei gleicher Dichte ist die Intensität der einzelnen K-Linien in myonischem Protium annähernd gleich der Intensität in myonischem Deuterium und entspricht der Intensität der Summe der beiden K-Linien in H/D-Gemischen. Daraus folgt, daß die Wahrscheinlichkeit für die

Emission eines myonischen K-Röntgenquanten unabhängig vom vorliegenden Mischungsverhältnis ist. $\Rightarrow$

$$\text{Yield}_\alpha(\mu p) = \text{Yield}_\alpha(\mu d) = \text{Yield}_\alpha(H) + \text{Yield}_\alpha(D) = \text{Yield}_\alpha$$

$$\text{Yield}_\beta(\mu p) = \text{Yield}_\beta(\mu d) = \text{Yield}_\beta(H) + \text{Yield}_\beta(D) = \text{Yield}_\beta \quad 8.1$$

$$\text{Yield}_\gamma(\mu p) = \text{Yield}_\gamma(\mu d) = \text{Yield}_\gamma(H) + \text{Yield}_\gamma(D) = \text{Yield}_\gamma \quad 8.1$$

$\text{Yield}_i(\mu p)$... relat. Intensität der K_i -Linie von myonischem Protium,
 $\text{Yield}_i(\mu d)$... relat. Intensität der K_i -Linie von myonischem Deuterium
 $\text{Yield}_i(H) + \text{Yield}_i(D)$... relative Intensität der Summe der K_i -Linien von myonischem Protium und Deuterium im H/D-Gemisch = Yield_i
 $i = \alpha, \beta, \gamma$

Im weiteren wollen wir Gl.8.1 als **Summenregel** bezeichnen. Die theoretische Betrachtung der myonischen Kaskade [Asc96] erwartet jedoch eine geringe Verletzung der Summenregel (maximal $\sim 10\%$ bei sehr niedrigen Dichten), da man für myonisches Deuterium ein Verhältnis der Auger- zur Strahlungsabregungsrate erwartet, welches gering von dem für myonisches Protium differiert [Mar96]. Diese geringe Abweichung steigt mit abnehmender Dichte, sollte jedoch im untersuchten Dichtebereich vernachlässigbar sein [Asc96].

- Der Transfer von Myonen erfolgt hauptsächlich in Niveaus der gleichen Hauptquantenzahl n wie jener des Ausgangsniveaus. (Myon-transfer mit $\Delta n \neq 0$ ist stark unterdrückt.)
- Eventuelle Strahlungsübergänge in das Niveau $n = 2$ (Balmer-Linien) mit $\Delta n > 1$ (L_β, L_γ etc.) werden vernachlässigt.
- Kollisionsprozesse während der Kaskade von $n = 4$ bis $n = 1$ induzieren hauptsächlich Übergänge mit $\Delta n = 1$. (D.h.: strahlungslose Übergänge mit $\Delta n > 1$ sind vernachlässigbar.) Die Wahrscheinlichkeiten für strahlungslose Übergänge in den Grundzustand sind, falls überhaupt vorhanden, für myonisches Protium und für myonisches Deuterium gleich groß.

- Der Zerfall des Myons, der während aller betrachteten Prozesse eintreten kann, wird vernachlässigt, weil er um ~ 5 Größenordnungen langsamer ist, als die involvierten Kaskadenprozesse.

8.2 Schematische Darstellung der Kaskadenübergänge und Transferprozesse

In Abb. 8.1 betrachten wir den möglichen Ablauf der myonischen Abregung in einer H/D-Mischung analog zu Abb.1.1, jedoch genauer. In dieser Abbildung werden die Wahrscheinlichkeiten für die einzelnen Abregungsmöglichkeiten definiert. Dabei wird zur mathematischen Vereinfachung ein „unphysikalischer“ Zwischenzustand bei den Niveaus $n = 2, 3$ und 4 des μp -Atoms eingeführt. Unphysikalisch ist dieser Zustand deswegen, weil im Modell zuerst ein möglicher Transfer zum Deuteriumatom berücksichtigt wird, bevor das Myon zum nächsttieferen Energieniveau gelangen kann. In „Wirklichkeit“ finden diese Prozesse als Konkurrenzprozesse gleichzeitig statt. Diese Vereinfachung ist jedoch ohne Verlust an Genauigkeit zulässig.

In Abb.8.1 definieren wir:

T2 ... Wahrscheinlichkeit, daß ein Myon im Niveau $n = 2$ zum Deuterium transferiert. (Anteil der Myonen, die in Niveau $n = 2$ transferieren.)

T3 ... Wahrscheinlichkeit, daß ein Myon im Niveau $n = 3$ zum Deuterium transferiert. (Anteil der Myonen, die in Niveau $n = 3$ transferieren.) Für Messungen bei FWD gilt $T3^{FWD}$, Transfer in $n \geq 3$.

T4 ... Wahrscheinlichkeit, daß ein Myon im Niveau $n \geq 4$ zum Deuterium transferiert. (Anteil der Myonen, die in Niveau $n = 4$ oder $n > 4$ transferieren.) Für Messungen bei FWD wird T4 nicht explizit berücksichtigt.

P_γ ... Wahrscheinlichkeit, daß bei der Abregung eines μ -Atoms, welches sich im Niveau $n = 4$ befindet, ein K_γ - Röntgenquant emittiert wird.

P_β $n = 3$ K_β - Röntgenquant

P_α $n = 2$ K_α - Röntgenquant

P_α , P_β und P_γ sind Wahrscheinlichkeiten für Strahlungsemission ohne Transfer als Konkurrenzprozeß. (D.h. das Myon gelangt entweder durch Kollisionsprozesse oder durch Strahlungsemission in das tiefere Niveau.)

Für die Transferwahrscheinlichkeiten T_i gilt aus physikalischen Gründen:

$$T_i = T_i(c_d, \Phi) \quad , \quad i = 2, 3, 4 \quad 8.2$$

c_p ... Protiumkonzentration, c_d ... Deuteriumkonzentration, Φ ... Dichte

Ebenso gilt im H/D-Gemisch: $c_p + c_d = 1 \quad 8.3$

Allgemein gilt (Normierung):

$$\text{Yield}_\alpha + \text{Yield}_\beta + \text{Yield}_\gamma = 1 \quad 8.4$$

Aus der theoretischen Erwartung, daß strahlungsloser Grundzustandsübergang in gasförmigen Wasserstoff vernachlässigbar ist (bei 1% FWD < 1‰, bei FWD ≤ 5 % [Mar94], siehe Kap.2) folgt, daß die Wahrscheinlichkeiten P_β und P_γ in reinem H_2 oder reinem D_2 direkt gemessen werden können. Es folgt:

$$P_\alpha = 1 \quad 8.5$$

(Dies ergibt sich auch aus der Normierungsgleichung 8.4, denn bei dieser Messung werden nur Myonen berücksichtigt, die ein Röntgenquant spätestens als K_α -Quant emittieren.)

$$\begin{aligned} P_\beta &= \text{Yield}_\beta(\mu p) / [\text{Yield}_\alpha(\mu p) + \text{Yield}_\beta(\mu p)] \\ &= \text{Yield}_\beta(\mu d) / [\text{Yield}_\alpha(\mu d) + \text{Yield}_\beta(\mu d)] \end{aligned} \quad 8.6$$

$$P_\gamma = \text{Yield}_\gamma(\mu p) = \text{Yield}_\gamma(\mu d)$$

(Diese Beziehungen (Gl.8.5, 8.6) werden jedoch nicht in der weiteren Ableitung der Intensitätsrelationen für die Datenanalyse (Gl.8.13) verwendet.)

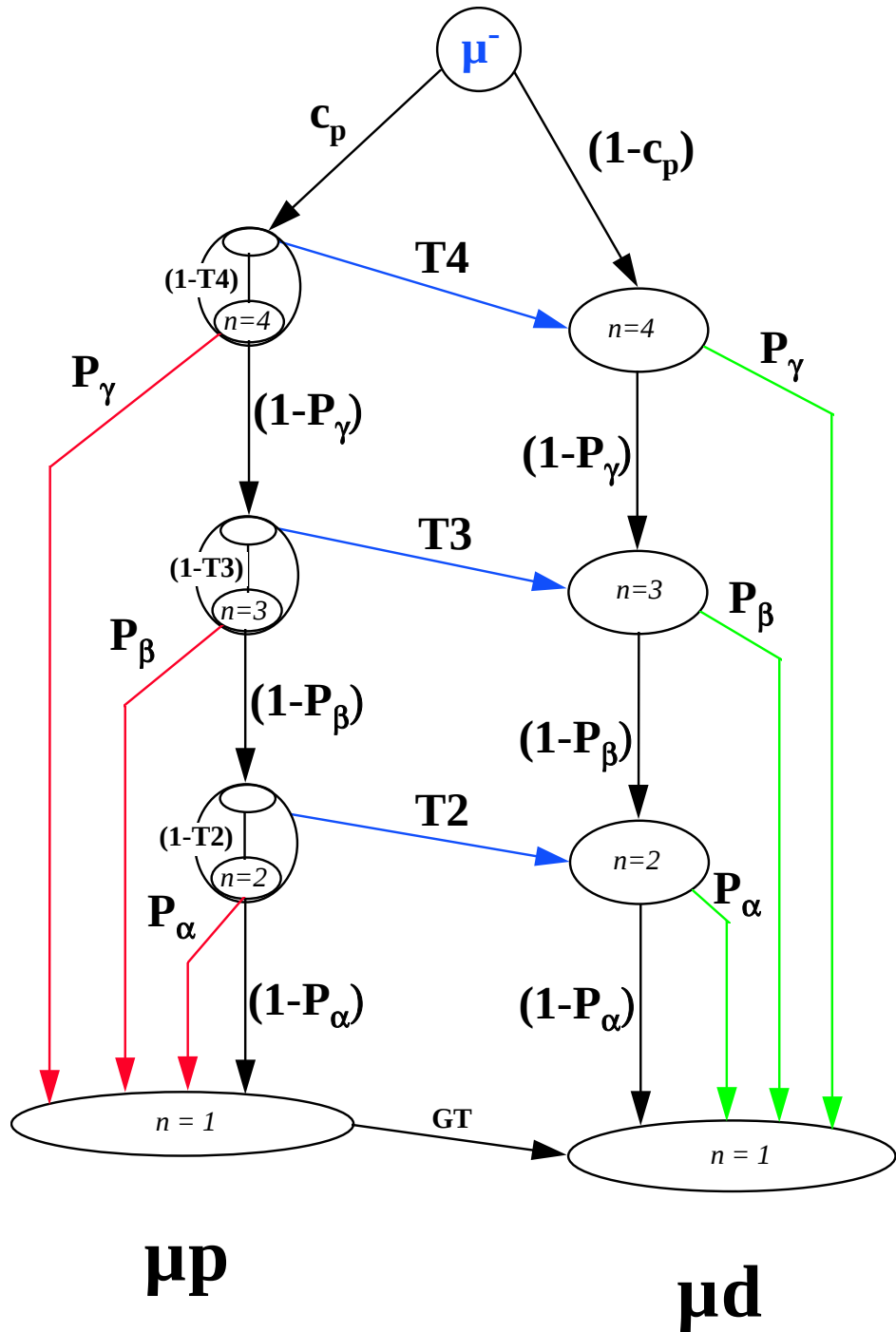


Abb.8.1: Darstellung der Abregungsmöglichkeiten für myonische Atome in einem H/D-Gemisch im Rahmen des sehr vereinfachten Kaskadenmodells. μ^- bezeichnet ein freies Myon, welches mit Wahrscheinlichkeit c_p beim Protium eingefangen wird. P_i bezeichnet die Wahrscheinlichkeiten für Emission eines i-Röntgenquants ($i = \alpha, \beta, \gamma$); T_2, T_3, T_4 die Transferwahrscheinlichkeiten in den Energieniveaus $n = 2, 3$, und ≥ 4 . GT bezeichnet den Grundzustandstransfer. Dieser erfolgt erst nach dem Erreichen des 1s-Niveaus, ist viel langsamer als der Transfer in höheren Niveaus und wird daher nicht weiter beachtet.

8.3 Berechnung der Emissionswahrscheinlichkeiten und der für die Datenanalyse maßgeblichen Intensitätsrelationen

Bezeichnen wir die Wahrscheinlichkeiten (relativen Intensitäten), daß in einer H/D-Mischung ein myonisches K-Röntgenquant gesehen wird mit:

Yield_α (H) ... für ein K_α-Röntgenquant von Protium,
Yield_β (H) ... für ein K_β-Röntgenquant von Protium,
Yield_γ (H) ... für ein K_γ-Röntgenquant von Protium,

Yield_α (D) ... für ein K_α-Röntgenquant von Deuterium,
Yield_β (D) ... für ein K_β-Röntgenquant von Deuterium,
Yield_γ (D) ... für ein K_γ-Röntgenquant von Deuterium.

Diese Wahrscheinlichkeiten entsprechen den relativen Intensitäten der einzelnen K-Röntgenlinien in H/D-Gemischen und sind somit der Messung zugänglich.

Aus obigen Annahmen und Definitionen folgt für:

a) Mischungen bei Flüssigwasserstoffdichte:

Berücksichtigt man, daß bei FWD nur K_α- und K_β-Linien sichtbar sind (keine K_γ-Linien, siehe Meßspektrum Kap. 10), so folgen im H/D-Gemisch durch Multiplikation der relevanten Wahrscheinlichkeiten in Abb.8.1 die individuellen relativen Linienintensitäten für die Protium K-Linien zu:

$$\text{Yield}_\beta(\text{H}) = c_p * (1 - T_3^{\text{FWD}}) * P_\beta$$

8.7

$$\text{Yield}_\alpha(\text{H}) = c_p * (1 - T_3^{\text{FWD}}) * (1 - P_\beta) * (1 - T_2) * P_\alpha$$

bei FWD gilt: T_3^{FWD} ... Wahrscheinlichkeit für Myontransfer in $n \geq 3$.

und für die relativen Intensitäten der Deuterium K-Linien zu:

$$\text{Yield}_\beta(D) = (1-c_p) * P_\beta + c_p * T3^{\text{FWD}} * P_\beta$$

8.8

$$\begin{aligned} \text{Yield}_\alpha(D) = & [(1-c_p) * (1-P_\beta) + c_p * T3^{\text{FWD}} * (1-P_\beta) \\ & + c_p * T2 * (1-T3) * (1-P_\beta)] * P_\alpha \end{aligned}$$

b) Mischungen in gasförmigen Wasserstoff:

Für gasförmige Gemische (K_γ -Linien sind sichtbar, siehe Kap.10) folgt durch Multiplikation der relevanten Wahrscheinlichkeiten in Abb.8.1 für die relativen Intensitäten der Protium K-Linien:

$$\text{Yield}_\gamma(H) = c_p * (1-T4) * P_\gamma$$

$$\text{Yield}_\beta(H) = c_p * (1-T4) * (1-P_\gamma) * (1-T3) * P_\beta \quad 8.9$$

$$\text{Yield}_\alpha(H) = c_p * (1-T4) * (1-T3) * (1-T2) * (1-P_\beta) * (1-P_\gamma) * P_\alpha$$

und für die relativen Intensitäten der Deuterium K-Linien:

$$\text{Yield}_\gamma(D) = (1-c_p) * P_\gamma + c_p * T4 * P_\gamma$$

$$\begin{aligned} \text{Yield}_\beta(D) = & [(1-c_p) * (1-P_\gamma) + c_p * T4 * (1-P_\gamma) \\ & + c_p * (1-T4) * (1-P_\gamma) * T3] * P_\beta \end{aligned}$$

8.10

$$\begin{aligned} \text{Yield}_\alpha(D) = & [(1-c_p) * (1-P_\gamma) + c_p * T4 * (1-P_\gamma) \\ & + c_p * (1-T4) * (1-P_\gamma) * T3] * (1-P_\beta) \\ & + c_p * (1-T4) * (1-P_\gamma) * (1-T3) * (1-P_\beta) * T2 * P_\alpha \end{aligned}$$

Jetzt definieren wir neue Meßgrößen:

$$\begin{aligned}
 q - \alpha &= \text{Yield}_\alpha(\text{H}) / [(\text{Yield}_\alpha(\text{H}) + \text{Yield}_\alpha(\text{D})) * c_p] \\
 q - \beta &= \text{Yield}_\beta(\text{H}) / [(\text{Yield}_\beta(\text{H}) + \text{Yield}_\beta(\text{D})) * c_p] \\
 q - \gamma &= \text{Yield}_\gamma(\text{H}) / [(\text{Yield}_\gamma(\text{H}) + \text{Yield}_\gamma(\text{D})) * c_p]
 \end{aligned} \tag{8.11}$$

so folgt durch Einsetzen von Gl. 8.9 und 8.10 in Gl. 8.11:

$$\begin{aligned}
 \mathbf{q - \alpha} &= \mathbf{(1-T2) * (1-T3) * (1-T4)} \\
 \mathbf{q - \beta} &= \mathbf{(1-T3) * (1-T4)} \\
 \mathbf{q - \gamma} &= \mathbf{(1-T4)}
 \end{aligned} \tag{8.12}$$

q-alpha, q-beta und q-gamma sind als Verhältnis der Intensitäten der einzelnen K-Linien in H/D-Gemischen direkt meßbar und erlauben somit einen experimentellen Zugang zur Messung der einzelnen Transferwahrscheinlichkeiten. Da $T_i \leq 1 \quad \forall T$ gilt, folgt daraus die wichtige Relation:

$$\mathbf{q - \alpha \leq q - \beta \leq q - \gamma \leq 1} \tag{8.13}$$

Diese Relation dient als Grundlage der Datenanalyse in gasförmigen H/D-Gemischen. Da in flüssigen H/D-Gemischen keine K_γ -Linien sichtbar sind, reduziert sich Gl.8.13 auf:

$$\mathbf{q - \alpha \leq q - \beta \leq 1} \tag{8.13;b}$$

Für q_{1s} , der Wahrscheinlichkeit für ein im H/D-Gemisch gebildetes μp -Atom seinen 1s-Zustand zu erreichen, folgt mittels obigen Definitionen aus Abb.8.1 Gleichung 1.1, welche die theoretische Grundlage der experimentellen Bestimmung von q_{1s} in diesem Experiment bildet.

$$q_{1s} = \frac{\sum_{i=\alpha,\beta,\gamma} \text{Yield}_i(\text{H})}{c_p} = \frac{\sum_{i=\alpha,\beta,\gamma} Y_{p\mu}(K_i)}{c_p} \tag{1.1}$$

8.4 Wozu dient dieses einfache Kaskadenmodell ?

- Die Relation 8.13 ist die notwendige Bedingung zur Trennung von $K_{\beta}^{\mu d}$ und $K_{\gamma}^{\mu p}$, also notwendig zur Bestimmung von q_{1s} in gasförmigen H/D-Gemischen (Kap.9-15).
- Die gemessenen Werte von q-beta (in Flüssigwasserstoffgemischen) und q-gamma (in Gasmischen) können direkt als Wahrscheinlichkeiten interpretiert werden; d.h. als Wahrscheinlichkeiten, daß das Myon bis zum Niveau $n \geq 3$ (bei FWD) und $n \geq 4$ (in Gas) gelangt und nicht vorher zum Deuteron transferiert. Kann man nämlich q-alpha, q-beta, q-gamma eindeutig experimentell bestimmen, so lassen sich mit Gl.8.12 auch die Transferwahrscheinlichkeiten in den tieferen Niveaus berechnen (Kap.14).
- Unter der Voraussetzung, daß der Großteil der Myonen in Niveaus $n = 2$ oder $n > 4$ transferieren, und weil der Grundzustand zu einem großen Teil aus dem zweiten Niveau populierte wird, wird eine sehr gute Approximation von q_{1s} durch q-alpha erzielt. Der große Vorteil dabei ist, daß q-alpha auch in gasförmigen Gemischen eindeutig ohne besondere Nebenbedingungen bestimmbar ist. Für H/D-Gemische bei Flüssigdichte kann man diese Approximation von q_{1s} durch q-alpha überprüfen.

8.5 Überprüfung der Voraussetzungen

Eine sehr gute experimentelle Bestätigung der Voraussetzung dieses einfachen Kaskadenmodells kann durch die Messungen in flüssigen H/D-Gemischen gegeben werden, da dort ohne einschränkende Annahmen über die myonische Kaskade eine Analyse der isotopenspezifischen K-

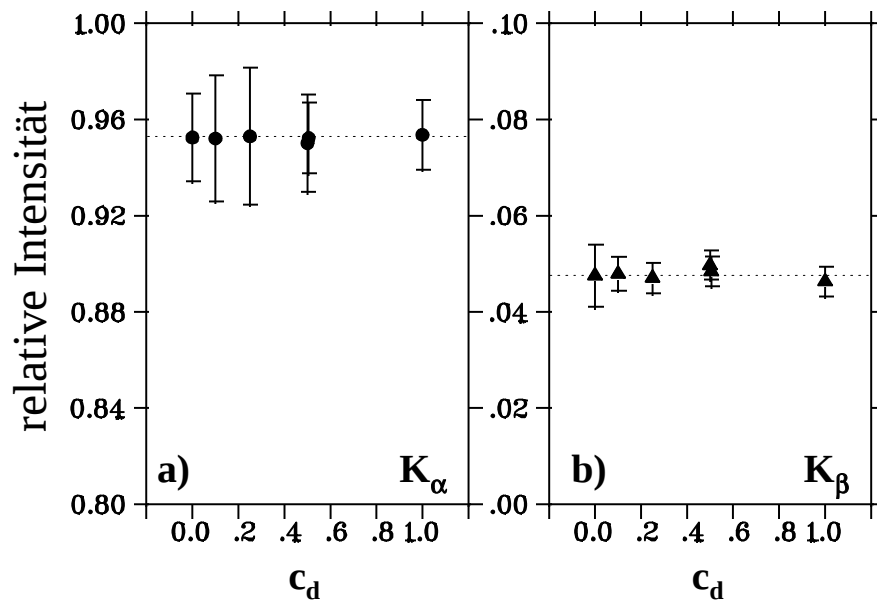


Abb.8.2: Abhängigkeit der relativen K-Linienintensitäten von der Deuteriumkonzentration c_d in H/D-Gemischen. **a)** für K_α -Intensitäten, **b)** für K_β -Intensitäten. In Gemischen ist jeweils die Summe der myonischen Protium- und Deuterium-Linien dargestellt. Die Konstanz der relativen Intensitäten ist eine gute Bestätigung für die Summenregel (Gl.8.1).

Linienintensitäten möglich ist (es gibt keinen störenden Beitrag von K_γ -Linien in den Meßspektren). In Abb.8.2 sind die Ergebnisse für die relativen Linienintensitäten bei FWD in Abhängigkeit von der Deuteriumkonzentration dargestellt. Weder die Summe der K_α -Intensitäten noch die Summe der K_β -Intensitäten zeigt eine Abhängigkeit von der Deuteriumkonzentration und daher auch keine Abhängigkeit vom H/D-Gemisch. Dies bestätigt die Behauptung der Summenregel (Gl.8.1), welche die wichtigste Grundlage für das stark vereinfachte Kaskadenmodell bildet. Die vorgenommenen Vereinfachungen sind daher in Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen bei FWD. Das entwickelte Modell kann also zur Analyse der Meßspektren eingesetzt werden.

9. Aufbereitung, Überprüfung und Fit der Daten

9.1 Addition der vier CCD-Spektren

Da jeder der beiden CCD-Chips elektronisch in zwei unabhängige Hälften geteilt ist, werden vier unabhängige Energiespektren (CCD1, 2, 3, 4) aufgezeichnet. Diese stimmen in ihrer Energiekalibrierung (Energienullpunkt und Kanalinhalt) nicht vollständig überein. Sie können daher erst nach einer Normierung addiert werden. Alle vier Spektren werden dabei

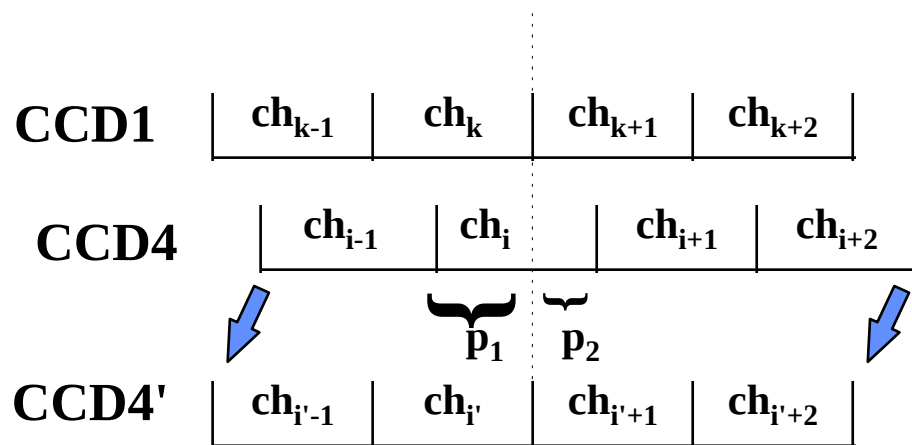


Abb.9.1: Schema für die Addition der vier CCD-Spektren am Beispiel von CCD4. Wegen unterschiedlicher Nullpunkte und Kanalinhalt können Energiespektren nicht sofort addiert werden. Die einzelnen Spektren müssen korrigiert werden, sodaß die Position der Röntgenlinie K_{α}^{pp} in den korrigierten Spektren übereinstimmen (strichlierte Linie). Da Inhalte nur von gleichlautenden ganzzahligen Kanälen addiert werden sollten, müssen die Kanäle ch_i so umgerechnet werden, daß die neue Linienposition $ch_{i'}$ wieder einen ganzzahligen Wert hat. Die Anteile p_1 und p_2 ergeben sich dann zu: $p_2 = (\text{Pos}(i) - \text{Pos}(k)) - \text{Int}(\text{Pos}(i) - \text{Pos}(k))$ $p_1 = (1 - p_2)$, mit $\text{Pos}(i)$... K_{α} -Linienposition in CCD4, $\text{Pos}(k)$... Position in CCD1, Int ... Integerfunktion. Der Inhalt des Kanals ch_i von CCD4 wird in dem auf CCD1 normierten Spektrum CCD4' folgendermaßen aufgeteilt: Der Anteil p_1 wird dem neuen Kanal $ch_{i'}$ und der Anteil p_2 dem neuen Kanal $ch_{i'+1}$ zugeteilt. Dadurch ergibt sich ein neues Energiespektrum CCD4', wo die Positionen der einzelnen Linien mit den Positionen im Energiespektrum von CCD1 übereinstimmen.

auf die Kalibrierung von CCD1 normiert; die Positionen der Röntgenlinien müssen danach in allen vier Spektren übereinstimmen. Um das Auftreten nicht ganzzahliger Kanäle zu vermeiden, müssen die Inhalte der einzelnen Kanäle, wie in Abb.9.1 erklärt, umsortiert werden. Zur Durchführung dieser Energienormierung werden jeweils die Positionen der Linien $K_{\alpha}^{\mu p}$ und $K_{\alpha}^{\mu d}$ verglichen. In Abb.9.1 ist die Durchführung dieser Normierung skizziert.

9.2 Stabilität der Energiekalibrierung

Durch die in Stahl von Schrauben und Vakuumtopf vorhandenen Materialien Eisen und Chrom sind elektronische Röntgenlinien beider Elemente während aller Datenruns sichtbar (Röntgenenergie: $Cr(K_{\alpha}) = 5.4$ keV, $Fe(K_{\alpha}) = 6.4$ keV). Diese Fluoreszenzlinien werden hauptsächlich durch Elektronen aus dem Myonzerfall angeregt. Betrachtet man die relative Abweichungen der Position dieser Linien in Abhängigkeit von den einzelnen Datensamples (d.h. von der Zeit) für eine bestimmte H/D-Mischung (Abb.9.2), so zeigt sich eine sehr gute durchschnittliche relative Stabilität von < 5 ‰. Die starke Abweichung bei $\Phi = 8$ ‰ / $c_d = 0.1$ wird durch eine unerklärte Verzerrung der Cr-Linie hervorgerufen. Da bei der gleichen Messung die $Fe(K_{\alpha})$ -Linie keine Abweichung zeigt, wird dieser Meßpunkt nicht weiter beachtet.

Abb.9.2 (nächste Seite): Die Ordinate zeigt die relative Abweichung der Positionen der Linien $Cr(K_{\alpha})$ und $Fe(K_{\alpha})$ in ‰ bezogen auf die mittlere Linienposition aller Datensamples in Abhängigkeit vom Datensample (c_d = Deuteriumkonzentration des Samples) bei verschiedenen Targetdichten. „Mittel“ bezeichnet dabei den Mittelwert aller dargestellten Meßpunkte der gleichen Dichte.

$Cr(K_{\alpha})$ bei: a) FWD, c) 8 ‰ FWD, e) 4 ‰ FWD, g) 1 ‰ FWD

$Fe(K_{\alpha})$ bei: b) FWD, d) 8 ‰ FWD, f) 4 ‰ FWD, h) 1 ‰ FWD

Die Meßpunkte bei FWD (a,b) zeigen durchschnittlich eine geringe Statistik und daher auch eine stärkere Streuung um den Mittelwert.

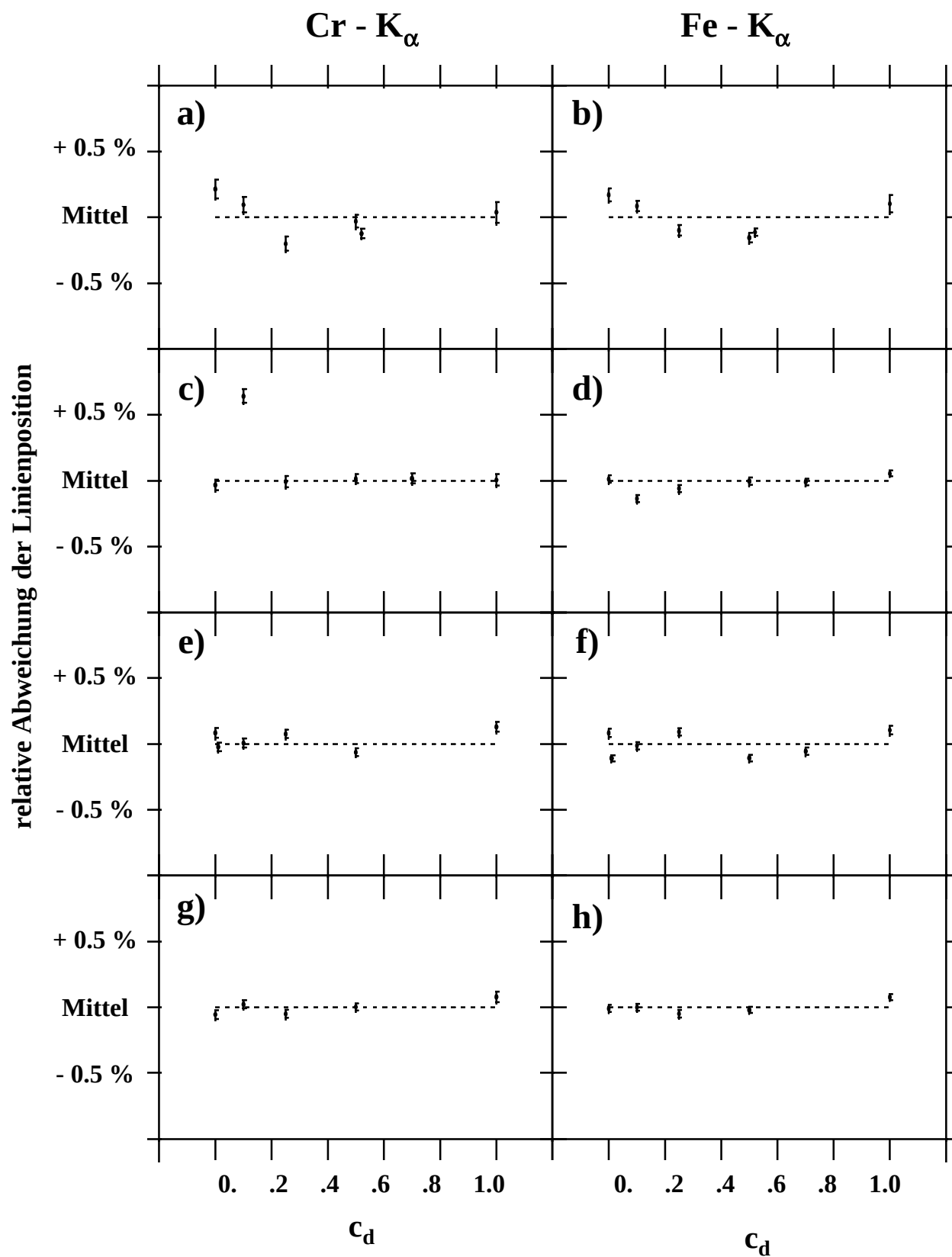


Abb.9.2

Das gleiche Bild ergibt sich, wenn man die 4 CCD-Energiespektren (entsprechend den 2 x 2 CCD-Hälften) einzeln betrachtet. Die Positionen der K-Linien von Wasserstoff sollten für die einzelnen Messungen bei gleicher Dichte daher nur wenig schwanken. Da die Schwankungen der Linienspositionen sehr gering sind, wird die Position der Wasserstofflinien im weiteren innerhalb eines kleinen Fehlers als konstant angesehen und als Bedingung für den Fit der Röntgenenergiespektren verwendet werden.

9.3 Der Röntgenstrahlungsuntergrund

Um den wahrscheinlich durch Bremsstrahlung erzeugten Röntgenstrahlungsuntergrund bestimmen zu können, wurden positive Myonen μ^+ in einem Flüssigwasserstofftarget gestoppt. Diese μ^+ werden zwar im Target abgebremst, bilden dort aber wegen ihrer positiven Ladung keine myonischen Atome. Sie zerfallen ($\tau_{\mu^+} \sim 2.2 \mu\text{s}$) in ein Positron und zwei Neutrinos. Das Positron annihiliert mit einem Elektron, und zwei 511 keV Vernichtungs- γ -Quanten werden emittiert.

Das aufgezeichnete Energiespektrum des μ^+ - Datenruns ist in Abb.9.3 dargestellt. Die dort sichtbaren Röntgenlinien von Si (CCD-Material), Cr und Fe sind Fluoreszenzlinien, die durch die Bremsstrahlungs- und Annihilationsquanten mit einer Energie von 511 keV angeregt wurden. Im Energiebereich der myonischen Wasserstofflinien (1.9 - 2.7 keV) ist keine Röntgenlinie im Untergrundspektrum sichtbar.

Ab ~ 2 keV ist der Untergrund ansteigend und seine Energieabhängigkeit folgt ungefähr dem Verlauf der Nachweiseffizienz. Seine Form kann im Bereich 1.9 - 3 keV durch einen konstanten und einen linearen Term approximiert werden.

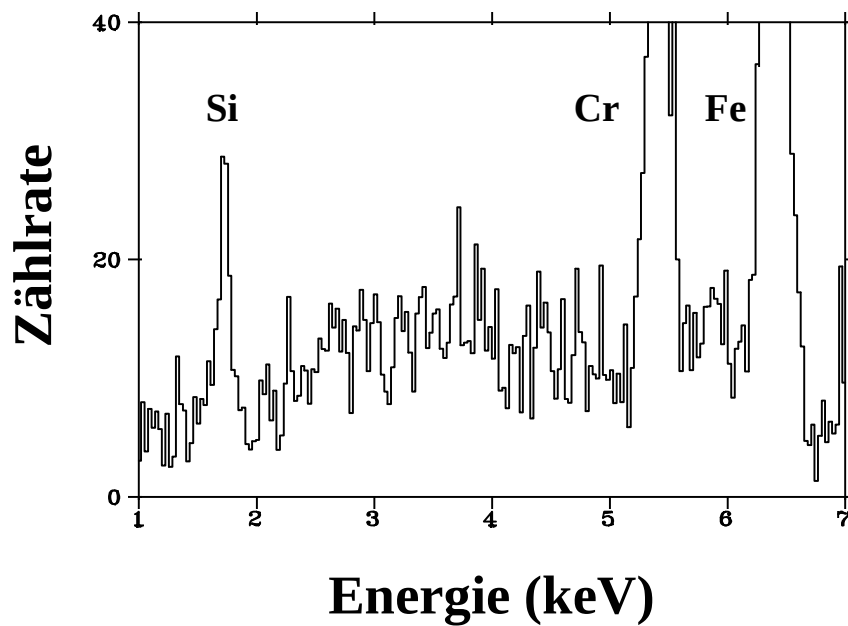


Abb.9.3: Röntgenenergiespektrum, erzeugt durch Bremsstrahlung von μ^+ in Flüssigwasserstoff. Die sichtbaren Linien von Si, Cr und Fe stammen von Fluoreszenzanregungen.

9.4 Bestimmung der Energieauflösung der CCDs

Die theoretische Erwartung für die Energieabhängigkeit der Halbwertsbreite der Röntgenlinien ($\Delta E(\text{FWHM})/E$... Energieauflösung des Detektors / siehe Gleichung 5.1) wird in Abb.9.4 mit experimentell bestimmten Werten verglichen. Dabei werden Röntgenspektren von Messungen im μE4 -Experimentierareal des Paul Scherrer Institutes während Strahlbetriebes (Abb.9.4a) und Messungen mittels Röntgenfluoreszenzquellen (Abb.9.4b) dargestellt. Die Messungen im Areal zeigen eine nur um wenig schlechtere Energieauflösung bei niedrigen Energien. Die durchgezogene Linie zeigt einen Datenfit, wobei als Anpassungsfunktion ΔE aus Gleichung 5.1 mit einem zusätzlichen Skalierungsfaktor multipliziert wurde, um die Daten einwandfrei wiedergeben zu können.

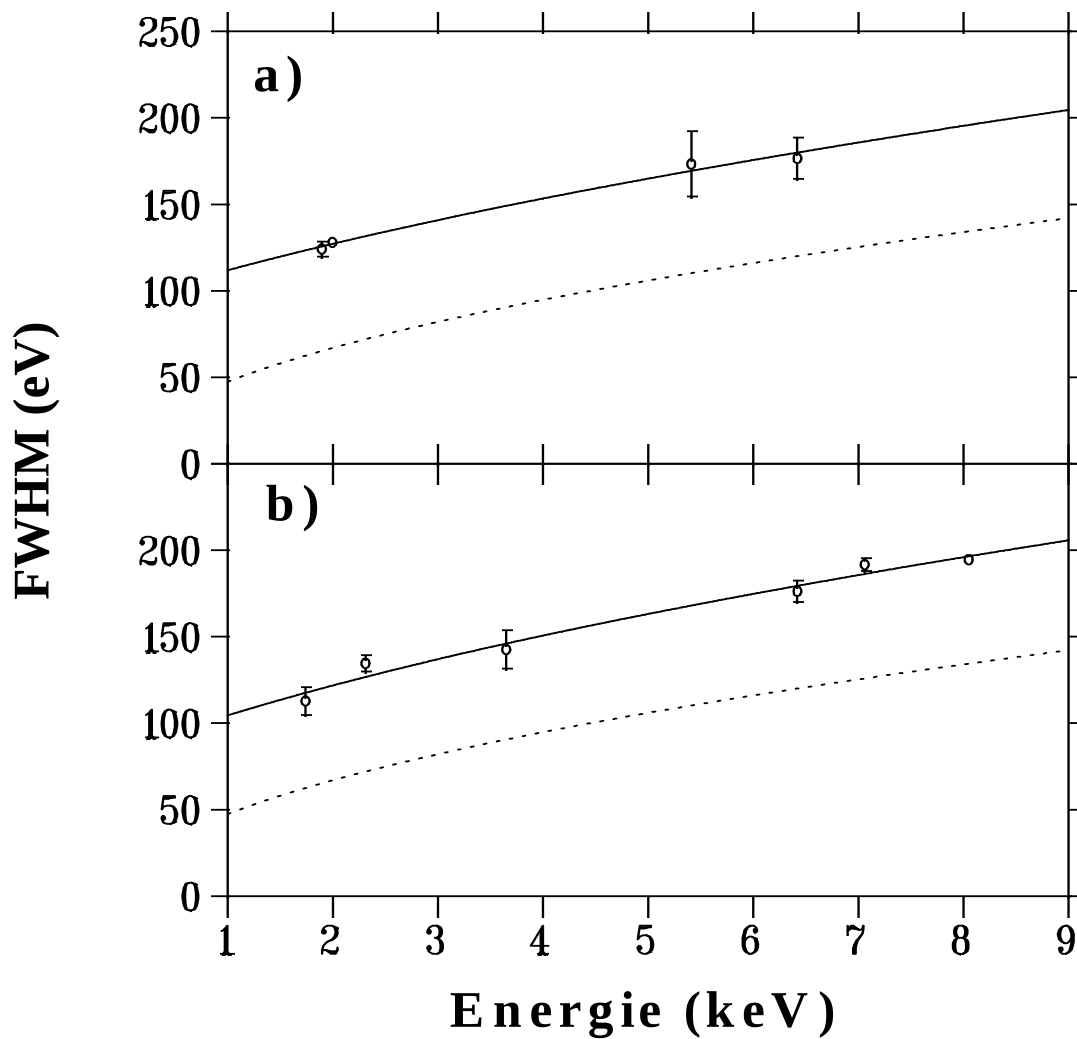


Abb.9.4: Darstellung der Energieabhängigkeit der Halbwertsbreite FWHM (eV). Theoretische Erwartung (punktuelle Linie) für den idealen Si-Detektor ohne elektronischen Rauschen (FWHM(E) entsprechend Gleichung 5.1 mit Rauschbeitrag $N = 0$).

a) Experimentelle Werte einer Messung im μ E4-Areal während Strahlbetriebes.

b) Experimentelle Werte aus Messungen mit Röntgenfluoreszenzquellen ohne vom Beschleuniger stammenden Strahlungsuntergrund.

Die dargestellte Form der Energieabhängigkeit wird auch für den Fit der Energiespektren Verwendung finden. Die strichlierte Linie zeigt die minimal mögliche Energieauflösung eines Si-Detektors (Gleichung 5.1 mit $N = 0$).

9.5 Fit der Energiespektren

9.5.1 Messungen in H₂, D₂ und flüssigen H/D-Gemischen

Um eine genaue Analyse der aufgezeichneten Energiespektren zu ermöglichen, wurden die einzelnen Röntgenlinien mittels Anpassungsfunktion (Fit) angepaßt (gefittet). Dazu wurde das Programmpaket MINUIT [Jam75, Min92] verwendet.

Die Linienform wurde als gaußförmig angenommen, wobei die Halbwertsbreite FWHM mit einem fixen Rauschbeitrag N und mit einem variablen Skalierungsfaktor versehen wurde und Gleichung 5.1 erfüllen mußte.

Der Untergrund wurde mit einem konstanten und einem linearen Term angepaßt (Abb.9.3). Bei der Energie von 1.74 keV befindet sich die elektronische Si-K _{α} -Linie. Silizium wird durch Fluoreszenz im CCD-Material angeregt, Die dadurch entstehende Röntgenlinie verursacht eine zusätzliche Untergrundkomponente, die sich allerdings bei kleineren Energien als der beobachteten Wasserstofflinien befindet.

Zum Fit der Energiespektren, die in flüssigen H/D-Gemischen aufgezeichnet wurden, wurde die χ^2 -Funktion als Minimierungsfunktion verwendet. Ebenso konnten auf diese Weise alle Messungen in reinem H₂- oder D₂-Gas und alle K _{α} -Linien der Energiespektren aus Messungen in gasförmigen H/D-Gemischen angepaßt werden. Zur vollständigen Auswertung der Gasgemische war jedoch eine Anpassung von Gaußfunktionen mittels χ^2 -Minimierungsfunktion alleine nicht möglich. Es mußten zusätzliche Bedingungen zur Bestimmung der Beiträge der beiden Wasserstoffisotope zu den verschiedenen K-Linien gefunden werden (Kap.9.6).

9.5.2 Die Fitfunktion

Eine Summenfunktion $S(x)$ bestehend aus konstantem und linearem Term und aus mehreren Gaußfunktionen wurde zur funktionalen Wiedergabe der Energiespektren verwendet.

$$S(x) = C + \text{Lin} \cdot x + \sum_i A_i \cdot \text{Gauss}_i(x, \text{Pos}, \sigma) \quad 9.1$$

x ... Kanal, i ... $K_\alpha^{\mu p}, K_\beta^{\mu p}, K_\gamma^{\mu p}, K_\alpha^{\mu d}, K_\beta^{\mu d}, K_\gamma^{\mu d}$
 $C, \text{Lin}, A, \text{Pos}, \sigma$... Fitparameter
 C ... Konstante Lin ... Steigung einer Geraden
 A ... Fläche der Gaußfunktion σ ... Standardabweichung der Gaußfunktion
für Lin gilt: $x < 140 \rightarrow \text{Lin} = 0$, $x \geq 140 \rightarrow -\infty < \text{Lin} < \infty$ (siehe Abb.9.3)

$$\text{Gauss}(x, \text{Pos}, \sigma) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \cdot e^{\left(-\frac{(x-\text{Pos})^2}{2\sigma^2}\right)} \quad 9.2$$

Pos ... Mit Hilfe der Energiekalibrierung ermittelte Linienposition [ch]
 σ ... Standardabweichung der Gaußverteilung (energieabhängig)

$$\sigma(x) = \text{Scal} \cdot 3.68 \cdot \sqrt{132. + 0.42 \cdot x} \quad 9.3$$

Scal ... Skalierungsparameter der Halbwertsbreite. Die angegebenen numerischen Faktoren ergeben sich aus der Analyse des Energiespektrums in flüssigem H_2 (Analyse mittels Gl.5.1).

Pro Energiespektrum folgen daraus: zwei Fitparameter für den Untergrundanteil, einer für die Standardabweichung aller Gaußverteilungen (Skalierungsparameter), zwei (Inhalt, Position) pro angepaßter Gaußverteilung (Röntgenlinie).

Mittels simulierter Energiespektren mit bekannten Werten für den Untergrundanteil und die gaußförmigen Linien wurde überprüft, daß die obige Fitfunktion die Eingabewerte der Simulation wiederfindet.

9.5.3 Messungen in gasförmigen H/D-Gemischen

Aus Tab.A1.1 in Anhang 1 ist ersichtlich, daß die Energie der K_γ -Linie von myonischem Protium sehr genau der Energie der K_β -Linie von myonischem Deuterium entspricht. Für Messungen bei FWD sind keine K_γ -Linien sichtbar; mit abnehmender Dichte tragen diese jedoch immer mehr zur Gesamtintensität bei und müssen deshalb beachtet werden. Es muß daher ein Kriterium zur Identifizierung der Beiträge der beiden Linien – zusätzlich zu den in Kap.9.5 erwähnten Annahmen für die Fitfunktion – gefunden werden. Die Beiträge der beiden K_α -Linien sowie die von $K_\beta^{\mu p}$ und $K_\gamma^{\mu d}$ sind immer eindeutig analysierbar.

- a) Als einfachste Möglichkeit einer weiteren Fitbedingung bietet sich die Position der einzelnen Linien an, welche eindeutig in reinem H_2 und reinem D_2 bestimmt werden kann. Da die Halbwertsbreite der Energieauflösung des Detektors jedoch etwa um einen Faktor 40 größer ist als die Energiedifferenz der beiden Linien, ist dieses Kriterium alleine nicht ausreichend.

Aus der physikalischen Betrachtung der myonischen Kaskade bieten sich weitere Möglichkeiten an, eine Unterscheidung zwischen den Beiträgen von $K_\beta^{\mu p}$ und $K_\gamma^{\mu d}$ zu treffen; insbesondere folgen diese aus dem in Kap.8 dargestellten stark vereinfachten Kaskadenmodell. Die folgenden Möglichkeiten für verschiedene Fitbedingungen wurden untersucht:

- b) Die relative Intensitäten der K-Linien werden in reinem H_2 und reinem D_2 gemessen. Als zusätzliche Fitbedingung kann verlangt werden, daß die Summe der einzelnen K-Linien im H/D-Gemisch die in reinem H_2 und reinem D_2 gemessenen Intensitäten reproduziert (Gl.8.1).
- c) Das K_α/K_β -Verhältnis wird in reinem H_2 und reinem D_2 gemessen. Als zusätzliche Fitbedingung kann verlangt werden, daß dieses Verhältnis

von der Summe der K_α - und K_β -Linien im H/D-Gemisch reproduziert wird.

d) Das K_α/K_γ -Verhältnis wird in reinem H_2 und reinem D_2 gemessen. Als zusätzliche Fitbedingung kann verlangt werden, daß dieses Verhältnis von der Summe der K_α - und K_γ -Linien im H/D-Gemisch reproduziert wird.

e) Mit den in Kap.8.1 ausgeführten Annahmen, daß es keinen Myontransfer vom schwereren zum leichteren Isotop gibt, daß die Wahrscheinlichkeit für Strahlungsabregung am μd -Atom gleich der am μp -Atom ist und bei Normierung der relativen Linienintensitäten auf die Deuteriumkonzentration $c_d = 1 - c_p$, gilt (Bezeichnungen wie in Kap.8):

$$\begin{aligned} \text{Yield}_\alpha(\mu p)/c_p &\leq \text{Yield}_\alpha(\mu d)/c_d \\ \text{Yield}_\beta(\mu p)/c_p &\leq \text{Yield}_\beta(\mu d)/c_d \\ \text{Yield}_\gamma(\mu p)/c_p &\leq \text{Yield}_\gamma(\mu d)/c_d \end{aligned} \quad 9.4$$

f) Bedingung e) kann auch für jede einzelne K-Linie separat angewendet werden.

g) **Die im primitiven Kaskadenmodell abgeleitete Ungleichung „ $q\text{-alpha} \leq q\text{-beta} \leq q\text{-gamma} \leq 1$ “ (Gl.8.13) wird als Fitbedingung eingesetzt.**

Die Größen $q\text{-alpha}$, $q\text{-beta}$ und $q\text{-gamma}$ werden aus dem Inhalt der sechs Gaußfunktionen für die sechs K-Linien von μp und μd im H/D-Gemisch bestimmt. Für $q\text{-alpha}$ ist dies eindeutig möglich. $K_\beta^{\mu p}$ und $K_\gamma^{\mu d}$ sind ebenfalls eindeutig bestimmbar. $q\text{-beta}$ und $q\text{-gamma}$ sind aber korreliert. Die sichtbare Summenlinie von $K_\beta^{\mu d}$ und $K_\gamma^{\mu p}$ wird angepaßt und ihr Inhalt auf zwei Gaußfunktionen aufgeteilt. Die daraus berechneten Werte von $q\text{-beta}$ und $q\text{-gamma}$ müssen Relation 8.13 erfüllen.

h) Das Intensitätsverhältnis der beiden K_{α} - Linien kann ohne Nebenbedingungen bestimmt werden. Dieses Verhältnis kann als Zusatzbedingung zu den obigen Bedingungen a) - g) festgehalten werden.

Die Zusatzfitbedingungen a) - g) können nun einzeln oder kombiniert angewendet werden. Folgende Kombinationen wurden zur Analyse getestet: a, b, e, g, eg, ab, ac, ad, ae, af, ag, acd, ace, aeg, abcd, abcdeg, aegh, abcdh.

Als beste Fitbedingung wurde a) und g) gemeinsam angewendet gewählt: a), weil die Energiekalibrierung während der einzelnen Runs stabil war und die Linienpositionen dadurch auf einen Kanal genau bekannt sind; g), weil für die Anwendung dieser Bedingung keine experimentellen Resultate notwendig sind, d.h. keine Zahlenwerte aus einer anderen Messung verwendet werden und die geforderten Annahmen aus dem stark vereinfachten Kaskadenmodell sehr allgemein gültig sind. a) und g) zusammen bieten die Mindestvoraussetzungen für einen Fit der Gasdaten.

In den Bedingungen b) - h) wird auch die Detektoreffizienz als bekannt vorausgesetzt. Deshalb wurde die Funktionsanpassung auch unter Berücksichtigung des Fehlers der Detektoreffizienz durchgeführt.

Im Weiteren wird die mit Hilfe der beiden Bedingungen a) und g) durchgeführte Funktionsanpassung als „**ag-Fit**“ bezeichnet.

Um a) - h) als zusätzliche Fitbedingungen stellen zu können, wurde als Minimierungsfunktion M die mittels einer „Penalty-Function“ [Ore82, Lyb84, Jon92] erweiterte χ^2 -Funktion verwendet:

$$M = \chi^2 + \left(\frac{Y - Y_0}{\Delta Y_0} \right)^2 \quad 9.5$$

Y entspricht dabei einem Parameter, der einer der Bedingungen a) - h) entspricht, Y_0 entspricht dem zugehörigen Normwert dieses Parameters und ΔY_0 dem Fehler des Normwertes. Am einfachsten ist dies als Fit zur Bedingung a) illustriert. Unter a) lautet die Minimierungsfunktion M

$$M = \chi^2 + \left(\frac{P - P_0}{\Delta P_0} \right)^2 \quad 9.6$$

P_0 ... Linienposition, welche aus der Energiekalibrierung und dem theoretisch berechneten Energiewert der Linie folgt. ΔP_0 ... Fehler dieser Linienposition, P ... Linienposition, welche aus der Anpassungsfunktion (Fit) resultiert.

9.5.4 Die Minimierungsfunktion für den „ag-Fit“

Als weiteres Beispiel für die Verwendung der „Penalty-Function“ wird die Minimierungsfunktion für den ag-Fit „ M_{ag} “ definiert.

$$M_{ag} = \chi^2 + \left(\frac{P - P_0}{\Delta P_0} \right)^2 + \text{Penqa} + \text{Penqb} + \text{Penqc} \quad 9.7$$

Die ersten beiden Terme entsprechen Gleichung 9.6, die Beiträge von Penqa , Penqb und Penqc (Penqa ... „Penaltybeitrag“ von q-alpha, ...) werden wie folgt berechnet:

Kennt man die relativen Nachweiseffizienzen für die sechs analysierbaren K-Linien von μp und μd [E_{Mean} von (H_α/D_α) , (H_α/H_β) , (H_α/D_β) , (H_α/H_γ) , (H_α/D_γ) , siehe Kap.7 und Anh.9], so ist mit ihrer Hilfe die Bestimmung der relativen Linienintensitäten zueinander möglich. Daraus sind die in Kap.8 definierten Größen q-alpha, q-beta und q-gamma berechenbar, die Gleichung 8.13 erfüllen müssen. Als „Penaltybeitrag“ zur Minimierungsfunktion bei Verletzung dieser Gleichung definieren wir:

für: $q\text{-alpha} \leq q\text{-beta}$ $\text{Penqa} = 0$

$$q\text{-alpha} > q\text{-beta} \quad \text{Penqa} = \left(\frac{q\text{-alpha} - q\text{-beta}}{0.01} \right)^2$$

9.8

für: $q\text{-beta} \leq q\text{-gamma}$ $\text{Penqb} = 0$

$$\text{Penqb} = \left(\frac{q\text{-beta} - q\text{-gamma}}{0.01} \right)^2 \quad q\text{-beta} > q\text{-gamma}$$

für: $q\text{-gamma} \leq 1$ $\text{Penqc} = 0$

$$\text{Penqc} = \left(\frac{1 - q\text{-gamma}}{0.01} \right)^2 \quad q\text{-gamma} > 1$$

Der Faktor 0.01 bedeutet, daß Gl. 8.13 auf 1 % genau erfüllt werden sollte.

Mit Hilfe dieser speziellen Minimierungsfunktion werden nicht nur Abweichungen der Funktion vom Meßspektrum sondern auch Abweichungen der aus dem Meßspektrum berechneten Werte von $q\text{-alpha}$, $q\text{-beta}$ und $g\text{-gamma}$ zur Relation 8.13 beim Fit berücksichtigt.

10. Darstellung der unterschiedlichen Energiespektren und ihrer Komponenten

In diesem Kapitel werden die bei verschiedenen Meßbedingungen aufgezeichneten Energiespektren der CCDs dargestellt. Die einzelnen dargestellten Komponenten gehören zu myonischem Protium (rot), myonischem Deuterium (grün) und elektronischem Silizium (blau). Für die gasförmigen H/D-Mischungen sind die eingezeichneten Komponenten die Resultate des ag-Fits (Kap.9.6); die reinen H₂- und D₂-Messungen, und die H/D-Mischungen bei Flüssigwasserstoffdichte (FWD) konnten ohne spezielle Bedingungen gefittet werden. Dargestellt sind jeweils die korrekt addierten Summenspektren (Kap.9.1) von CCD1, 2, 3 und 4. Die numerischen Werte der einzelnen Fitresultate finden sich in Anhang 10.

10.1 Protium - Messungen

Abb.10.1 (nächste Seite): Dargestellt sind die Energiespektren myonischer Röntgenstrahlung, die in reinem Protium bei unterschiedlichen Targetdichten aufgezeichnet wurden: a) bei FWD (HD93), b) 8% FWD (HD94), c) 4% FWD (HD93), d) 1% FWD (HD93) e) 0.1% FWD (HD95). Die roten Linien stellen die myonischen Protiumlinien, die blaue Linie die elektronische Siliziumlinie dar.

Man sieht eine eindeutige Abnahme der K_α-Linie mit abnehmender Dichte und gleichzeitig eine Zunahme zunächst der K_β- und bei geringer Dichte auch der K_γ-Intensität. Die Messung bei 0.1 % FWD (e) zeigt wegen der bereits sehr geringen Myonstopprate im Target eine geringe Statistik.

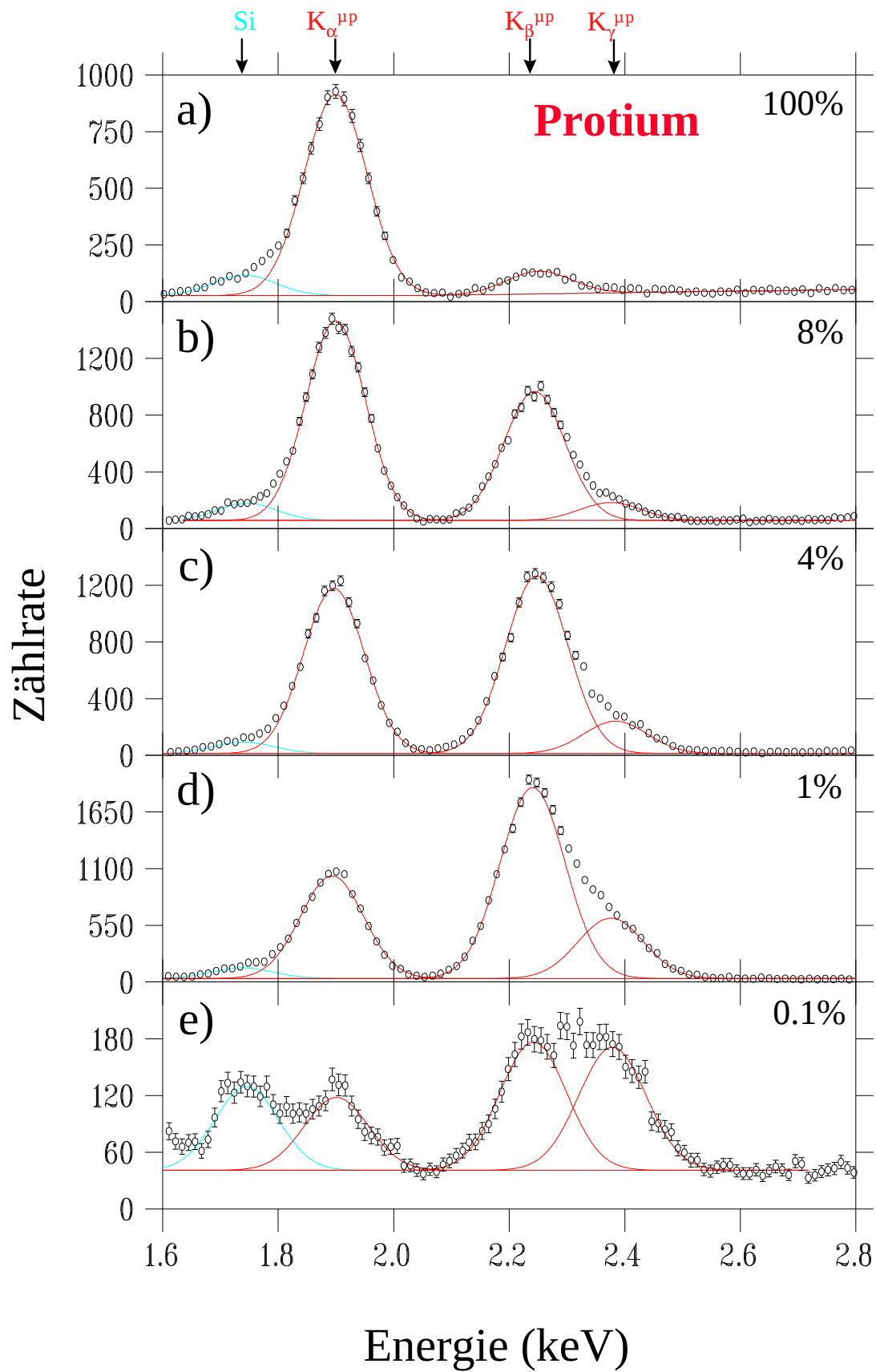


Abb.10.1

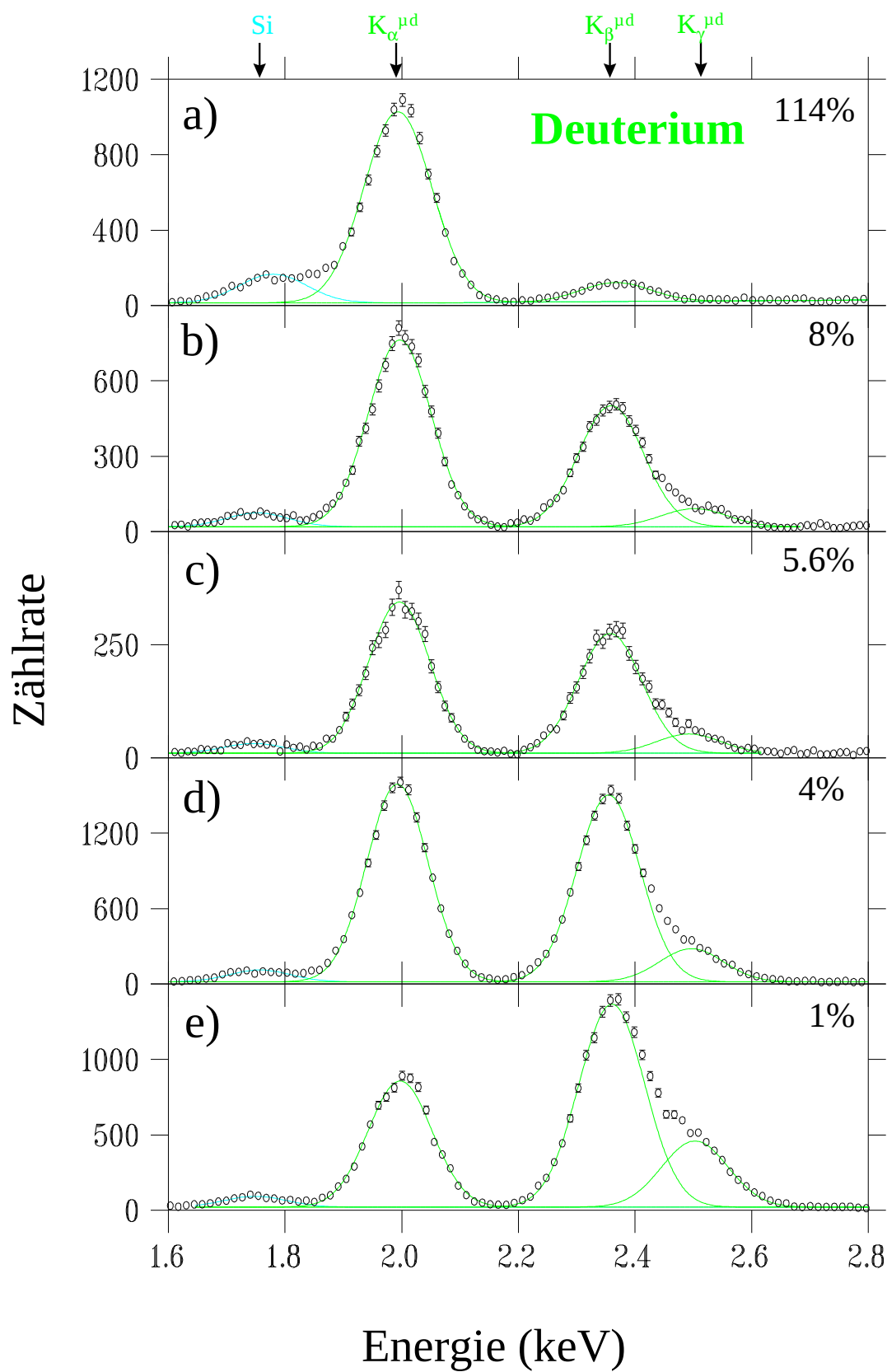


Abb.10.2

10.2 Deuterium - Messungen

Abb.10.2 (vorhergehende Seite): Dargestellt sind die Energiespektren myonischer Röntgenstrahlung, die in reinem Deuterium bei unterschiedlichen Targetdichten aufgezeichnet wurden: a) bei FWD (HD93), b) 8% FWD (HD94), c) 5.6% FWD (HD94), d) 4% FWD (HD93) e) 1% FWD (HD94). Die grünen Linien stellen die myonische Deuteriumlinien, die blaue Linie die elektronische Siliziumlinie dar.

Wie bei Protium sieht man eine eindeutige Abnahme der K_α -Linie mit abnehmender Dichte und gleichzeitig eine Zunahme zunächst der K_β - und bei geringer Dichte auch der K_γ -Intensität. Die deutlich sichtbare Energieverschiebung der einzelnen K-Linien im Vergleich zu myonischem Protium, beruht auf einem Isotopieeffekt, der auf den unterschiedlichen Massen der beiden Isotope basiert (Anhang 1).

10.3 Messungen in H/D-Gemischen

Im folgenden sind die bei unterschiedlicher Targetdichte und unterschiedlicher Deuteriumkonzentration c_d aufgezeichneten Energiespektren dargestellt. Die roten Linien bezeichnen jeweils die Linien myonischen Protiums, die grünen myonischen Deuteriums und die blauen fluoreszenzangeregten Siliziums.

In Abb.10.3 verdeutlicht ein simuliertes Energiespektrum den Effekt des Transfers in angeregten Zuständen. Vergleicht man das Meßspektrum Abb.c) in einer Mischung mit 50 % H_2 und 50 % D_2 mit einem simulierten Spektrum Abb.d), welches unter Berücksichtigung der experimentellen Nachweiseffizienz eine Theorie mit $q_{1s} = 1$ (d.h. kein Myontransfer) simuliert, so sieht man deutlich die unterschiedliche Intensität der $K_\alpha^{\mu d}$ -Linie. Die höhere Intensität im Meßspektrum c) wird dadurch verursacht, daß zusätzliche Röntgenquanten von Myonen emittiert werden, welche in angeregten Zuständen vom μp -Atom zum Deuteron transferieren.

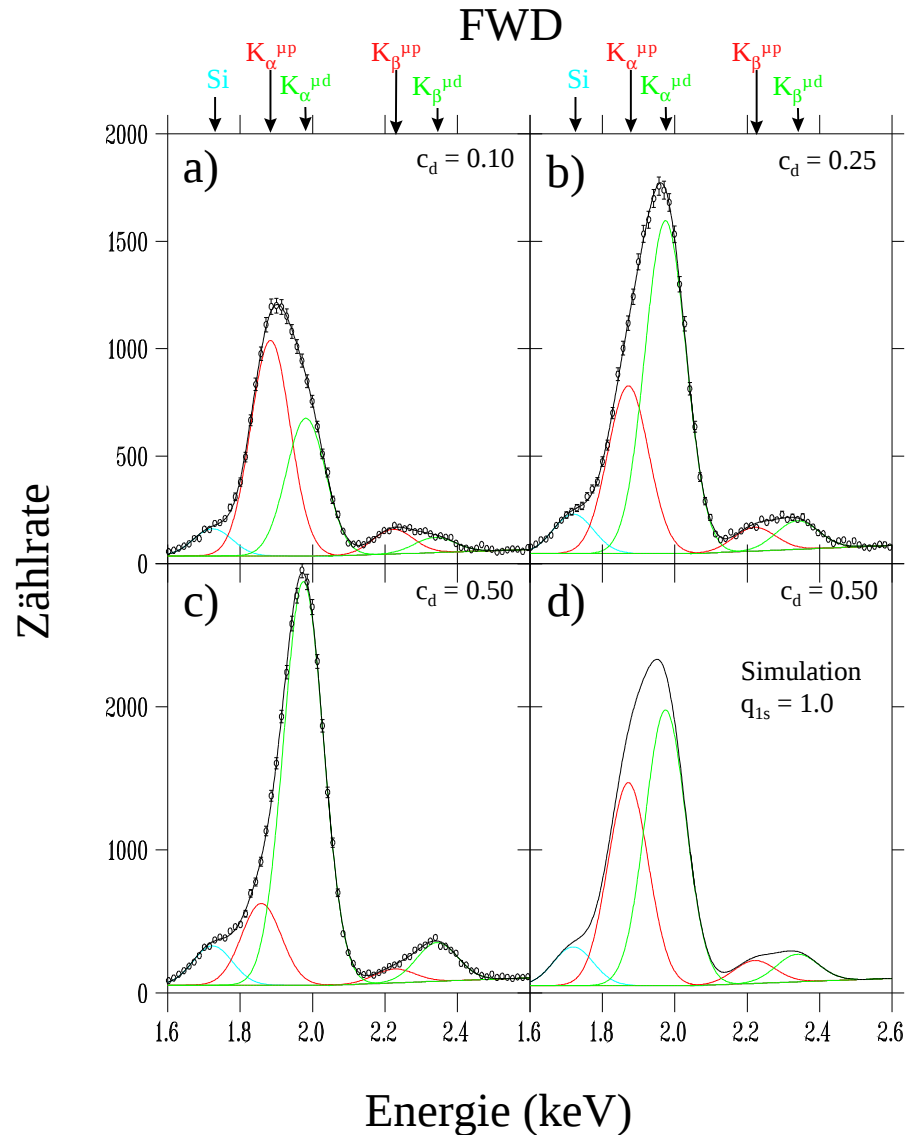


Abb.10.3: Dargestellt sind die Energiespektren myonischer Röntgenstrahlung, die in H/D-Gemischen bei Flüssigwasserstoffdichte und unterschiedlichen Deuteriumkonzentrationen aufgezeichnet wurden (HD93); a) bei $c_d = 0.10$, b) bei $c_d = 0.25$, c) bei $c_d = 0.50$. Spektrum d) zeigt ein berechnetes Energiespektrum für $c_d = 0.50$, allerdings unter der Annahme, daß kein Myontransfer in angeregten Zuständen existiert (d.h. $q_{1s} = 1$), jedoch unter Berücksichtigung der unterschiedlichen Nachweiseffizienz für die verschiedenen K-Linien. Das simulierte Spektrum d) kann direkt mit dem gemessenen Spektrum c) verglichen werden. Die höhere Intensität der Deuteriumlinien im gemessenen Spektrum ist eindeutig sichtbar und veranschaulicht den Effekt des Transfers in höheren Niveaus. Eindeutig ist auch die Zunahme der Deuteriumintensität mit steigender Deuteriumkonzentration feststellbar.

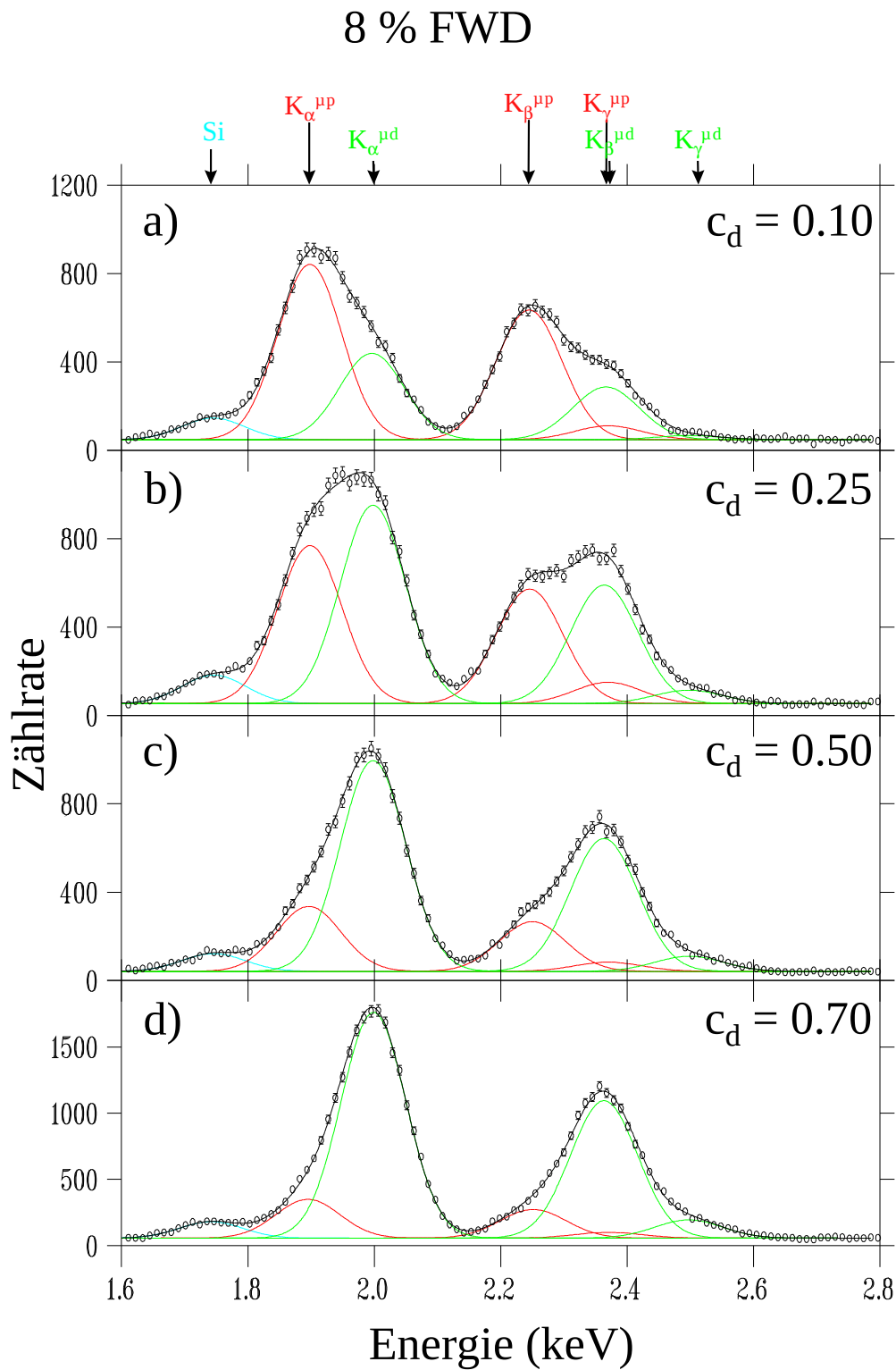


Abb.10.4: Dargestellt sind die Energiespektren myonischer Röntgenstrahlung, die in H/D-Gemischen bei 8 % Flüssigwasserstoffdichte und unterschiedlichen Deuteriumkonzentrationen aufgezeichnet wurden (HD94). a) bei $c_d = 0.10$, b) bei $c_d = 0.25$, c) bei $c_d = 0.50$ d) bei $c_d = 0.70$.

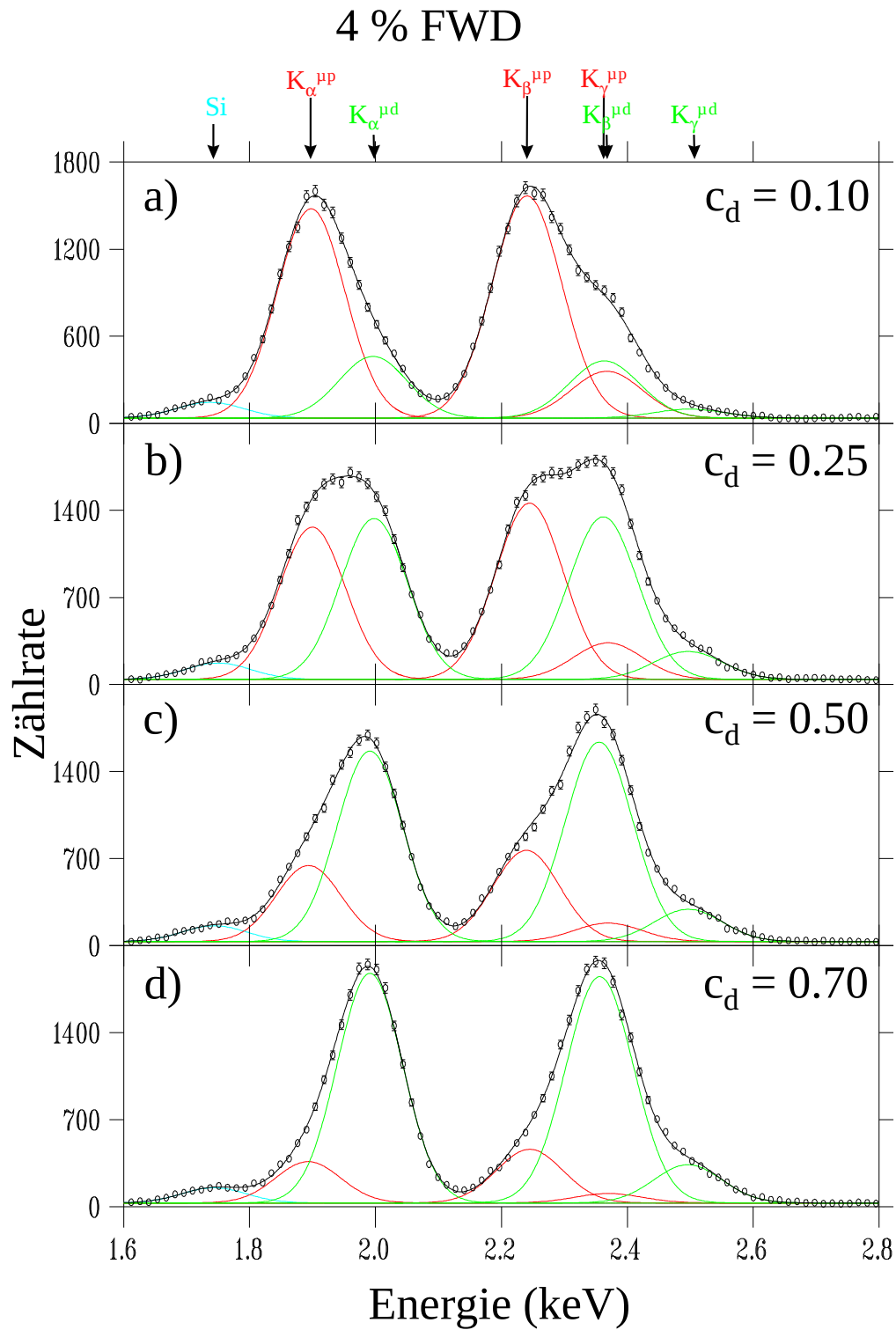


Abb.10.5: Dargestellt sind die Energiespektren myonischer Röntgenstrahlung, die in H/D-Gemischen bei 4 % Flüssigwasserstoffdichte und unterschiedlichen Deuteriumkonzentrationen aufgezeichnet wurden (HD93). a) bei $c_d = 0.10$, b) bei $c_d = 0.25$, c) bei $c_d = 0.50$ d) bei $c_d = 0.70$.

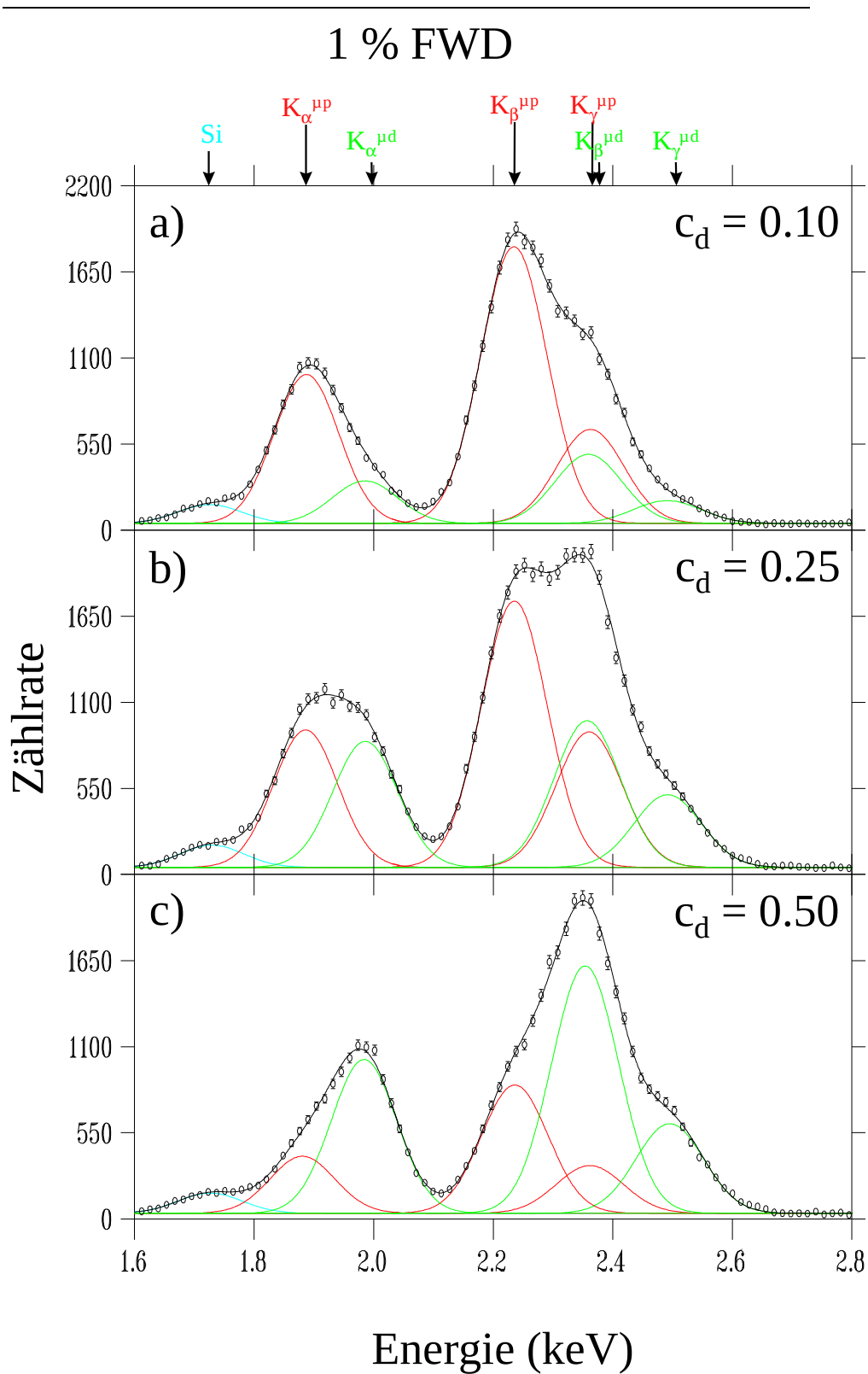


Abb.10.6: Dargestellt sind die Energiespektren myonischer Röntgenstrahlung, die in H/D-Gemischen bei 1 % Flüssigwasserstoffdichte und unterschiedlichen Deuteriumkonzentrationen aufgezeichnet wurden (HD93). a) bei $c_d = 0.10$, b) bei $c_d = 0.25$, c) bei $c_d = 0.50$. Eindeutig ist die höhere Intensität der K_γ -Linien bei dieser geringen Dichte sichtbar.

10.4 Testexperiment HD91

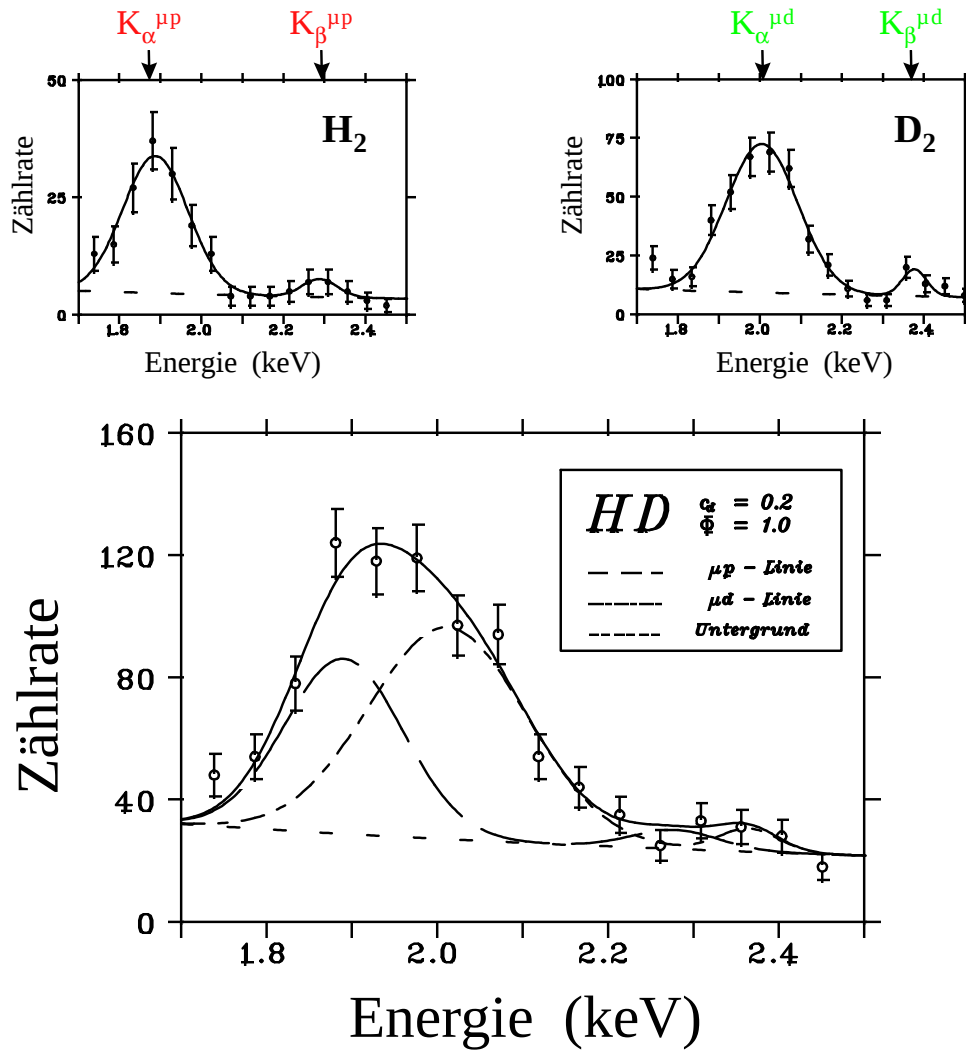


Abb.10.7: Dargestellt sind die Energiespektren myonischer Röntgenstrahlung, die bei Flüssigwasserstoffdichte im Testexperiment HD91 aufgezeichnet wurden. a) H₂ , b) D₂ , c) bei $c_d = 0.20$.

11. Bestimmung der relativen K-Linienintensitäten in reinem H₂ und reinem D₂

Im Folgenden werden die Resultate der Messungen der relativen⁸ Röntgenquantenintensitäten der einzelnen K-Linien in reinem H₂ und in reinem D₂ dargestellt und mit den theoretischen Berechnungen der Linienintensitäten in der myonischen Wasserstoffkaskade verglichen.

11.1 Relative K-Linienintensitäten in H₂

Dichte H ₂	Röntgen- linie	relative Intensität	Fehler statistisch	Fehler Effizienz	Fehler total
flüssig (HD93)	K _α	0.9522	0.0178	0.0058	0.019
97.0 %	K _β	0.0478	0.0050	0.0058	0.008
flüssig (HD91)	K _α	0.96	0.13	0.010	0.13
99.7 %	K _β	0.038	0.016	0.020	0.02
7.95 %	K _α	0.8535	0.0128	0.0296	0.032
(HD94)	K _β	0.1331	0.0077	0.0261	0.027
	K _γ	0.0134	0.0047	0.0035	0.006
7.38 %	K _α	0.8487	0.0129	0.0309	0.034
(HD95)	K _β	0.1354	0.0077	0.0271	0.028
	K _γ	0.0159	0.0055	0.0037	0.007
Dichte	Röntgen-	relative	Fehler	Fehler	Fehler

⁸ relative Intensität bedeutet Zählrate in der betrachteten K-Linie gebrochen durch die Summe der Zählraten der Linien (K_α + K_β + K_γ).

H₂	linie	Intensität	statistisch	Effizienz	total
3.91 %	K _α	0.6856	0.0112	0.0388	0.040
(HD93)	K _β	0.2741	0.0094	0.0322	0.034
	K _γ	0.0403	0.0056	0.0066	0.009
1.06 %	K _α	0.5392	0.0100	0.0472	0.048
(HD93)	K _β	0.3687	0.0117	0.0343	0.036
	K _γ	0.0920	0.0080	0.0130	0.016
0.115 %	K _α	0.4941	0.0402	0.0525	0.066
(HD95)	K _β	0.2905	0.0429	0.0251	0.050
	K _γ	0.2154	0.0404	0.0274	0.049

Tab.11.1: Die relativen K-Intensitäten gemessen bei unterschiedlichen Dichten in reinem H₂. Die angegebenen absoluten Fehler entsprechen dem Fitfehler (statistisch) und dem Fehler aus der Effizienzberechnung (Effizienz), die quadratisch addiert den Gesamtfehler (total) ergeben.

In Tabelle 11.1 sind die relativen K-Linienintensitäten bezogen auf die Summe der K-Linienintensitäten für myonisches Protium bei verschiedenen Dichten angegeben. Die angegebenen Fehler stammen einerseits aus dem Fit der Linien (Fehler statistisch / Anhang 10) als auch aus der Ungenauigkeit der Berechnung der Nachweiseffizienz (Fehler Effizienz / Anhang 9). Diese wurden quadratisch zum Gesamtfehler der Messung (Fehler total) addiert. Die angegebene relative Intensität entspricht dabei der Zählrate in der Röntgenlinie gebrochen durch die Gesamtzählrate aller gemessenen K-Linien. Bei den tabellierten Werten wurde keine Korrektur für mögliche strahlungslose Übergänge in den 1s-Zustand vorgenommen. Dies ist nach [Mar81, Mar94] nur für Messungen bei FWD notwendig.

Dichte 1% CCD	Röntgen- linie	relative Intensität	Fehler statistisch	Fehler Effizienz	Fehler total
CCD 1	K _α	0.5501	0.0188	0.0472	0.051
	K _β	0.3612	0.0213	0.0341	0.040
	K _γ	0.0887	0.0143	0.0131	0.019
CCD 2	K _α	0.5316	0.0179	0.0472	0.046
	K _β	0.3751	0.0212	0.0341	0.040
	K _γ	0.0933	0.0140	0.0131	0.019
CCD 3	K _α	0.5301	0.0207	0.0472	0.052
	K _β	0.3746	0.0239	0.0341	0.042
	K _γ	0.0953	0.0153	0.0131	0.020
CCD 4	K _α	0.5446	0.0223	0.0472	0.052
	K _β	0.3623	0.0268	0.0341	0.043
	K _γ	0.0931	0.0196	0.0131	0.024
gewogener Mittelwert CCD 1+2+3+4	K _α	0.5391	0.0100	0.0472	0.048
	K _β	0.3683	0.0120	0.0341	0.036
	K _γ	0.0926	0.0080	0.0131	0.016

Tab.11.2: Die relativen K-Linienintensitäten gemessen bei 1 % Dichte in reinem H₂. Es wurden CCD1, 2, 3 und 4 getrennt ausgewertet und ihr gewogener Mittelwert angegeben. Die absoluten Fehler entsprechen den in Tab.11.1 erklärten.

Zur Überprüfung, ob die 4 getrennten CCD-Hälften identische Resultate liefern, wurde für alle Messungen eine individuelle Analyse jeder CCD-Hälfte bezüglich der Linienintensitäten durchgeführt (die Resultate für die 1 % Messung sind in Tab.11.2 exemplarisch wiedergegeben). Die einzelnen Resultate als auch der gewogene Mittelwert wurden mit dem

Resultat der Analyse des addierten Spektrums (Kap.9.1) verglichen. Die Werte stimmen innerhalb des Fehlers sehr gut überein.

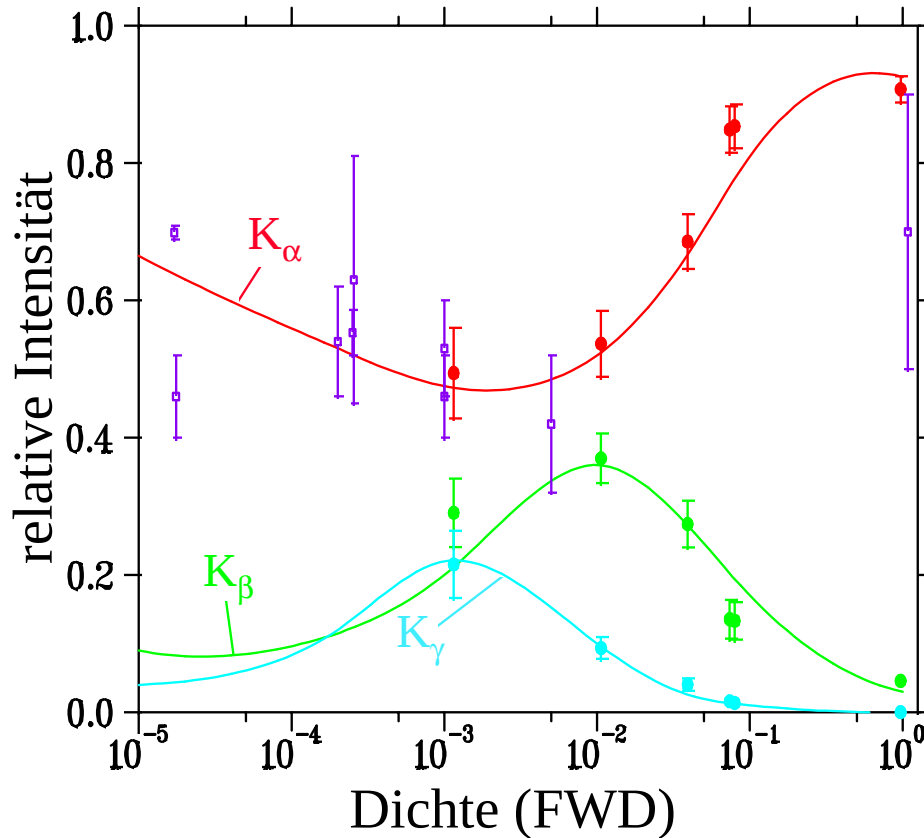


Abb.11.1: Die relativen K-Linienintensitäten myonischen Protiums in Abhängigkeit von der Targetdichte (in Einheiten von FWD). Die eingezeichneten Punkte zeigen die Resultate dieser Arbeit (Tab.11.1). Die Linien zeigen die mittels eines Monte-Carlo-Kaskadenmodells berechneten Intensitäten [Mar94] (rot - K_{α} , grün - K_{β} , blau - K_{γ}). Der Meßwert bei FWD wurde dabei um einen Faktor 0.95 [Mar94] für strahlungslosen Grundzustandsübergang korrigiert. Die mit kleinen Quadraten eingezeichneten Resultate kommen von anderen Experimenten (Tab.2.2).

In Abb.11.1 werden die bislang zur Verfügung stehenden experimentellen Resultate mit der theoretischen Berechnung aus [Mar94] verglichen. Die dort berechneten relativen Intensitäten der K-Linien myonischen Protiums in Abhängigkeit von der Targetdichte stimmen über drei Größenordnungen innerhalb des Fehlers gut mit den Resultaten dieser Messung überein. Beide Meßpunkte bei $\approx 8\%$ FWD zeigen jedoch eine Abweichung von der Berechnung. Da diese Meßpunkte bei 2 verschiedenen

Experimentanordnungen gleich gemessen wurden, schließe ich, daß die theoretische Beschreibung bei dieser Dichte nicht exakt ist.

Vergleicht man die Resultate dieser Arbeit mit jenen früherer Experimente (Tab.2.2), so sind vor allem zwei Punkte auffällig:

- i) Erstmals wurden in einem Dichtebereich ($\Phi > 1$ % FWD), in dem Kollisionsprozesse für die Kaskadenabregung von großer Bedeutung sind genaue Resultate erzielt.
- ii) Es konnten Grundzustandsübergänge nicht nur vom zweiten, sondern gleichzeitig auch vom dritten und vierten angeregten Niveau eines myonischen Wasserstoffatoms beobachtet und ihre Intensitäten getrennt bestimmt werden.

Beide Resultate stimmen innerhalb des Fehlers gut mit den Berechnungen [Mar94] überein.

11.2 Relative K-Linienintensitäten in D₂

In Tabelle 11.3 sind die relativen K-Linienintensitäten myonischen Deuteriums bei verschiedenen Meßdichten angegeben.

Dichte D ₂	Röntgen- Linie	relative Intensität	Fehler statistisch	Fehler Effizienz	Fehler total
flüssig (HD93)	K _α	0.9537	0.0144	0.0049	0.015
114.2 %	K _β	0.0463	0.0038	0.0049	0.006
flüssig (HD94)	K _α	0.9531	0.0240	0.0049	0.025
114.5 %	K _β	0.0469	0.0081	0.0049	0.010
flüssig (HD91)	K _α	0.96	0.095	0.010	0.10
1.145 %	K _β	0.042	0.012	0.010	0.016
Dichte	Röntgen-	relative	Fehler	Fehler	Fehler

D₂	Linie	Intensität	statistisch	Effizienz	total
7.51 %	K _α	0.8257	0.0152	0.0290	0.033
(HD94)	K _β	0.1568	0.0095	0.0252	0.027
	K _γ	0.0175	0.0053	0.0038	0.007
7.83 %	K _α	0.8287	0.0051	0.0286	0.029
(HD95)	K _β	0.1556	0.0029	0.0254	0.026
	K _γ	0.0157	0.0017	0.0032	0.004
5.60 %	K _α	0.7938	0.0230	0.0327	0.040
(HD94)	K _β	0.1841	0.0160	0.0282	0.032
	K _γ	0.0221	0.0096	0.0045	0.011
3.99 %	K _α	0.6853	0.0088	0.0333	0.035
(HD93)	K _β	0.2750	0.0072	0.0277	0.029
	K _γ	0.0396	0.0042	0.0056	0.007
1.33 %	K _α	0.5385	0.0096	0.0408	0.042
(HD93)	K _β	0.3650	0.0110	0.0290	0.031
	K _γ	0.0965	0.0077	0.0117	0.014
1.07 %	K _α	0.5683	0.0395	0.0477	0.062
(HD94)	K _β	0.3453	0.0434	0.0347	0.056
	K _γ	0.0864	0.0258	0.0130	0.029

Tab.11.3: Die relativen K-Linienintensitäten gemessen bei unterschiedlichen Dichten in reinem D₂. Die angegebenen Fehler entsprechen den in Tab.11.1 angegebenen.

Die vorliegenden Resultate sind die ersten experimentellen Werte, die über die K-Intensitäten in der Kaskade des myonischen Deuteriumatoms

Auskunft geben. Die angegebenen Fehler entsprechen den in Tab.11.1 erklärten.

11.3 Vergleich der Messungen in H_2 und D_2

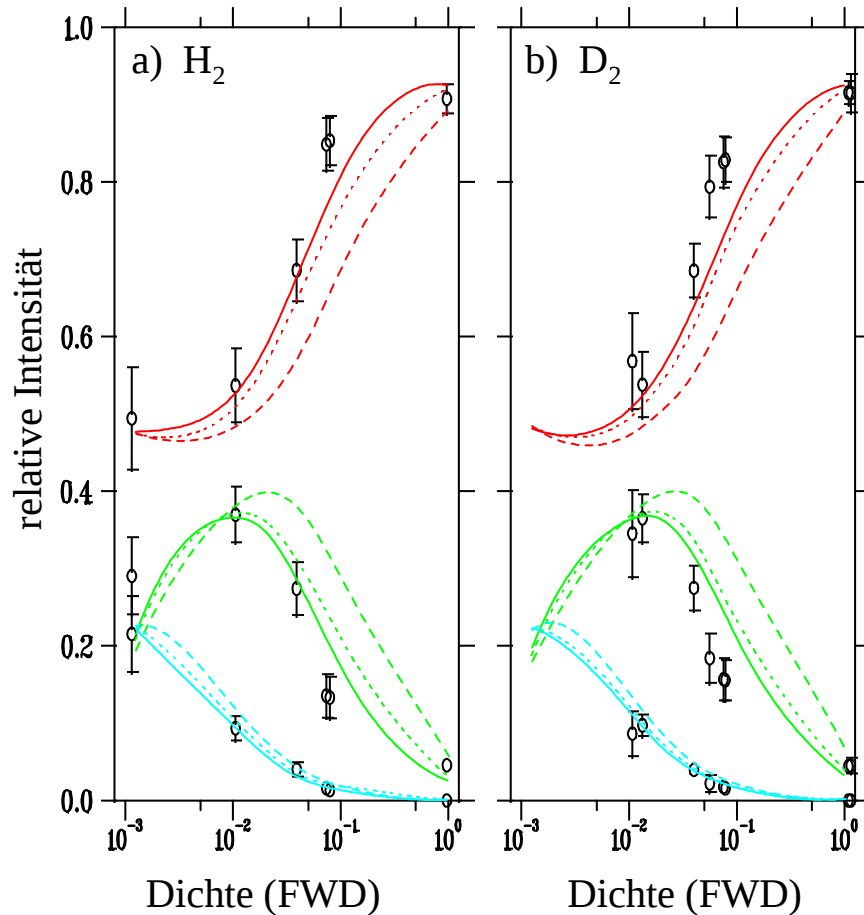


Abb11.2: Die relativen K-Linienintensitäten der myonischen Kaskade in H_2 (a) und D_2 (b). Die gezeigten Kurven geben theoretische Berechnungen der myonischen Kaskade [Asc96, Asc96b] wieder (K_α -(rot), K_β -(grün) und K_γ -Linien (blau)). In diesem Modell wurden unterschiedliche Beiträge der Coulomb-Abregung angenommen; die aus [Bra78] stammenden Wirkungsquerschnitte wurden mit einem Skalierungsfaktor $k_c = 0$ (strichliert) – d.h. keine Coulomb-Abregung –, $k_c = 0.5$ (punktirt) und $k_c = 1$ (durchgezogene Linie) multipliziert. Die Werte bei FWD wurden für strahlungslose Übergänge in den Grundzustand um 5 % [Mar94] korrigiert.

In Abb.11.2 werden die Resultate (Tab.11.1 und 11.3) mit den neuesten Monte-Carlo-Rechnungen der myonischen Kaskade in Wasserstoff verglichen [Asc96, Asc96b]. Die drei dargestellten Kurven stammen aus Rechnungen, die die Coulomb-Abregung während der Kaskade unterschiedlich berücksichtigen. Dabei werden die aus [Bra78] stammenden Wirkungsquerschnitte für die Coulomb-Abregung mit einem Skalierungsfaktor $k_c = 0$ (punktiert), $k_c = 0.5$ (strichliert) und $k_c = 1$ (durchgezogene Linie) multipliziert. $k_c = 0$ heißt dabei es gibt keine Coulomb-Prozesse bei $n < 7$ (dies ist die Annahme im SKM). Es zeigt sich, daß die Resultate in H_2 etwas besser reproduziert werden als die in D_2 gemessenen. Eine Unterscheidung zwischen unterschiedlichen Werten von k_c ist wegen der geringen Sensitivität der Gesamtintensität bezüglich k_c jedoch schwierig.

Vergleicht man Tab.11.1 und Tab.11.3, so zeigen sich keine signifikanten Unterschiede in den K-Intensitäten zwischen myonischem Protium und myonischem Deuterium.

Da die Messungen bei 8 % Dichte an verschiedenen Experimentieranordnungen mit gleichem Resultat durchgeführt wurden, ist die Abweichung zur Berechnung wahrscheinlich in der inexakten Beschreibung des theoretischen Modells bei dieser Dichte begründet. Es könnten bisher unberücksichtigte molekulare Prozesse [Fro95a, Fro95b] zur Kaskade beitragen.

11.4. Das K_α/K_β -Intensitätsverhältnis

Zur Überprüfung der unterschiedlichen Beiträge zur myonischen Kaskade eignet sich auch sehr gut das Verhältnis der K_α - zur K_β -Intensität. Bei Dichten über 4 % FWD wird dieses K_α/K_β -Verhältnis hauptsächlich durch den Wettbewerb zwischen dem $3p \rightarrow 1s$ Strahlungsübergang (K_β -Röntgenübergang) und der Kollisionsabregung von $n = 3 \rightarrow n = 2$

mit anschließendem 2p→1s Strahlungsübergang (K_α-Röntgenübergang) bestimmt [Asc96]. Dies führt zu einer annähernd linearen Dichteabhängigkeit. Da alle anderen Abregungsmechanismen gut bekannt sind [Asc96, Mar96], kann auf die Coulomb-Abregung rückgeschlossen werden. (Eine Wiedergabe der Daten könnte nach [Asc96] auch durch eine Anpassung der Auger-Abregungsraten erzielt werden. Die Berechnung dieser Raten [Leo62,Buk82] wird jedoch als genauer und besser bekannt angesehen, als die der Coulomb-Abregung [Bra78].)

In Abb. 11.3 sind die erzielten Resultate gemeinsam mit den theoretischen Kurven mit $k_c = 0$ (punktiert), $k_c = 0.5$ (liniert) und $k_c = 1$ (durchgezogenen Linie) für H₂ und D₂ dargestellt. Da die Sensitivität bzgl. Coulomb-Abregung der K_α/K_β-Werte bei FWD am höchsten ist, kann mit diesen Messungen der Wert des Skalierungsfaktors am besten abgeschätzt werden. Bei geringer Dichte ist die Aussagekraft der Messung bezüglich der Coulomb-Abregung allerdings nur gering.

Dichte	K _α / K _β – Verhältnis	Fehler statistisch	Fehler Effizienz	Fehler total
H₂				
flüssig (HD93)	19.92	0.92	2.27	2.45
flüssig (HD91)	25.0	11.0	3.00	11.4
7.95 % (HD94)	6.41	0.10	1.24	1.25
7.38 % (HD95)	6.27	0.13	1.75	1.75
3.91 % (HD93)	2.50	0.04	0.41	0.42
1.06 % (HD93)	1.46	0.02	0.24	0.25
0.115 % (HD95)	1.70	0.12	0.36	0.38

Tab.11.4: K_α/K_β-Intensitätsverhältnisse gemessen in reinem H₂ bei unterschiedlichen Dichten. Die angegebenen absoluten Fehler entsprechen den in Tab.11.1 angegebenen.

Dichte	K_α / K_β – Verhältnis	Fehler statistisch	Fehler Effizienz	Fehler total
D₂				
flüssig (HD93)	20.58	0.82	2.06	2.22
flüssig (HD94)	20.32	1.72	2.03	2.66
flüssig (HD91)	23.0	7.00	3.00	7.70
7.51 % (HD94)	5.27	0.11	0.89	0.90
7.83 % (HD95)	5.32	0.05	1.26	1.27
5.60 % (HD94)	4.31	0.13	0.73	0.74
3.99 % (HD93)	2.49	0.04	0.35	0.35
1.33 % (HD93)	1.48	0.03	0.22	0.22
1.07 % (HD94)	1.65	0.09	0.28	0.30

Tab.11.5: K_α/K_β -Intensitätsverhältnisse gemessen in reinem D₂ bei unterschiedlichen Dichten. Die Bedeutung der angeführten absoluten Fehler entspricht der in Tab.11.1 angegebenen.

Die von der Theorie postulierte lineare Abhängigkeit des K-Verhältnisses von der Coulomb-Abregung scheint zumindest im Dichtebereich um 8 % FWD zweifelhaft. Die Messungen bei unterschiedlichen Experimentieranordnungen zeigen dort konsistente, von der Theorie abweichende Resultate sowohl für H₂ als auch für D₂.

Ein Vergleich dieses Resultats mit dem Beitrag der Coulomb-Abregung zur Kaskade des pionischen Wasserstoffs zeigt innerhalb des Meßfehlers eine mäßige Übereinstimmung. Beim pionischen Wasserstoff wurde bei FWD der Wert $k_c = 0.5 \pm 0.2$ als beste Wiedergabe der mittels Neutronen-Flugzeitmessung aufgezeichneten Daten gefunden [Asc94, Asc94b]. Eine Messung der Lyman-Röntgenintensität der pionischen Kaskade in Wasserstoff [Rus95] erlaubte keine genauere Bestimmung des Beitrags der Coulomb-Abregung. Ein neuer Zugang zur Berechnung der Coulomb-Wechselwirkungsquerschnitte [Pon96] könnte analog zur pio-

nischen Kaskade eine Verbesserung der theoretischen Beschreibung dieses Kaskadenprozesses bringen.

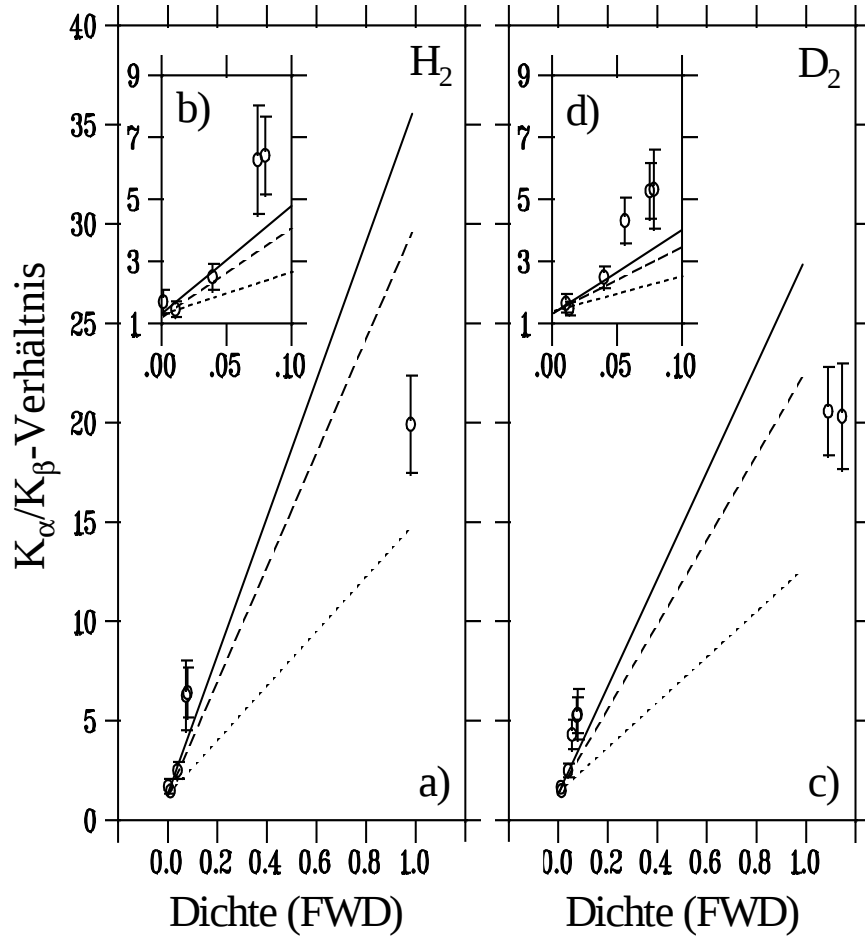


Abb11.3: Resultate für das K_α/K_β -Intensitätsverhältnis der myonischen Kaskade in H_2 (a,b) und D_2 (c,d) in Abhängigkeit von der Targetdichte. Die Kurven geben theoretische Berechnungen der myonischen Kaskade [Asc96, Asc96b] wieder. Dabei wurden unterschiedliche Beiträge der Coulomb-Abregung angenommen; die aus [Bra78] stammenden Wirkungsquerschnitte wurden mit einem Skalierfaktor $k_c = 0$ (punktiert), $k_c = 0.5$ (strichliert) und $k_c = 1$ (durchgezogene Linie) multipliziert. b) und d) sind vergrößerte Darstellungen des Bereichs niedriger Dichte. Zur besseren Darstellung wurden die beiden Werte von D_2 bei FWD nebeneinander gezeichnet.

12. Resultate für q_{1s} aus Messungen in H/D-Gemischen

Im Folgenden werden die Resultate aus den Messungen der Röntgenquantenintensitäten der einzelnen K-Linien in H/D-Gemischen dargestellt. Die experimentellen Resultate für q_{1s} werden mit theoretischen Berechnungen der myonischen Kaskade in H/D-Gemischen verglichen.

Die Resultate für q_{1s} werden für zwei verschiedene Zugänge angegeben:

i) Die in allen Gemischen eindeutig unterscheidbaren Isotopenbeiträge zur K_α -Linie werden evaluiert (Kap.9.5) und q_{1s} durch die Gleichung

$$q_{1s} = \frac{Z_{\mu d}^\alpha}{c_p \cdot (Z_{\mu d}^\alpha + Z_{\mu p}^\alpha)} \quad 12.1$$

$Z_{\mu p}^\alpha$... Anzahl der nachgewiesenen μp - K_α -Röntgenquanten

$Z_{\mu d}^\alpha$... Anzahl der nachgewiesenen μd - K_α -Röntgenquanten

approximiert. Diese Approximation ist umso besser, je höher die Niveaus sind, in denen der Transfer des Myons stattfindet. Nach neuesten Berechnungen für die myonische Kaskade [Asc96] weist diese Approximation nur einen geringen Fehler auf.

ii) Bei gasförmigen H/D-Gemischen ist mit der verwendeten Technik der Beitrag der K_γ -Linie myonischen Protiums nicht von der K_β -Linie myonischen Deuteriums separierbar. Dies wird erst mittels der im ag-Fit definierten Bedingungen (Kap.9.6) ermöglicht. Die Berechnung von q_{1s} erfolgt nach Gleichung

$$q_{1s} = \frac{\sum_{i=\alpha,\beta,\gamma} Y_{\mu p}(K_i)}{c_p} \quad 1.1$$

$Y_{\mu p}(K_i)$... relative Intensität der μp - K_i -Linie (Anh.14)

$i = \alpha, \beta, \gamma$

Die Messungen in flüssigen Gemischen sind wegen der nicht vorhandenen K_γ -Linie immer eindeutig analysierbar.

Die im folgenden zitierten absoluten Fehler der Meßresultate setzen sich aus verschiedenen Komponenten zusammen. *Fehler statistisch* gibt den Fehler wieder, der im wesentlichen vom Fit der Energiespektren stammt, beinhaltet aber auch den Fehler der Deuteriumkonzentration c_d . *Fehler Effizienz* bezeichnet den Fehler, der aus der ungenau bekannten Nachweisseffizienz (Kap.7) stammt. *Fehler total* gibt den Gesamtfehler an, welcher sich quadratisch aus den beiden genannten Komponenten addiert.

Nicht berücksichtigt werden folgende Fehlerkomponenten systematischer Natur, deren Beitrag jedoch als vernachlässigbar abgeschätzt wird.

- i) Die Linienform in den CCD-Energiespektren ist, wie bei allen Si-Detektoren nicht perfekt gaußförmig sondern weist eine geringe Asymmetrie zu niederen Energien hin auf.
- ii) Die Genauigkeit, mit der die Bedingungen des ag-Fits im gasförmigen Wasserstoff gültig sind, ist nicht genau bekannt (Kap.8).

Für alle Messungen mit ausreichender Statistik wurden die CCD-Hälften 1-4 einzeln ausgewertet und der gewogene Mittelwert mit dem Resultat aus dem Summenspektrum (CCD1+2+3+4) verglichen. In allen Fällen stimmten die Ergebnisse innerhalb des Meßfehlers überein. Die tabellierten Resultate stammen aus der Analyse der Summenspektren.

12.1 Resultate für q_{1s} aus der Analyse der K_α -Linien

Die bei der Analyse der K_α -Linien nach Gl.12.1 erzielten Resultate für q_{1s} sind in Tab.12.1 zusammengestellt.

q_{1s} - K_{α} - Analyse					
Dichte	C_d	q_{1s}	Fehler statistisch	Fehler Effizienz	Fehler total
flüssig (HD93)	0.099	0.7559	0.0152	0.0110	0.019
	0.247	0.5412	0.0264	0.0147	0.030
	0.499	0.4322	0.0245	0.0154	0.029
equilibriert	0.500	0.4022	0.0172	0.0147	0.023
flüssig (HD91)	0.2	0.59	-----	-----	0.12
8 % (HD94)	0.103	0.8594	0.0123	0.0159	0.020
	0.256	0.7798	0.0188	0.0262	0.033
	0.504	0.7198	0.0523	0.0367	0.064
	0.697	0.8221	0.0678	0.0478	0.083
4 % (HD93)	0.012	1.0000	0.0180	0.0020	0.018
	0.103	0.9197	0.0134	0.0103	0.017
	0.254	0.7823	0.0162	0.0206	0.026
	0.498	0.7244	0.0356	0.0287	0.046
	0.701	0.6646	0.0577	0.0327	0.065
1 % (HD93)	0.103	0.9541	0.0143	0.0095	0.017
	0.254	0.8449	0.0185	0.0211	0.028
	0.498	0.7174	0.0463	0.0304	0.055

Tab.12.1: Resultate für q_{1s} aus der Analyse der K_{α} -Linie bei verschiedenen Dichten und verschiedenen Deuteriumkonzentrationen c_d . Die Bedeutung der absoluten Fehler ist am Beginn von Kap.12 erklärt.

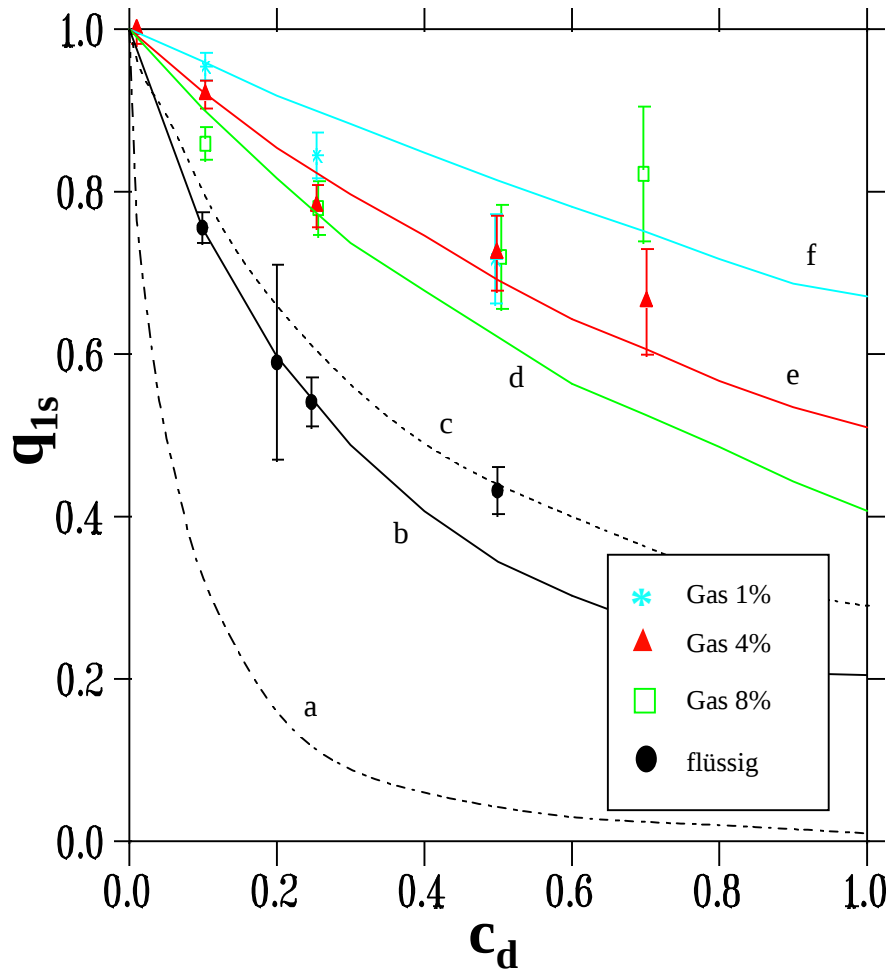


Abb12.1.: Darstellung der q_{1s} -Werte aus der K_α -Analyse aus Tab.12.1 in Abhängigkeit von der Deuteriumkonzentration c_d für verschiedene Dichten (Dichte: ● FWD, 8 % FWD, ▲ 4 % FWD, * 1 % FWD). Die Linien geben theoretische Berechnungen für q_{1s} wieder: a (strichpunktiert) - Erwartung des Standard-Kaskadenmodells [Cza94a] für FWD; b (durchgezogene Linie) - Berechnung im erweiterten Kaskadenmodell [Asc96, Asc96b] für FWD; c (punktiert) - Berechnung mit epithermischer Energie (6eV) des μp -Atoms [Cza94b] für FWD. Die Berechnungen für gasförmige H/D-Gemische stammen aus [Asc96] für 8 % (d/grün), 4 % (e/rot) und 1 % (f/blau) FWD. Nähere Erklärungen zu den theoretischen Berechnungen befinden sich in Kap.2, Kap.12.2 und Kap.12.3.

Abb.12.1 zeigt die graphische Darstellung der Werte aus Tab.12.1 im Vergleich mit theoretischen Berechnungen. Eine deutliche Abweichung des Standard-Kaskadenmodells (a) von den experimentellen Ergebnissen ist sichtbar. Die aus [Asc96, Asc96b] entnommenen theoretischen Werte (für $k_c = 0.5$ und $k_t = 0.5$ (siehe Kap.12.2)) sind nicht die dort angegebene

nen q_{1s} -Werte, sondern wurden mit Hilfe der dort angegebenen theoretischen α -Linienintensitäten nach Gl.12.1 berechnet.

12.2 Resultate für q_{1s} aus den Messungen in flüssigen Wasserstoffgemischen

In flüssigen H/D-Gemischen ist eine eindeutige Analyse der Messungen ohne Annahmen über die myonische Kaskade möglich. Die Isotopenanteile sind sowohl für K_α als auch für K_β eindeutig separierbar. In Tab.12.2 sind die Resultate für q_{1s} angeführt.

q_{1s} - Analyse der $K_\alpha+K_\beta$ -Linien					
Dichte	C_d	q_{1s}	Fehler statistisch	Fehler Effizienz	Fehler total
flüssig (HD93)	0.099	0.7550	0.0146	0.0108	0.018
	0.247	0.5471	0.0254	0.0137	0.029
	0.499	0.4408	0.0236	0.0144	0.028
equilibriert	0.500	0.4129	0.0236	0.0144	0.028
flüssig (HD91)	0.2	0.59	-----	-----	0.12

Tab12.2.: q_{1s} -Werte aus der vollständigen Analyse ($K_\alpha+K_\beta$) flüssiger H/D-Gemische. Die Bedeutung der absoluten Fehler ist am Beginn von Kap.12 erklärt.

In Abb.12.2 und 12.3 sind die Resultate aus Tab.12.2 graphisch dargestellt und werden mit verschiedenen Berechnungen der myonischen Kaskade in H/D-Gemischen [Asc95, Asc96, Asc96b, Cza94a, Cza94b] verglichen. In den Berechnungen von Aschenauer und Markushin wurden

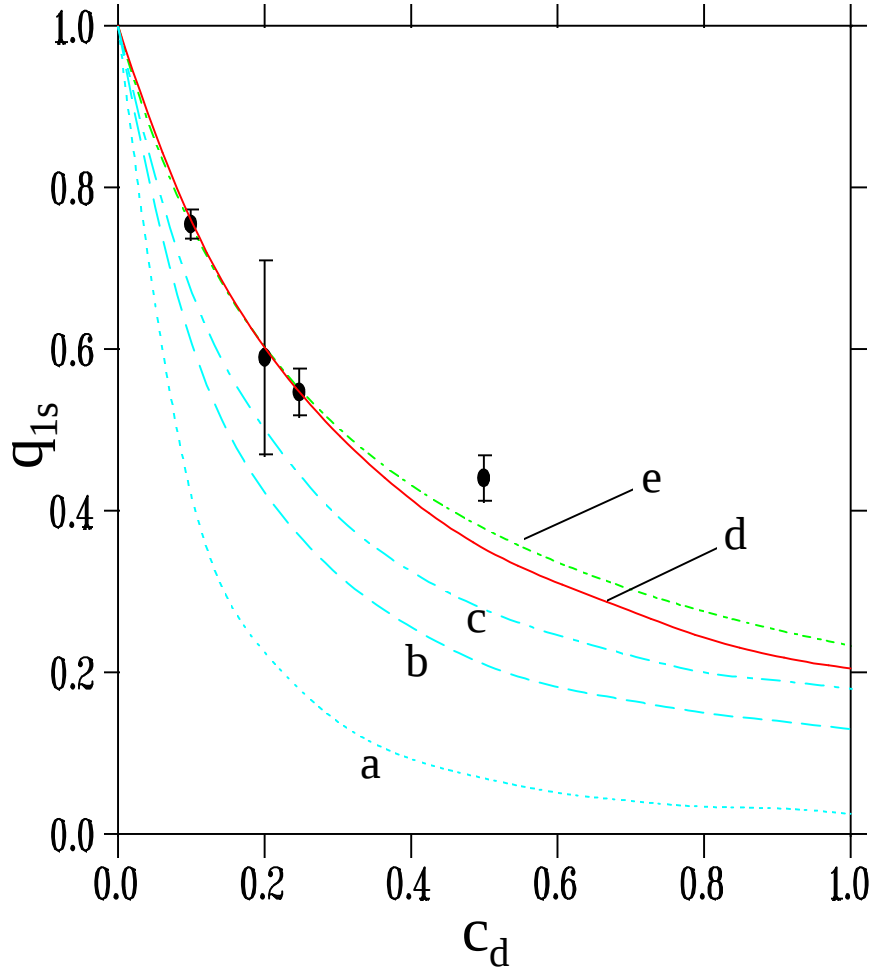


Abb.12.2: Experimentelle Werte (Tab.12.2) zur Abhängigkeit von q_{1s} von der Deuteriumkonzentration c_d in flüssigen H/D-Gemischen. Die Kurven stammen von Monte-Carlo-Rechnungen aus [Asc96] mit folgender Parametern (siehe Text): a) $k_c = 0$, $k_t = 1$; b) $k_c = 0.5$, $k_t = 1$; c) $k_c = 1$, $k_t = 1$; d) $k_c = 0.5$, $k_t = 0.5$ (Linie) ; Kurve e) ist ein Datenfit nach der mit Gleichung 12.2 beschriebenen Konzentrationsabhängigkeit.

jedoch Skalierungsfaktoren der Wechselwirkungsquerschnitte der Coulomb-Abregung k_c [Bra78] sowie des Myontransfers k_t [Gus93] eingeführt und von 0 bis 1 variiert. (Für das Standardkaskadenmodell gilt $k_c = 0$.) Die Möglichkeit, daß ein Anteil der myonischen Atome durch die Coulomb-Abregung (für Niveaus $n \leq 6$) kinetische Energie bis über 170 eV gewinnen kann [Mar94], wird bei dieser Berechnung berücksichtigt. Nach jedem Abregungsschritt werden die Parameter die das myonische Atom beschreiben, insbesondere seine Energie, erneut berechnet. Die beste Datenwiedergabe der Messungen gelingt mit den Werten $k_c =$

0.5 und $k_t = 0.5$ (wobei $k_c = 0.5$ in mäßiger Übereinstimmung mit den Messungen des K_α/K_β -Verhältnisses in H_2 und D_2 (Kap.11) und mit Messungen in pionischem Wasserstoff [Asc94, Asc94b] steht).

Kurve e) ist ein Datenfit, welcher der in [Bre87c] beschriebenen einfachen Konzentrationsabhängigkeit von q_{1s}

$$q_{1s} = \frac{1}{1 + a \cdot c_d} \quad 12.2$$

folgt. Als Wert für den Fitparameter a wurde $a = 3.29 \pm 0.25$ erhalten.

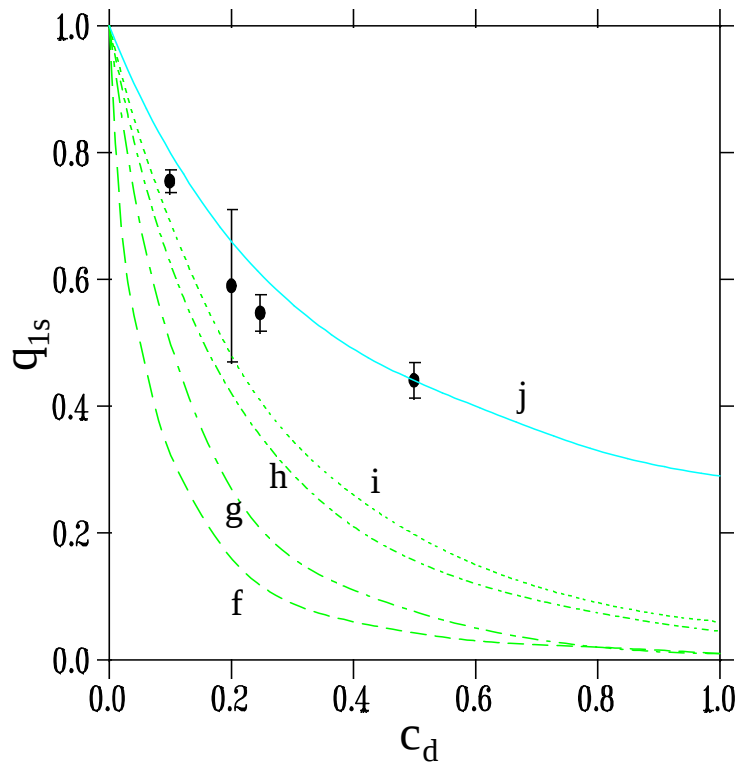


Abb.12.3: Experimentelle Werte (Tab.12.2) zur Abhängigkeit von q_{1s} von der Deuteriumkonzentration c_d in flüssigen H/D-Gemischen. Die berechneten Kurven stammen aus [Cza94a, Cza94b] und geben die q_{1s} -Resultate für verschiedene fixe Werte für die kinetischen Energien der μp -Atome $\epsilon_{\mu p}$ wieder: f) $\epsilon_{\mu p} = 0.04$ eV, g) $\epsilon_{\mu p} = 1$ eV, h) $\epsilon_{\mu p} = 2$ eV, i) $\epsilon_{\mu p} = 5$ eV und j) $\epsilon_{\mu p} = 6$ eV.

Dieses Ergebnis kann man mit den mittels komplexer Kinetikanalyse in [Bre87c] erhaltenen Werten von $a = 6.5 \pm 3$ (i, ohne Berücksichtigung von Hyperfeineffekten) und $a = 15 \pm 4$ (ii, mit Berücksichtigung dieser Effekte) vergleichen. Die Analyse in [Bre87c] (ii) stimmt nicht mit dem

Resultat dieser Arbeit überein, man muß aber berücksichtigen, daß die Messung in D/T-Gemischen durchgeführt wurden. Abb.12.3 vergleicht die Meßresultate mit den Ergebnissen aus [Cza94a, Cza94b], welche unter Benützung der WKB-Methode [Mes91] berechnet wurden. Dort werden verschiedene, allerdings während der Kaskade konstant bleibende kinetische Energien der μp -Atome vorausgesetzt. Die einzelnen Wechselwirkungsquerschnitte werden bei dieser Berechnung nicht skaliert. Die Rechnung beinhaltet auch die Möglichkeit des Rücktransfers des Myons vom Deuteron zum Proton. Die beste Datenwiedergabe in flüssigen Gemischen gelingt mit einer relativ hohen kinetischen Energie $\epsilon_{\mu\text{p}} = 5$ bis $\epsilon_{\mu\text{p}} = 6$ eV der μp -Atome (epithermische μp -Atome).

12.2.1 Molekulare Effekte

Um eventuell vorhandene, molekulare Einflüsse auf den Myontransfer untersuchen zu können, wurde bei $c_d = 0.5$ zusätzlich zur Messung im nicht-equilibrierten H/D-Gemisch (50 % H_2 / ~ 0 % HD / 50 % D_2) eine Messung in einer equilibrierten H/D-Mischung (25 % H_2 / 50 % HD / 25 % D_2) durchgeführt. Da es sich beim Myontransfer im wesentlichen um einen atomaren Effekt handelt, erwartet man sich keinen molekularen Einfluß. Die Resultate (Tab.12.2, Abb.12.4) lassen keinen signifikanten Effekt erkennen. Bei Messungen in pionischen H/D-Gemischen [Ani83] wurde ein molekularer Effekt jedoch gesehen.

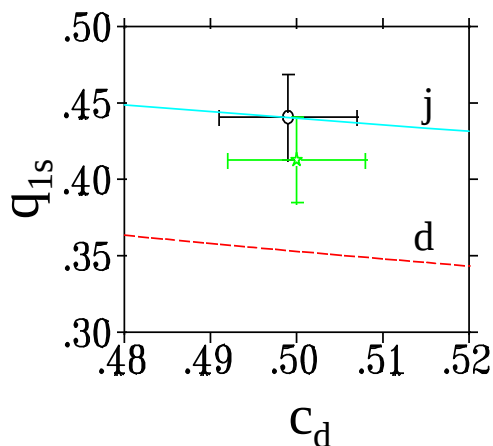


Abb.12.4: Messung von q_{1s} in flüssiger H/D-Mischung bei $c_d = 0.5$. Nicht-equilibrierte Mischung (O), equilibrierte Mischung (*). (Die Bedeutung der theoretischen Kurven siehe Abb.12.2, 12.3 und Text)

12.3 Resultate für q_{1s} aus der vollständigen Analyse der K-Linien mittels „ag-Fit“

q_{1s} - Analyse der $K_{\alpha}+K_{\beta}+K_{\gamma}$-Linien					
Dichte	C_d	q_{1s}	Fehler statistisch	Fehler Effizienz	Fehler total
8 % (HD94)	0.103	0.8628	0.0082	0.0145	0.017
	0.256	0.7717	0.0138	0.0238	0.028
	0.504	0.6908	0.0342	0.0325	0.047
	0.697	0.7449	0.0299	0.0403	0.050
4 % (HD93)	0.012	1.0000	0.0190	0.0100	0.020
	0.103	0.9277	0.0070	0.0090	0.012
	0.254	0.7759	0.0126	0.0174	0.022
	0.498	0.7312	0.0299	0.0242	0.039
	0.701	0.7152	0.0212	0.0269	0.034
1 % (HD93)	0.103	0.9308	0.0066	0.0084	0.011
	0.254	0.8734	0.0271	0.0114	0.029
	0.498	0.7403	0.0186	0.0204	0.028

Tab.12.3: Resultate für q_{1s} aus der vollständigen Analyse (ag-Fit) der K_{α} , K_{β} und K_{γ} Linien bei verschiedenen Dichten und Deuteriumkonzentrationen C_d . Die Bedeutung der absoluten Fehler ist am Beginn von Kap.12 erklärt.

Die bei der vollständigen Analyse der K-Linien in gasförmigen H/D-Gemischen mittels ag-Fit (Kap.9.5.4,S.155ff) nach Gl.1.1 erzielten Resultate für q_{1s} sind in Tab.12.3 zusammengestellt. Da der Beitrag aller K-Linien berücksichtigt wird, betrachte ich diese Analyse (nach Gl.1.1) als genauer als die alleinige Analyse der K_{α} -Linien (nach Gl.12.1). Die sehr

gute Übereinstimmung zwischen beiden Analysen bestätigt auch die Folgerungen des stark vereinfachten Kaskadenmodells, welches in Kap.8 entwickelt wurde und die Grundlage dieser Datenanalyse mittels ag-Fit bildet. In Abb.12.5, 12.6 und 12.7 sind die Resultate aus Tab.12.3 graphisch dargestellt und werden mit theoretischen Berechnungen verglichen. Die Bedeutung der dargestellten Theoriekurven in diesen Abbildungen ist: a) Monte-Carlo-Rechnung nach [Asc96] mit $k_c = 0$ und $k_t = 1$ (punktiert), b) Rechnung mit $k_c = 0.5$ und $k_t = 1$ (strichliert), c) Rechnung mit $k_c = 1$ und $k_t = 1$ (Linie), d) Rechnung mit $k_c = 0.5$ und $k_t = 0.5$ (Linie), e) Datenfit nach Gleichung 12.2 (strich-punktiert), g) Kaskadenmodell mit $\epsilon_{pp} = 1$ eV [Cza94b] (punktiert), h) Kaskadenmodell mit $\epsilon_{pp} = 2$ eV [Cza94b] (liniert), i) Kaskadenmodell mit $\epsilon_{pp} = 3$ eV [Cza94b] (Linie).

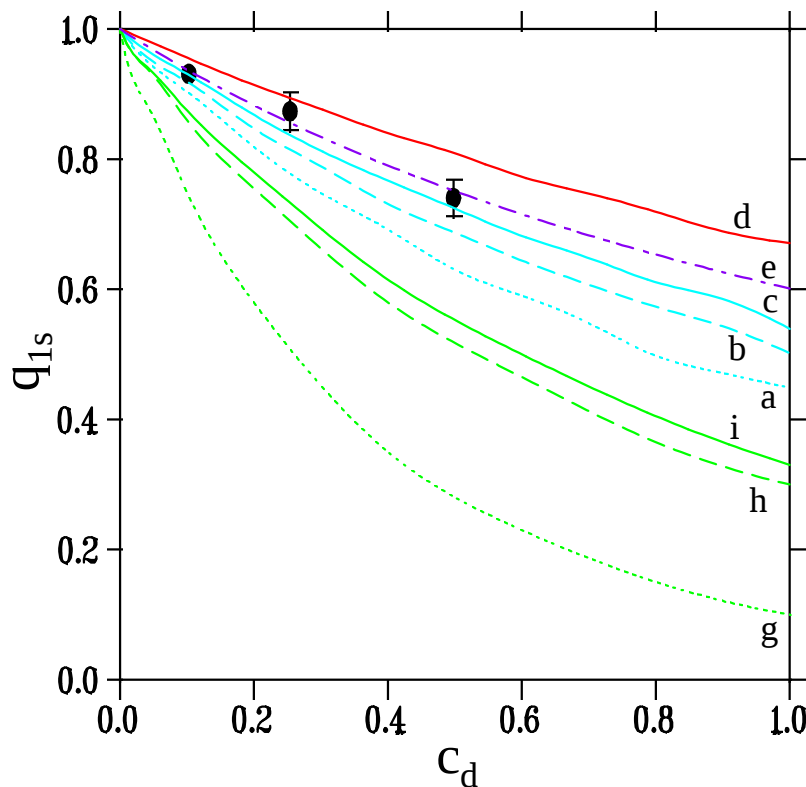


Abb.12.5: q_{1s} - experimentelle Resultate und theoretische Berechnung in gasförmigen H/D-Gemischen bei 1 % FWD. Eine Erklärung der theoretischen Berechnungen wird im Text gegeben.

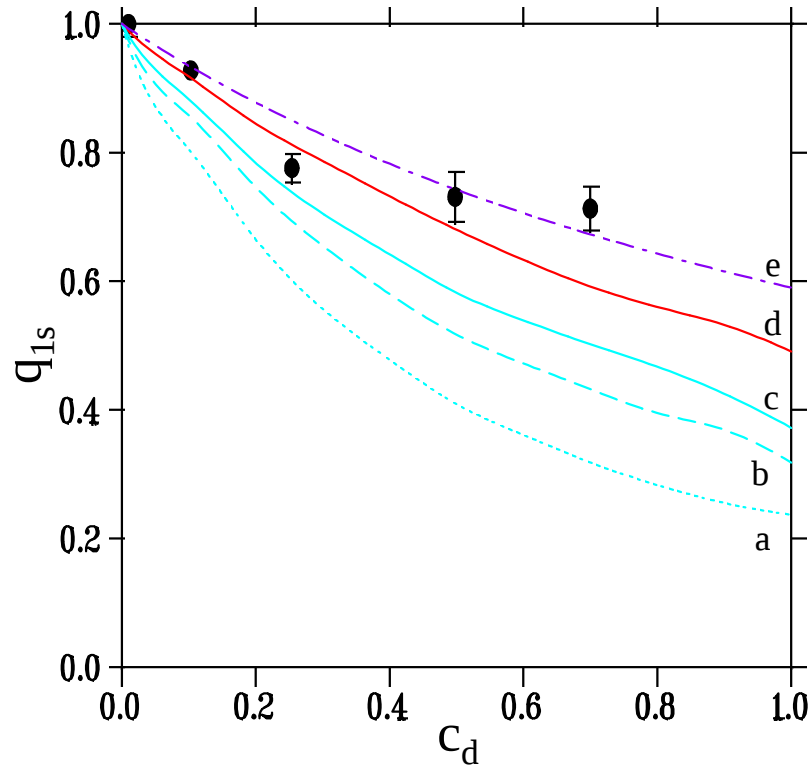


Abb.12.6: q_{1s} - experimentelle Resultate und theoretische Berechnung in gasförmigen H/D-Gemischen bei 4 % FWD. Eine Erklärung der theoretischen Berechnungen wird im Text gegeben.

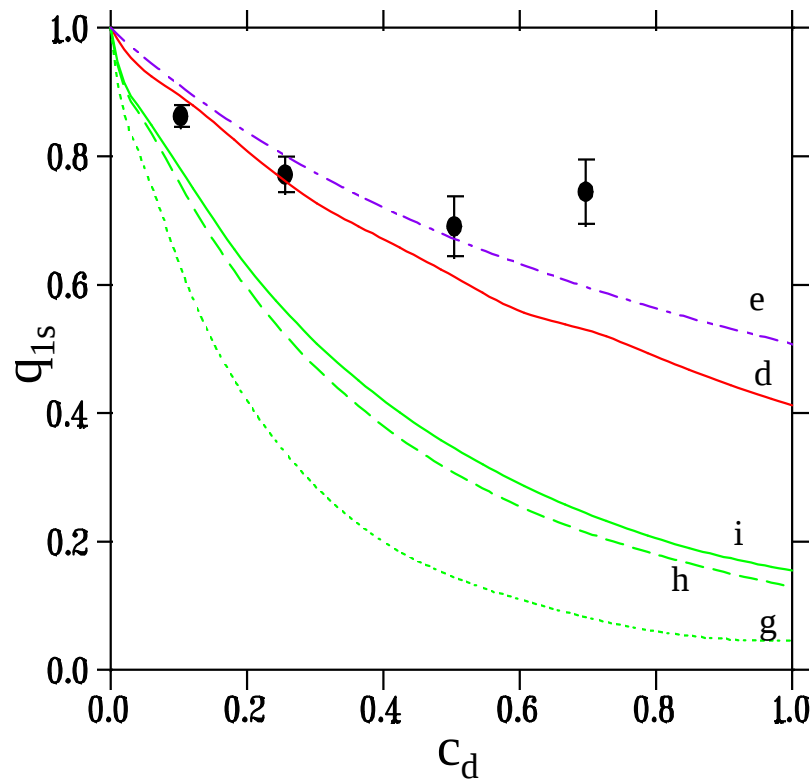


Abb.12.7: q_{1s} - experimentelle Resultate und theoretische Berechnung in gasförmigen H/D-Gemischen bei 8 % FWD. Eine Erklärung der theoretischen Berechnungen wird im Text gegeben.

Ein Vergleich der Messungen bei verschiedenen Dichten zeigt einen eindeutigen Dichteeffekt zwischen flüssigen und gasförmigen Gemischen, zwischen 1 % und 8 % FWD jedoch nur geringfügig unterschiedliche q_{1s} -Werte. Die nach Gl.12.2 erhaltenen Werte der Fitparameter sind $a = 0.97 \pm 0.10$ ($\Phi = 8$ %), $a = 0.69 \pm 0.08$ ($\Phi = 4$ %) und $a = 0.66 \pm 0.04$ ($\Phi = 1$ %). Theoretische Berechnungen geben die Daten sehr gut wieder, wenn sie hohe kinetische Energien der μp -Atome annehmen. Die beste Reproduktion erfolgt durch die Monte-Carlo-Berechnung der Kaskade mit den Skalierungsfaktoren $k_c = 0.5$ und $k_t = 0.5$. μp -Atome mit höheren kinetischen Energien werden darin durch Coulomb-Abregungsprozesse erzeugt. Dieses Resultat ist auch in Übereinstimmung mit früheren Analysen der μCF -Kinetik in D/T-Gemischen [Kam85, Kam90, Wer90b]. Die gemessene Konzentrationsabhängigkeit von q_{1s} scheint jedoch nicht so stark zu sein wie von der Theorie erwartet wird.

12.4 Dichteabhängigkeit von q_{1s}

Die Dichteabhängigkeit von q_{1s} für bestimmte H/D-Mischungen bei fixer Deuteriumkonzentration wird bei hohem c_d nicht von derzeitigen Kaskadenmodellen reproduziert. Abb.12.8 zeigt die Resultate aus [Asc96, Asc96b] für $k_c = 0.5$, $k_t = 0.5$ (durchgezogene Linien), die bei niedrigen Deuteriumanteil eine innerhalb des Fehlers gute Übereinstimmung mit den experimentellen Werten zeigen und aus [Cza94b] für $\epsilon_{pp} = 3$ eV (für höhere Werte von ϵ_{pp} sind von Czapinski et al. [Cza94a, Cza94b] für Gasdichten keine Werte publiziert).

Eine gute Anpassung der Meßwerte kann mit folgender Funktion – eine vereinfachte Form der in [Wer90b, S.115] gewählten – erreicht werden:

$$q_{1s} = \frac{1}{(a + b \cdot \Phi)} \quad 12.3$$

In [Bre87c] wurde diese Parametrisierung für die Konzentrationsabhängigkeit von q_{1s} gewählt. In Abb.12.9.a) ist ein solcher Fit der Meßwerte nach Gl.12.3 dargestellt. Die Werte der Fitparameter sind in Tab.12.4 aufgelistet. Diese Form der Dichteabhängigkeit kann die experimentellen Resultate sehr gut reproduzieren. Abb.12.9.b) zeigt, daß die Größe $(1/q_{1s})$ im untersuchten Bereich eine lineare Dichteabhängigkeit besitzt. Es ist jedoch anzumerken, daß im Bereich $\Phi = 0.1 - 0.9$ keine Meßwerte zur Unterstützung dieser Behauptung vorhanden sind.

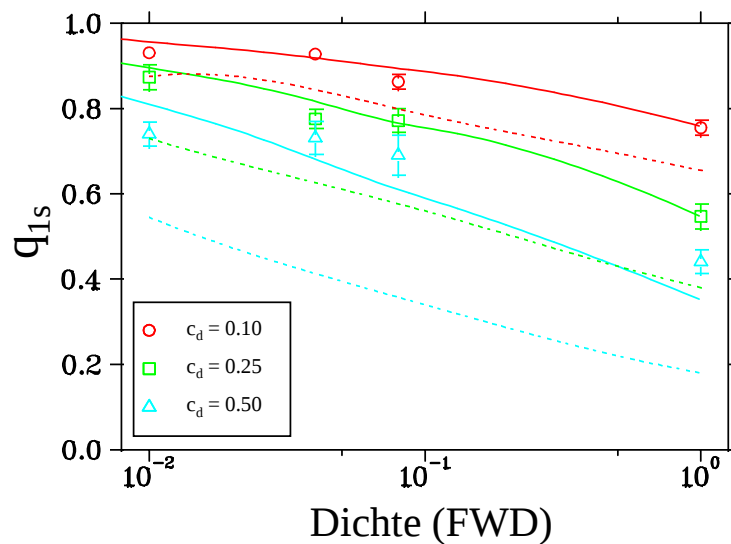


Abb.12.8: Dichteabhängigkeit von q_{1s} . Für $c_d = 0.10$ (rot), für $c_d = 0.25$ (grün) und für $c_d = 0.50$ (blau). Werte aus [Asc96, Asc96b] für $k_c = 0.5$ und $k_t = 0.5$ (durchgezogenen Linien), aus [Cza94b] für $\epsilon_{\mu p} = 3$ eV (punktiert).

c_d	Parameter $a \pm \Delta a$	Parameter $b \pm \Delta b$
0.10	1.10 ± 0.03	0.23 ± 0.06
0.25	1.20 ± 0.04	0.64 ± 0.16
0.50	1.35 ± 0.01	0.93 ± 0.08

Tab.12.4: Die Werte der für Gl.12.3 erhaltenen Fitparameter $\pm$ Fehler für die Dichteabhängigkeit von q_{1s} bei definierter Deuteriumkonzentration c_d .

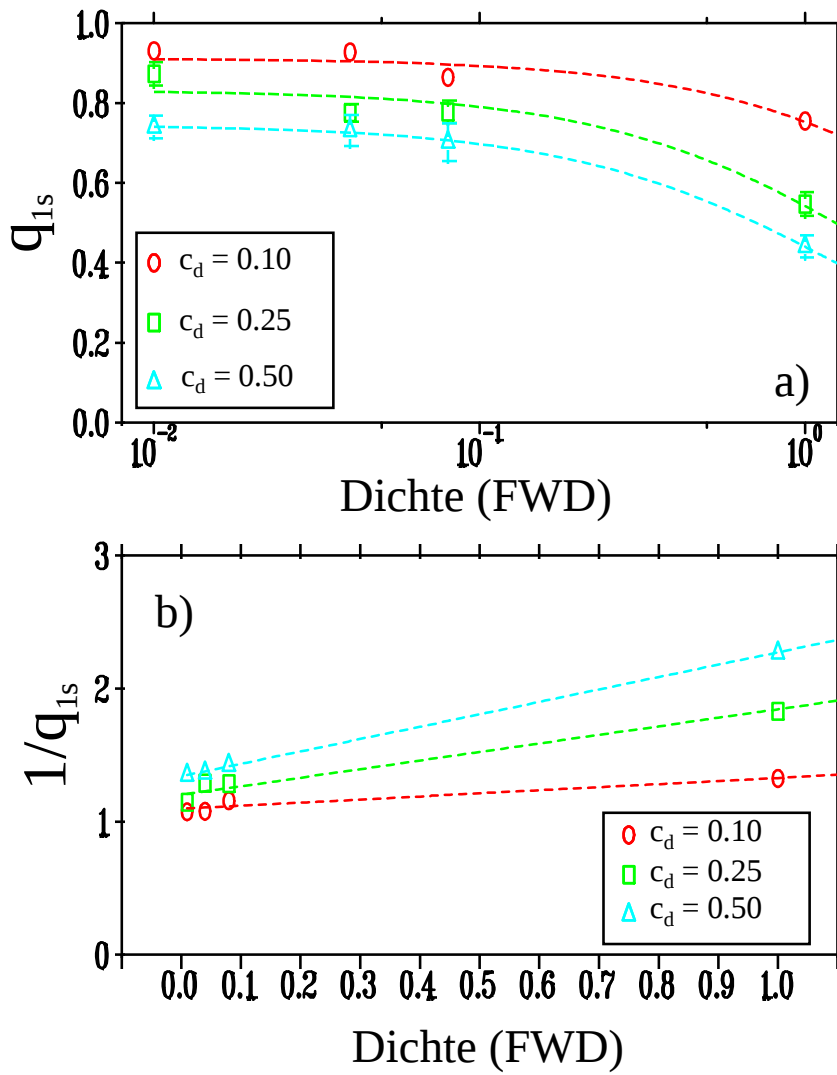


Abb.12.9: Dichteabhängigkeit von q_{1s} a) und $(1/q_{1s})$ b). Experimentelle Resultate und nach Gl.12.3 angepaßte Fitkurven für verschiedene, festgehaltene Deuteriumkonzentrationen. Fitparameter siehe Tab.12.4.

Es ist erstaunlich, daß die gewählte einfache Dichteabhängigkeit (Gl.12.3) die Meßwerte sehr gut reproduzieren kann, im Gegensatz zu den komplexen theoretischen Modellen. Eine Interpretation der Parameter a und b aus Gl.12.3 bleibt jedoch vorerst offen.

Messungen des Pion-Transfers in H/D-Gemischen ergaben keine Dichteabhängigkeit im Bereich $\Phi = 0.007$ bis 0.13 [Kra88b, Web90].

12.5 Vergleich mit anderen Experimenten

Es folgt ein Vergleich der vorliegenden Ergebnisse der erstmaligen direkten Bestimmung von q_{1s} mit anderen Messungen. Die aus der vollständigen Analyse der Zykclusraten im Deuterium-Tritium-Gemisch extrahierten q_{1s} -Werte [Ack95, Ack96] und deren Konzentrationsabhängigkeit stimmen trotz unterschiedlicher Isotope mit den Resultaten dieser Messung mäßig überein (Abb.12.10). In [Ack95, Ack96] wird für q_{1s} jedoch theoretischen Überlegungen folgend die funktionale Abhängigkeit $q_{1s}(\Phi, c_t)$ bereits fix vorgegeben. Differenzen zur vorliegenden Arbeit zeigen sich in der Dichteabhängigkeit von q_{1s} .

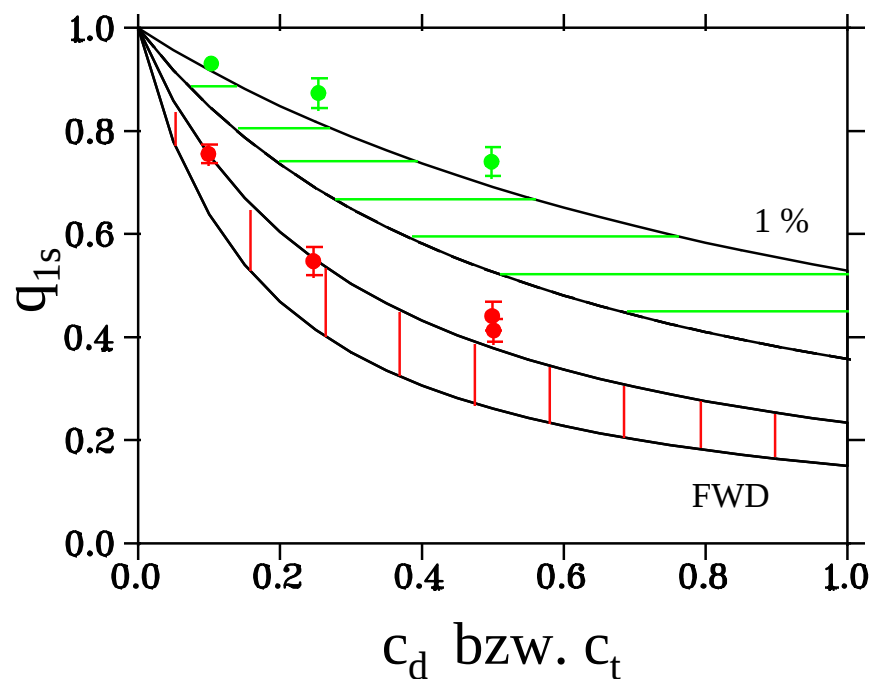


Abb.12.10: Die dargestellte Konzentrationsabhängigkeit von q_{1s} im D/T-Gemisch [Ack95, Ack96] folgt aus einer Analyse der Zykclusraten. Gezeigt sind durch den Fitfehler bestimmte, mögliche Wertebereiche für FWD (senkrecht schraffiert) und 1 % FWD (waagrecht schraffiert). Die Meßpunkte sind aus Tab.12.2 und 12.3 für FWD ● und 1 % FWD ●.

Der in [Bal88] publizierte Wert für q_{1s} in D/T ($q_{1s} \geq 0.97$ bei $c_t = 0.0124$, $\Phi = 0.105$) ist innerhalb des Meßfehlers mit der vorliegenden Messung verträglich.

Seit kurzem gibt es auch ein erstes, vorläufiges Resultat eines Experimentes am Meson Science Laboratory (Japan) [UTM13], welches 1993 begonnen wurde und in dem mit Hilfe der gleichen Methode wie in dieser Arbeit die Größe q_{1s} in H/D-Gemischen gemessen werden soll. Als Röntgendetektoren werden Si-Dioden eingesetzt (Kap.4.4). Die beobachteten Energiespektren sind jedoch in keiner Hinsicht überzeugend und mit dem in Abb.4.4b dargestellten Energiespektrum vergleichbar [Sak95]. Der einzige angeführte Wert ($q_{1s} = 0.72 \pm 0.12$, $\Phi = 0.0047$, $c_d = 0.30$) und insbesondere dessen Fehler sind daher unglaublich, mit der vorliegenden Messung bei $\Phi = 1\%$ FWD innerhalb der Fehlerbereiche jedoch verträglich.

12.6 q_{1s} - Werte bei verschiedenen Fitbedingungen

In Kap.9.6 wurde beschrieben, daß auch andere Bedingungen (a-h) und spezielle Kombinationen dieser Bedingungen zur Auswertung (zum Fit) der Messungen in gasförmigen Gemischen herangezogen werden können. Von all diesen Bedingungen wurde die gemeinsame Verwendung von a und g (ag-Fit) als beste Bedingung ausgewählt. In diesem Kapitel werden die minimalen und maximalen Werte für q_{1s} angegeben, welche mittels verschiedener anderer Fitbedingungen erzielt wurden. Es wurden folgende Kombinationen getestet: a, b, e, g, eg, ab, ac, ad, ae, af, ag, acd, ace, aeg, abcd, abcdeg, aegh, abcdh (Definitionen siehe Kap.9.6).

Durch Vergleich mit den Resultaten des ag-Fits (Tab.12.3) läßt sich der Einfluß der Modellbedingungen auf das Resultat für q_{1s} abschätzen. Dies dient zur Bestätigung der mittels ag-Fit erzielten Werte, hat jedoch keinen Einfluß auf dessen Fehler, da der ag-Fit als bestes Fitmodell angesehen wird. In Tabelle 12.5 sind die minimalen und maximalen Werte für q_{1s} angegeben. Es läßt sich keine Systematik zwischen Fitbedingung und

Minimal- bzw. Maximalwert feststellen. Bei hohen c_d -Werten zeigt sich aber eine größere Variation der q_{1s} -Werte.

Dichte (FWD)	c_d	q_{1s} (Tab.12.3)	MIN q_{1s}	MAX q_{1s}
8 % (HD94)	0.103	0.863 ± 0.017	0.852	0.870
	0.256	0.772 ± 0.028	0.753	0.779
	0.504	0.691 ± 0.047	0.604	0.764
	0.697	0.745 ± 0.050	0.745	0.835
4 % (HD93)	0.010	1.000 ± 0.020	1.000	1.000
	0.103	0.928 ± 0.012	0.915	0.933
	0.254	0.776 ± 0.022	0.756	0.815
	0.498	0.731 ± 0.039	0.715	0.796
	0.702	0.715 ± 0.034	0.640	0.748
1 % (HD93)	0.103	0.931 ± 0.011	0.927	0.951
	0.254	0.873 ± 0.029	0.820	0.915
	0.498	0.740 ± 0.028	0.701	0.787

Tab.12.5: q_{1s} -Werte aus Tab.12.3 (ag-Fit) werden mit minimalen und maximalen q_{1s} -Werten verglichen, welche mit anderen Fitbedingungen (Kap.9.6) erhalten wurden. Die absoluten Fehler der Min- und Max-Werte sind gleich hoch wie die bei den q_{1s} -Werten (in Spalte 3) angegebenen.

Die Min- und Max-Werte in Tab. 12.5 sind als Grenzen anzusehen und ebenso wie die angegebenen q_{1s} -Werte mit einem gleich großen Fehler behaftet. Der Vergleich aller Fitanalysen zeigt eine sehr gute Übereinstimmung für den Wert von q_{1s} .

12.7 Relative Intensitäten der K-Linien in H/D-Gemischen

Die experimentelle Bestimmung der einzelnen K-Linienintensitäten in H/D-Gemischen erlaubt einen sensitiven Test der theoretischen Modelle der myonischen Kaskade. Insbesondere kann man das im Kap.8 eingeführte stark vereinfachte Kaskadenmodell, welches eine Grundlage der Analyse der Messungen in gasförmigen Gemischen bildet, überprüfen und daraus auf die Transferwahrscheinlichkeiten in den höheren Energieniveaus schließen (Kap.14).

12.7.1 Resultate bei Flüssigwasserstoffdichte

In Tab.12.6 sind die auf die gesamte K-Intensität normierten relativen K-Linienintensitäten für Protium- und Deuteriumlinien bei FWD angegeben. Diese werden in Abb.12.11 mit der Berechnung aus [Asc96, Asc96b] verglichen.

c_d	relat. Intensität Protium		relat. Intensität Deuterium	
	K_α	K_β	K_α	K_β
0.0	0.952 ± 0.019	0.048 ± 0.008	-----	-----
0.099	0.648 ± 0.024	0.032 ± 0.003	0.304 ± 0.014	0.016 ± 0.002
0.247	0.388 ± 0.023	0.024 ± 0.003	0.565 ± 0.021	0.023 ± 0.003
0.499	0.206 ± 0.014	0.015 ± 0.002	0.745 ± 0.016	0.035 ± 0.004
0.500 equil.	0.192 ± 0.011	0.015 ± 0.002	0.761 ± 0.012	0.033 ± 0.004
1.0	-----	-----	0.954 ± 0.015	0.046 ± 0.006

Tab.12.6: Relative K-Linienintensitäten myonischen Protiums und Deuteriums in H/D-Gemischen bei FWD. Die angegebenen Fehler berücksichtigen statistische Ungenauigkeiten und Fehler der Effizienzberechnung (siehe Beginn dieses Kapitels). Die Vergleichswerte für $c_d = 0$ und $c_d = 1$ stammen aus den Messungen in reinem H_2 oder D_2 (Kap.11).

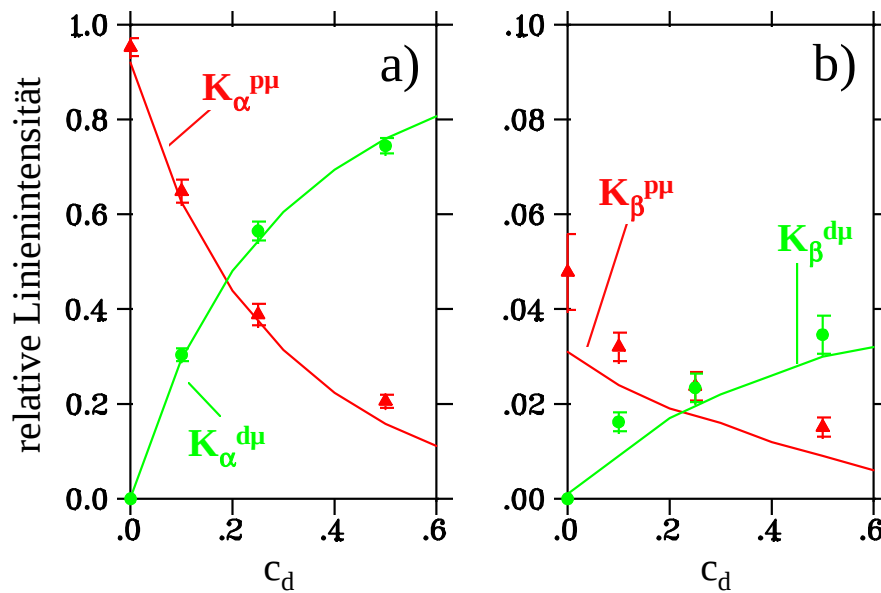


Abb.12.11: Relative K-Linienintensitäten in H/D-Gemischen im Vergleich mit der theoretischen Berechnung bei FWD [Asc96, Asc96b]. a) K_α -Linien von Protium $K_\alpha^{\mu p}$ und Deuterium $K_\alpha^{\mu d}$, b) K_β -Linien. Die K_α -Intensitäten werden von der Theorie sehr gut wiedergegeben, die K_β -Intensitäten zeigen eine qualitativ vernünftige Übereinstimmung.

c_d	relative Intensität $H_2 + D_2$	
	ΣK_α	ΣK_β
0.0	0.952 ± 0.019	0.048 ± 0.008
0.099	0.952 ± 0.028	0.048 ± 0.004
0.247	0.953 ± 0.031	0.047 ± 0.004
0.499	0.951 ± 0.021	0.050 ± 0.005
0.500 equil.	0.953 ± 0.016	0.048 ± 0.005
1.0	0.954 ± 0.015	0.046 ± 0.006

Tab.12.7: Relative Intensitäten der Summe der K_α - und K_β -Linien ($\mu p + \mu d$) in H/D-Gemischen bei FWD. Die Vergleichswerte für $c_d = 0$ und $c_d = 1$ stammen aus den Messungen in reinen H_2 oder D_2 (Kap.11).

Die Gesamtintensität der K_α - und K_β -Linien ($\mu p + \mu d$) in H/D-Gemischen (Tab.12.7 und Abb.12.12) ist über den gesamten Bereich der untersuchten Deuteriumkonzentrationen innerhalb der Meßgenauigkeit

konstant. Dies gilt ebenso für das Verhältnis $\Sigma K_\alpha / \Sigma K_\beta$ (Tab.12.8 und Abb.12.13). Beide Resultate sind eine eindeutige Bestätigung für die im vereinfachten Kaskadenmodell vorausgesetzte Summenregel (Kap.8, Gl. 8.1), da diese für die Analyse der Messungen bei FWD keine Fitbedingung ist.

c_d	Verhältnis $\Sigma K_\alpha / \Sigma K_\beta$
0.0	19.9 ± 2.5
0.099	19.8 ± 1.8
0.247	20.3 ± 1.9
0.499	19.0 ± 2.0
0.500 equil.	19.9 ± 2.1
1.0	20.6 ± 2.2

Tab.12.8: Verhältnis der K_α/K_β -Linien ($\mu p + \mu d$) in H/D-Gemischen (Fehlerbestimmung siehe Beginn Kap. 12). Die Vergleichswerte für $c_d = 0$ und $c_d = 1$ stammen aus den Messungen in reinen H_2 oder D_2 (Kap.11).

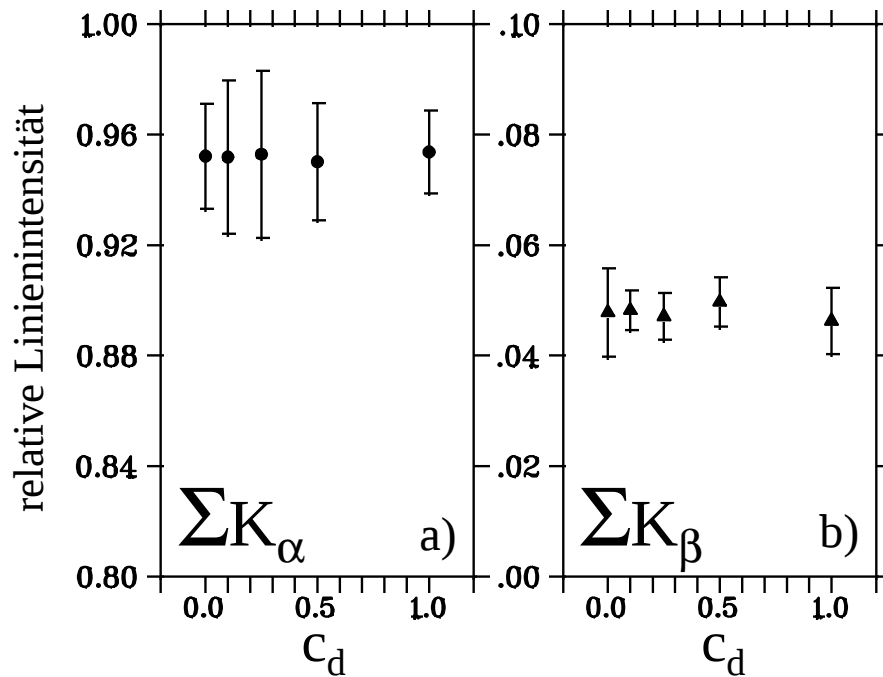


Abb.12.12: Relative Linienintensitäten der Summe ($\mu p + \mu d$) der a) K_α - und b) K_β -Linien in H/D-Gemischen bei FWD (Tab.12.7).

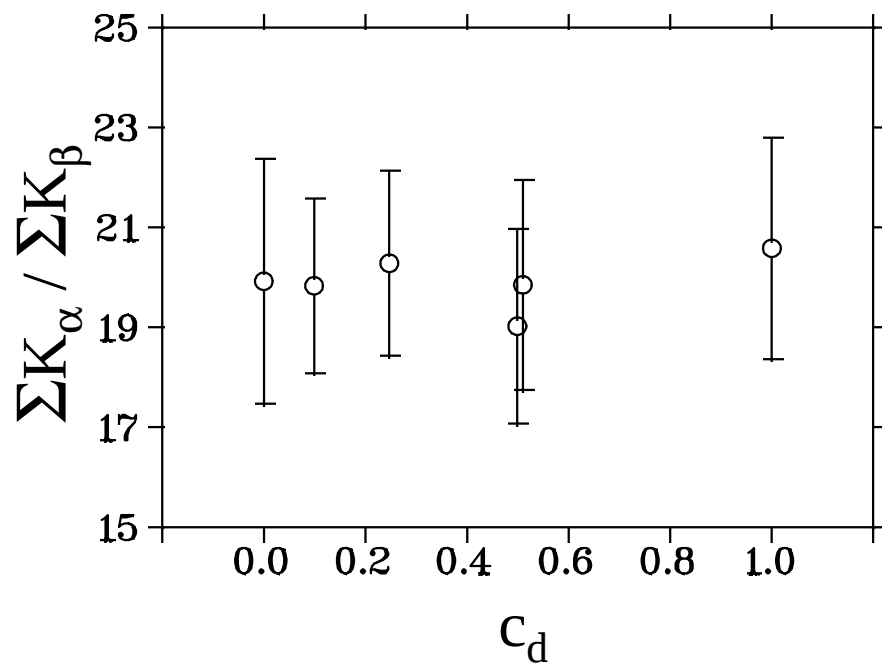


Abb.12.13: Verhältnis der $\Sigma K_\alpha / \Sigma K_\beta$ -Linien ($\mu p + \mu d$) in H/D-Gemischen bei FWD (Tab.12.8).

12.7.2 Resultate in gasförmigen Gemischen

In Abb.12.14 und 12.15 sind die Resultate für die relativen Linienintensitäten (Tab.12.9) in gasförmigen H/D-Gemischen dargestellt. In 12.14 werden diese Intensitäten mit den theoretischen Erwartungen aus [Asc96, Asc96b] verglichen.

In Abb.12.15 werden die Summenintensitäten ($\mu p + \mu d$) für alle drei K-Linien dargestellt; die punktierten Linien geben den Mittelwert der Messungen wieder. Daß der an die gemessenen Energiespektren sehr gut passende ag-Fit eine konstante Summenintensität zeigt und gleichzeitig sehr gut mit der theoretischen Erwartung [Asc96] übereinstimmt (Abb.12.14) weist darauf hin, daß das stark vereinfachte Kaskadenmodell (Kap.8) eine gute Näherung für die Analyse der in gasförmigen H/D-Gemischen aufgezeichneten Energiespektren ist.

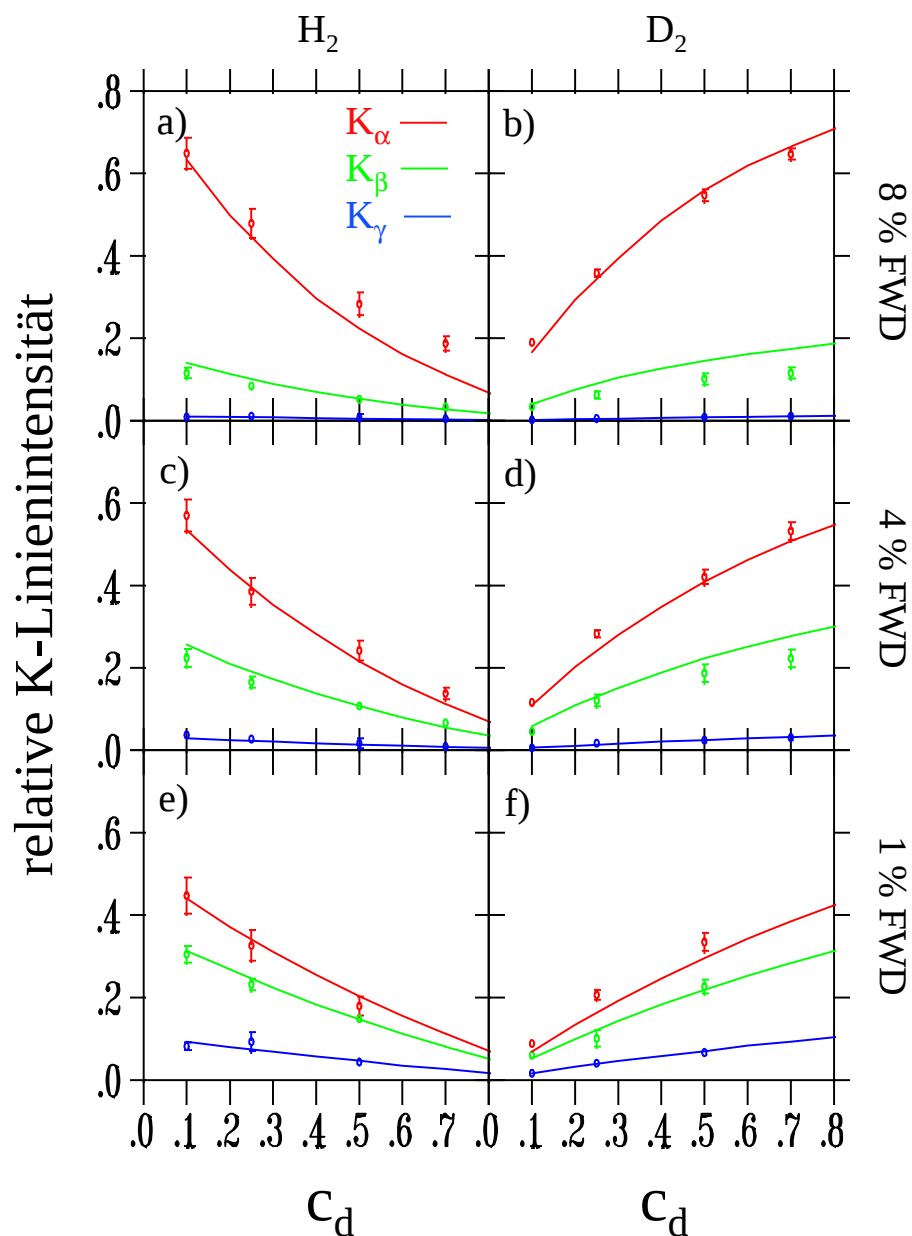


Abb.12.14: Relative K-Linienintensitäten (Resultate des ag-Fits, Tab. 12.9) myonischen Protiums a), c), e) und myonischen Deuteriums b), d), f) in gasförmigen H/D-Gemischen für K_{α} -, K_{β} - und K_{γ} -Linien bei Dichten von 8 % FWD a), b), 4 % FWD c), d) und 1 % FWD e), f). Durchgezogene Linien geben die sehr gut passenden theoretischen Berechnungen aus [Asc96, Asc96b] wieder.

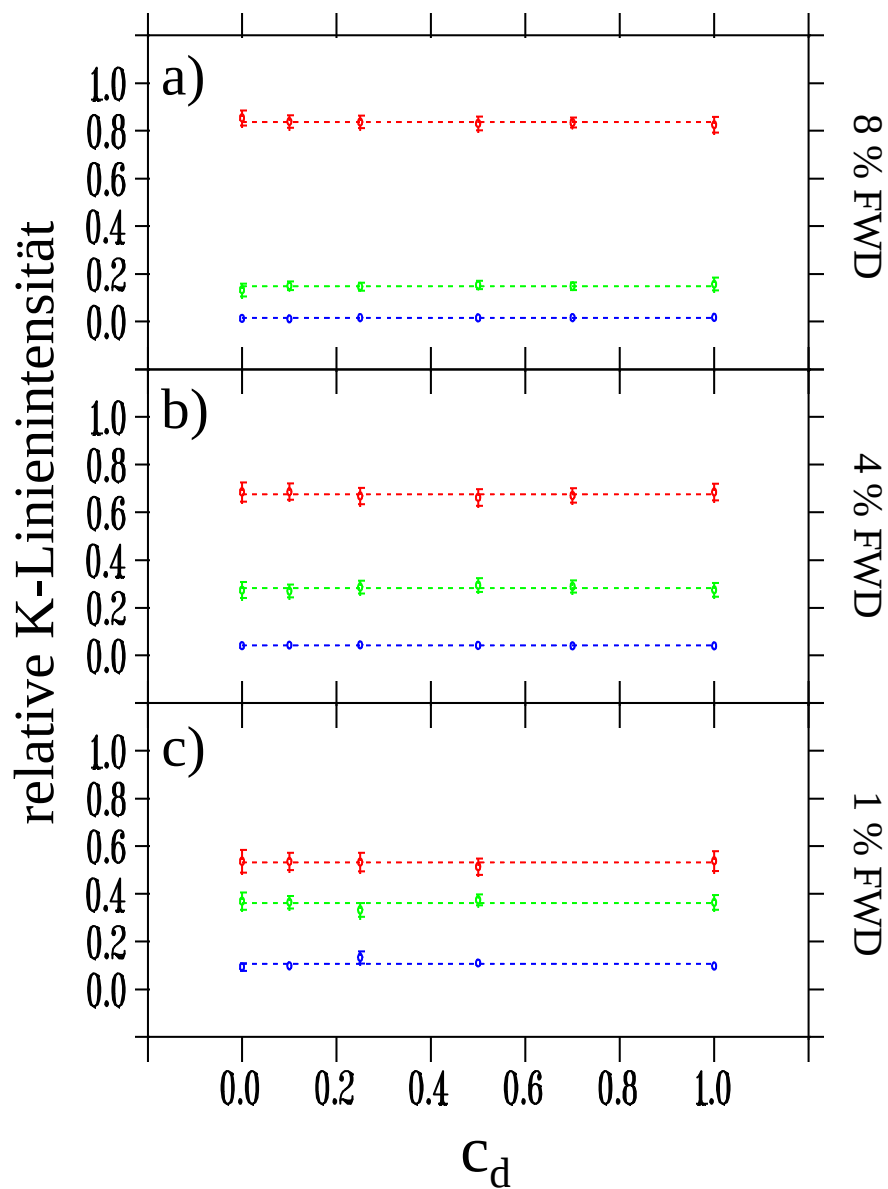


Abb.12.15: Die relativen Intensitäten der Summe ($\mu_p + \mu_d$) der einzelnen K-Linien (K $_{\alpha}$ -, K $_{\beta}$ - und K $_{\gamma}$ -Linien) in gasförmigen H/D-Gemischen ist, jeweils bei 8 % FWD a), 4 % FWD b) und 1 % FWD c) dargestellt (addierte Werte aus Tab.12.9). Die punktierte Linie gibt den Mittelwert aus den einzelnen Messungen wieder. Die im stark vereinfachten Kaskadenmodell (Kap.8) gemachte Annahme – keine c_d -Abhängigkeit der Summe der relativen Intensitäten – wird in dieser Graphik hervorragend bestätigt.

In Tab.12.9 sind die exakten Werte der dargestellten Resultate für die relativen Linienintensitäten angegeben.

c_d	relat. Intensität Protium			relat. Intensität Deuterium		
	K_α	K_β	K_γ	K_α	K_β	K_γ
$\Phi = 8 \%$						
0.103	$.649 \pm .04$	$.116 \pm .015$	$.009 \pm .005$	$.190 \pm .01$	$.034 \pm .005$	$.002 \pm .005$
0.256	$.479 \pm .04$	$.084 \pm .01$	$.011 \pm .005$	$.358 \pm .01$	$.063 \pm .01$	$.005 \pm .001$
0.504	$.283 \pm .03$	$.052 \pm .005$	$.007 \pm .01$	$.548 \pm .015$	$.101 \pm .015$	$.009 \pm .03$
0.697	$.187 \pm .02$	$.033 \pm .005$	$.005 \pm .005$	$.647 \pm .015$	$.116 \pm .015$	$.011 \pm .003$
$\Phi = 4 \%$						
0.103	$.570 \pm .04$	$.225 \pm .02$	$.038 \pm .01$	$.116 \pm .01$	$.046 \pm .01$	$.006 \pm .001$
0.254	$.386 \pm .035$	$.166 \pm .015$	$.027 \pm .01$	$.283 \pm .01$	$.121 \pm .015$	$.017 \pm .004$
0.498	$.242 \pm .025$	$.108 \pm .01$	$.018 \pm .015$	$.421 \pm .02$	$.187 \pm .02$	$.025 \pm .005$
0.701	$.138 \pm .015$	$.067 \pm .01$	$.009 \pm .003$	$.533 \pm .025$	$.223 \pm .02$	$.030 \pm .005$
$\Phi = 1 \%$						
0.103	$.448 \pm .045$	$.305 \pm .02$	$.082 \pm .01$	$.089 \pm .01$	$.060 \pm .01$	$.016 \pm .004$
0.254	$.327 \pm .04$	$.232 \pm .015$	$.093 \pm .025$	$.207 \pm .015$	$.101 \pm .02$	$.041 \pm .006$
0.498	$.179 \pm .025$	$.149 \pm .01$	$.044 \pm .005$	$.335 \pm .025$	$.227 \pm .02$	$.067 \pm .01$

Tab.12.9: Relative K-Linienintensitäten in gasförmigen H/D-Gemischen (Resultate des ag-Fits) bei 8 %, 4 % und 1 % FWD in Abhängigkeit von der Deuteriumkonzentration c_d . Angegebene Fehler sind absolute Fehler.

13. Überprüfung der Resultate

Durch extreme Modellannahmen wird in diesem Kapitel versucht absolute Fehlergrenzen zu bestimmen.

13.1 Annahme: Unkenntnis der Energieabhängigkeit der Nachweiseffizienz

In Kap. 7 wurde die Berechnung der Nachweiseffizienz dargestellt. Deren Werte und Fehler beeinflussen direkt das Resultat. Setzt man nun diese Effizienz als unbekannt voraus, so läßt sich für die q_{1s} -Werte ein unterer Grenzwert abschätzen. Es handelt sich um einen unteren Grenzwert, da die Energieabhängigkeit der Nachweiseffizienz im relevanten Bereich (1.9 - 2.5 keV) keinesfalls negativ ist, denn bei höherer Röntgenenergie ist (im betrachteten Bereich) die Absorption in Materie geringer. Als Extremannahme kann daher eine konstante Energieabhängigkeit der Nachweiseffizienz, d.h. alle relativen Effizienzen (Anhang 9) = 1 gesetzt werden.

Der obere Grenzwert für q_{1s} bei unbekannter Effizienz ist $q_{1s} = 1$. Dieser wird bei viel größerer Energieabhängigkeit der Nachweiseffizienz als berechnet erreicht. Sogar bei diesen extremen Annahmen zeigen die q_{1s} -Resultate starke Abweichungen zu den Berechnungen im Standardkaskadenmodell [Men84] auf. Abb.13.1 zeigt die erzielten Grenzwerte für verschiedene Dichten.

In Abb.13.2 werden die relativen K-Linienintensitäten in myonischem Protium (Tab.11.3) mit ihren Grenzwerten dargestellt. Dies ist eine untere Grenze für K_{α} . Für K_{β} und K_{γ} erhält man bei minimalen K_{α} -Werten maximale K_{β} - und K_{γ} -Werte, d.h. eine obere Grenze.

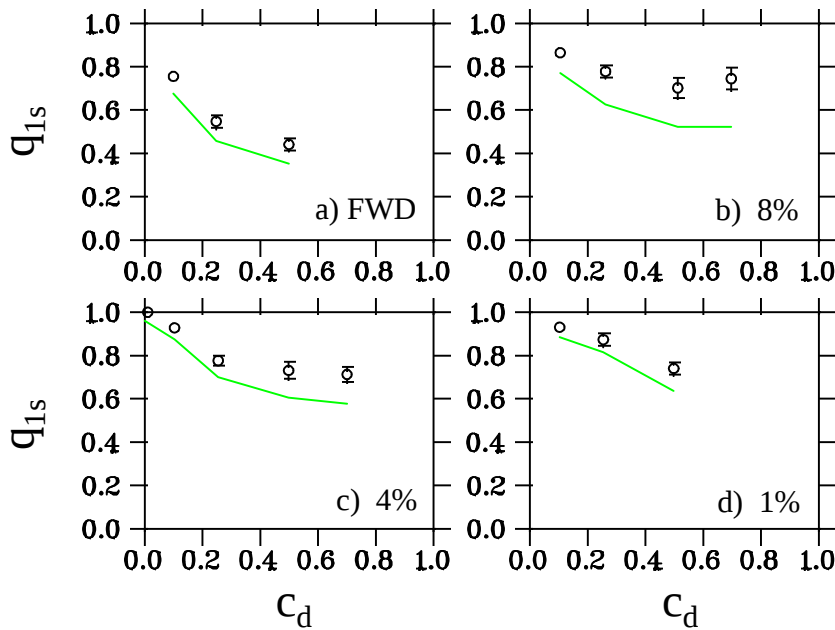


Abb.13.1: Darstellung der Resultate (Punkte) für $q_{1s}(c_d)$ bei unterschiedlichen Dichten (Tab.12.2 und 12.3). Bei Annahme einer energieunabhängigen Nachweiseffizienz werden die durch die **Kurven** dargestellten Extremwerte erzielt. Dadurch wird ein unterer Grenzwert für q_{1s} definiert.

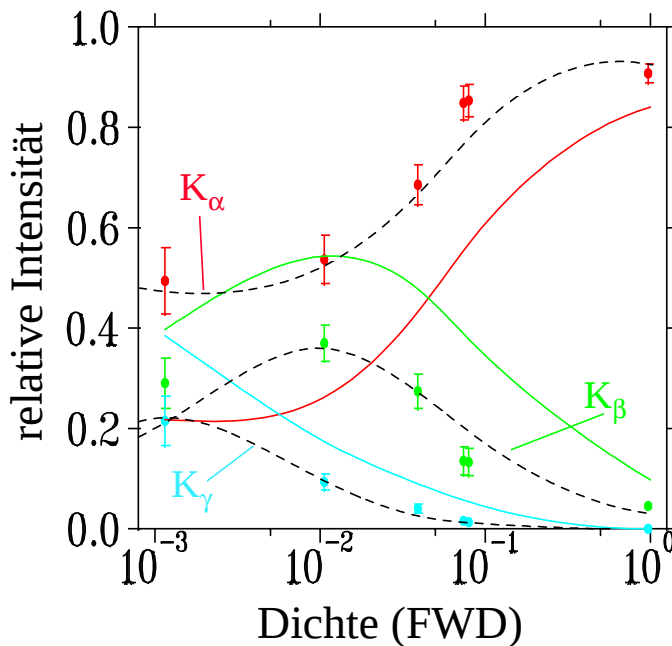


Abb.13.2: Relative Intensität der K-Linien in myonischem Protium (Punkte aus Tab. 11.1). Die eingezeichneten Kurven (Linien) erhält man bei Annahme einer konstanten Nachweiseffizienz. Sie stellen für K_α eine untere und für K_β und K_γ eine obere Grenze dar. Die gestrichelten Linien geben die Rechnung aus [Mar94] wieder.

Ein Vergleich von Abb. 13.1 und 13.2 zeigt, daß die Bestimmung der relativen K-Intensitäten stärker von der Kenntnis der Nachweiseffizienz abhängt als die Bestimmung von q_{1s} . Dies erklärt sich daraus, daß zur Bestimmung von q_{1s} sechs verschiedene K-Linien beitragen; der relative Effizienzunterschied zwischen ihnen ($K_{\alpha}^{\mu d} - K_{\alpha}^{\mu p}$ etc.) ist jedoch geringer als der zwischen den jeweiligen K-Linien von μp oder μd untereinander.

13.2 Minimaler und maximaler Beitrags von $K_{\gamma}^{\mu p}$

Eine Möglichkeit, den Einfluß der verwendeten Modellvorstellung des ag-Fits auf die q_{1s} -Analyse zu überprüfen ist die folgende:

Ohne Nebenbedingungen können Fitkurven an die in gasförmigen H/D-Gemischen aufgezeichneten Energiespektren angepaßt werden, wenn den bei gleicher Energie sichtbaren Linien $K_{\beta}^{\mu d}$ und $K_{\gamma}^{\mu p}$ eine einzige, gemeinsame Gaußfunktion zugrundegelegt wird. Da trotzdem ein Beitrag der Linie $K_{\gamma}^{\mu d}$ gefunden wird, kann von diesem auf $K_{\gamma}^{\mu p}$ rückgeschlossen werden. Der minimal möglichen Beitrag von $K_{\gamma}^{\mu p}$ Linie ist 0. Der maximale Beitrag kann durch die Bestimmung der $K_{\gamma}^{\mu d}$ Zählrate berechnet werden. Es sollte immer gelten: korrigierte relative Intensität von $K_{\gamma}^{\mu d} \geq$ korrigierte relative Intensität von $K_{\gamma}^{\mu p}$ (d.h. falls ein Transfer des Myons stattfindet, dann nur vom Proton zum Deuteron und nicht umgekehrt), wobei für die Deuteriumkonzentration und die unterschiedliche Nachweiseffizienz korrigiert wird. Bei gleichen Konzentrationen sollten höchstens gleich viele $K_{\gamma}^{\mu p}$ -Quanten wie $K_{\gamma}^{\mu d}$ -Quanten emittiert werden. Falls der Myontransfer schon in Orbitalen $n \geq 4$ relevant ist, vermindert dies nur die Intensität der $K_{\gamma}^{\mu p}$ -Linie. Es gilt:

$$Y(K_{\gamma}^{\mu p}) \leq Y(K_{\gamma}^{\mu d}) \cdot E_{\text{Mean}} \left(\frac{H_{\gamma}}{D_{\gamma}} \right) \cdot \frac{c_p}{(1 - c_p)} \quad 13.1$$

$Y(K_{\gamma})$... Intensität der K_{γ} -Linien

$E_{\text{Mean}}(H_{\gamma}/D_{\gamma})$... Verhältnis der Nachweiseffizienzen (Anh.9)

Zusätzlich wurden die Positionen der einzelnen Röntgenlinien nicht innerhalb der Fehlergrenzen der Kalibrierung fixiert. Dadurch wurde bei den Messungen mit $c_d = 0.7$ (durch den bereits sehr geringen μ -Protiumbeitrag zur Röntgenintensität) ein größerer Fehlerbereich erhalten, bei den anderen Messungen ist dies nicht relevant. Die Werte bei $c_d = 0.7$ demonstrieren daher die Meßgrenze (Sensibilitätsgrenze) der verwendeten Methode. Die auf diese Weise erhaltenen Grenzwerte sind in Abb. 13.3 mittels Linien dargestellt.

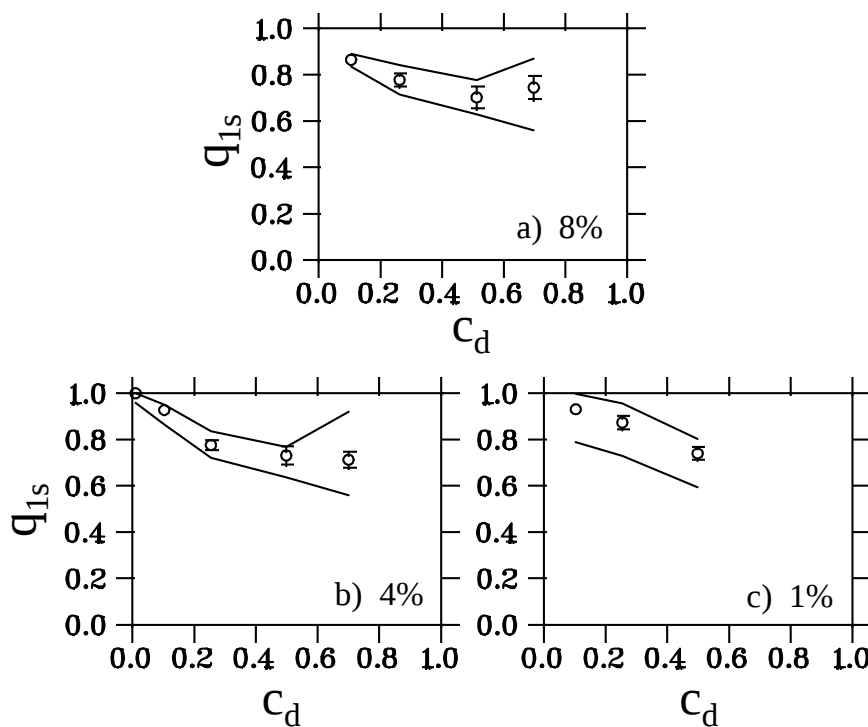


Abb.13.3: Darstellung der Resultate (Punkte) für $q_{1s}(c_d)$ bei unterschiedlichen Dichten a) 8 % FWD, b) 4 % FWD, c) 1 % FWD (Tab.12.2 und 12.3) im Vergleich zu Extremwerten (Kurven), welche durch minimalen und maximalen K_{γ}^{HP} -Beitrag und ohne Fixierung der Linienposition erhalten werden.

Abb.13.3 demonstriert die Zunahme der Ungenauigkeit bei abnehmender Dichte, was mit der zunehmenden Intensität der K_{γ} -Linien erklärbar ist. Diese Abschätzung bestätigt hervorragend die mit Hilfe des ag-Fits erhaltenen Ergebnisse und somit auch erneut die im stark vereinfachten Kaskadenmodell (Kap.8) gemachten Annahmen.

14. Bestimmung der Transferwahrscheinlichkeiten in verschiedenen Niveaus

Das in Kap.8 formulierte und zur Analyse von q_{1s} bereits sehr erfolgreich eingesetzte Kaskadenmodell erlaubt zusätzlich, die in den H/D-Gemischen gemessenen Röntgenenergiespektren in Bezug auf die Transferwahrscheinlichkeiten in verschiedenen Energieniveaus – bei verschiedenen Hauptquantenzahlen n – des myonischen Atoms zu analysieren.

Unter der Transferwahrscheinlichkeit versteht man die Wahrscheinlichkeit, daß ein Myon, welches im H/D-Gemisch vom Protium eingefangen wurde, im Niveau n zum Deuteriumatom transferiert. In Abb.8.1 (S.101) werden anhand des vereinfachten Kaskadenmodells diese Transferwahrscheinlichkeiten definiert: $T4$ ($n \geq 4 \rightarrow n \geq 4$), $T3$ ($n = 3 \rightarrow n = 3$) und $T2$ ($n = 2 \rightarrow n = 2$), mit $T3^{FWD}$ ($n \geq 3 \rightarrow n \geq 3$) bei FWD; d.h. z.B. $T4$ ist die Wahrscheinlichkeit, daß ein Myon, welches sich in einem Energieniveau $n \geq 4$ von Protium befindet, zu einem Deuteriumniveau $n \geq 4$ transferiert.

Über den Myontransfer zum Deuterium im $1s$ -Grundzustand kann mit der in dieser Arbeit angewendeten Meßmethode keine Aussage getroffen werden.

Mit Hilfe der in Gl.8.11 und Gl.1.1 definierten Größen q -alpha, q -beta, q -gamma und q_{1s} können über Gl.8.12 die einzelnen Transferwahrscheinlichkeiten $T2$, $T3$ und $T4$ aus den gemessenen Energiespektren extrahiert werden. Für die Gemische bei Flüssigwasserstoffdichte können, da nur K_α - und K_β -Linien sichtbar sind, diese Wahrscheinlichkeiten unabhängig voneinander bestimmt werden. Bei den Messungen in gasförmigen Ge-

mischen sind die Wahrscheinlichkeiten T3 und T4 stark korreliert. Die angegebenen absoluten Fehler sind teilweise sehr asymmetrisch. Dies wird durch asymmetrische Fehler der Meßgrößen q-alpha, q-beta und q-gamma verursacht. Der Grund dafür liegt in der im vereinfachten Kaskadenmodell getroffenen Annahme, daß der Transfer nur vom schwereren zum leichteren Isotop stattfinden kann, daß es daher einen Nettotransfer von Myonen zum Deuterium gibt.

14.1 Transferwahrscheinlichkeiten bei verschiedenen Meßbedingungen

FWD	Experiment		Theorie ($k_c = 0.5$, $k_t = 0.5$)	
c_d	$T3^{FWD}$	T2	$T3^{FWD}$	T2
0.10	0.24 ± 0.06	0.00 ± 0.06	0.132	0.063
0.20	-----	-----	0.242	0.124
0.25	0.33 ± 0.06	0.19 ± 0.06	-----	-----
0.50	0.39 ± 0.07	0.28 ± 0.09	0.464	0.182
0.50 equil	0.37 ± 0.07	0.34 ± 0.08	0.464	0.182

Tab.14.1: Die im vereinfachten Kaskadenmodell erklärten Transferwahrscheinlichkeiten T2 ($n = 2 \rightarrow n = 2$) und $T3^{FWD}$ ($n \geq 3 \rightarrow n \geq 3$) werden für Messungen bei FWD angegeben und mit theoretischen Erwartungen aus [Asc96, Asc96b] verglichen. Die Fehler sind Absolutfehler.

Die für die Messungen bei FWD erzielten Resultate für die Transferwahrscheinlichkeiten sind in Tab.14.1 aufgelistet und werden mit den Resultaten aus [Asc96, Asc96b] für $k_c = 0.5$ und $k_t = 0.5$ (k_c und k_t sind in der Rechnung benutzte Skalierungsfaktoren für die Wirkungsquerschnitte der Coulomb-Abregung k_c und des Myontransfers k_t , siehe Kap.12) verglichen. Die verwendeten Theoriewerte sind aus den in [Asc96, Asc96b] pro Myon gegebenen Werten der relativen Transferbei-

träge im Niveau n von $\mu_p \rightarrow \mu_d$ berechnet, wobei die angegebenen Beiträge für einen möglichen Rücktransfer von $\mu_d \rightarrow \mu_p$ subtrahiert wurden.

Die Resultate der Messungen bei Gasdichten sind in Tab. 14.2 bis 14.4 aufgelistet und können mit den theoretischen Erwartungen aus [Asc96, Asc96b], welche in Tab. 14.5 und 14.6 für Skalierungsfaktoren $k_c = 0.5$ und $k_t = 0.5$ (siehe Kap.12) angegeben sind, direkt verglichen werden. Um die Fehler von T2, T3 und T4 zu ermitteln wurden die jeweils anderen Wahrscheinlichkeiten am besten Fitwert fixiert.

$\Phi = 8 \%$	Experiment		
c_d	T4	T3	T2
0.10	$0.084^{+0.01}_{-0.05}$	$0.057^{+0.01}_{-0.06}$	$0.000^{+0.09}_{-0.00}$
0.25	$0.086^{+0.02}_{-0.05}$	$0.157^{+0.04}_{-0.04}$	$0.000^{+0.08}_{-0.00}$
0.50	$0.103^{+0.05}_{-0.10}$	$0.234^{+0.06}_{-0.14}$	$0.000^{+0.27}_{-0.00}$
0.70	$0.010^{+0.06}_{-0.01}$	$0.252^{+0.05}_{-0.10}$	$0.000^{+0.16}_{-0.00}$

Tab.14.2: Die Transferwahrscheinlichkeiten T2, T3 und T4 werden für Messungen bei der Dichte $\Phi = 8 \%$ und für unterschiedliche Deuteriumkonzentrationen angegeben. Die Fehler sind Absolutfehler.

$\Phi = 4 \%$	Experiment		
c_d	T4	T3	T2
0.10	$0.034^{+0.02}_{-0.03}$	$0.041^{+0.02}_{-0.03}$	$0.000^{+0.05}_{-0.00}$
0.25	$0.175^{+0.02}_{-0.08}$	$0.063^{+0.04}_{-0.06}$	$0.000^{+0.12}_{-0.00}$
0.50	$0.179^{+0.05}_{-0.10}$	$0.114^{+0.07}_{-0.08}$	$0.000^{+0.19}_{-0.00}$
0.70	$0.235^{+0.09}_{-0.10}$	$0.000^{+0.13}_{-0.00}$	$0.100^{+0.09}_{-0.10}$

Tab.14.3: Die Transferwahrscheinlichkeiten T2, T3 und T4 werden für Messungen bei der Dichte $\Phi = 4 \%$ und für unterschiedliche Deuteriumkonzentrationen angegeben. Die Fehler sind Absolutfehler.

$\Phi = 1 \%$	Experiment		
c_d	T4	T3	T2
0.10	$0.069^{+0.01}_{-0.03}$	$0.000^{+0.02}_{-0.00}$	$0.000^{+0.06}_{-0.00}$
0.25	$0.067^{+0.08}_{-0.07}$	$0.000^{+0.11}_{-0.00}$	$0.120^{+0.08}_{-0.12}$
0.50	$0.115^{+0.17}_{-0.01}$	$0.000^{+0.22}_{-0.00}$	$0.212^{+0.10}_{-0.22}$

Tab.14.4: Die Transferwahrscheinlichkeiten T2, T3 und T4 werden für Messungen bei der Dichte $\Phi = 1 \%$ und für unterschiedliche Deuteriumkonzentrationen angegeben. Die Fehler sind Absolutfehler.

$\Phi = 4 \%$	Theorie ($k_c = 0.5, k_t = 0.5$)		
c_d	T4	T3	T2
0.10	0.038	0.040	0.003
0.20	0.073	0.073	0.006
0.50	0.168	0.142	0.013
0.70	0.218	0.165	0.015

Tab.14.5: Die in [Asc96, Asc96b] für $k_c = 0.5$ und $k_t = 0.5$ bei der Dichte $\Phi = 4 \%$ berechneten Transferwahrscheinlichkeiten T2, T3 und T4.

$\Phi = 1 \%$	Theorie ($k_c = 0.5, k_t = 0.5$)		
c_d	T4	T3	T2
0.10	0.030	0.012	0.001
0.20	0.062	0.022	0.002
0.50	0.143	0.048	0.004

Tab.14.6: Die in [Asc96, Asc96b] für $k_c = 0.5$ und $k_t = 0.5$ bei der Dichte $\Phi = 1 \%$ berechneten Transferwahrscheinlichkeiten T2, T3 und T4.

Aus den Resultaten ist ersichtlich, daß der Myontransfer im Niveau $n = 2$ nur bei Flüssigwasserstoffdichte und bei 1 % Dichte relevant ist. Bei 4 % und 8 % FWD geben die experimentellen Daten keinen Hinweis auf einen Myontransfer zwischen den Niveaus $n = 2$.

Für alle untersuchten Dichten zeigt sich, daß bei zunehmender Deuteriumkonzentration auch die Transferwahrscheinlichkeit steigt.

Im Rahmen des experimentellen Fehlers ergibt sich kein Widerspruch zur theoretischen Berechnung unter Verwendung von $k_c = 0.5$ und $k_t = 0.5$ (siehe Abb.14.1 - 14.4).

Die bei Flüssigwasserstoffdichte in [Asc96] angegebenen theoretischen Transferwahrscheinlichkeiten, berechnet unter Berücksichtigung von $k_c = 0.5$ und $k_t = 1.0$ – diese Theoriewerte sind in Abb.14.1 als ★ eingezeichnet – sind im Widerspruch zu den experimentellen Resultaten. Sowohl für T2 als auch für $T3^{FWD}$ zeigt sich, wie erwartet, eine ausgeprägte Abhängigkeit von der Deuteriumkonzentration.

Das vereinfachte Kaskadenmodell kann, wie hier deutlich demonstriert werden konnte, auch erfolgreich zur Bestimmung der Transferwahrscheinlichkeiten in den einzelnen Energieniveaus eingesetzt werden. Damit ist erstmals die experimentelle Bestimmung dieser Transferwahrscheinlichkeiten in der vorliegenden Arbeit gelungen.

Die in Tab.14.1 bis 14.4 angegebenen Werte für die Transferwahrscheinlichkeiten werden nun in Abhängigkeit von der Deuteriumkonzentration dargestellt.

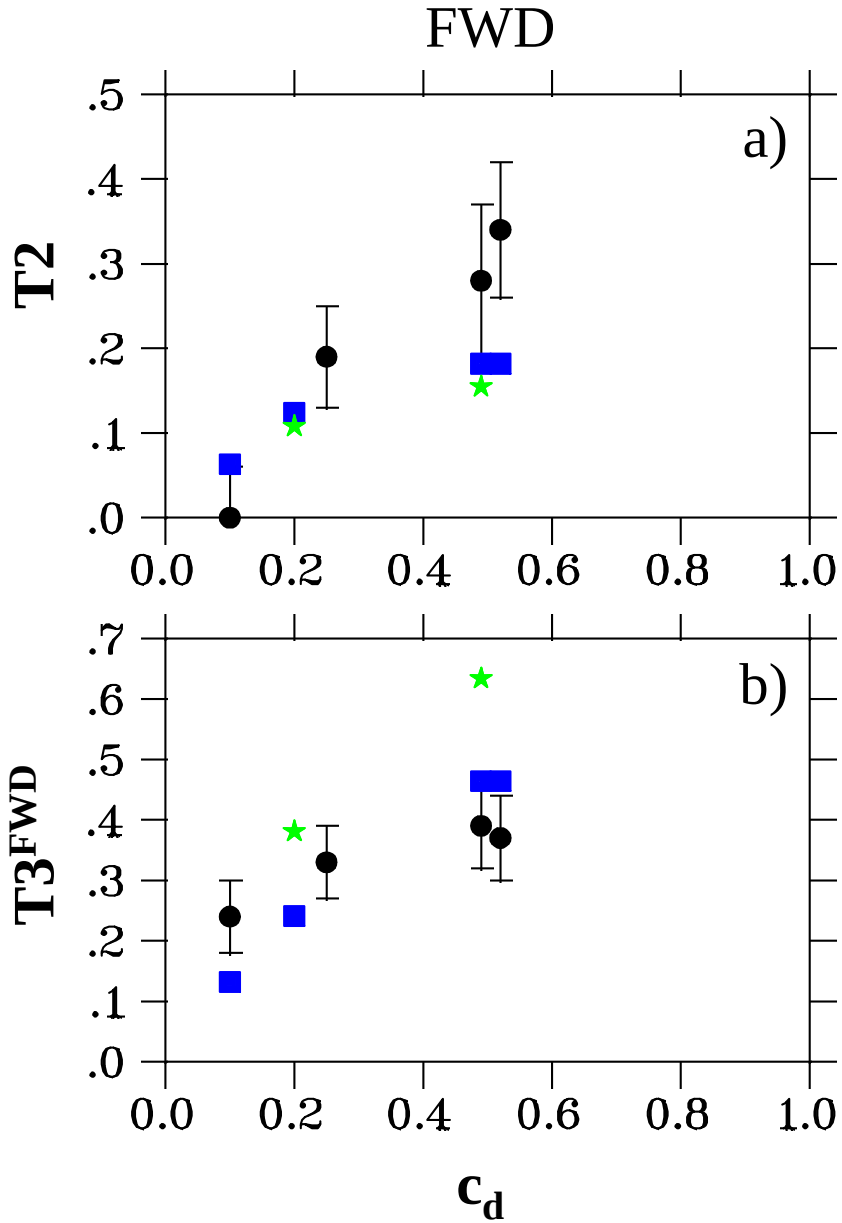


Abb.14.1: Abhängigkeit der Transferwahrscheinlichkeiten a) im Niveau $n = 2$, T_2 und b) im Niveau $n \geq 3$, T_3^{FWD} von der Deuteriumkonzentration bei FWD. Meßresultate (●) werden mit berechneten Werten aus [Asc96, Asc96b] verglichen; dargestellt sind die Werte der Rechnung mit $k_c = 0.5$ und $k_t = 0.5$ (■) und der Rechnung mit $k_c = 0.5$ und $k_t = 1.0$ (★).

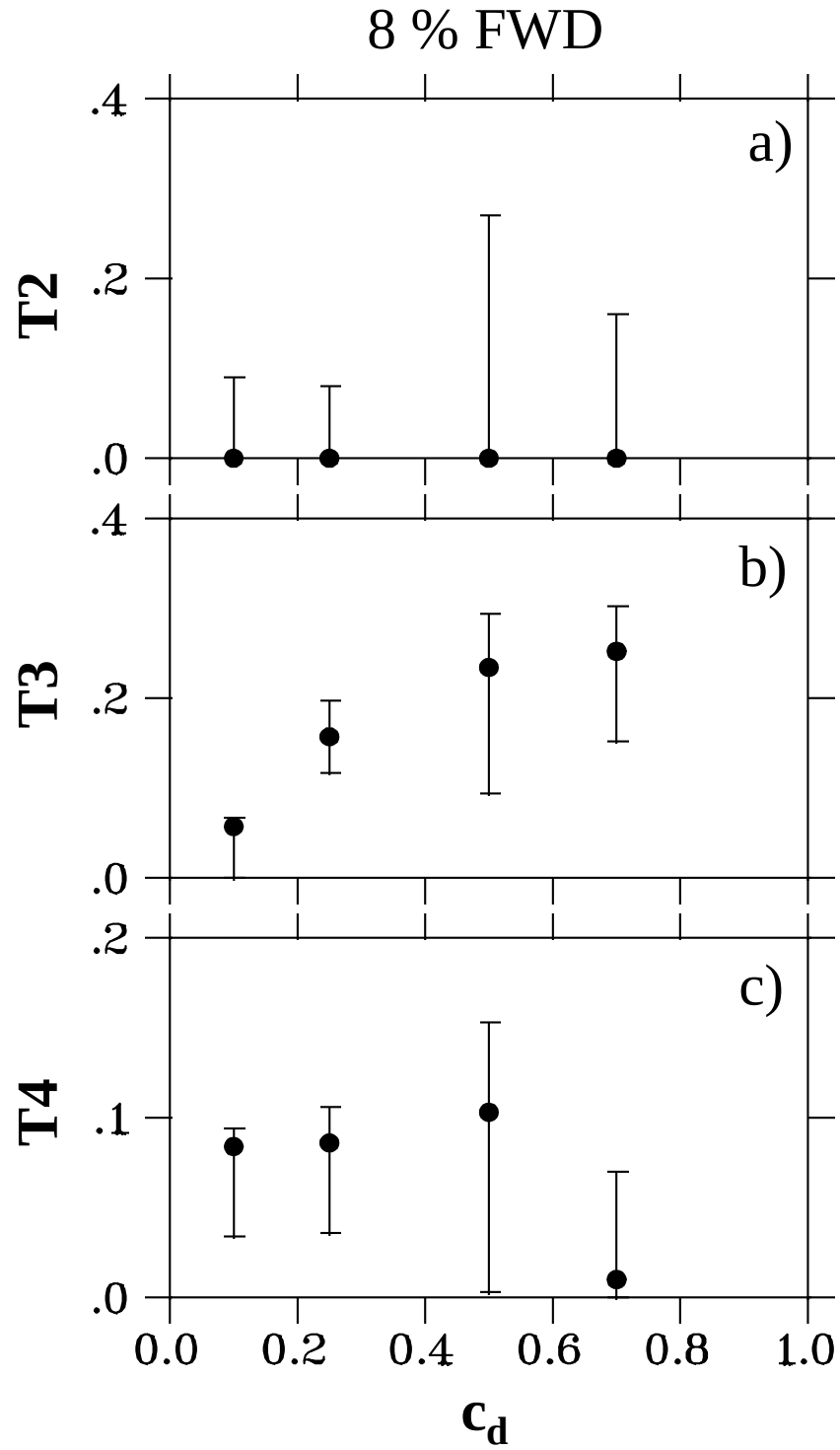


Abb.14.2: Abhängigkeit der Transferwahrscheinlichkeiten a) T_2 , b) T_3 und c) T_4 von der Deuteriumkonzentration bei einer Dichte von 8 % FWD.

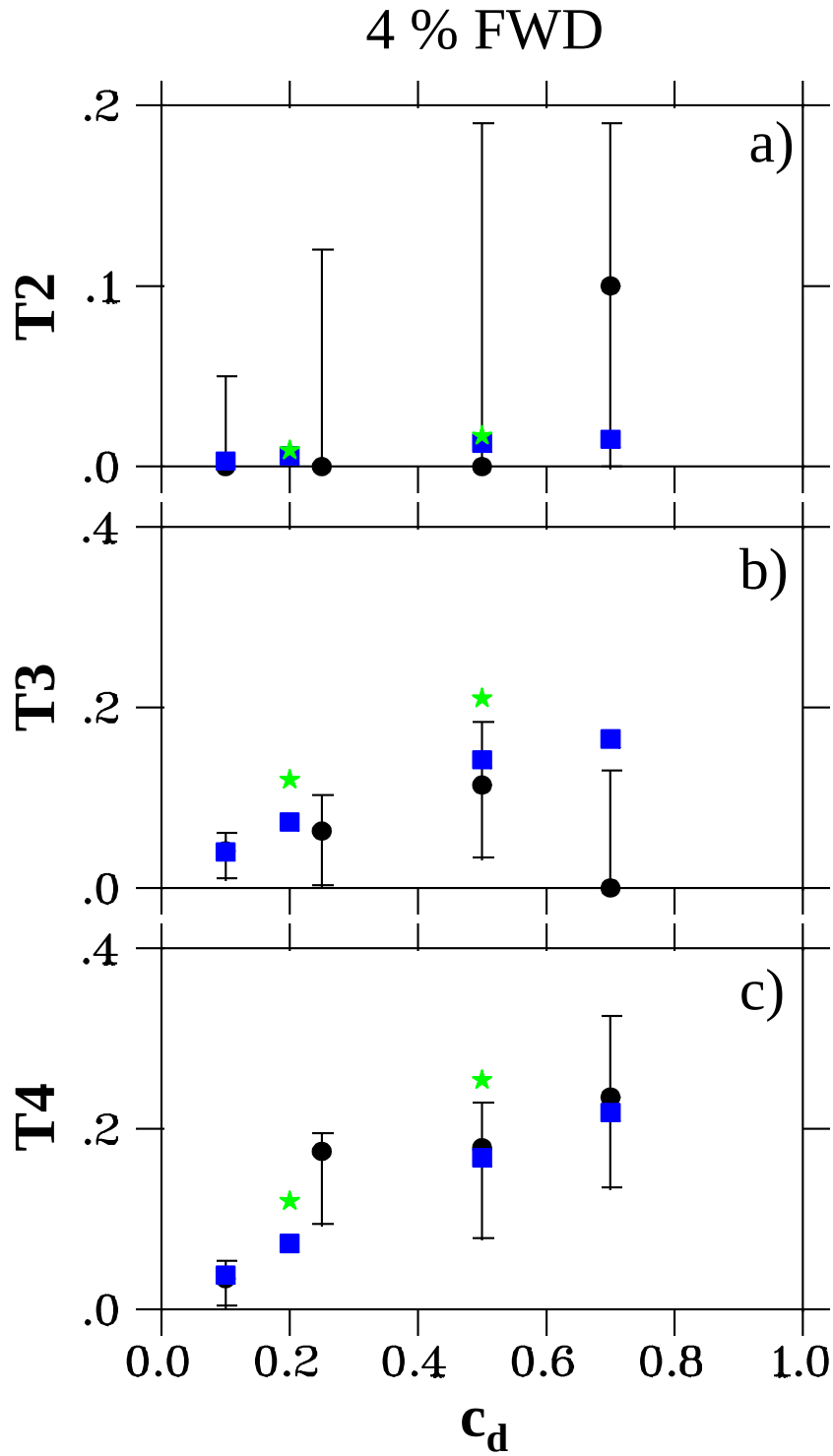


Abb.14.3: Abhängigkeit der Transferwahrscheinlichkeiten a) T_2 , b) T_3 und c) T_4 von der Deuteriumkonzentration bei einer Dichte von 4 % FWD. Meßresultate (●) werden mit der theoretischen Berechnung aus [Asc96, Asc96b] verglichen; dargestellt sind die Werte der Rechnung mit $k_c = 0.5$ und $k_t = 0.5$ (■) und der Rechnung mit $k_c = 0.5$ und $k_t = 1.0$ (★).

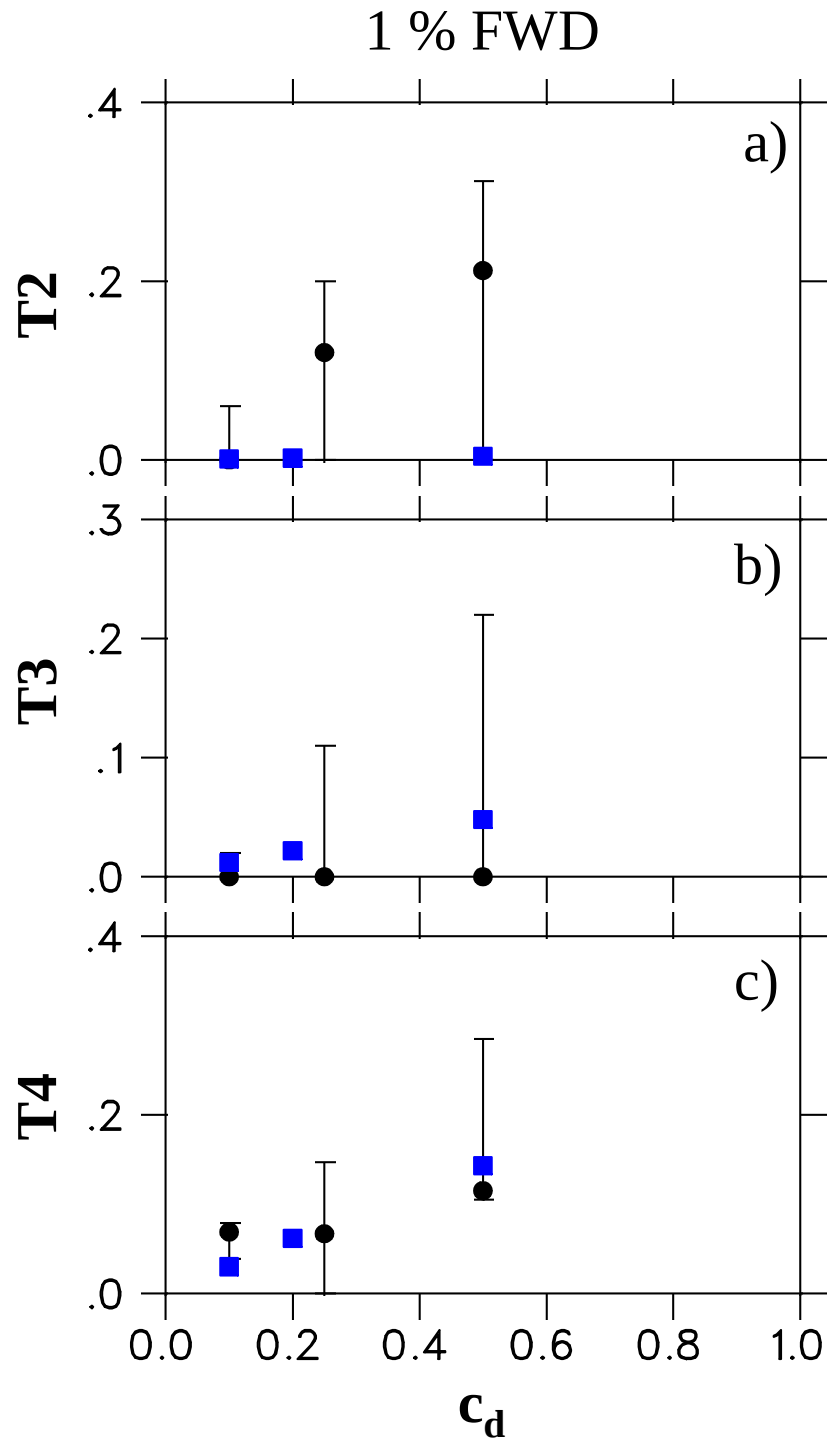


Abb.14.4: Abhängigkeit der Transferwahrscheinlichkeiten a) T_2 , b) T_3 und c) T_4 von der Deuteriumkonzentration bei einer Dichte von 1 % FWD. Meßresultate (●) werden mit der theoretischen Berechnung aus [Asc96, Asc96b] verglichen; dargestellt ist die Rechnung mit $k_c = 0.5$ und $k_t = 0.5$ (■).

14.2 Vorschlag für weitere Messungen

Für eine genauere experimentelle Bestimmung der Transferwahrscheinlichkeiten in den verschiedenen Energieniveaus, bieten sich zwei Möglichkeiten an:

i) Die Messung der Röntgenstrahlung in H/D-Gemischen unter Verwendung eines Kristallspektrometers mit einer Energieauflösung von ~ 2 eV. Damit können die Beiträge der einzelnen K-Linien getrennt werden. Dies verringert allerdings die Nachweiseffizienz stark und hat Meßzeiten von vielen Wochen pro Meßpunkt zur Folge.

ii) Die Messung der Röntgenstrahlung in gasförmigen H/D-Gemischen bei Dichten über 20 % FWD. In diesem Dichtebereich wird ein vernachlässigbarer Beitrag der K_γ -Linien zur Gesamtröntgenintensität erwartet. Dadurch würde das Problem der Überlappung der $K_\gamma^{\mu p}$ -Linie mit der $K_\beta^{\mu d}$ -Linie nicht auftreten. Experimentell stellt jedoch eine Targetzelle, die derartig großen Dichten, welche mit hohen Drücken (> 15 bar) verbunden sind, standhält, ein großes Problem dar; vor allem, weil die Targetzellenfenster möglichst dünn sein sollen, um die Transmission der 2 keV Röntgenquanten zu erlauben. Dies schließt die Verwendung von Kunststofffolien mit Dicken von über $50\text{ }\mu\text{m}$ aus. Dünne Fenster ($< 20\text{ }\mu\text{m}$) aus derzeit erhältlichen Materialien können noch keinen so hohen Drücken standhalten. Mit der derzeitigen experimentellen Methodik ist diese Messung daher noch nicht durchführbar.

Mittels Methode i) wären noch zwei weitere interessante physikalische Problemstellungen im Rahmen der Myon-katalysierten Fusion beantwortbar.

1. q_{1s} könnte in der für die Fusionsforschung interessantesten Isotopenmischung, Deuterium-Tritium, erstmals bestimmt werden. Damit

könnte man auch eventuelle Isotopieeffekte im Vergleich zum H/D-Gemisch untersuchen, was auch einen direkten Vergleich mit Analysen der dt-Kinetik [Bre87c, Kam90, Wer90b, Ack95] erlaubt.

2. Um eine möglichst effiziente Ausbeute an Fusionsneutronen der d-t Fusion zu bekommen – hohe Neutronenflüsse werden in der Materialforschung benötigt –, sind Messungen in H/D/T-Triplemischungen geplant. Dort erwartet man durch die gleichzeitige Anwesenheit dreier Wasserstoffisotope ein noch komplexeres Verhalten der Kaskaden- und Transferprozesse. Mittels Spektrometer könnten die isotopenspezifischen Röntgenlinienintensitäten getrennt bestimmt und daraus auf q_{1s} rückgeschlossen werden. Das wäre für die Modellbeschreibung der Myon-katalysierten Fusion in Triplemischungen und für eventuelle zukünftige Anwendungen [Pet94] sehr wichtig.

15. Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wird die atomare Abregungskaskade myonischer Atome⁹ in Wasserstoff (Protium ^1H und Deuterium ^2D) und in Protium-Deuterium (H/D)-Gemischen experimentell untersucht. Insbesondere wird die erstmalige direkte Messung der Größe q_{1s} ¹⁰ durchgeführt.

Die wichtigsten Ergebnisse dieser Arbeit befinden sich in Kapitel 11 und 12. Sie sind in den Abbildungen 11.1 bis 11.3 und 12.1 bis 12.7 graphisch dargestellt.

Myonischer Wasserstoff bildet das einfachste exotische Atom und ist daher von wesentlichem Interesse sowohl für die experimentelle Untersuchung als auch für die theoretische Beschreibung derartiger exotischer Materiezustände. Diese Arbeit behandelt zwei grundlegende Fragestellungen der Physik myonischer Atome:

1) *Wie groß ist die Emissionswahrscheinlichkeit für Röntgenstrahlung während der Abregung des myonischen Wasserstoffatoms ?*

Die quantitative Übereinstimmung der Berechnung der Strahlungsintensität in myonischem Wasserstoff mit den experimentellen Resultaten weist auf ein korrektes Verständnis des komplizierten Wechselspiels zwischen verschiedenen konkurrierenden Kollisionsprozessen und der Emission von Strahlung während der Abregung des Myons in den Grundzustand, der sogenannten myonischen Kaskade. Dies beinhaltet auch die Wechselwirkung des myonischen Atoms mit benachbarten Wasserstoffatomen und -molekülen.

⁹ Unter myonischen Atomen versteht man spezielle exotische Atome. Dieses sind Atome, bei denen ein Elektron durch ein schwereres negatives Teilchen ersetzt wurde. Handelt es sich bei diesem Teilchen um ein Myon, so spricht man von myonischen Atomen; im Fall eines Wasserstoffatoms von myonischem Wasserstoff.

¹⁰ q_{1s} bezeichnet die Wahrscheinlichkeit, daß ein Myon, welches in einem Wasserstoffisotopengemisch am leichteren Atom eingefangen wird, auch dessen 1s Grundzustand erreicht, ohne vorher zum schwereren Atom zu transferieren.

2) *Wieviele am Protium eingefangene Myonen transferieren in H/D-Gemischen noch während der Abregungskaskade zum Deuteron, oder wieviele Myonen erreichen den 1s Grundzustand des μp -Atoms ?*

Diese seit über einem Jahrzehnt als „ q_{1s} - Problem“ im Bereich der Myon-katalysierten Fusion bekannte Fragestellung ist über den grundlegenden Aspekt des Verständnisses myonischer Atome von großem Interesse, weil die Zeit, in der verschiedene Prozesse nach der Bildung eines myonischen Wasserstoffatoms zur katalysierten Fusion führen können, stark davon abhängt, bei welchem Wasserstoffisotop sich das Myon im Grundzustand befindet. Die Kenntnis der Größe q_{1s} und deren Abhängigkeit von Dichte und Konzentration erlaubt eine Effizienzoptimierung der Myon-katalysierten Fusion. Die große Anzahl theoretischer Arbeiten im letzten Jahrzehnt reflektieren das internationale Interesse an dieser Problematik.

Beide Fragestellungen werden in dieser Arbeit experimentell untersucht. Mit Hilfe modernster CCD-Technologie wurde die niederenergetische myonische Röntgenstrahlung in Protium, Deuterium und in Isotopengemischen gemessen.

Für Protium und zum ersten Mal auch für Deuterium konnten mehrere myonische K-Linien (K_α , K_β , K_γ) getrennt nachgewiesen und die Intensitäten für jede einzelne Linie bestimmt werden. Dies gelang erstmals bei Dichten im Bereich von 0.11 % bis 100 % Flüssigwasserstoffdichte (FWD¹¹), ein Bereich mit stark variierendem Beitrag der Kollisionsprozessen zur atomaren Kaskade. Die Resultate für die relativen Intensitäten der K-Linien zeigen innerhalb der Meßfehler eine hervorragende Übereinstimmung mit neuen theoretischen Rechnungen. Ein Intensitätsunterschied der K-Linien für Messungen in reinem Protium oder in reinem Deuterium (Isotopieffekt) konnte nicht eindeutig festgestellt werden.

¹¹ Flüssigwasserstoffdichte (FWD) ist definiert als 4.25×10^{22} Atome/cm³

Protium-Deuterium Gemische konnten im Dichtebereich von 1 % bis 100 % FWD bei unterschiedlichen Deuteriumkonzentrationen von 1 % bis 70 % untersucht werden. Eine getrennte Bestimmung der Röntgenintensitäten beider myonischer Wasserstoffisotope in H/D-Gemischen konnte erstmals durchgeführt werden. Ein stark vereinfachtes Kaskadenmodell wurde entwickelt, welches sehr erfolgreich zur Datenanalyse und -interpretation eingesetzt werden konnte. Beide Tatsachen ermöglichten eine erstmalige direkte Bestimmung der Dichte- und Konzentrationsabhängigkeit von q_{1s} .

Diese Arbeit ist auch die erste, in der die Transferwahrscheinlichkeiten für Myonen im H/D-Gemisch für verschiedene angeregte Energieniveaus getrennt bestimmt werden konnten.

Die von älteren theoretischen Vorhersagen [Men84, Cza90a, Cza90b, Mar93] abweichenden ersten experimentellen Resultate [Lau95] haben bereits verschiedene neue theoretische Zugänge und umfassendere Berechnungen der myonischen Kaskade in H/D-Gemischen motiviert. Die neuesten Rechnungen [Asc95, Asc96] zeigen mit den hier vorliegenden experimentellen Werten innerhalb des Fehlers eine sehr gute Übereinstimmung.

ANHANG

Das Verhältnis der reduzierten Massen beträgt:

$$m_v(\mu p/\mu d) = 0.9494$$

$$m_v(\mu p/\mu t) = 0.9326$$

$$m_v(\mu d/\mu t) = 0.9823$$

Für die Energieniveaudifferenzen der myonischen Atome folgt:

$$E_n^\mu = R \cdot \frac{m_r}{m_e} \cdot \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right) \quad \text{A1.3}$$

Die Röntgenenergien der myonischen K-Linien betragen:

K-Übergang	μp E [eV]	μd E [eV]	μt E [eV]
K_α	1896.4	1997.5	2033.4
K_β	2247.6	2367.4	2410.0
K_γ	2370.5	2496.8	2541.8
K_δ	2427.4	2556.7	2602.8
K_ϵ	2458.3	2589.2	2635.9
Seriengrenze			
K_∞	2528.5	2663.2	2711.2

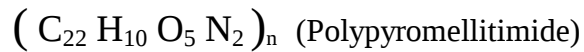
Tab. A1.1: Röntgenenergien einiger K-Übergänge in myonischem Protium (μp), Deuterium (μd) und Tritium (μt).

Anhang 2

Targetfenstermaterialien

Die angegebenen Zusammensetzungen und Eigenschaften der Targetfenstermaterialien sind vorallem für die Berechnung der Röntgenabsorption in den Targetfenstern wichtig.

Kapton: [Dupo1]



Dichte: 1.42 g/cm^3

Aus der chemischen Summenformel folgen die relativen Gewichtsanteile zu:

$$\text{C} = (264/382), \text{H} = (10/382), \text{O} = (80/382), \text{N} = (28/382)$$

Hostaphan: [Hoech, Trium]



Dichte: $1.385 - 1.395 \text{ g/cm}^3$

Die relativen Gewichtsanteile betragen:

$$\text{C} = 0.625, \text{H} = 0.041666, \text{O} = 0.333333$$

Mylar: [Dupo2, Trium]



Dichte: $1.38 - 1.395 \text{ g/cm}^3$

Daraus folgen die relativen Gewichtsanteile zu:

$$\text{C} = 0.625, \text{H} = 0.041666, \text{O} = 0.333333$$

Anhang 3

Bestimmung der Dicke und Dichte von Kapton- und Hostaphanfolien

Zur Überprüfung der Firmenangaben wurden für die verwendeten Folien sowohl die Dicke als auch die Dichte bestimmt. Mittels einer Präzisionsmikrometerschraube^{A3.1}, welche auf $\pm 1 \mu\text{m}$ genaue Messungen zulässt, wurden die Foliendicken ermittelt.

Mehrere Messungen ergaben:

für $12.5 \mu\text{m}$ Kaptonfolien eine Dicke von $12.5 \pm 0.4 \mu\text{m}$,

für $25 \mu\text{m}$ Kaptonfolien eine Dicke von $24.9 \pm 0.4 \mu\text{m}$,

für $36 \mu\text{m}$ Hostaphanfolien eine Dicke von $36.25 \pm 0.4 \mu\text{m}$,

alle drei in Übereinstimmung mit den Herstellerangaben.

Verschiedene Folienstücke, deren Fläche abgemessen wurde, wurden gewogen. Daraus ergaben sich für die Materialdichten folgende Werte:

Kapton:

Folie 1 $\rho = 1.449 \pm 0.06 \text{ g/cm}^3$

Folie 2 $\rho = 1.466 \pm 0.11 \text{ g/cm}^3$

Folie 3 $\rho = 1.456 \pm 0.06 \text{ g/cm}^3$

$\Rightarrow \rho = 1.454 \pm 0.04$

Hostaphan:

^{A3.1} Tieftemperaturphysiklabor des Inst. für Experimentalphysik der Universität Wien

Folie 1	$\rho = 1.412 \pm 0.06 \text{ g/cm}^3$		
Folie 2	$\rho = 1.396 \pm 0.02 \text{ g/cm}^3$	$\Rightarrow$	$\rho = 1.395 \pm 0.015$
Folie 3	$\rho = 1.392 \pm 0.02 \text{ g/cm}^3$		

Beide Messungen stimmen innerhalb des Fehlerbereiches der Messung mit den Herstellerangaben überein, welche deshalb als genaue Werte akzeptiert werden.

Anhang 4

Messung der Fensterdicken der Targetzellen

Zur Bestimmung der Absorption der Röntgenquanten in einem Material muß die Weglänge innerhalb des Materials bekannt sein. Für die Berechnung der Effizienz der CCDs ist daher die genaue Bestimmung der Fensterdicke der Targetzelle unumgänglich. Es wurden zwar Kunststofffolien bekannter Dicke verwendet, doch unter den Druckbedingungen der einzelnen Messungen verformten sich diese plastisch und wurden dünner. Nach Beendigung der Messung wurden die Targetzellenfenster der den CCDs zugewandten Seite mittels Präzisionsmikrometerschraube vermessen. Die Ergebnisse wurden bei der Simulation im Monte-Carlo Programm Space93 (Kap.7) verwendet.

Ergebnis der Messungen (die Nummern in den Skizzen der Fenster bezeichnen die Position der einzelnen Meßpunkte):

1) Targetzelle HD93-liq (für Messungen bei FWD)

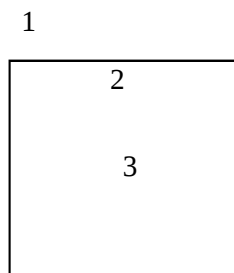


Abb. A4.1: Schematische Skizze eines Fensters der HD93-liq Targetzelle.

Dickenmessung bei Position

1: $12.5 \pm 0.5 \mu\text{m}$

2: $12.0 \pm 0.5 \mu\text{m}$

3: $11.5 \pm 0.5 \mu\text{m}$

2) Targetzelle HD93-gas

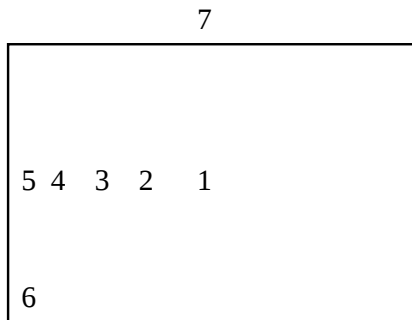


Abb. A4.2: Schematische Skizze eines Fensters der HD93-Gas Targetzelle.

Dickenmessung bei Position (die angegebenen Werte sind Mittelwerte aus Messungen an verschiedenen Fenstern der gleichen Targetzelle):

1: $16.0 \pm 0.5 \mu\text{m}$	2: $16.5 \pm 0.5 \mu\text{m}$	3: $19.0 \pm 0.5 \mu\text{m}$
4: $21.4 \pm 0.5 \mu\text{m}$	5: $23.7 \pm 0.5 \mu\text{m}$	6: $24.0 \pm 0.5 \mu\text{m}$
7: $25.0 \pm 0.5 \mu\text{m}$		

3) Targetzelle HD94-gas

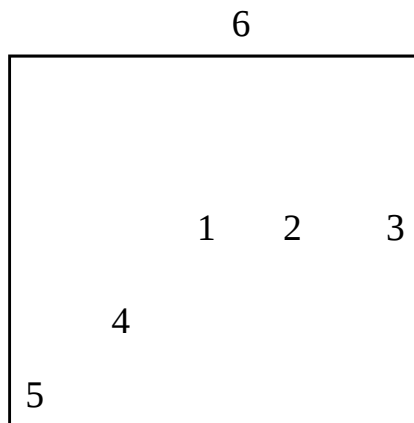


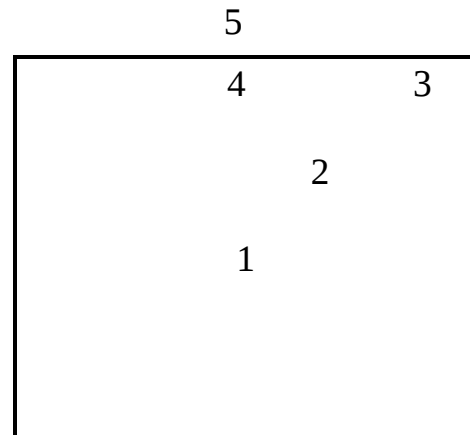
Abb. A4.3: Schematische Skizze eines Fensters der HD94-Gas Targetzelle.

Dickenmessung bei Position (die angegebenen Werte sind Mittelwerte aus Messungen an verschiedenen Fenstern der gleichen Targetzelle):

1: $32.25 \pm 0.5 \mu\text{m}$	2: $33.25 \pm 0.5 \mu\text{m}$	3: $34.25 \pm 0.5 \mu\text{m}$
4: $33.50 \pm 0.5 \mu\text{m}$	5: $34.25 \pm 0.5 \mu\text{m}$	6: $35.50 \pm 0.5 \mu\text{m}$

4) Targetzelle HD95-gas: nähere Angaben zur Targetzelle finden sich in [Gar97].

Abb. A4.4: Schematische Skizze eines Fensters der HD95-Gas Targetzelle.

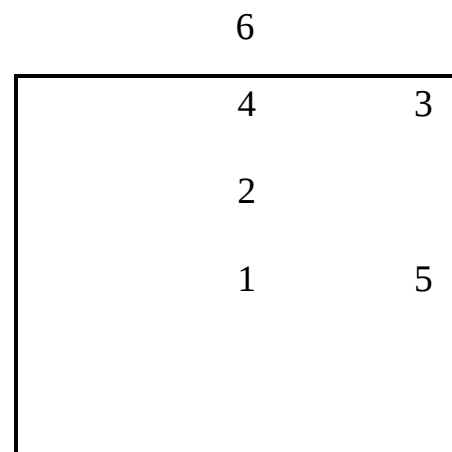


Dickenmessung bei Position (die angegebenen Werte sind Mittelwerte aus Messungen an verschiedenen Fenstern der gleichen Targetzelle):

1: $22.50 \pm 1.0 \mu\text{m}$	2: $23.00 \pm 1.0 \mu\text{m}$	3: $22.50 \pm 1.0 \mu\text{m}$
4: $23.00 \pm 1.0 \mu\text{m}$	5: $23.50 \pm 1.0 \mu\text{m}$	

5) Fenster zwischen Vakuumtopf und CCD-Vakuum.

Abb. A4.5: Schematische Skizze des Fensters zwischen CCDs und Vakuumtopf.



Dickenmessung bei Position (die angegebenen Werte sind Mittelwerte aus Messungen an 2 Fenstern):

1: $8.0 \pm 0.5 \mu\text{m}$	2: $8.00 \pm 0.5 \mu\text{m}$	3: $9.50 \pm 0.5 \mu\text{m}$
4: $10.5 \pm 0.5 \mu\text{m}$	5: $9.50 \pm 0.5 \mu\text{m}$	6: $12.00 \pm 0.5 \mu\text{m}$

Anhang 5

Röntgenabsorptionskoeffizienten

Zur Berechnung der Röntgenabsorption (Kap.6.2) ist die Kenntnis der Massenabsorptionskoeffizienten der verwendeten Materialien notwendig. Diese sind für alle chemischen Elemente tabellarisch berechnet und teilweise experimentell überprüft [Sto70, Hub82, Hen93]. Die in dieser Arbeit verwendeten stammen aus [Hen93] und sind als Computerfiles im WorldWideWeb unter

[HTTP://XRAY.UU.SE/HYPertext/HENKE.HTML](http://xray.uu.se/hypertext/henke.html)

erhältlich. Für chemische Verbindungen setzen sich die Absorptionskoeffizienten gemäß ihrem anteilmäßigen Gewicht w_i aus den einzelnen Komponenten der Verbindung zusammen.

$$\frac{\mu}{\rho} = \sum_i w_i \cdot \frac{\mu_i}{\rho_i} \quad \text{A5.1}$$

μ ... Massenabsorptionskoeffizient des gesamten Materials

ρ ... spezifische Dichte des gesamten Materials

μ_i ... Massenabsorptionskoeffizient der i-ten Komponente

ρ_i ... spezifische Dichte der i-ten Komponente

Energie (eV)	Wasserstoff μ (cm ² /g)	Kapton μ (cm ² /g)	Hostaphan μ (cm ² /g)
1896.4	0.7946154	454.81766	491.7686
1997.5	0.6673413	391.7128	423.9746
2247.6	0.4478886	278.3643	301.9996
2367.4	0.3754762	239.26026	259.8433
2370.5	0.3738088	238.3478	258.8589
2496.8	0.3132795	204.77102	222.6198

Tab. A5.1: Die Massenabsorptionskoeffizienten μ (cm²/g) von Wasserstoff, Kapton und Hostaphan für verschiedene Röntgenenergien.

Dies berücksichtigend wurden die Absorptionskoeffizienten für Wasserstoff, Kapton und Hostaphan berechnet (Tab. A5.1).

Auf die gleiche Art kann man nun die Absorptionskoeffizienten für die diversen Materialien der CCDs berechnen. Die Energien der untersuchten myonischen Röntgenlinien liegen in der Nähe der K-Absorptionskante von Silizium (1838.9 eV [Hen93]). Dort zeigt sich ein stark oszillatorisches Verhalten der Absorptionskoeffizienten (XAFS^{A51}, XANES^{A52}, EXAFS^{A53}). Die Ursache davon liegt in der Streuung des durch Röntgenstrahlung erzeugten Photoelektrons an Nachbaratomen. Bei Betrachtung des Photoelektrons als Welle werden die Oszillationen im Absorptionskoeffizienten durch Interferenz der ursprünglichen und der gestreuten Welle hervorgerufen; ihre spezifische Frequenz hängt von Art und Abstand der Nachbaratome ab. Dieses Verhalten tritt besonders in der Nähe von Absorptionskanten auf und wurde in [Bia87, Cho88, Fra94, Owe94a, Owe94b] experimentell bestätigt.

In [Owe94a, Owe94b] werden Röntgenabsorptionskoeffizienten für verschiedene CCD-Materialien angegeben, die durch Untersuchung von speziellen „deep-depleted“-CCD-Chips für den Einsatz im ESA Jet-X Projekt [Bri87] gewonnen wurden. Diese CCD-Chips, ebenfalls von der Firma EEV [EEV87] sind fast identisch mit den in dieser Arbeit verwendeten CCDs. Die experimentellen Untersuchungen der Gruppe für Röntgenastronomie an der Universität Leicester (UK) wurden am Daresbury Synchrotron Laboratorium durchgeführt. Die Absorptionskoeffizienten wurden mit einer Auflösung von 1 eV im Bereich 1800 bis 2300 eV gemessen. Bei höheren Energien werden die Werte von [Hen93] als richtig betrachtet, da dort keine Oszillationen erwartet werden.

^{A51} XAFS ... X-ray Absorption Fine Structure

^{A52} XANES ... X-ray Absorption Near Edge Structure

^{A53} EXAFS ... Extended X-ray Absorption Fine Structure

Abbildung A5.1 zeigt den Unterschied des Röntgenabsorptionskoeffizienten für Silizium (schwarz) berechnet nach [Hen93] und Meßwerten von [Owe94a, Owe94b, Fra94] für amorphes (grün) und kristallines (rot) Silizium.

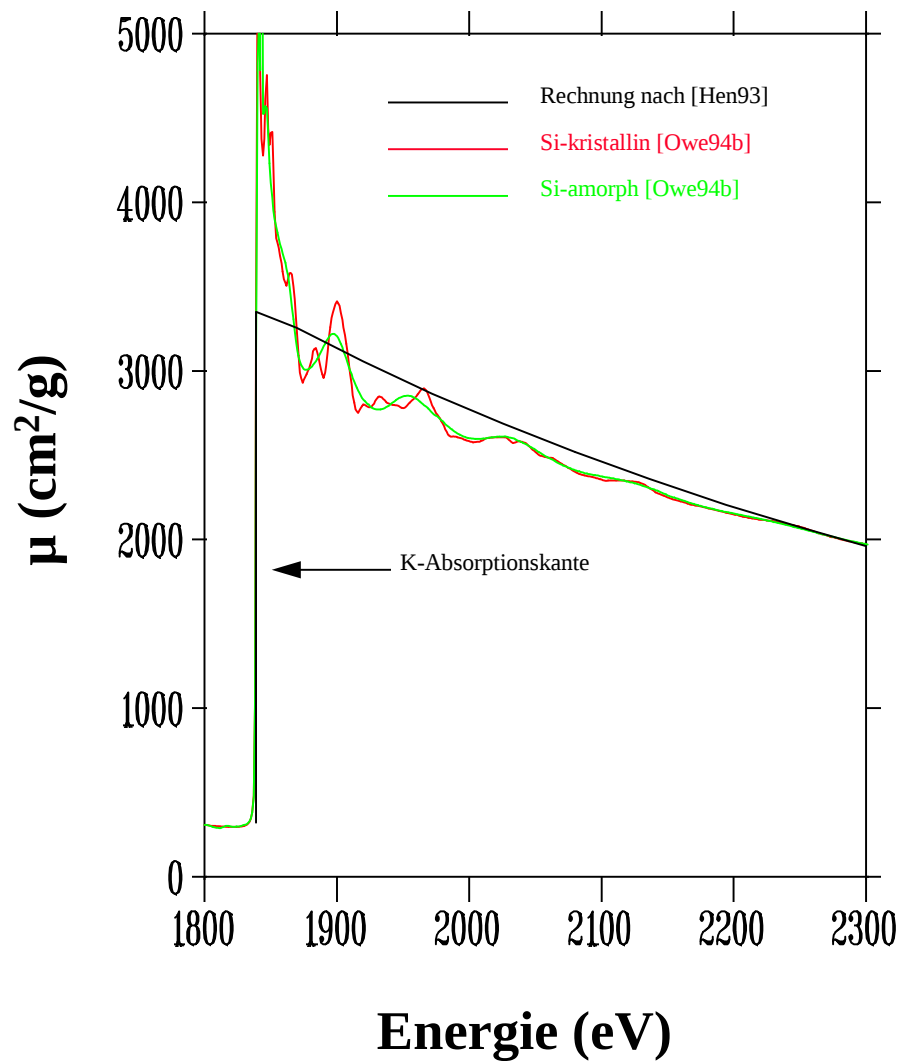


Abb.5.1: Vergleich der Röntgenabsorptionskoeffizienten für Silizium [Hen93], Si-amorph und Si-kristallin [Owe94b]. Die von XAFS hervorgerufenen Oszillationen sind deutlich sichtbar.

Unter Berücksichtigung dieser experimentellen Absorptionsuntersuchung wurden die in Tabelle A5.2 zusammengestellten Werte für die CCD-Materialien berechnet.

Energie (eV)	Si-amorph μ (cm²/g)	Si-kristallin μ (cm²/g)	SiO₂ μ (cm²/g)	Si₃N₄ μ (cm²/g)
1896.4	3199.4410	3308.9646	1522.6648	1753.8698
1997.5	2592.2305	2574.8960	1454.6625	1674.0825
2247.6	2059.4996	2068.9692	1215.8268	1349.1720
2367.4	1821.7948	1821.7948	1081.8408	1209.8416
2370.5	1815.7075	1815.7075	1079.5675	1205.7400
2496.8	1588.7596	1588.7596	941.74826	1053.1122

Tab. A5.2: Massenabsorptionskoeffizienten μ (cm²/g) von amorphem Silizium, kristallinem Silizium, SiO₂ (Siliziumdioxid), und Si₃N₄ (Siliziumnitrid) für verschiedene Röntgenenergien. Zur Berechnung wurden die Ergebnisse von [Owe94a, Owe94b, Fra94] berücksichtigt.

Eine Abschätzung des Fehlers der Absorptionskoeffizienten wurde durch Vergleich der verschiedenen Literaturwerte in [Sto70, Hub82, Hen93] getroffen. Allerdings gibt nur [Hub82] einen Fehler von $\pm 5\%$ an. Innerhalb dieses Bereiches stimmen die Werte auch mit den beiden anderen Publikationen überein. Ebenso gibt [Owe94b] einen Fehler von „wenigen Prozent“. In [Hen93] wird kein Fehler der Berechnung angegeben. Deshalb wurde der Fehler der verwendeten Werte (Tab.A5.1, A5.2) mit $\pm 5\%$ angenommen.

Anhang 6

Experimentelle Überprüfung der Röntgenabsorptionskoeffizienten für Kapton und Hostaphan

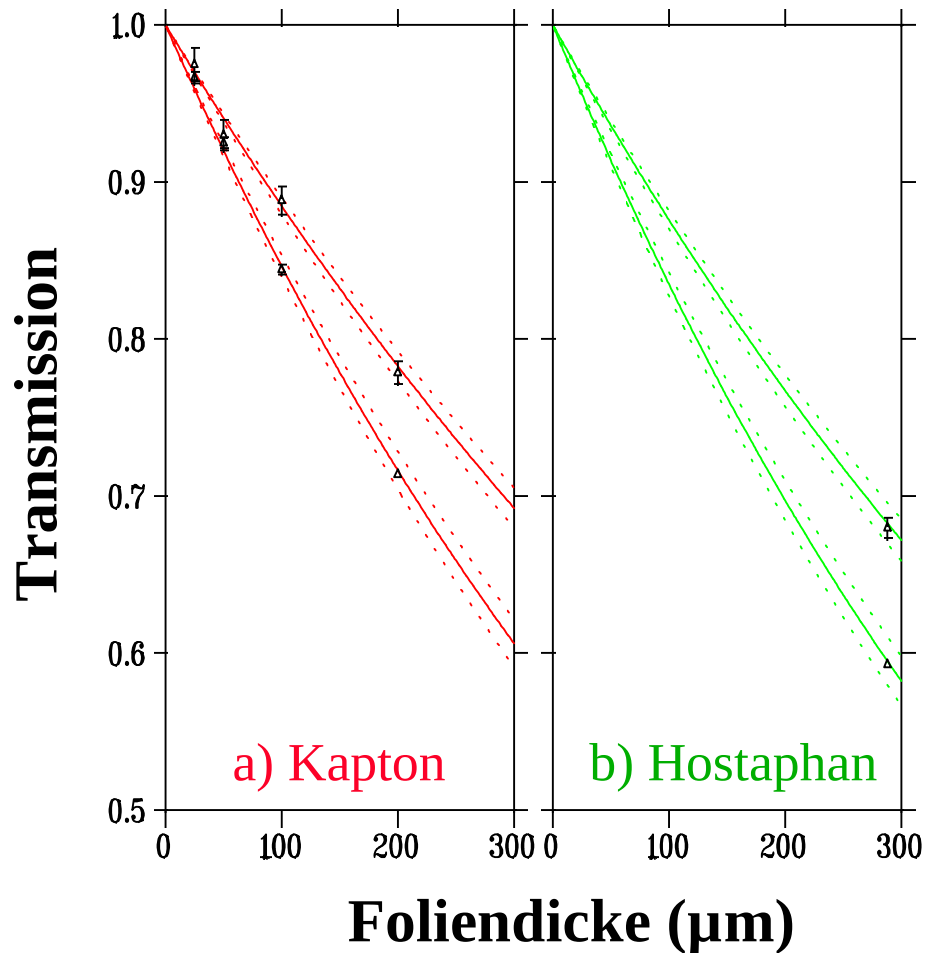


Abb.A6.1: Die Transmission von Röntgenstrahlung in Abhängigkeit von der Foliendicke von Kapton a) und Hostaphan b) ist dargestellt. Die durchgezogenen Kurven geben die mit den Koeffizienten von [Hen93] gerechneten theoretischen Transmissionswerte wieder. Die gepunkteten Linien stellen den $\pm 5\%$ Fehlerbereich dar. Die eingezeichneten Dreiecke stammen von einer Zählratenmessung mittels Ge-Diode. Die Werte mit höherer Transmission (obere Linie und obere Dreiecke) beziehen sich auf eine Röntgenenergie von 7.05 keV, die mit kleinerer Transmission (untere Linie und Dreiecke) wurden bei einer Röntgenenergie von 6.4 keV gemessen.

Die in Anhang 5 berechneten Röntgenabsorptionskoeffizienten wurden für Kapton- und Hostaphanfolien mit bekannten Dicken und Dichten überprüft. Mit Hilfe der in Kap.4 beschriebenen Ge-Diode wurde ein Zählratenexperiment durchgeführt. In 90 mm Abstand zur Diode wurde eine ^{57}Co Quelle^{A61} angebracht. Es wurde die Zählrate in einzelnen γ -Linien gemessen, wobei eine unterschiedliche Anzahl von Folien zwischen Quelle und Detektor als Absorber angebracht wurde. Abbildung A6.1 zeigt das Verhalten für 6.4 und 7.05 keV Röntgenenergie. Die gemessene Abnahme der Zählrate als Funktion der Absorberdicke konnte sehr gut reproduziert werden.

^{A61} Das radioaktive Element ^{57}Co zeigt Gammalinien bei verschiedenen Energien im Bereich von 14.4 keV bis 706 keV [Kon71] und zerfällt in ^{57}Fe . Dieses zeigt elektronische Röntgenlinien bei Energien von 6.4 und 7.05 keV [Bea67].

Anhang 7

Dichte von Silizium und Siliziumverbindungen

Zur Berechnung der Absorption von Röntgenstrahlung im CCD-Detektor ist es notwendig, die Materialeigenschaften verschiedener Siliziumverbindungen zu kennen.

Verbindung	Dichte (g/cm ³)
Si	2.33
SiO ₂	2.18 (2.17-2.20)
Si ₃ N ₄	3.44

Tab.A7.1: Spezifische Dichten von Siliziumverbindungen nach [CRC87] (Fehler < 0.1%).

Dichte von Wasserstoff

Verbindung	Dichte (g/cm ³)
H ₂ (FWD)	0.0708

Es ist zu beachten, daß flüssiges D₂ eine höhere Dichte als flüssiges H₂ besitzt.

Anhang 8

Effektive Dicken, Weglängen, Dichten und Winkelkorrekturfaktoren der einzelnen Meßanordnungen

Bei der Simulation der Meßanordnung im Programm Space93 werden für die einzelnen Meßpunkte folgende Größen berechnet (Kap.7.4):

- effektive Weglängen im Wasserstoff (**Weg H₂**)
- effektive Fensterdicken des Targetzellenfensters (**TZF**)
- effektive Fensterdicke des Vakuumtopfffensters (**VTF**)
- Winkelkorrekturfaktoren (**W_f**)

Im folgenden sind die berechneten Werte (bei einer CCD-Distanz von 76 mm) der einzelnen Meßpunkte aufgeführt. Es werden jeweils die verwendeten Werte (**Mean**) sowie die für die Fehlerabschätzung benützten Minimalwerte (**Min**) und Maximalwerte (**Max**) der verschiedenen Absorptionsdicken angegeben. Die Schichtdicken des CCD-Sensors (Kap.5.2) wurden für alle Messungen gleich angenommen, ihre effektiven Dicken ergaben sich aus der Multiplikation mit dem Winkelfaktor.

CCD-Schichten	Mean (µm)	Min (µm)	Max (µm)
Elektroden (80%)	0.35	0.30	0.40
Überlagerung (20%)	0.70	0.60	0.80
SiO ₂	0.86	0.78	0.94
Si ₃ N ₄	0.085	0.08	0.09
Verarmungszone	30.	30.	30.

Tab.A8.1: Die für die CCD-Simulation angenommenen Schichtdicken (Mean). Für die Fehlerabschätzung wurden maximale Schichtdicken (Max) und minimale Schichtdicken (Min) entsprechend den Firmenangaben [EEV94] angenommen.

Anordnung für FWD (liquid) Messung (HD93):

	Mean	Min	Max
Weg H₂ (mm)	21.89	17.21	30.68
VTF (µm)	11.93	11.00	12.50
TZF (µm)	12.97	12.0	13.05
W_f	1.0374	1.0304	1.0435
Dichte (%FWD)	Tab.4.3	±0.01 %	

Tab.A8.2: Ergebnisse der Monte-Carlo Simulation für die Anordnung mit Flüssigtarget bei Flüssigwasserstoffdichte FWD.

Anordnung für 4 % FWD Messung (HD93):

	Mean	Min	Max
Weg H₂ (mm)	33.15	27.80	42.37
VTF (µm)	13.28	11.00	13.67
TZF (µm)	19.73	18.00	22.00
W_f	1.0624	1.0552	1.0936
Dichte (%FWD)	0.04	0.039	0.041

Tab.A8.3: Ergebnisse der Monte-Carlo Simulation für die Anordnung mit Gastarget bei 4 % FWD (HD93).

Anordnung für 1 % FWD Messung (HD93):

	Mean	Min	Max
Weg H₂ (mm)	34.00	28.34	41.72
VTF (µm)	13.46	11.00	13.64
TZF (µm)	19.98	18.00	22.00
W_f	1.0768	1.0664	1.0912
Dichte (%FWD)	0.01	0.09	0.011

Tab.A8.4: Ergebnisse der Monte-Carlo Simulation für die Anordnung mit Gastarget bei 1 % FWD (HD93).

Anordnung für 8 % FWD Messung (HD94):

	Mean	Min	Max
Weg H₂ (mm)	32.97	25.42	41.32
VTF (µm)	13.08	11.00	13.74
TZF (µm)	35.25	32.50	36.23
W_f	1.0464	1.0424	1.0992
Dichte (% FWD)	0.075	0.070	0.080

Tab.A8.5: Ergebnisse der Monte-Carlo Simulation für die Anordnung mit Gastarget bei 8% FWD (HD94).

Anordnung für 1% FWD Messung (HD94)

	Mean	Min	Max
Weg H₂ (mm)	34.00	28.34	41.72
VTF (µm)	13.08	11.00	13.74
TZF (µm)	35.25	32.50	36.23
W_f	1.0464	1.0424	1.0992
Dichte (%FWD)	0.01	0.009	0.01

Tab.A8.6: Ergebnisse der Monte-Carlo Simulation für die Anordnung mit Gastarget bei 1% FWD (HD94).

Anordnung für 8 % FWD Messung (HD95):

	Mean	Min	Max
Weg H₂ (mm)	31.82	24.36	39.59
VTF (µm)	10.38	9.00	13.50
TZF (µm)	24.36	22.00	27.00
W_f	1.0488	1.0432	1.0720
Dichte (%FWD)	0.076	0.071	0.081

Tab.A8.7: Ergebnisse der Monte-Carlo Simulation für die Anordnung mit Gastarget bei 8 % FWD (HD95).

Anordnung für 0.115 % FWD Messung (HD95):

	Mean	Min	Max
Weg H ₂ (mm)	32.17	24.30	40.77
VTF (µm)	11.23	10.00	13.50
TZF (µm)	24.81	23.00	26.00
W _f	1.0648	1.0528	1.0704
Dichte (%FWD)	0.00115	0.0011	0.0012

Tab.A8.8: Ergebnisse der Monte-Carlo Simulation für die Anordnung mit Gastarget bei 0.115 % FWD (HD95). Beide Fenster waren aus Hostaphan-Folien.

Anhang 9

Berechnete relative Effizienzen als Ergebnis der Monte-Carlo Simulation

Die aus der Monte-Carlo Simulation mit dem Programm Space93 (Kap.7) folgenden Werte der relativen Nachweiseffizienzen für den Vergleich der verschiedenen myonischen Wasserstoffröntgenlinien (Energien siehe Anhang 1) werden für die einzelnen Meßpunkte tabellarisch dargestellt.

Es werden dabei die zur weiteren Berechnung verwendeten relativen Effizienzwerte E_{Mean} und die für die Fehlerabschätzung verwendeten Werte E_{Min} für minimale Absorption E_{Max} für maximale Absorption angegeben. Alle Werte werden auf die Linienenergie der K_{α} -Linie von myonischem Protium normiert. (Bei reinen D_2 - Messungen wird auf die Effizienz der K_{α} -Linie von myonischem Deuterium normiert.)

Als Kurzbezeichnungen der einzelnen Linien werden gewählt:

- ⇒ $H_{\alpha}, H_{\beta}, H_{\gamma}$ für die drei K-Linien von myonischem Protium
- ⇒ $D_{\alpha}, D_{\beta}, D_{\gamma}$ für die drei K-Linien von myonischem Deuterium.

Linien	E_{Mean}	E_{Min}	E_{Max}
H_{α} / D_{α}	0.727834	0.752016	0.709262
H_{α} / H_{β}	0.422948	0.477405	0.379745
H_{α} / D_{β}	0.345221	0.383688	0.318150

Tab. A9.1: Relative Effizienzen für die Anordnung liquid HD93, bei einer Dichte von $\Phi = 0.97$ FWD.

Linien	E_{Mean}	E_{Min}	E_{Max}
H_{α} / D_{α}	0.727073	0.761241	0.697613
H_{α} / H_{β}	0.421745	0.476357	0.378476
H_{α} / D_{β}	0.344035	0.399858	0.300940

Tab. A9.2: Relative Effizienzen für die Anordnung liquid HD93, bei einer Dichte von $\Phi = 1.023$ FWD.

Linien	E_{Mean}	E_{Min}	E_{Max}
H_{α} / D_{α}	0.726256	0.760602	0.696460
H_{α} / H_{β}	0.420456	0.475268	0.376774
H_{α} / D_{β}	0.342764	0.398754	0.299305

Tab. A9.3: Relative Effizienzen für die Anordnung liquid HD93, bei einer Dichte von $\Phi = 1.08$ FWD.

Ein Vergleich der Tabellen A9.1, A9.2 und A9.3 zeigt, daß die geringen Unterschiede in den Targetdichten der Messungen bei FWD keinen relevanten Einfluß auf die Röntgenabsorption haben.

Linien	E_{Mean}	E_{Min}	E_{Max}
H_{α} / D_{α}	0.687844	0.732456	0.649760
H_{α} / H_{β}	0.360878	0.427447	0.310093
H_{α} / D_{β}	0.284110	0.350024	0.235510
H_{α} / H_{γ}	0.282553	0.348423	0.234027
H_{α} / D_{γ}	0.228280	0.291529	0.183048

Tab. A9.4: Relative Effizienzen für die Anordnung Gas 4 % FWD (HD93).

Linien	E_{Mean}	E_{Min}	E_{Max}
H_{α} / D_{α}	0.685108	0.732491	0.650860
H_{α} / H_{β}	0.356976	0.427570	0.311515
H_{α} / D_{β}	0.280301	0.350096	0.236828
H_{α} / H_{γ}	0.278749	0.348494	0.235342
H_{α} / D_{γ}	0.224673	0.291543	0.184237

Tab. A9.5: Relative Effizienzen für die Anordnung Gas 1 % FWD (HD93).

Linien	E_{Mean}	E_{Min}	E_{Max}
H_{α} / D_{α}	0.589272	0.637658	0.556252
H_{α} / H_{β}	0.233862	0.289804	0.200654
H_{α} / D_{β}	0.167194	0.217670	0.138301
H_{α} / H_{γ}	0.165904	0.216237	0.137118
H_{α} / D_{γ}	0.123381	0.167977	0.0986513

Tab. A9.6: Relative Effizienzen für die Anordnung Gas 8 % FWD (HD94).

Linien	E_{Mean}	E_{Min}	E_{Max}
D_{α} / D_{β}	0.284117	0.341700	0.249076
D_{α} / D_{γ}	0.209725	0.263746	0.177736

Tab. A9.7: Relative Effizienzen für die Anordnung Gas 5.5 % FWD (HD94).

Linien	E_{Mean}	E_{Min}	E_{Max}
D_{α} / D_{β}	0.284984	0.342382	0.250170
D_{α} / D_{γ}	0.210501	0.264385	0.178684

Tab. A9.8: Relative Effizienzen für die Anordnung Gas 1 % FWD (HD94).

Linien	E_{Mean}	E_{Min}	E_{Max}
H_{α} / H_{β}	0.328877	0.391046	0.257313
H_{α} / H_{γ}	0.252058	0.312296	0.186102
D_{α} / D_{β}	0.380924	0.442229	0.308229
D_{α} / D_{γ}	0.300463	0.361855	0.230930

Tab. A9.9: Relative Effizienzen für die Anordnung Gas 8 % FWD (HD95).

Linien	E_{Mean}	E_{Min}	E_{Max}
H_{α} / H_{β}	0.323053	0.368933	0.266789
H_{α} / H_{γ}	0.246520	0.291406	0.194531

Tab. A9.10: Relative Effizienzen für die Anordnung Gas 0.115 % FWD (HD95).

Linien	E_{Mean}	Fehler
H_{α} / D_{α}	0.71	$\pm 20 \%$
H_{α} / H_{β}	0.35	$\pm 20 \%$
H_{α} / D_{β}	0.27	$\pm 20 \%$

Tab. A9.11: Relative Effizienzen für die Testrun-Anordnung (HD91).

Anhang 10

Resultate der Fits der Röntgenlinien in den CCD-Energiespektren

In Kapitel 10 werden Energiespektren und die zugehörigen Fitfunktionen für verschiedene Datenpunkte bei unterschiedlichen Targetdichten dargestellt. Hier werden die numerischen Fitresultate (ohne Korrektur für die Detektoreffizienz) angeführt. Für die Gasmischungen werden dabei die Resultate des ag-Fits (siehe Kap.9 und 10) angegeben. Die angegebenen Fehler entsprechen nur dem Fehler.

In der Spalte Messung finden sich jeweils Kurznamen, welche falls mit % versehen den ungefähren Deuteriumanteil der Mischung angeben. Kurznamen für die jeweiligen K-Linien: $H_\alpha \equiv K_\alpha^{\mu p}$, $H_\beta \equiv K_\beta^{\mu p}$, $H_\gamma \equiv K_\gamma^{\mu p}$, $D_\alpha \equiv K_\alpha^{\mu d}$, $D_\beta \equiv K_\beta^{\mu d}$, $D_\gamma \equiv K_\gamma^{\mu d}$.

Messung	H_α	H_β	D_α	D_β
flüssig				
H₂	8552 ± 112	1015 ± 45	---	---
D₂	---	---	10091 ± 107	1039 ± 40
10 %	9629 ± 233	1122 ± 77	6195 ± 232	695 ± 71
25 %	7756 ± 328	1121 ± 89	15510 ± 397	1361 ± 90
50 %	5528 ± 287	964 ± 96	27542 ± 394	2715 ± 108
50E %	9371 ± 355	1744 ± 150	51267 ± 514	4681 ± 163

Tab.A10.1: Fitresultate für die Anzahl der in den einzelnen Linien enthaltenen Ereignisse. (Meßspektren der Messung HD93 bei Flüssigwasserstoffdichte.) 50E bezeichnet die equilibrierte Mischung.

Messung	H $_{\alpha}$	H $_{\beta}$	H $_{\gamma}$	D $_{\alpha}$	D $_{\beta}$	D $_{\gamma}$
Gas	($\Phi = 4\%$)					
H $_2$	10942 $\pm$ 115	12121 $\pm$ 139	2276 $\pm$ 90	---	---	---
D $_2$	---	---	----	14951 $\pm$ 126	14526 $\pm$ 147	2605 $\pm$ 91
1 %	keine	Deuterium	- Linie	sichtbar		
10 %	13986 $\pm$ 212	15257 $\pm$ 180	3248 $\pm$ 265	4148 $\pm$ 187	3954 $\pm$ 225	620 $\pm$ 54
25 %	11575 $\pm$ 230	13773 $\pm$ 199	2883 $\pm$ 566	12332 $\pm$ 242	12821 $\pm$ 503	2228 $\pm$ 92
50 %	5671 $\pm$ 193	6994 $\pm$ 149	1431 $\pm$ 806	14340 $\pm$ 222	15453 $\pm$ 757	2524 $\pm$ 87
70 %	3079 $\pm$ 56	4101 $\pm$ 248	719 $\pm$ 128	17241 $\pm$ 80	17480 $\pm$ 190	2985 $\pm$ 199
Gas	($\Phi = 1\%$)					
H $_2$	9844 $\pm$ 114	18856 $\pm$ 190	6028 $\pm$ 142	---	---	---
D $_2$	---	---	---	8381 $\pm$ 97	13885 $\pm$ 152	4582 $\pm$ 110
10 %	9269 $\pm$ 153	17702 $\pm$ 199	6077 $\pm$ 314	2675 $\pm$ 128	4459 $\pm$ 266	1492 $\pm$ 50
25 %	8490 $\pm$ 191	16906 $\pm$ 205	8679 $\pm$ 1542	7847 $\pm$ 191	9389 $\pm$ 1601	4697 $\pm$ 100
50 %	3540 $\pm$ 141	8215 $\pm$ 133	3087 $\pm$ 111	9647 $\pm$ 164	15972 $\pm$ 128	5847 $\pm$ 109

Tab.A10.2: Fitresultate für die Anzahl der in den einzelnen Linien enthaltenen Ereignisse. (Meßspektren der Messung HD93 bei Gasdichten.)

Messung	D $_{\alpha}$	D $_{\beta}$	D $_{\gamma}$
flüssig			
D $_2$	4064 $\pm$ 71	424 $\pm$ 35	---
Gas			
D $_2$ ($\Phi=5.6\%$)	3900 $\pm$ 69	3184 $\pm$ 76	517 $\pm$ 47
D $_2$ ($\Phi=1\%$)	896 $\pm$ 40	1911 $\pm$ 62	647 $\pm$ 40

Tab.A10.3: Fitresultate für die Anzahl der in den einzelnen Linien enthaltenen Ereignisse. (Meßspektren der Messung HD94 in reinem D $_2$.)

Messung	H $_{\alpha}$	H $_{\beta}$	H $_{\gamma}$	D $_{\alpha}$	D $_{\beta}$	D $_{\gamma}$
Gas	($\Phi = 8 \%$)					
H $_2$	16075 $\pm$ 149	10719 $\pm$ 143	1519 $\pm$ 88	---	---	---
D $_2$	---	---	---	8901 $\pm$ 103	5958 $\pm$ 100	902 $\pm$ 58
10 %	8909 $\pm$ 160	6804 $\pm$ 114	739 $\pm$ 177	4429 $\pm$ 146	2788 $\pm$ 141	218 $\pm$ 48
25 %	8105 $\pm$ 180	6071 $\pm$ 120	1141 $\pm$ 311	10276 $\pm$ 195	6345 $\pm$ 267	721 $\pm$ 62
50 %	3330 $\pm$ 142	2631 $\pm$ 95	490 $\pm$ 452	10921 $\pm$ 174	7112 $\pm$ 424	822 $\pm$ 59
70 %	3301 $\pm$ 64	2519 $\pm$ 50	520 $\pm$ 320	19355 $\pm$ 155	12172 $\pm$ 267	1633 $\pm$ 77

Tab.A10.4: Fitresultate für die Anzahl der in den einzelnen Linien enthaltenen Ereignisse. (Meßspektren der Messung HD94 bei Gasdichten.)

Messung	H $_{\alpha}$	H $_{\beta}$	H $_{\gamma}$	D $_{\alpha}$	D $_{\beta}$	D $_{\gamma}$
Gas						
H $_2$ ($\Phi=0.11\%$)	954 $\pm$ 52	1736 $\pm$ 76	1687 $\pm$ 74	---	---	---
H $_2$ ($\Phi=7.4\%$)	15341 $\pm$ 141	7440 $\pm$ 136	1143 $\pm$ 99	---	---	---
D $_2$ ($\Phi=7.8\%$)	---	---	---	69411 $\pm$ 275	34220 $\pm$ 237	4364 $\pm$ 144
90 % ($\Phi=7.4\%$)	nicht	auswertbar				

Tab.A10.5: Fitresultate für die Anzahl der in den einzelnen Linien enthaltenen Ereignisse. (Meßspektren der Messung HD95.)

Messung	H _α	H _β	D _α	D _β
H ₂	170 ± 15	19,5 ± 8	---	---
D ₂	---	---	308 ± 21	35 ± 10
20 %	209 ± 31	16 ± 12	337 ± 39	14 ± 11

Tab.A10.6: Fitresultate für die Anzahl der in den einzelnen Linien enthaltenen Ereignisse. (Meßspektren der Testmessung HD91.)

Anhang 11

Energiekalibrierungen

Die Energiekalibrierungen wurden für die Spektren der einzelnen Messungen berechnet.

Für die Funktion

$$CH = a + b \cdot E \quad A11.1$$

CH ... ADC-Kanal, E ... Röntgenenergie (eV)
a,b ... Koeffizienten der Kalibrierungsgerade

wurden folgende Koeffizienten erhalten:

Messung	a	Δa	b (eV ⁻¹)	Δb (eV ⁻¹)
Liquid HD93	-1.782	1.8	0.06836	0.00085
4% HD93	-6.797	1.9	0.07184	0.00085
1% HD93	-9.930	1.9	0.07293	0.00085
8% HD94	-7.673	2.3	0.08856	0.00102
HD95	-1.302	2.5	0.08532	0.00113

Tab.A11.1: Koeffizienten der Kalibrierungsgeraden für die einzelnen Meßreihen. Die Prozentangaben beziehen sich auf die Wasserstoffdichten der einzelnen Meßreihen. Δa und Δb bezeichnen die Fehler der Koeffizienten a und b.

In Abb.A11.1 sind die verschiedenen Kalibrierungsgeraden mit den zugrunde liegenden Meßwerten (stammend von den myonischen K-Linien) dargestellt.

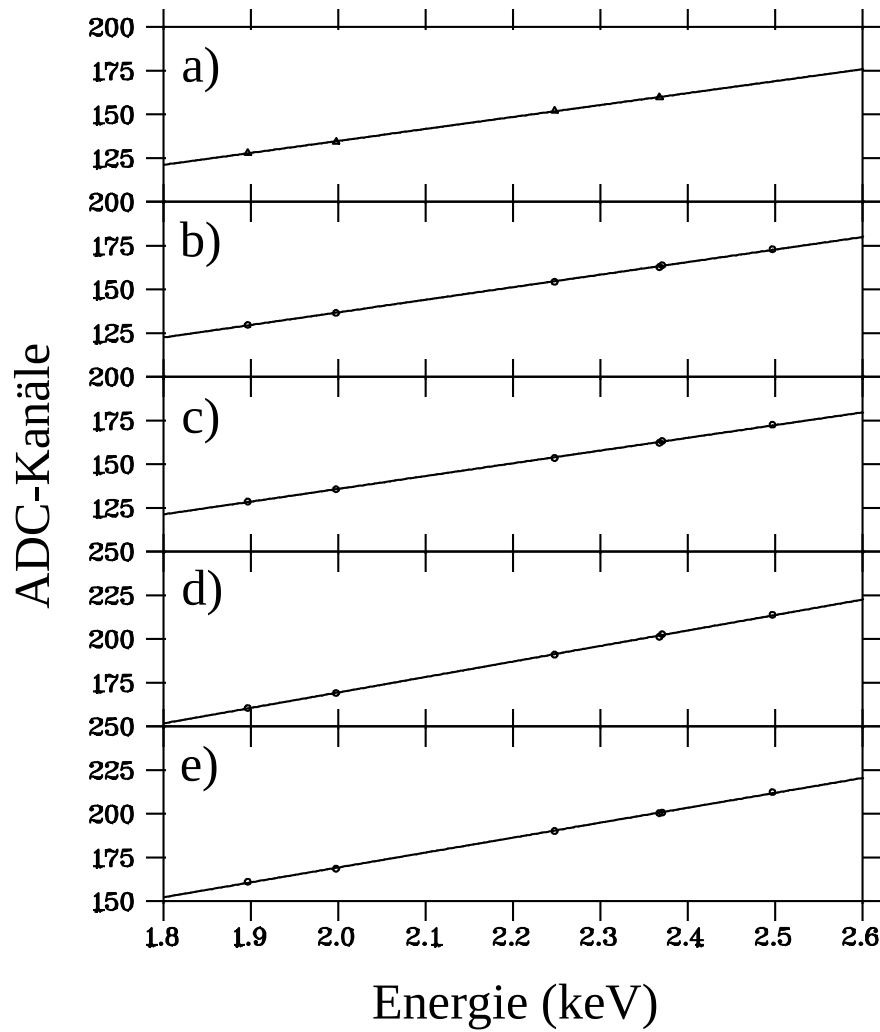


Abb.A11.1: Darstellung der Kalibrierungsgeraden und der einzelnen Meßpunkte (K-Linien von μ -Protium und μ -Deuterium) für die Messungen liquid HD93 a), 4 % HD93 b), 1 % HD93 c), 8 % HD94 d) und HD95 e).

Anhang 12

Schematische Ansicht des Gesamtaufbaus

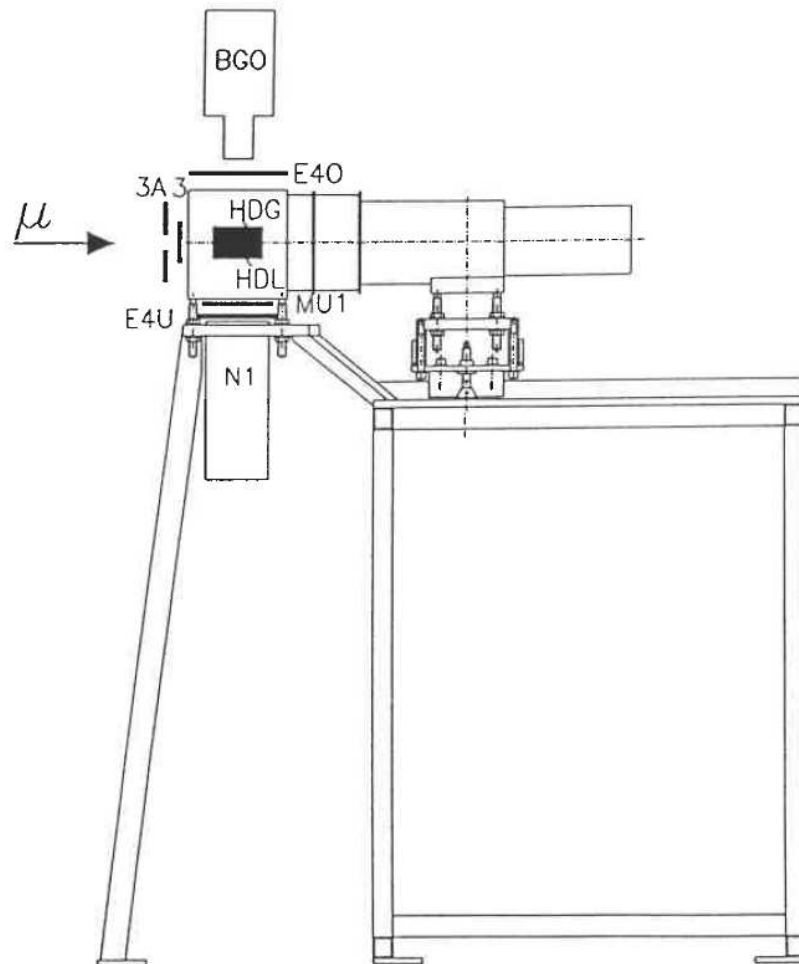


Abb.A12.1: Die Abbildung zeigt eine schematische Darstellung des gesamten Experimentaufbaus. Die Myonen μ kommen in 149 cm Höhe aus dem Strahlrohr des μ E4-Kanals am PSI. Zähler 3 und 3a (Lochzähler) sind Szintillationsdetektoren und dienen zur Strahldefinition. Weitere Szintillationszähler sind E4U und E4O, welche dem Myonzerfall folgende Elektronen detektieren und MU1, der die nach erfolgter pd -Fusion auftretenden Konversionsmyonen nachweisen konnte. Der BGO-Detektor diente zum Nachweis von Fusionsgammaquanten. N1 bezeichnet den NE213 Neutronenzähler [Lau91] zum Nachweis der Neutronen aus dd -Fusion. HDG und HDL bezeichnet die Position der Targetzellen (für flüssiges und gasförmiges H/D-Gemisch). CCD-Detektor und Diode waren senkrecht zur Bildebene positioniert und sind deshalb nicht eingezeichnet. Im Vakuumrohr auf der rechten Seite der Targetzellen befanden sich sowohl Gaszufuhrleitungen als auch Kühlung und Extraktionskapillare für die zur Massenspektrometrie notwendige Probenentnahme.

Anhang 13

Publikationen

Aus der vorliegenden Arbeit sind bisher folgende Publikationen hervorgegangen:

B.Lauss et al., Physical Review Letters 76, 25 (1996) 4693-4696.

B.Gartner, B.Lauss et al., „Proceedings of the XIV Intern. Conference on Particels and Nuclei, PANIC'96“, Williamsburg, USA, S.570, ed. C.E.Carson und J.J.Domingo, World Scientific Publishing 1997.

B.Lauss et al., Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, 5/1996, S.1018.

B.Lauss et al., „Proceedings of the Intern. Symposium on Muon Catalyzed Fusion, μ CF'95“, Dubna, Rußland. (Hyp. Int. 101/102 (1996) 285.

B.Lauss et al., „Proceedings of the Intern. Workshop on Low Energy Muon Science, LEMS'93“, Los Alamos Publication LA-12698-C, 1994.

B.Lauss et al., 46. Jahrestagung der Österreichischen Physikalischen Gesellschaft 1996, S.67.

B.Lauss et al., 45. Jahrestagung der Österreichischen Physikalischen Gesellschaft 1995, S.99.

B.Lauss et al., 44. Jahrestagung der Österreichischen Physikalischen Gesellschaft 1994, S.62 u. S.163.

P.Ackerbauer, , B.Lauss, et al., 43. Jahrestagung der Österreichischen Physikalischen Gesellschaft 1993, S.43 u. S.163.

P.Ackerbauer, , B. Lauss, et al., PSI - Nuclear and Particle Physics Newsletter 1993, S.53.

P.Ackerbauer, , B. Lauss, et al., PSI - Nuclear and Particle Physics Newsletter 1992, S.39.

P.Ackerbauer, , B. Lauss, et al., PSI - Nuclear and Particle Physics Newsletter 1991, S.53.

Anhang 14

Abkürzungen und Definitionen

In der vorliegenden Arbeit werden die folgenden Definitionen und Abkürzungen verwendet.

Protium: Unter Protium versteht man Wasserstoff, der als reines ^1H -Isotop vorliegt. In natürlichem Wasserstoff gibt es im Gegensatz dazu einen geringen Deuteriumanteil.

Deuterium: Unter Deuterium versteht man den im natürlichen Wasser und Wasserstoff vorkommenden Anteil an schweren Wasserstoff ^2H , dessen Atomkern aus einem Proton und einem Neutron besteht.

Tritium: Unter Tritium versteht man superschweren Wasserstoff mit einem Atomkern, bestehend aus einem Proton und 2 Neutronen.

q_{1s} : Unter q_{1s} versteht man die Wahrscheinlichkeit, daß ein in einem Protium-Deuterium Gemisch von einem Proton eingefangenes Myon den 1s-Grundzustand des Protiumatoms erreicht, ohne vorher zum Deuterium zu transferieren.

CCD (Charged Coupled Devices): spezielle Bauart eines aus ~ 800000 Bildpunkten (Pixel) bestehenden Siliziumdetektors, ähnlich einer, jedoch für Röntgenstrahlung sensitiven Videokamera.

SPE (Single Pixel Ereignis): Ein Ereignis, bei dem im CCD-Detektor nur ein einziges Pixel getroffen wurde und die 8 Nachbapixel keinen Ladungsinhalt (Inhalt ist unterhalb einer definierten Schwelle) zeigen.

ag-Fit: Ein zur Anpassung der Energiespektren entwickeltes Fitfunktionsmodell mit speziellen Bedingungen in der Minimierungsfunktion.

K_α-Analyse: Analyse bzgl. q_{1s}, bei der nur die K_α-Linie der Wasserstoffisotope berücksichtigt wird.

PSI (Paul Scherrer Institut): Forschungslaboratorium in CH-5232, Villigen, Schweiz. Ein dort befindlicher 590 MeV Protonenbeschleuniger (Sektor-Zyklotron) erzeugt Pionen und Myonen [Bru76]. Dort befindet sich das μE4-Areal (Myon Experimentierareal 4), welches ein supraleitendes Solenoid besitzt, in dem die Pionen in Myonen zerfallen.

relative Intensität: Unter der relativen Intensität einer Röntgenlinie verstehen wir die Anzahl der in dieser Linie gemessenen Röntgenquanten gebrochen durch die Anzahl der in allen sichtbaren Linien gemessenen Röntgenquanten.

D.h. in reinem H₂ oder reinem D₂ ist die relative Intensität einer Linie

$$Y_{\mu p}(K_i) = Y_{\mu p}^i = \frac{Z_i}{Z_\alpha + Z_\beta + Z_\gamma} \quad i = \alpha, \beta, \gamma \quad \text{in H}_2 \quad A14.1$$

$$Y_{\mu d}(K_i) = Y_{\mu d}^i = \frac{Z_i}{Z_\alpha + Z_\beta + Z_\gamma} \quad i = \alpha, \beta, \gamma \quad \text{in D}_2 \quad A14.2$$

wobei Z_i die Anzahl an nachgewiesenen Röntgenquanten in der i-ten K-Linie von H₂ oder D₂ bezeichnet

Im H/D-Gemisch ist die relative Intensität gegeben durch

$$\begin{aligned} Y_{\mu k}(K_i) &= Y_{\mu k}^i = \text{Yield}_i(k) = \\ &= \frac{Z_{\mu k}^i}{Z_{\mu p}^\alpha + Z_{\mu p}^\beta + Z_{\mu p}^\gamma + Z_{\mu d}^\alpha + Z_{\mu d}^\beta + Z_{\mu d}^\gamma} \end{aligned} \quad A14.3$$

mit $i = \alpha, \beta, \gamma$ und $k = p, d$

Z bezeichnet die Anzahl der nachgewiesenen Röntgenquanten.

I ... relative Intensität von

Y , Yield ... relative Intensität einer einzelnen K-Röntgenlinie bezogen auf die Gesamt-Röntgenemission in den K-Linien.

H, H₂ ... Protium	p ... Proton	μ⁻, μ ... Myon
D, D₂ ... Deuterium	d ... Deuteron	e⁻ ... Elektron
T, T₂ ... Tritium	t ... Triton	n ... Neutron

HD ... HD-Molekül, Wasserstoffmolekül mit einem Protium- und einem Deuteriumatom

H/D ... Gemisch aus Protium und Deuterium

μp ... myonisches Protium bezeichnet ein Wasserstoffatom bei dem das Elektron durch ein Myon ersetzt wurde (auch als Index).

μd ... myonisches Deuterium (wird auch als Index verwendet)

μt ... myonisches Tritium (wird auch als Index verwendet)

HD91 ... Kurzbezeichnung für die 1991 durchgeführten Messungen

HD93 ... Kurzbezeichnung für die 1993 durchgeführten Messungen

HD94 ... Kurzbezeichnung für die 1994 durchgeführten Messungen

HD95 ... Kurzbezeichnung für die 1995 durchgeführten Messungen

c_p ... Protiumkonzentration

c_d ... Deuteriumkonzentration

Φ ... Dichte in % FWD

FWD ... Flüssigwasserstoffdichte, 4.25×10^{22} Atome/cm³

10 % , 25 % , 50 % , 70 %: Kurzbezeichnung für Messungen durch Angabe der Deuteriumkonzentration.

ε_μ ... kinetische Energie des Myons

$\epsilon_{\mu p}$... kinetische Energie des myonischen Protiumatoms

K_{α} ... Das beim Übergang vom zweiten in das erste Energieniveau emittierte Röntgenquant.

K_{β} ... Das beim Übergang vom dritten in das erste Energieniveau emittierte Röntgenquant.

K_{γ} ... Das beim Übergang vom vierten in das erste Energieniveau emittierte Röntgenquant.

K_{tot} ... Summe aller emittierter K-Linien (Lyman-Linien)

H_{α}, D_{α} ... von μ^{-} -Protium (Deuterium) emittiertes K_{α} -Quant

H_{β}, D_{β} ... von μ^{-} -Protium (Deuterium) emittiertes K_{β} -Quant

H_{γ}, D_{γ} ... von μ^{-} -Protium (Deuterium) emittiertes K_{γ} -Quant

n ... Hauptquantenzahl, atomares Energieniveau

SKM ... Standardkaskadenmodell. Modell für die Abregung eines myonischen Atoms nach [Leo62].

μCF ... Muon catalyzed fusion, Myon-katalysierte Fusion

E ... Energie ΔE ... Energiedifferenz

ch ... Channel, Kanal (z.B. bei ADC) Δch ... Kanaldifferenz

m ... Masse

μm ... Mikrometer = 10^{-6} m

eV ... Elektronenvolt (1.602×10^{-19} J)

keV ... Kiloelektronenvolt (1000 eV)

τ_{μ} ... Lebenszeit des Myons ($2.2 \mu\text{s} = 2.2 \times 10^{-6}$ s)

T4 ... Transferwahrscheinlichkeit für das Myon zwischen μp und μd im vierten oder höheren Energieniveaus ($n \geq 4 \rightarrow n \geq 4$). Bei FWD-Messungen nicht beachtet, da keine K_{γ} -Linie sichtbar ist.

T3 ... Transferwahrscheinlichkeit für das Myon zwischen μp und μd im dritten Energieniveau ($n = 3 \rightarrow n = 3$); bei FWD gilt $T3^{FWD}$ ($n \geq 3 \rightarrow n \geq 3$)

T2 ... Transferwahrscheinlichkeit für das Myon zwischen μp und μd im zweiten Energieniveau ($n = 2 \rightarrow n = 2$)

k_c ... Skalierfaktor für die Coulomb-Abregungs-Wirkungsquerschnitte

k_t ... Skalierfaktor für die Transfer-Wechselwirkungsquerschnitte

Eff ... Effizienz (Nachweiseffizienz)

E^{Mean} ... Effizienz, bestimmt für die wahrscheinlichsten Absorptionsdicken und -längen.

E^{Min} ... Effizienz, bestimmt für die minimalen Absorptionsdicken und -längen.

E^{Max} ... Effizienz, bestimmt für die maximalen Absorptionsdicken und -längen.

VTF ... Vakuumtopffenster

TZF ... Targetzellenfenster

W_f ... Winkelfaktor. Der Faktor, um den die Materialdicke durch schräg eintreffende Röntgenstrahlen vergrößert wird.

d.h. ... das heißt

bzgl. ... bezüglich

L i t e r a t u r - v e r z e i c h n i s

- [Abb92] D.J.Abbot et al., Diffusion of Muonic Deuterium and Hydrogen Atoms, in „Muonic Atoms and Molecules“ S.243, ed. von L.Schaller und C.Petitjean, Birkhäuser 1993, und in Phys.Rev. A 55 (1997) 214.
- [Ack86] P.Ackerbauer, Diplomarbeit, Universität Wien (1986).
- [Ack91] P.Ackerbauer, Experimentelle Untersuchung zur myon-katalysierten Kernfusion in festen, flüssigen und gasförmigen Deuterium/Tritium-Gemischen, Dissertation, Universität Wien (1991).
- [Ack91b] P.Ackerbauer et al., Muonic Cascade and μ CF-Kinetics in Hydrogen and Deuterium Mixtures, PSI Nucl. and Part. Phys. Newsletters 1991, p.53.
- [Ack92] P.Ackerbauer et al., Muonic Cascade and μ CF-Kinetics in Hydrogen and Deuterium Mixtures, PSI Nucl. and Part. Phys. Newsletters 1992, p.39.
- [Ack93] P.Ackerbauer et al., The Kinetics of Muon Catalyzed dt-Fusion , Hyp.Int. 82 (1993) 357.
- [Ack93b] P.Ackerbauer et al., Muonic Cascade and μ CF Kinetics in Hydrogen and Deuterium Mixtures, PSI Nucl. and Part. Phys. Newsletters 1993, p.53.
- [Ack95] P.Ackerbauer et al., Exp. Results on Muon-catalyzed dt-fusion, „Proc. of Int. Symp. on Muon Cat. Fusion, μ CF'95, Dubna, Russia“, Hyp.Int. 101/102 (1996) 67.
- [Ack96] P.Ackerbauer et al., Experimental Investigation of muon-catalyzed dt-fusion at cryogenic temperatures, wird publiziert.
- [And77] H.Anderhub et al., Phys.Lett. 71B (1977) 443.
- [And84] H.Anderhub et al., Measurement of the K-Line Intensity Ratios in Muonic Hydrogen Between 0.25 and 150 torr Gas Pressures, Phys.Lett. 143b, (1984) 65.

-
- [Ani83] K.A.Aniol et al., Mesic molecular effects in the capture of negative pions stopped in gaseous hydrogen isotopes, Phys.Rev.A 28,5 (1983) 2684.
- [Asc94] E.C.Aschenauer, Cascade Processes and Kinetic Energy Distribution of Pionic Hydrogen Atoms, Dissertation, ETH Zürich Nr. 10779, 1994; und E.C.Aschenauer et al., Phys. Rev. A 51,3 (1995) 1965.
- [Asc94b] E.C.Aschenauer et al., Exotic Atoms Swift or Slow ?, „Proceedings of the intern. school of physics of exotic atoms, 6th workshop: Exotic atoms, molecules and their interactions“, Erice, 1994.
- [Asc95] E.C.Aschenauer und V.E.Markushin, High velocity components in exotic atoms, their origin and effects, "Proceedings of the Intern. Symposium on Muon Catalyzed Fusion, μ CF-95, Dubna, Russia", Hyp. Int. 101/102 (1996) 97.
- [Asc96] E.C.Aschenauer und V.E.Markushin, Muonic Hydrogen and Deuterium in H-D Mixture and Muon Transfer in Excited States, in Zeitschrift für Physik. D 39 (1997) 165.
- [Asc96b] E.C.Aschenauer, persönliche Mitteilung.
- [Aug95] M.Augsburger, Etude de transitions antiprotonique, Travail de diplôme, Université de Neuchâtel (1995).
- [Bac88] R.Bacher et al., Degree of ionization in antiprotonic noble gases, Phys.Rev. A 38 (1988) 4395.
- [Bal83] R.Bailey et al., First Measurement of Efficiency and Precision of CCD Detectors for High Energy Physics, NIM 213 (1983) 201.
- [Bal88] D.V.Balin et al., Analysis of dt- μ CF data, Muon Cat. Fus. 2 (1988) 163.
- [Bea67] J.A.Bearden, X-ray Wavelengths, Rev. of Mod. Phys. 39,1 (1967) 78.

- [Ber72] A.Bertin et al., Measurement of the Rate λ_e for the Reaction $\mu p + d \rightarrow \mu d + p$ at Room Temperature, Lett. Nuov. Cim. 4,11 (1972) 449.
- [Ber75] A.Bertin et al., Atomic and Molecular Processes involving Hydrogen and Deuterium Muonic Systems in Matter. Formation and Elastic Scattering of μp and μd Muonic Atoms, Riv.Nuov.Cim. 5,3 (1975) 423.
- [Bet57] H.A.Bethe und E.E.Salpeter, Handbuch der Physik XXXV, Quantum Mechanics of One- and Two-Electron Systems, Springer Verlag 1957.
- [Bey80] J.D.E.Beynon und D.R.Lamb, Charge-coupled devices and their applications, McGraw-Hill UK, 1980.
- [Bia87] A.Bianconi et al., Multiple-scattering effects in the K-edge x-ray-absorption near-edge structure of crystalline and amorphous silicon, Phys.Rev.B 36,12 (1987) 6426.
- [Ble63] E.J.Bleser et al., Muonic Molecules in Liquid Hydrogen, Phys. Rev. 132,6 (1963) 2679.
- [Bor80] E.Borie und M.Leon, X-ray yields in protonium and mesic hydrogen, Phys.Rev. A 21,5 (1980) 1460.
- [Bra78] L.Bracci und G.Fiorentini, Coulomb De-excitation of Mesic Hydrogen, Nuov.Cim. 43A,1 (1978) 9.
- [Bra82] L.Bracci and G.Fiorentini, Mesic Molecules and Muon Catalyzed Fusion, Phys.Rep. 86, Vol.4 (1982).
- [Bre80] W.H.Breunlich, Muon Capture, Nucl. Phys. A335 (1980) 137.
- [Bre81] W.H.Breunlich, Muon Capture in Hydrogen Isotopes, Nucl. Phys. A353 (1981) 201c.
- [Bre87a] W.H.Breunlich, The developement of μ CF-studies at SIN, Muon Cat.Fus.1 (1987) 29.
- [Bre87b] W.H.Breunlich et al., Recent Results of μ CF Studies at SIN, Muon Cat.Fus.1 (1987) 67.

-
- [Bre87c] W.H.Breunlich et al., Muon Catalyzed D-T Fusion at Low Temperature, *Phys.Rev.Lett.*58 (1987) 329.
- [Bre89] W.H.Breunlich, P.Kammel et al., Muon Catalyzed Fusion, *Annu. Rev. Nucl.Part.Sci.*39 (1989) 311.
- [Bre90] W.H.Breunlich, Muon Catalyzed Fusion, *Nucl. Phys.* A508 (1990) 3c.
- [Bre92] W.H.Breunlich et al., Neutron Detection for μ CF-Experiments, *PSI Nucl. and Part. Phys. Newsl.* 1992, S41.
- [Bri87] U.Briel et al., The High-throughput X-ray Spectroscopy Mission, ESA - Report SP-1092, 1987.
- [Bru76] A.Brunner, Das Schweizer Institut für Nuklearforschung - SIN, Atomkernenergie (ATKE), Bd.27 (1976) 12. Lfg.1.
- [Buk82] A.P.Bukhvostov, N.P.Popov, *Sov.Phys.JETP* 55 (1982)
- [Bud71] B.Budick et al., Muonic X-rays from liquid hydrogen, *Phys. Lett.* 34b (1971) 539.
- [Car87] M.Cargnelli, Myoneinfangrate in Deuterium, Dissertation, TU Wien, 1987.
- [Cas93] T.Case et al., Systematic Analysis of the PSI Experiment to directly measure the sticking probability ω_s in dt-fusion, *Hyp. Int.* 82 (1993) 295.
- [Cha95] D.Chatellard, Etude expérimental de l'atome de deutérium pionique, Thèse, Université de Neuchâtel, 1995.
- [Cho88] T.Cho et al., Quantum efficiency of gold photocathodes (2 - 8 keV) and EXAFS in its secondary electron yield and in the detection currents of a microchannel plate and a silicon surface barrier detector, *Rev.Sci.Instrum.* 59,11 (1988) 2453.
- [Coh81] J.S.Cohen et al., Diabatic-state treatment of negative-meson moderation and capture. 1. The hydrogen atom, *Phys. Rev.* A24 (1981) 33.
- [Coh83a]

- Diabatic-state treatment of negative-meson moderation and capture. 2. Mixtures of hydrogen and helium, Phys. Rev. A27 (1981) 1821.
- [Coh83b] J.S.Cohen, Slowing down and capture of negative muons by hydrogen: Classical trajectory Monte Carlo calculation, Phys.Rev. A27 (1983) 167.
- [Coh90] J.S.Cohen, Formation of Exotic Hydrogen Atoms, in „Electromagnetic Cascade and Chemistry of Exotic Atoms“, edited by L.Simons et al., Plenum Press N.Y. 1990.
- [Coh93] J.S.Cohen, Atomic and Molecular Processes in Muon Catalyzed Fusion, Los Alamos Preprint LA-UR 93-0052.
- [CRC87] CRC - Handbook of Chemistry and Physics, 68th edition 1987-88, CRC-Press Inc. Boca Raton Florida, USA.
- [Cza90a] W.Czaplinsky et al., Muonic Hydrogen Deexcitation Mechanisms, Muon Cat.Fus. 5 (1990) 59.
- [Cza90b] W.Czaplinsky et al., Isotope exchange reactions in hydrogen mixtures, Muon Cat.Fus. 5 (1990) 55.
- [Cza94a] W.Czaplinsky et al., Kinetics of excited muonic hydrogen, Phys.Rev. A50,1 (1994) 518.
- [Cza94b] W.Czaplinsky et al., Muon transfer in excited muonic hydrogen, Phys.Rev. A50,1 (1994) 525.
- [Day60] T.B.Day et al., High-Orbital S-State Capture of π^- Mesons by Protons, Phys.Rev. 118,3 (1960) 864.
- [Dea95] The DEAR Proposal (DAΦNE Exotic Atom Research), INFN Pubblicazioni LNF-95/055 (IR), Oct. 1995.
- [Deb88] K.Debertin und R.G.Helmer, „Gamma- and X-ray spectrometry with semiconductor detectors“, North-Holland, Elsevier Publishers 1988.
- [Del92] J.S.Cohe C.F.G.Delaney und E.C.Finch, „Radiation Detectors“, n et al., Clarendon Press, Oxford 1992.

-
- [Dupo1] Kapton Polyimide Film, Summary of Properties, Du Pont Company, Wilmington DE 19898, USA.
- [Dupo2] Mylar Polyester Folie, Technische Information, Du Pont Company, Wilmington DE 19898, USA.
- [EEV87] English Electric Valves, „CCD Imaging III, Handbook“, EEV Waterhouse Lane, Chelmsford, Essex, England.
- [EEV94] English Electric Valves, Product Information.
- [Ega81] P.O.Egan et al., Search for long-lived 2S muonic hydrogen in H₂ gas, Phys.Rev. A 23,3 (1981) 1152.
- [Egg90] J.-P.Egger et al., CCDs as X-ray detectors in muon catalyzed fusion, Muon Cat.Fus. 5 (1990) 421.
- [Egg93] J.-P.Egger et al., Progress in Soft X-ray Detection: The Case of Exotic Hydrogen, Part.World 3,3 (1993) 139, und in „Muonic Atoms and Molecules“, S.331, edt. von L.Schaller und C.Petitjean, Birkhäuser 1993.
- [Egg95] J.-P.Egger, persönliche Mitteilung.
- [Ele83] Elektronik Sonderteil - CCDs, Elektronik Nr. 12, 16.6.1983.
- [Fei92] W.Feith, Ladungskübel und Eimerketten, c't 1992, Heft 1, 158.
- [Fer47] E.Fermi und E.Teller, The Capture of negative Mesons in Matter, Phys.Rev. 72,5 (1947) 399.
- [Fio90a] G.Fiorucci, Etude expérimental de l'atome d'hydrogène pionique par spectrométrie de rayons X, Thèse, Université de Neuchâtel, 1990.
- [Fio90b] G.Fiorucci et al., CCDs as low-energy X-ray detectors - general description, NIM A292 (1990) 141.
- [Fra94] G.W.Fraser et al., The X-ray energy response of silicon Part A. theory, NIM A350 (1994) 368.
- [Fro95a] P.Froelich und J.Wallenius, Resonance Sidepath in Muon Catalyzed Fusion, Phys.Rev.Lett. 75 (1995) 2108.

- [Fro95b] P.Froelich und J.Wallenius, Resonance side-path in the kinetics of muon catalyzed fusion involving the metastable $dt\mu^*$ molecules, Talk given at the Intern. Symposium on Muon Catalyzed Fusion, μ CF-95, Dubna, Russia.
- [Gar94] B. Gartner, Diplomarbeit, Universität Graz, 1994.
- [Gar95] B.Gartner et al., Muon Transfer from Deuterium to Helium, "Proceedings of the Intern. Symposium on Muon Catalyzed Fusion, μ CF-95, Dubna, Russia", Hyp. Int. 101/102 (1996) 249.
- [Gar96] B.Gartner, B.Lauss et al., Muon Transfer in Mixtures of Light Atoms: Experimental Investigation via Detection of Muonic X Rays, in „Proceedings of the XIV Int. Conf. on Part. and Nuclei, PANIC'96“, S.570, edit.. C.E.Carlson und J.J.Domingo, World Scientific 1997.
- [Gar97] B.Gartner et al., Dissertation, Universität Wien, 1997.
- [Gat85] V.Gates et al., Stuperspace, Physica 15D (1985)289.
- [Gea93] GEANT - Detector Description and Simulation Tool, CERN Program Library Long Writeup W5013, CERN 1993.
- [Ger61] S.S.Gershtein, On the probability of meson capture in different meso-atomic levels, Sov.Phys. JETP 12 (1961) 815.
- [Ger75] S.S.Gershtein und L.I.Ponomarev, „Muon Physics“, edt. V.W. Hughes und C.S.Wu, Academic Press N.Y., 1975.
- [Ger80] S.S.Gershtein et al., Kinetics of Muon catalysis processes in a mixture of deuterium and tritium, Zh.Eksp.Teor.Fiz. 78, 2099 (1980) [Sov.Phys.JETP 51(6), 1053 (1980)].
- [Ger90] S.S. Gershtein et al., Muon Catalysis and Nuclear Breeding, Sov.Phys.Usp. 33,8 (1990) 591.

-
- [Gul89] A.Gula et al., Excited muonic atoms in mixtures of hydrogen isotopes, *Muon Cat.Fus.* 4 (1989) 217.
- [Gus93] V.V.Gusev et al., The new methods of description of mesic atom collisions, *Hyp.Int.* 82 (1993) 53.
- [Haf74] P.K.Haff und T.A.Tombrello, Negativ Muon Capture in very Light Atoms, *Ann.Phys.* 86 (1974) 178.
- [Hai83] D.Haidt und H.Pietschmann, Elektroschwache Wechselwirkung, „Landolt-Börnstein I/10“, S.83.
- [Han70] J.S.Hansen et al., Relative X-ray Transition Probabilities to the K-Shell, *Nucl.Phys. A142* (1970) 604.
- [Har95] F.J.Hartmann, persönliche Mitteilung.
- [Hau93] P.Hauser et al., Slowing Down of Negative Muons in Gaseous H₂ and Determination of the Stopping Power, in „Muonic Atoms and Molecules“, S.235, ed. von L.Schaller und C.Petitjean, Birkhäuser 1993.
- [Hen93] B.L.Henke et al., X-ray Interactions: Photoabsorption, Scattering, Transmission and Reflection at $E = 50-30000$ eV, $Z=1-92$, *Atom.Data and Nucl.Data Tabl.* 54,2 (1993) 181.
- [Hoech] Hostasphan Datenblatt, Hoechst Diafoil GmbH, Wiesbaden, Deutschland.
- [Hop82] G.R.Hopkinson und D.H.Lumb, Noise reduction techniques for CCD image sensors, *J.Phys.E: Sci.Instrum.* Vol.15 (1982) 1214.
- [Hop83] G.R.Hopkinson, Charge Diffusion Effects in CCD X-ray Detectors I. Theory, *NIM* 216 (1983) 423.
- [Hub82] J.H.Hubbel. Photon Mass Attenuation and Energy-absorption Coefficients from 1 keV to 20 MeV, *Int.J.Appl.Radiat.Isot.* 33,11 (1982) 1269.
- [Iza94] C. de Izarra und O.Vallee, On the use of linear CCD image sensors in optics experiments, *Am.J.Phys.* 62,4 (1994) 357.

- [Jam75] F.James und M.Roos, Minut - A sytem for function minimization and analysis of the parameter errors and correlations, Comp. Phys. Comm. 10 (1975) 343.
- [Jei88] M.Jeitler, Bestimmung der Deuterium-Tritium Transferrate des Myons, Diplomarbeit, Uni. Wien 1988.
- [Jei92] M.Jeitler, Epithermal effects in muon-catalyzed deuterium-tritium fusion, Dissertation, Uni. Wien (1992).
- [Jei93] M.Jeitler et al., Epithermal effects in muon-catalyzed dt-fusion: comparison of experimental data with theoretical predictions, Hyp.Int. 82 (1993) 391.
- [Jei95] M.Jeitler et al., Epithermal effects in muon-catalyzed dt-fusion: comparison of experimental data with theoretical calculations, Phys.Rev. A51,4 (1995) 2881.
- [Jon86] S.E.Jones et al., Observation of unexpected density effects in muon-catalyzed d-t fusion, Phys.Rev.Lett. 56 (1986) 588.
- [Jon92] G.Jones, Least Squares Fitting when Both Variables have Errors, TRIUMF PP-92-31 (1992).
- [Kam85] P.Kammel, Thermalization Effects in Muon-Catalyzed Fusion in Low-Density Deuterium-Tritium Gas, Lett. Nuovo. Cim. 43 (1985) 349.
- [Kam90] P.Kammel, dt μ -kinetics: Present understanding and open problems, Muon Cat.Fus.5 (1990) 111.
- [Kam93] P.Kammel, Muon catalysed Fusion and basic Reactions in Deuterium and Hydrogen, in „Muonic Atoms and Molecules“, S.111, edt. von L.Schaller und C.Petitjean, Birkhäuser 1993.
- [Kin95] Y.Kino et al., Muonic atom nucleus collision in the energy region of the dt μ resonant state, "Proceedings of the Intern. Symposium on Muon Catalyzed Fusion, μ CF-95, Dubna, Russia", Hyp. Int. 101/102 (1996) 325.

-
- [Kon71] J.Konijn und E.W.A.Lingeman, Intensities of γ -rays in the ^{57}Co decay, NIM 94 (1971) 389.
- [Kor88] G.Ya.Korenman und V.P.Popov, Slowing-Down and Coulomb Capture of Negative Muons in Molecular Hydrogen, AIP Conference Proceedings Nr. 189 (1989) 145.
- [Kor92] G.Ya.Korenman et al., Coulomb Capture of Negative Mesons and the Formation of Mesic Atoms in Molecular Hydrogen, Muon Cat.Fusion 7 (1992) 179.
- [Kos94] A.Kosak, Fusionsgammaquanten und myonische Röntgenstrahlung beim Zyklus der myonkatalysierten p-d Fusion, Diplomarbeit, TU München 1994.
- [Kot82] F.Kottman, Bildung und Nachweis von myonischem Wasserstoff bei niederen Gasdrücken in einer magnetischen Flasche, Dissertation, ETH Zürich Nr. 7179, 1982.
- [Kot93] F.Kottman, Kinetic Energies at the Formation and Cascade of μp -Atoms, in „Muonic Atoms and Molecules“, S.219, ed. von L.Schaller und C.Petitjean, Birkhäuser 1993.
- [Kra88] A.V.Kravtsov et al., Quasiresonance charge exchange of excited mesic hydrogen in the mixture of hydrogen isotopes, Muon Cat.Fus. 2 (1988) 183.
- [Kra88b] A.V.Kravtsov et al., Quasiresonance Pion Transfer in the Protium-Deuterium Mixture, Muon.Cat.Fus. 2 (1988) 199.
- [Kra95] A.V.Kravtsov and A.I.Mikhailov, Excited muonic hydrogen: Deexcitation and charge exchange, Nukleon. 40,2 (1995) 25.
- [Lau91] B.Lauss, Detektoren zum Nachweis von Neutronen aus myoninduzierten Prozessen, Diplomarbeit, Universität Wien, 1991.

- [Lau93] B.Lauss et al., Muonic Cascade and Muon Catalyzed Fusion in Hydrogen/Deuterium Mixtures, in „Proceedings of the International Workshop on Low Energy Muon Science - LEMS'93“, Los Alamos Publication LA-12698-C, 1994.
- [Lau95] B.Lauss et al., Experimental Observation of Excited State Muon Transfer in Mixtures of Hydrogen Isotopes, „Proceedings of the Intern. Symp. on Muon Cat. Fusion, μ CF'95, Dubna, Russia“, Hyp.Int. 101/102 (1996) 285.
- [Lau96] B.Lauss et al., Excited State Muon Transfer in Hydrogen/Deuterium Mixtures, Phys.Rev.Lett. 76 (1996) 4693.
- [Leo62] M.Leon und H.A.Bethe, Negative Meson Absorption in Liquid Hydrogen, Phys.Rev. 127,2 (1962) 636.
- [Leo71] M.Leon, X-ray Yields in Muonic Hydrogen, Phys.Lett. 35B,5 (1971) 413.
- [Leo94] W.R.Leo, „Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments“, Springer Verlag Berlin-Heidelberg, 1994.
- [Lou91] K.Lou et al., New μ CF experience with the modular LNPI ionization chamber, Muon Cat. Fus. 6 (1991) 525.
- [Lou93] K.Lou et al., Final Sticking ω_s using the “survived muon method”, Hyp. Int. 82 (1993) 313.
- [Lum83] D.H.Lumb und G.R.Hopkinson, Charge Diffusion Effects in CCD X-ray Detectors II. Experimental Results, NIM 216 (1983) 431.
- [Lyb84] M.Lybanon, Comment on „Least squares when both variables have uncertainties“, Am.J.Phys. 52,3 (1984) 276.
- [Mar81] V.E.Markushin, Light μ^- -atoms in liquid and gaseous hydrogen and deuterium, Zh.Eksp.Teor.Fiz. 80 (1980) 35 [Sov.Phys. JETP 53(1) (1981) 16].

-
- [Mar84] V.E.Markushin, Cascade Processes in Exotic Atoms with $Z=1$, „Talk given at the IV. International School of Exotic Atoms“, Erice 1984, Italien, edt. P.Dalpiaz et al., Plenum Press N.Y. 1985.
- [Mar90] V.E.Markushin, Cascade Processes in Exotic Atoms with $Z = 1$, in „Electromagnetic Cascade and Chemistry of Exotic Atoms“, edt. by L.Simons et al., Plenum Press N.Y. 1990.
- [Mar93] V.E.Markushin, Muonic Hydrogen and Deuterium in H/D-Mixtures, Poster contribution and book of abstracts, „Intern.Workshop on Low Energy Muon Science LEMS'93“, Santa Fe, NM.
- [Mar94] V.E.Markushin, Atomic cascade in muonic hydrogen and the problem of kinetic energy distribution in the ground state, Phys.Rev. A50,2 (1994) 1137.
- [Mar96] V.E.Markushin, persönliche Mitteilung.
- [Men84] L.I.Menshikov und L.I.Ponomarev, Effect of the reaction $d\mu(n)+t \rightarrow d+t\mu(n)$ on the kinetics of muon-catalysis processes in a D_2+T_2 mixture, Pis'ma Zh.Eksp.Teor.Fiz. 39,12 (1984) 542 [JETP Lett. 39,12 (1984) 663].
- [Men85] L.I.Menshikov und L.I.Ponomarev, Charge exchange of excited mesic atoms of hydrogen isotopes in triple collisions with molecules, Pis'ma Zh.Eksp.Teor.Fiz. 42,1 (1985) 12 [JETP Lett. 42 (1985) 13].
- [Men86] L.I.Menshikov und L.I.Ponomarev, Quasiresonance Charge Exchange of Hydrogen Isotopes Mesic Atoms in Excited States, Z. Phys. D 2, 1 (1986) 1.
- [Men88] L.I.Menshikov, Mesic Atom Acceleration Mechanisms in Cascade Transitions, Muon Cat.Fus. 2 (1988) 173.
- [Mes91] A.Messiah, „Quantenmechanik“, de Gruyter 1991, S208.
- [Min92] MINUIT, Reference Manual, CERN Programm Library Long Writeup D506, 92.1 (1992).

- [MPI93] Development of pn-CCDs for X-ray space astronomy, Final report, phase II, Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik, 1993.
- [Nac86] O.Nachtmann, „Elementarteilchenphysik, Phänomene und Konzepte“, Vieweg & Sohn, Braunschweig 1986.
- [Ore82] J.Orear, Least squares when both variables have uncertainties, Am.J.Phys. 50,10 (1982) 912.
- [Owe94a] A.Owens et al., Synchrotron Mapping of Si-K-Edge XFAS in an X-Ray CCD, JETX-(94) UL-236 WP:2220.
- [Owe94b] A.Owens et al., Near K-Edge Linear Attenuation Coefficients for Si, SiO₂ and Si₃N₄, JETX-(94) UL-241 WP:2220.
- [Pan1] Summary Panel: μ CF Experiments, „Proceedings of the μ CF'90 Conference“, Vienna, Austria, Muon Cat.Fus. 6 (1990) 569.
- [Pan2] Summary Panel: Theory, „Proceedings of the μ CF'90 Conference“, Vienna, Muon Cat.Fus. 6 (1990) 579.
- [Par94] Review of Particle Properties, Phys.Rev. D 50 (1994)1.
- [Pet90] C.Petitjean et al., The μ p-d-fusion cycle, „Proceedings of the μ CF'90 Conference“, Vienna, Austria, Muon Cat.Fus. 6 (1990) 199.
- [Pet92] C.Petitjean, Progress in Muon Catalyzed Fusion, Nucl.Phys. A543 (1992) 79c.
- [Pet93] C.Petitjean et al., Experimental survey of the sticking problem in muon-catalyzed dt-fusion, Hyp. Int. 82 (1993) 273.
- [Pet94] C.Petitjean et al., A 14 MeV High Flux Neutron-Source based on Muon-Catalyzed Fusion - A Design Study, Fusion Technology 25 (1994) 437.
- [Pie84] H.Pietschmann, „Weak Interaction - Formulae, Results and Derivations“, Springer Verlag Wien, 1984.

-
- [Pla70] A.Placci et al., Observation of Muonic X-rays in Hydrogen Gas, Phys.Lett. 32b (1970) 413.
- [Pon83] L.I.Ponomarev, Muon Catalyzed Fusion, Atomkern-energie-Kerntechnik 43 (1983) 175.
- [Pon90] L.I. Ponomarev, Muon Catalyzed Fusion, Cont. Phys. 31,4 (1990) 219, [PSI Preprint PR-90-18, (1990)].
- [Pon96] L.I.Ponomarev, E.A.Solov'ev, Cascade acceleration of $p\pi$ -atoms in the Coulomb deexcitation process, PSI-Preprint-96-18 (1996).
- [Pro90] Proposal R-81-05,2, P.Ackerbauer et al., Muonic Cascade and Muon Catalyzed Fusion in H/D Mixtures, PSI 1990.
- [Pro94] Proposal R-94-05,1, D.V.Balin et al., Study of $dd\mu$ and $pd\mu$ Fusion in D_2 and H/D Mixtures, PSI 1994.
- [PSI94] Paul Scherrer Institut, Users' Guide to Accelerator Facilities, PSI 1994.
- [Rav87] L.E.Ravich, Charge-Coupled Devices: a primer, Laser Focus/Electro-Optics June 1987, 166.
- [Rei86] G.Reifenröther, Kaskade des myonischen Heliums, Diplomarbeit, J.Gutenberg Universität Mainz, 1986.
- [Rin96] B.Rinnhofer, Bestimmung der Helium-Permeabilität von Polyamidfolien, ein Vergleich zwischen Kapton und Hostaphan, Diplomarbeit, Universität Wien, 1997.
- [Rus95] A.J.Rusi el Hassani et al., Measurement of absolute yields of Lyman transitions in pionic hydrogen and deuterium as a function of pressure, Z.Phys. A 351 (1995) 113.
- [Sak95] S.Sakamoto und K.Nagamine, Muon transfer in excited states of muonic hydrogen probed by Lyman X-rays with advanced Si(Li) detector, in "Proceedings of the Intern. Symposium on Muon Catalyzed Fusion, μ CF-95, Dubna, Russia", Hyp.Int. 101/102 (1996) 277.

- [Sal74] S.I.Salem et al., Experimental K and L Relative X-ray Emission Rates, Atom. Data and Nucl. Data Tables 14 (1974) 91.
- [Sav94] V.I.Savichev, nicht publiziert.
- [Sig92] D.Sigg, Program PION for Preanalysis, Program Hydrogen for CCD-Analysis, entwickelt an der ETHZ (1990-93).
- [Sig94] D.Sigg, CCDs as X-ray detectors in a high radiation environment, NIM A345 (1994) 107.
- [Sim90] L.M.Simons, Exotic Atoms, Z.Phys.C 46 (1990) 183.
- [Sim94] L.M.Simons et al., Exotic atoms and their electron shell, NIM B 87 (1994) 293.
- [Scr93] A.Scrinzi et al., Muon-catalyzed dd fusion between 15 and 150K: Theoretical Analysis, Phys.Rev.A47 (1993) 4691.
- [Sou86] P.C.Souers, „Hydrogen Properties for Fusion Research, California University Press“, Berkeley, 1985.
- [Sto70] E.Storm und H.Israel, Photon Cross Sections from 1 keV to 100 MeV for Elements Z=1 to Z=100, Nucl. Data Tab. 7,6 (1970) 565.
- [Tre95] S.Tresch et al., Muon Transfer from Protium to Helium, "Proceedings of the Intern. Symposium on Muon Catalyzed Fusion, μ CF-95, Dubna, Russia", Hyp.Int. 101/102 (1996) 221.
- [Trium] TRIUMF Kinematics Handbook, TRIUMF, Vancouver, Canada.
- [Wig50] A.S.Wightman, Moderation of Negative Mesons in Hydrogen 1: Moderation from High Energies to Capture by an H₂ Molecule, Phys.Rev. 77,4 (1950) 521.
- [Wer90a] J.Werner et al., Steady State in D/T gas: Kinetics and Experimental Analysis, Muon Cat.Fus.5 (1990) 209.

-
- [Wer90b] J.Werner, Myonkatalysierte Kernfusion im gasförmigen Deuterium/Tritium Gemisch: Analyse des Gleichgewichtszustandes, Dissertation, Universität Wien 1990.
- [UTM13] UT-MSL (Univeristy of Tokyo, Meson Science Laboratory), Annual Report No. 13, April 1993 - March 1994, S 47.
- [Var90] D.Varidel et al., CCDs as low-energy X-ray detectors, II. Technical aspects, NIM A292 (1990) 147.
- [Ver69] J.-L. Vermeulen, A solutin of the Leon-Bethe model for the Day-Snow-Sucher effect by dynamical group methods, Nucl.Phys. B12 (1969) 506.
- [Ves67] E.A.Vesman, Zh.Eksp.Teor.Fiz. 5 Pisma (1967) 113, [Sov.Phys. JETP Lett. 5 (1967) 91].
- [Wal95] J.Wallenius und P.Froelich, Muon transfer via metastable $d\mu^+$ molecules and the kinetics of μCF , Phys.Lett. A206 (1995) 73.
- [Web90] P.Weber et al., Pion transfer from hydrogen to deuterium in $H_2 + D_2$ gas mixtures, Phys.Rev. A 41 (1990) 1.
- [Zel60] Ya.B.Zel'dovich und S.S.Gershtein, Nuclear Reactions in Cold Hydrogen, Usp. Fiz. Nauk. 71 (1960) 581 [Sov. Phys. Usp. 3, Nr.4 (1961) 593].
- [Zme86] J.Zmeskal, Experimentelle Untersuchung der resonanten $d\mu d$ - Molekülbildungsrate im Temperaturbereich von 25 bis 150 K, Dissertation, Universität Wien (1986).
- [Zme90] J.Zmeskal et al., Muon-catalyzed dd fusion between 15 and 150K: Experiment, Phys.Rev. A42 (1990) 1165.
- [Zme90b] J.Zmeskal et al., A tritium target system for μCF , Muon Cat.Fus. 5/6 (1990/91) 379.
- [Zme93] J.Zmeskal, persönliche Mitteilung.
- [Zme96] J.Zmeskal, persönliche Mitteilung.

Tabellenverzeichnis

2.1 Kaskadenprozesse	19
2.2 Publierte experimentelle Resultate der K-Linienintensitäten	25
4.1 Zeitplan der Messungen, Definition der Kurzbezeichnungen	41
4.2 HD91, Targetparameter, Dichte, Konzentrationen	46
4.3 HD93, Targetparameter, Dichte, Konzentrationen	47
4.4 HD94, Targetparameter, Dichte, Konzentrationen	48
4.5 HD95, Targetparameter, Dichte, Konzentrationen	47
5.1 Energieauflösung der CCDs	57
5.2 CCD-Treffer, Anzahl und Größe (Cluster Size)	62
5.3 Cut-Bedingungen	71
6.1 Linienenergien von antiprotonischem O ₂ und N ₂	79
7.1 Myonstoppverteilungen	84
11.1 Relative K-Linienintensitäten in H ₂	132
11.2 Relative K-Linienintensitäten in H ₂ , CCD1,2,3,4	133
11.3 Relative K-Linienintensitäten in D ₂	136
11.4 K _α /K _β -Verhältnisse in H ₂	139
11.5 K _α /K _β -Verhältnisse in D ₂	140
12.1 Resultate für q _{1s} aus der K _α -Analyse	145
12.2 Resultate bei FWD für q _{1s} , vollständige Analyse	147
12.3 Resultate für q _{1s} , vollständige Analyse der Gasgemische	151
12.4 Fitparameter für Dichteabhängigkeit von q _{1s}	155
12.5 Minimale und Maximale Werte für q _{1s} bei Variation der Fitbedingungen	159
12.6 Relative K-Linienintensitäten in H/D-Gemischen bei FWD	160
12.7 Summe der relativen K-Linienintensitäten bei FWD	161
12.8 K _α /K _β -Verhältnisse der K-Linien in H/D-Gemischen bei FWD	162
12.9 Relative K-Linienintensitäten in gasförmigen H/D-Gemischen	166

14.1 Transferwahrscheinlichkeiten für Messungen bei FWD	172
14.2 Transferwahrscheinlichkeiten für Messungen bei 8 % FWD	173
14.3 Transferwahrscheinlichkeiten für Messungen bei 4 % FWD	173
14.4 Transferwahrscheinlichkeiten für Messungen bei 1 % FWD	174
14.5 Theoretische Erwartung für die Transferwahrscheinlichkeiten bei 4 % FWD	174
14.6 Theoretische Erwartung für die Transferwahrscheinlichkeiten bei 1 % FWD	174
A1.1 Röntgenenergien der myonischen K-Linien in Wasserstoff	190
A5.1 Röntgenabsorptionskoeffizienten für Wasserstoff, Kapton und Hostaphan	199
A5.2 Röntgenabsorptionskoeffizienten für Silizium, SiO ₂ und Si ₃ N ₄	201
A7.1 Dichte von H ₂ , Si und Siliziumverbindungen	205
A8.1 Schichtdicken der CCDs	207
A8.2 Parameter für Simulation FWD	208
A8.3 Parameter für Simulation 4 % FWD, HD93	208
A8.4 Parameter für Simulation 1 % FWD, HD93	209
A8.5 Parameter für Simulation 8 % FWD, HD94	209
A8.6 Parameter für Simulation 1 % FWD, HD94	210
A8.7 Parameter für Simulation 8 % FWD, HD95	210
A8.8 Parameter für Simulation 0.115 % FWD, HD95	211
A9.1 Relative Effizienzen für die Anordnung 97 % FWD, HD93	213
A9.2 Relative Effizienzen für die Anordnung 102.3 % FWD, HD93	214
A9.3 Relative Effizienzen für die Anordnung 108 % FWD, HD93	214
A9.4 Relative Effizienzen für die Anordnung 4 % FWD, HD93	214
A9.5 Relative Effizienzen für die Anordnung 1 % FWD, HD93	215
A9.6 Relative Effizienzen für die Anordnung 8 % FWD, HD94	215
A9.7 Relative Effizienzen für die Anordnung 5.5 % FWD, HD94	215
A9.8 Relative Effizienzen für die Anordnung 1 % FWD, HD94	216
A9.9 Relative Effizienzen für die Anordnung 8 % FWD, HD95	216
A9.10 Relative Effizienzen für die Anordnung 0.115 % FWD, HD95	216
A9.11 Relative Effizienzen für die Anordnung HD91	216

A10.1 Fitresultate bei FWD, HD93	217
A10.2 Fitresultate für Gasmessungen, HD93	218
A10.3 Fitresultate für D ₂ , HD94	218
A10.4 Fitresultate für Gasmessungen, HD94	219
A10.5 Fitresultate für Gasmessungen, HD95	219
A10.6 Fitresultate bei FWD, HD91	220
A11.1 Koeffizienten der Kalibrierungsgeraden	221

Abbildungsverzeichnis

1.1 Energieniveauschema für myon. Wasserstoff	8
2.1 Myonische Kaskadenprozesse	18
2.2 Raten für Kaskadenprozesse in Abhängigkeit von n	19
2.3 Relative Intensitäten der K-Linien von myon. Protium [Leo61]	21
2.4 Energieverteilungen der μp -Atome	22
2.5 Relative K-Linienintensitäten in myon. Protium [Mar94]	23
2.6 Theoretische Vorhersage für q_{1s}	28
2.7 Muontransferraten in H/D-Gemischen	29
2.8 Experimentell zulässiger Bereich für q_{1s} [Ack93]	31
3.1 μCF -Zyklus	34
4.1 Schematischer Aufbau des Experiments	39
4.2 Verschiedene Targetzellen	43
4.3 Schema des Gasmischsystems	45
4.4 Vergleich der Energiespektren, CCDs - Si-Diode	50
5.1 Schema der CCD-Auslese	52
5.2 Schnitt durch ein Bildelement	54
5.3 Ansicht des CCD-Detektors	55
5.4 Physikalische Prozesse im CCD-Detektor	60
5.5 Definition der Nachbapixel	61
5.6 Vergrößerter Ausschnitt eines CCD-Bildes	63
5.7 Darstellung des Noisepeaks	63
5.8 Verteilung von MAX, MEAN und DEV	65
5.9 Verteilung von MAX, Diffusion	66
5.10 Standardabweichung des Noisepeaks	67
5.11 CCD-Energiespektren mit/ohne Untergrund	68
5.12 „Defect-Pixel“-Verteilung	70
5.13 Zählraten in Abhängigkeit von den Cut-Bedingungen	72

6.1 CCD-Effizienzkurve bei Variation der Verarmungszone	75
6.2 CCD-Effizienz, Effekt der Schichtdickenfehler	76
6.3 CCD-Effizienz, Effekt der Fehler der Absorptionskoeffizienten	77
6.4 CCD-Effizienz, Variation durch K-Edge-Oszillationen	78
6.5 Energiespektren von antiprotonischem O ₂ und N ₂	80
6.6 CCD-Effizienz, Messung antiprotonischer Linien	81
6.7 CCD-Effizienz, Messung K _β /K _α -Verhältnisse	82
7.1 Absorption von 2 keV Quanten in Wasserstoff	83
7.2 Absorption von 2 keV Quanten in Kapton	84
7.3 Programmablauf von Space93	87
7.4 Simulationsparameter für ein Targetfenster	88
7.5 Unterschiedliche Beiträge zur Nachweiseffizienz	89
7.6 Nachweiseffizienz für die Messung bei 4 % FWD	95
8.1 Kaskadenprozesse und Wahrscheinlichkeiten im stark vereinfachten Kaskadenmodell	101
8.2 Relative K-Linienintensitäten in H/D-Gemischen bei FWD	106
9.1 Schema für die Addition der 4 Einzelspektren	107
9.2 Stabilität der Linienpositionen	109
9.3 Energiespektrum der Hintergrundstrahlung	110
9.4 Energieabhängigkeit der Detektorauflösung	112
10.1 Energiespektren des myonischen Protiums	122
10.2 Energiespektren des myonischen Deuteriums	123
10.3 Energiespektren der H/D-Gemische bei FWD	125
10.4 Energiespektren der H/D-Gemische bei 8 %FWD	126
10.5 Energiespektren der H/D-Gemische bei 4 %FWD	127
10.6 Energiespektren der H/D-Gemische bei 1 %FWD	128
10.7 Energiespektren, Testexperiment 1991	129
11.1 Relative K-Linienintensitäten in μH ₂	134
11.2 Vergleich der rel. K-Intensitäten von H ₂ und D ₂	137
11.3 K _α /K _β -Verhältnisse in H ₂ und D ₂	139

12.1 q_{1s} -Werte der K_{α} -Analyse	146
12.2 q_{1s} -Werte in H/D-Gemischen bei FWD	148
12.3 q_{1s} -Werte in H/D-Gemischen bei FWD	149
12.4 molekularer Effekt der q_{1s} -Werte im H/D-Gemisch bei FWD	150
12.5 q_{1s} -Werte in H/D-Gemischen bei 1 % FWD	152
12.6 q_{1s} -Werte in H/D-Gemischen bei 4 % FWD	153
12.7 q_{1s} -Werte in H/D-Gemischen bei 8 % FWD	153
12.8 Dichteabhängigkeit der q_{1s} -Werte in H/D	155
12.9 Dichteabhängigkeit von q_{1s} und $1/q_{1s}$	156
12.10 Konzentrationsabhängigkeit von q_{1s}	157
12.11 Rel. K-Linienintensitäten in H/D bei FWD	161
12.12 Rel. K-Linien-Summenintensitäten in H/D bei FWD	162
12.13 Verhältnis $\Sigma K_{\alpha} / \Sigma K_{\beta}$ in H/D bei FWD	163
12.14 Rel. K-Linienintensitäten in gasförmigen H/D	164
12.15 Rel. K-Linien-Summenintensitäten in gasförmigen H/D	165
13.1 Extremwerte für q_{1s} bei Unkenntnis der Effizienz	168
13.2 Extremwerte für K_{α} , K_{β} , K_{γ} bei Unkenntnis der Effizienz	168
13.3 Extremwerte für q_{1s} bei min/max Beitrag von $K_{\gamma}^{\mu p}$	170
14.1 c_d -Abhängigkeit der Transferwahrscheinlichkeiten bei FWD	176
14.2 c_d -Abhängigkeit der Transferwahrscheinlichkeiten bei 8% FWD	177
14.3 c_d -Abhängigkeit der Transferwahrscheinlichkeiten bei 4% FWD	178
14.4 c_d -Abhängigkeit der Transferwahrscheinlichkeiten bei 1% FWD	179
A4.1 Targetzellenfenster HD93-liq	195
A4.2 Targetzellenfenster HD93-gas	196
A4.3 Targetzellenfenster HD94-gas	196
A4.4 Targetzellenfenster HD95-gas	197
A4.5 Vakuumtopffenster	197
A5.1 Röntgenabsorptionskoeffizienten für Si	201
A6.1 Röntgentransmission für Kapton und Hostaphan	203
A11.1 Energiekalibrierung	222
A12.1 Schematische Darstellung des Experimentaufbaus	223

L e b e n s l a u f

I) Studium

Doktoratsstudium der Physik an der Universität Wien und wissenschaftliche Arbeiten dazu am Institut für Mittelenergiephysik der Österreichischen Akademie der Wissenschaften als freier wissenschaftlicher Mitarbeiter, seit 1992.

Besuch der „Joint Universities Accelerator School“ des „European Scientific Institutes“, Archamps (Frankreich), Jänner und Februar 1995.

Sponson an der Universität Wien zum Magister der Naturwissenschaften, 7. November 1991.

Ablegung der zweiten Diplomprüfung des Diplomstudiums der Physik mit ausgezeichneten Erfolg, 17. September 1991.

Diplomarbeit zum Thema „Detektoren zum Nachweis von Neutronen aus myoninduzierten Prozessen“ am Institut für Mittelenergiephysik der Österreichischen Akademie der Wissenschaften.

Erste Diplomprüfung des Diplomstudiums der Astronomie mit ausgezeichnetem Erfolg abgelegt.

Erste Diplomprüfung des Diplomstudiums der Physik mit ausgezeichnetem Erfolg abgelegt.

Inskription der Diplomstudien Astronomie und Physik an der Universität Wien im Jahr 1985.

II) Wissenschaftliche Laufbahn

Vortrag bei der „XIV International Conference on Particles and Nuclei, PANIC'96“, Williamsburg (USA), 27. Mai 1996.

Eingeladener Vortrag am „Institute for High Energy Physics“, University of California, San Diego (USA), 17. Mai 1996.

Anstellung als wissenschaftlicher Mitarbeiter der Österreichischen Akademie der Wissenschaften ab Mai 1996.

Eingeladener Vortrag beim „International Symposium on Muon-Catalyzed Fusion, μ CF'95,“ Dubna (Rußland), 20. Juni 1995.

Von 1993 bis 1996 zahlreiche Vorträge und Posterpräsentationen auf Fach- und Haupttagungen der Österreichischen- und der Deutschen Physikalischen Gesellschaft.

Eingeladener Vortrag am Institut für Teilchenphysik der ETH Zürich, 24. November 1994.

Oftmalige wissenschaftliche Aufenthalte am PSI - Paul Scherrer Institut, Villigen (Schweiz) und Teilnahme an mehreren internationalen Experimenten zur genauen Untersuchung der Physik negativer Myonen und der von ihnen in Wasserstoff induzierten Prozesse, 1989 bis 1997.

III) Weitere Gipfelstürme

Besteigung des Uhuru Peaks am Mt. Kilimanjaro, Tanzania (5895 m), 14. Dezember 1995.

Besteigung des Mt. Stanley (5109 m) und des Mt. Baker (4843 m) im Ruwenzori Massiv, Uganda, 24. und 26. Juli 1993.

Besteigung des Pico Bolivar (5007 m) in den venezolanischen Anden, 26. Dezember 1991.

Besteigung des Olymp (2911 m), Griechenland, 23. Juli 1987.

IV) Schulbildung und persönliche Daten

Ableistung des ordentlichen Zivildienstes im oberösterreichischen Landesaltenheim Lambach (1984 - 1985).

Besuch des Bundesgymnasiums 1 neusprachlicher Zweig (1976 - 1984) in Wels.

Geburt am 1. August 1965 in Wels, Oberösterreich.

D a n k s a g u n g

Mein herzlichster Dank gilt :

meinen Eltern,

Univ. Prof. Dr. Wolfgang H. Breunlich,

Mag. Bettina Gartner und Dr. Johann Zmeskal,

allen jetzigen und ehemaligen Mitarbeiter am Institut für
Mittelenergiephysik, insbesondere Dr. Peter Ackerbauer, Dr. Michael
Cargnelli, Dr. Manfred Jeitler, Dr. Peter Kammel, Dr. Ross C. King,
Dr. Johann Marton, Mag. Wolfgang Prymas und Mag. Eva Steininger,

Univ. Prof. Dr. Jean-Pierre Egger, Dipl. Phys. Michel Augsburger,
Dr. Didier Chatellard und Dipl. Ing. Daniel Varidel von der Université de
Neuchâtel,

Dr. Claude Petitjean, Dr. Hans-Christian Schröder und Dr. Daniel Sigg
vom Paul Scherrer Institut in Villigen,

Dr. Joachim F. Hartmann und Dipl. Phys. Andre Kosak von der TU
München,

Dr. Elke C. Aschenauer vom MPI für Kernphysik, Heidelberg

Dr. Mark P. Faifman und Dr. Valery E. Markushin vom Kurchatov
Institut in Moskau.

Erratum (Seite 25): Bei der Wiedergabe der Werte aus [And84] haben sich leider Fehler eingeschlichen. Die korrigierten Werte sind unten angegeben [persönliche Mitteilung F.Kottmann, 1997].

Publikation	Targetdichte [% FWD]	$K_{\alpha}/K_{\text{tot}}$ Intensität	K_{β}/K_{tot} Intensität
Pla70	0.005	0.42 ± 0.10	-----
Bud71	1.0 (liquid)	0.7 ± 0.2	-----
And77	0.001	0.53 ± 0.07	-----
	0.0002	0.54 ± 0.08	-----
Ega81	0.001	0.46 ± 0.06	-----
And84	$2.30 \cdot 10^{-4}$	0.553 ± 0.033	0.180 ± 0.030
	$1.53 \cdot 10^{-5}$	0.699 ± 0.010	0.095 ± 0.009
	$9.21 \cdot 10^{-6}$	0.715 ± 0.007	0.098 ± 0.006
	$6.14 \cdot 10^{-6}$	0.739 ± 0.009	0.077 ± 0.009
	$1.53 \cdot 10^{-6}$	0.789 ± 0.010	0.069 ± 0.009
	$3.84 \cdot 10^{-7}$	0.843 ± 0.016	0.056 ± 0.008

Tab. 2.2: Experimentelle Resultate für die relativen Intensitäten der myonischen K-Linien ($K_{\alpha}/K_{\text{tot}}$, K_{β}/K_{tot}) von Protium in Abhängigkeit von der Targetdichte.