

INAUGURAL - DISSERTATION

zur

Erlangung der Doktorwürde

der

Naturwissenschaftlich-Mathematischen

Gesamtfakultät

der

Ruprecht-Karls-Universität

Heidelberg

vorgelegt von

Dipl.-Phys. Götz Wissler

aus Heidelberg

Tag der mündlichen Prüfung: 16.12.2002

Ein Detektorsystem für Umladungs- und Fragmentationsexperimente mit gespeicherten Ionen

Gutachter: **Prof. Dr. Andreas Wolf**
Prof. Dr. H.-Jürgen Kluge

Kurzfassung

Ein Detektorsystem für Umladungs- und Fragmentationsexperimente mit gespeicherten Ionen

In dieser Arbeit wurde ein Detektorsystem für die neue hochauflösende Experimentierstrecke für Elektron-Ion-Stoßprozesse am Heidelberger Schwerionenspeicherring TSR entwickelt. Dafür wurden als mögliche Detektormaterialien sowohl ein CVD-Diamantchip als auch ein YAP:Ce Szintillator untersucht. Der Diamant zeigte ein ausgezeichnetes Zeitverhalten, ist jedoch leider durch starke Polarisierungseffekte unter Beschuß mit Ionen nicht verwendbar. Der YAP:Ce Kristall zeichnet sich durch schnelle Pulse, eine große Lichtausbeute und eine hohe Strahlungsresistenz aus. Es wurde eine Anordnung realisiert, die es erlaubte den YAP:Ce Szintillator direkt im Ultrahochvakuum mit optischer Auslese über geeignete UV-Lichtleiter zu betreiben. Weiterhin wurde die Vakuumkammer geplant und in Betrieb genommen, mit deren Hilfe Umladungs- und Fragmentationsprodukte an einem Hauptdipolmagneten des TSR nachgewiesen werden können. Mit dem neuen Detektorsystem lassen sich nicht nur atomare Umladungsprodukte, sondern auch molekulare Fragmente nachweisen, die im Dipol extrem abgelenkt werden und daher bereits innerhalb seines Magnetfelds nachgewiesen werden müssen. Da der Detektor direkt im Vakuum des TSR betrieben wird, ist kein Folienfenster zum Vakuumabschluß nötig und es können auch noch relativ langsame Umladungsprodukte nachgewiesen werden. Zuletzt wurden mit Komponenten der beiden Detektoren Testmessungen durchgeführt, die zeigten, daß das Detektorsystem die gestellten Anforderungen gut erfüllt. In einer Messung mit einem der Detektoren wurden erstmals in einem Speicherring Daten zur einfachen und doppelten Elektronen-Stoßionisation eines berylliumartigen Ions (F^{5+}) gewonnen.

Abstract

A detector system for charge-changing and fragmentational experiments on stored ions

In this work a detector system for the new high-resolution experimental section at the heavy ion storage ring TSR in Heidelberg was developed. A CVD diamond chip and a YAP:Ce scintillator have been studied as possible detector materials. The diamond showed an excellent timing, but due to strong charging effects under ion bombardment it is not usable for this application. The YAP:Ce crystal showed fast response, high light output and good radiation resistivity. An arrangement was realised that allows the YAP:Ce scintillator to be operated in the ultra high vacuum environment of the TSR with optical readout via suitable UV-light guides. Further on the vacuum chamber was designed and put in operation. Via this chamber products of charge-changing and fragmentational processes could be detected at a bending magnet of the TSR. With the new detector system it is not only possible to detect products of charge-changing processes in atomic ions, but also to detect molecular fragments, which have to be detected within the high magnetic field of the dipole due to their strong deflection. Due to the operation of the detector in the TSR vacuum no window-foil for vacuum separation is needed. As a result even relatively slow products could be detected. Recently the components of the detectors have been tested in measurements that showed that the detector system fulfills the requirements for use at the TSR. In a measurement with one of the detectors for the first time in a storage ring data was taken for single and double electron impact ionization of a beryllium like ion (F^{5+}).

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Die neue Experimentierstrecke und damit geplante Umladungs- und Fragmentationsmessungen	7
2.1	Der TSR und das neue Elektronentarget	7
2.2	Geplante Messungen	11
2.2.1	Ionisation von Atomionen	11
2.2.2	Rekombination von Atomionen	13
2.2.3	Umladung und Fragmentation von Molekülionen	14
3	Vorexperimente zur Wahl des Detektortyps	17
3.1	Der Diamantdetektor	19
3.1.1	CVD Diamanten	20
3.1.2	Die Funktionsweise des Diamantdetektors	22
3.1.3	Detektortests mit Alpha Strahlen	25
3.2	Der Szintillationsdetektor	37
3.2.1	Der YAP:Ce Kristall	39
3.2.2	Das Szintillationsprinzip im YAP:Ce	41
3.2.3	Detektortests mit Alpha-Strahlen	44
4	Planung und Realisierung des Detektorsystems am TSR	49
4.1	Die Vakuumkammer	49
4.1.1	Bestimmung der Bahnen	51
4.1.2	Weitere Randbedingungen und endgültige Form der Kammer	58
4.1.3	Realisierung und Einbau der Kammer	61
4.2	Der Detektor für die Produkte atomarer Umladung	66
4.2.1	Der Lichtleiter	67
4.2.2	Abschirmung gegen Streulicht	72
4.2.3	Realisierung des Detektors	75
4.3	Der Detektor für Molekülumladungen	82
4.3.1	Der Lichtleiter	82
4.3.2	Der Detektorkopf	86
4.3.3	Realisierung des Detektors	89

5	Testmessungen mit den Umladungsdetektoren	95
5.1	Test des atomaren Umladungsdetektors	95
5.1.1	Versuchsaufbau	95
5.1.2	Messungen mit verschiedenen Ionensorten	99
5.2	Test des Molekülumladungsdetektors	105
5.2.1	Testaufbau am TSR	105
5.2.2	Messung mit Alphastrahlen und F^{6+}	106
5.2.3	Ionisationswirkungsquerschnitte von F^{5+}	108
5.2.4	Nachweis von ${}^7Li^-$ -Ionen aus einem gespeicherten ${}^7LiH_2^-$ -Strahl	119
6	Resümee und Ausblick	123
	Literaturverzeichnis	125

1 Einleitung

Der größte Teil der Materie des sichtbaren Universums existiert im sogenannten “Vierten Aggregatzustand” als Plasma. Der Begriff Plasma wurde zum ersten Mal von Irving Langmuir (1881-1957) verwendet, der diesen Ausdruck wohl aus der Biologie entlehnte, um die kollektive Bewegung zu beschreiben, die den Gasentladungen, die er untersuchte, scheinbar eigenes Leben verlieh.

Plasmen findet man in Sternen, interstellaren Wolken und der Ionosphäre unserer Erde, in Blitzen und im Nordlicht, in der Flamme einer gewöhnlichen Kerze genauso wie im Fokus eines Laserschweißgerätes und in der Bandstruktur von Metallen. Trotz dieser Menge an Plasmen, die uns umgeben, sind ihre allgemeinen und insbesondere elektrodynamischen Eigenschaften immer noch weit gehend unverstanden. Denn aufgrund der starken elektromagnetischen Wechselwirkung der Elektronen und Ionen untereinander und mit externen Feldern, zeigen Plasmen eine deutlich höhere Komplexität in ihrer Struktur und Bewegung, als man diese in den anderen drei Zuständen der Materie, den Gasen, Flüssigkeiten und Festkörpern findet.

Um neue und bessere Modelle der vielen Arten von Plasmen entwickeln zu können, ist eine genaue Kenntnis der fundamentalen Prozesse, die den Eigenschaften eines Plasmas zu Grunde liegen, notwendig. Ein solcher, fundamentaler Prozeß, der die Eigenschaften von Plasmen wie Temperatur und Zusammensetzung beeinflusst, ist die Umladung und Fragmentation der atomaren oder molekularen Ionen, als Folge von Stößen mit den freien Elektronen des Plasmas.

Ein einfacher, direkter Prozeß bei Elektron-Ion Stößen, ist die direkte Stoßionisation (*direct ionization*, DI), bei der das stoßende Elektron einen Teil seiner kinetischen Energie direkt an ein Elektron des Ions abgibt und dieses dadurch aus der Elektronenhülle heraus schlägt. Ein anderer direkter Prozeß ist die radiative Rekombination (*radiative recombination*, RR) eines Ions mit einem freien Elektron, bei der das freie Elektron direkt, unter Emission eines Photons, in einen gebundenen Zustand des Ions eingefangen wird. Als dritter fundamentaler Prozeß bei Elektron-Ion Stößen existiert die Stoßanregung des Ions, bei der das freie Elektron einen Teil seiner kinetischen Energie an die Elektronenhülle des Ions abgibt und diese in einem angeregten Zustand hinterläßt.

Als Folge der Stoßanregung gibt es mehrere Möglichkeiten der energetischen Stabilisierung der Elektronenhülle. Einerseits kann sich das Ion durch Emission eines oder mehrerer Photonen radiativ stabilisieren, was den Ladungszustand des Ions nicht verändert. Andererseits kann die Stabilisierung der Elektronenhülle aber auch durch die Emission

eines Augerelektrons erfolgen, was eine weitere Ionisation des Ions zur Folge hat. In der Literatur wird dieser Prozeß als *excitation-autoionization* (EA) bezeichnet.

Zu den Umladungsraten tragen aber auch indirekte Prozesse als Folge des dielektronischen Einfangs bei (*dielectronic capture*, DC). In diesem resonanten Prozeß wird ein freies Elektron unter gleichzeitiger Anregung eines Rumpfelektrons in einen Rydbergzustand des Ions eingefangen. Die auf diese Weise angeregte Elektronenhülle kann sich nun wieder auf verschiedene Wege stabilisieren. Geschieht die Stabilisierung ausschließlich unter Emission von Photonen, so ist netto eine Rekombination des Ions mit dem Elektron erfolgt und man nennt den Prozeß dielektronische Rekombination (*dielectronic recombination*, DR). Zu einer Ionisation in Folge des dielektronischen Einfangs kommt es, wenn die Hülle sich durch die sequentielle (*resonant excitation double autoionization*, REDA) oder die simultane (*resonant excitation auto double ionization*, READI) Emission zweier Augerelektronen stabilisiert.

Bei Molekülionen kann die Stabilisierung der Elektronenhülle zu dissoziativen Zuständen führen, was dann zur Fragmentation der Molekülionen führt.

Ideale Voraussetzungen zur Untersuchung solcher Fragmentations- und Umladungsprozesse bieten Speicherringe, die einen Elektronenkühler besitzen. Denn hier kann dem Ionenstrahl ein energiescharfer und intensiver Elektronenstrahl überlagert werden. Das gute Vakuum und schnelle Ionen sorgen für einen geringen Untergrund und durch längeres Speichern können die Ionen in einen wohl definierten Anfangszustand gebracht werden. Durch die Variation der Elektronengeschwindigkeit kann die Relativenergie zwischen den Ionen und Elektronen exakt gesteuert werden.

Daher wird am Heidelberger Schwerionen Speicherring TSR am Max Planck Institut für Kernphysik zur Zeit eine neue hochauflösende Experimentierstrecke für Elektron-Ion Stoßprozesse aufgebaut. Sie besteht zum Einen aus dem bereits existierenden TSR mit seinem Elektronenkühler und zum Anderen aus einem neuen Elektronentarget und einem neuen Detektorsystem zum Nachweis der Produkte der Fragmentations- und Umladungsprozessen.

Mit dem Design und dem Aufbau des neuen Detektorsystems, sowie ersten Messungen mit den neuen Detektoren beschäftigt sich diese Arbeit. Durch die Konzeption des Detektorsystems werden den Experimenten am TSR neue Möglichkeiten erschlossen. So wird es erstmals möglich sein, direkt im Dipolfeld des Ablenkmagneten extrem stark abgelenkte, positive und negative molekulare Fragmente nachzuweisen. Es wird die Möglichkeit geben, einfach geladene Rekombinationsprodukte von zweifach geladenen und zweifach geladene Ionisationsprodukte von einfach geladenen gespeicherten Ionenstrahlen nachzuweisen, was bisher mit dem alten Aufbau am Elektronenkühler nicht möglich war. Die untere Energieschwelle von einigen MeV/u für den Nachweis von langsamen umgeladenen Ionen durch ein Folienfenster zum Vakuumabschluß am bestehenden Detektor [1], wird durch den Betrieb des Detektormaterials direkt im TSR-Vakuum, welches lediglich durch eine sehr dünne Aluminiumfolie vor Streulicht geschützt ist, auf wenige hundert keV/u reduziert. Auch die freie Ausbreitung von neutralen Fragmenten molekularer Reaktionen

für verbesserte kinematische Messungen ist jetzt gewährleistet.

Daher wird im folgenden Kapitel 2 kurz der TSR und das neue Elektronentarget vorgestellt und dann ein kurzer Überblick über die Messungen gegeben, die mit der neuen Experimentierstrecke in Zukunft durchgeführt werden sollen. Im nächsten Teil (Kapitel 3) wird auf die Wahl des Detektortyps eingegangen und dessen prinzipielle Wirkungsweise erläutert. Danach wird in Kapitel 4 die Formgebung der Vakuumkammer des Detektorsystems beschrieben und die Realisierung der Detektoren dargelegt. In Kapitel 5 werden dann Testmessungen mit Komponenten des Detektorsystems vorgestellt. Und mit Kapitel 6 schließt diese Arbeit in einem kurzen Resümee über das Erreichte und einem Ausblick auf die Inbetriebnahme des Detektorsystems.

2 Die neue Experimentierstrecke und damit geplante Umladungs- und Fragmentationsmessungen

In diesem Kapitel wird ein kurzer Überblick über die in Zukunft mit der neuen Experimentierstrecke geplanten Messungen gegeben werden. Daher wird zunächst der TSR mit seinen bestehenden Komponenten und dem sich im Aufbau befindenden Elektronentarget beschrieben.

2.1 Der TSR und das neue Elektronentarget

Seit der Heidelberger Schwerionenspeicherring TSR 1988 als Erster einer neuen Generation von Speicherringen in Betrieb genommen wurde [2], ist er ein leistungsfähiges Instrument zur Untersuchung von Fragmentations- und Umladungsprozessen an gespeicherten Ionenstrahlen [3 - 14].

Zur Erzeugung der Ionenstrahlen stehen am Max Planck Institut in Heidelberg sowohl RF-, Sputter- und Duoplasmatronquellen, als auch eine spezielle Hochstrom-Ionenquelle (CHORDIS) und in naher Zukunft eine EZR-Quelle zur Verfügung. Diese Quellen können eine breite Palette an atomaren und molekularen Ionen positiver und negativer Ladung erzeugen. Diese Ionen werden entweder mit einem kleinen 2 MV van de Graaf Beschleuniger (ISSI), dem großen 11.5 MV Tandem van de Graaf Beschleuniger (MP) oder dem neuen Hochstrominjektor (HSI) [15] beschleunigt. Außerdem existiert, zur weiteren Beschleunigung, der aus 40 Resonatoren bestehende Heidelberger Nachbeschleuniger (NB) [16], der von allen drei Injektoren bedient werden kann.

In Abb. 2.1 ist eine schematische Darstellung des TSR zu sehen. Er hat einen Umfang von 55.4 m. Acht 45° -Magnete zwingen die gespeicherten Ionen auf ihre Sollbahn, während 20 Quadrupolmagnete für die Strahlfokussierung sorgen. Mit einer maximalen Steifigkeit von 1.5 Tm und einem typischen Ladungs zu Masse Verhältnis von 1:2, können im TSR Ionen mit einer spezifischen Energie von bis zu 30 MeV/u gespeichert werden [17].

Zur Injektion dieser Vielfalt an Ionenstrahlen in den TSR wird die Methode der Multiturninjektion verwendet [18]. Dazu wird der Strahl schon vom Beschleuniger her in einzelne Pakete zerhackt. Während der Injektion verschieben nun schnelle Bumpmagnete die Sollbahn des gespeicherten Strahls lokal, am Ort des elektrostatischen Septums, in

2 Die neue Experimentierstrecke und damit geplante Umladungs- und Fragmentationsmessungen

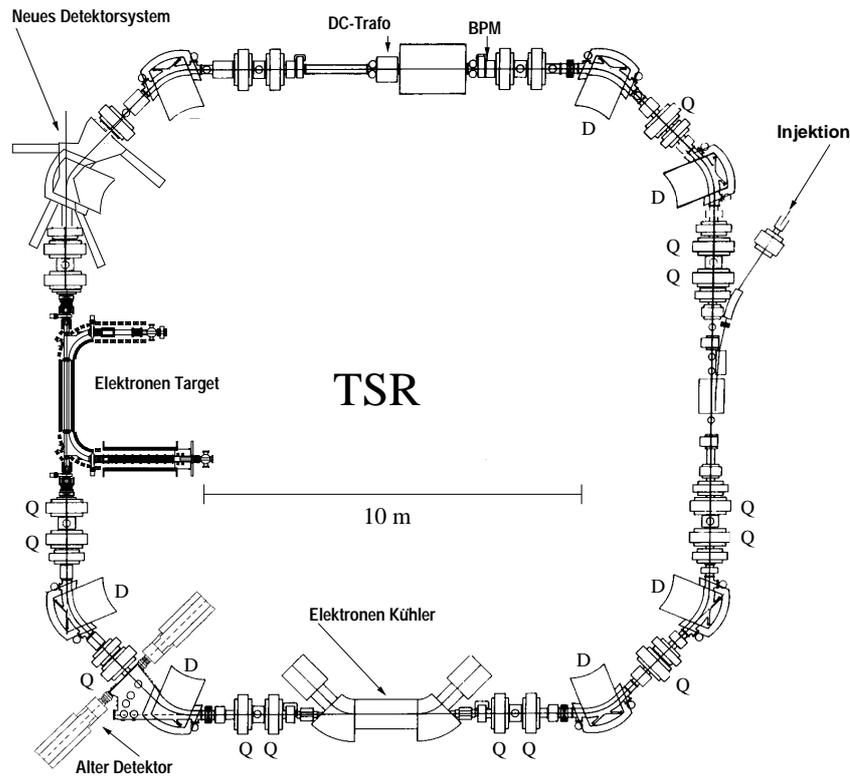


Abbildung 2.1: Die neue hochauflösende Experimentierstrecke für Elektron-Ion Stoßprozesse im TSR, bestehend aus dem Elektronen Target und dem neuen Detektorsystem.

horizontaler Richtung. Dadurch können die einzelnen Ionenpakete im horizontalen Phasenraum verschiedene Positionen einnehmen. Der Strahl wird sozusagen wie ein Faden aufgespult und so der horizontale Phasenraum aufgefüllt.

Die Lebensdauern der gespeicherten Ionen variieren je nach Ionensorte von einigen Sekunden, etwa bei extrem hochgeladenen Ionen wie $^{197}\text{Au}^{51+}$ [19] oder leichten Molekülonen wie HD^+ [6], bis zu einigen Stunden oder gar Tagen bei Protonen [20]. Die wesentlichen Verlustprozesse sind Elektroneneinfang im Kühler und Umladungs- und Stoßprozesse mit dem Restgas. Der Restgasdruck beträgt dabei typischerweise $3 \cdot 10^{-11}$ mbar.

Zur Strahldiagnose dienen im TSR hauptsächlich ein Strahlprofilmonitor (*beam profile monitor*, BPM), mit dessen Hilfe die transversale Breite des Strahls bestimmt werden kann [21], das Schottky-Frequenzspektrum zur Bestimmung der Strahlage im longitudinalen Geschwindigkeitsraum, und der DC-Trafo zur Messung des Strahlstromes [22].

Durch das Beschleunigen und Injizieren ist der Ionenstrahl im TSR zunächst in seiner Energie sehr unscharf. D.h. die Ionen haben nicht alle dieselbe Geschwindigkeit, sondern bewegen sich ungeordnet untereinander um eine gewisse mittlere Geschwindigkeit. Diese in alle Richtungen gerichtete Energieabweichung wird als Energieunschärfe ΔE bezeich-

net. Dieser, transversal und longitudinal gerichteten, Energieunschärfe (ΔE_{\perp} bzw. ΔE_{\parallel}) kann man nach $\Delta E = k_B T$ eine transversale bzw. longitudinale Temperatur zuordnen. Das Phasenraumvolumen und damit die Energieunschärfe des gespeicherten Strahls im TSR kann durch Elektronenkühlung mittels der dissipativen, nicht Liouvilleschen Kühlkraft reduziert werden [23]. Dazu wird dem heißen, energiescharfen Ionenstrahl ein kalter, energiescharfer, magnetisch geführter Elektronenstrahl mit gleicher mittlerer Geschwindigkeit überlagert. Durch Coulombstöße können die heißen Ionen Energie an die kalten Elektronen übertragen. D.h. der Ionenstrahl kühlt sich ab (die Energieschärfe nimmt zu), während sich der Elektronenstrahl aufheizt (die Energieschärfe nimmt ab). Da die nun heißen Elektronen aber nach der Wechselwirkung mit den Ionen auf einen Faraday-Cup gelenkt und immer neue, kalte Elektronen nachgefüttert werden, der Ionenstrahl aber im Speicherring immer wieder den Kühler passiert, kommt es im Laufe von vielen Umläufen zu einer Angleichung der Ionenstrahltemperatur an die des kalt erzeugten Elektronenstrahls. Die Energie- und damit Impulsunschärfe eines gekühlten Ionenstrahls ist mit $\Delta p/p \approx 10^{-4}$ sehr gering.

Der Elektronenkühler des TSR kann auch als Elektronentarget für Umladungs- und Fragmentationsexperimente mit atomaren oder molekularen Ionen genutzt werden. Denn im Bereich der Wechselwirkungszone des Elektronenkühlers finden bei den Coulombstößen immer auch Umladungs- und Fragmentationsprozesse statt. Im Ablenkmagnet nach dem Kühler werden die fragmentierten oder umgeladenen Ionen aufgrund ihres unterschiedlichen Impulses (Massenänderung) oder ihrer unterschiedlichen Ladung räumlich vom gespeicherten Ionenstrahl getrennt und können dann durch Detektoren mit hoher Effizienz nachgewiesen werden. Dabei zeigt sich ein weiterer Vorteil eines Speicherrings für Fragmentations- und Umladungsexperimente. Denn aufgrund der Tatsache, daß die Ionen sich vor dem Fragmentations- oder Umladungsprozeß alle in einem fokussierten Strahl befanden, trifft dies auch auf die umgeladenen oder fragmentierten Ionen zu, zumindest solange, bis sie in einem Dipolmagneten voneinander und vom gespeicherten Strahl getrennt werden. Daher können alle Ionen eines Reaktionskanals aus einem Fragmentations- und Umladungsprozeß mit lediglich einem Detektor, sozusagen mit "4 π -Effizienz", nachgewiesen werden. Durch Verändern der Beschleunigungsspannung am Elektronenkühler kann nun die Relativenergie zwischen den Elektronen und den Ionen sehr genau gesteuert werden. Und auf dies Weise erhält man ein Spektrum der Ereignisraten in Abhängigkeit von der Relativenergie zwischen Projektil und Target.

Die Vorteile dieser Methode im Vergleich zu anderen experimentellen Methoden wie z.B. den Quertargetexperimenten, sind die viel größere Ereignisrate durch die große Wechselwirkungszone von 1.5 m Länge, die gute Energieauflösung durch den kalten Elektronenstrahl, die sehr gute Steuerbarkeit der Relativenergie und die durch längere Speicherzeiten erreichbare genaue Definition des Anfangszustandes der Ionen.

Allerdings wurde der Elektronenkühler des TSR hauptsächlich zum Kühlen des Ionenstrahls konzipiert, so daß er durch einige seiner Eigenschaften nicht optimal als Elektronentarget geeignet ist. So ist z. B. die Kühlkraft bei einer Relativenergie von Null am

größten. D.h. wenn man die Elektronen auf Relativenergien $\neq 0$ beschleunigt, ist die Kühlung des Ionenstrahls nicht mehr optimal, was zu einer Beeinträchtigung der experimentellen Auflösung führen kann. Des weiteren muß der Elektronenstrahl zum optimalen Kühlen einen guten Überlapp mit dem Ionenstrahl haben. Da der Ionenstrahl aber nach der Injektion sehr heiß ist, und damit einen großen Durchmesser hat, muß der Elektronenstrahl einen noch größeren Durchmesser haben. Das führt aber zu einer kleinen Elektronendichte in der Wechselwirkungszone und somit zu einer kleinen Luminosität. Außerdem führt eine Relativenergie $\neq 0$ zu einem Mitziehen des Ionenstrahls, was eine Verringerung der Relativenergie bewirkt.

Diese Nachteile können durch den Einsatz eines zusätzlichen, separaten Elektronentargets im TSR behoben werden. Dieses Target entspricht in seiner Bauweise im Prinzip dem Elektronenkühler: ein Elektronenstrahl wird in der Kanone produziert, magnetisch geführt wird er mittels eines Toroidmagneten dem Ionenstrahl überlagert, nach dem Durchlaufen einer 1.5 m langen Wechselwirkungszone wieder durch einem Toroidmagneten vom gespeicherten Strahl getrennt und in einem Kollektor aufgefangen. Während nun die Variation der Relativenergie zwischen den Ionen und den Elektronen durch die Veränderung der Beschleunigungsspannung am Target gesteuert wird, bleibt die Spannung am Kühler fest auf eine Relativenergie von Null eingestellt. Dadurch wird erreicht, daß der Ionenstrahl immer optimal gekühlt bleibt und die erwähnten Mitzieheffekte minimiert werden. Außerdem kann der Durchmesser des Elektronenstrahls im Target kleiner sein als im Kühler, denn hier muß der Elektronenstrahl nur mit einem bereits gekühlten Ionenstrahl, der einen Durchmesser von maximal einigen Millimetern hat, überlagert werden. Dies führt aber zu einer Erhöhung der Elektronendichte in der Wechselwirkungszone und somit auch zu einer höheren Luminosität.

Zusätzlich zu den bereits beschriebenen allgemeinen Vorteilen eines separaten Elektronentargets, wird das neue Target speziell im Hinblick auf die Energieschärfe wesentliche Verbesserungen aufweisen (siehe [24] und [25]). Durch einen supraleitenden Magneten im Bereich der Kathode (bis 4T), kann ein wesentlich höherer Expansionsfaktor der adiabatischen transversalen Expansion von $\alpha = 100$ (mit 40 mT in der Wechselwirkungszone) erreicht werden (bisher nur $\alpha = 30$), was zu einer wesentlich kleineren transversalen Temperatur des Elektronenstrahls führt. Durch das Prinzip der adiabatischen (langsamen) Beschleunigung kann auch die longitudinale Temperatur erheblich reduziert werden. Eine weitere Verbesserung stellt auch der modulare Aufbau des Elektronentargets dar. Denn durch Vertauschen von Kollektor- und Elektronenkanone kann ein zum Ionenstrahl gegenläufiger Elektronenstrahl erzeugt werden, und somit ein wesentlich größerer Bereich der Relativenergie abgedeckt werden. Außerdem besteht die Möglichkeit, die mit einer Glühkathode ausgestattete Elektronenkanone durch eine Elektronenkanone mit einer Photokathode zu ersetzen. Die Energieschärfe von aus einer Photokathode emittierten Elektronen ist im allgemeinen wesentlich besser als die von Glühkathoden.

2.2 Geplante Messungen

Durch das neue Elektronentarget und das neue Detektorsystem werden den Experimenten zur Untersuchung von Elektron-Ion-Stößen am TSR neue Bereiche geöffnet. Daher werden nun die mit der neuen Experimentierstrecke geplanten Messungen im einzelnen kurz dargelegt.

2.2.1 Ionisation von Atomionen

Wie bereits anfangs gesagt, ist der direkteste Prozeß bei Stößen zwischen freien Elektronen und Ionen, die direkte Einfachionisation eines Ions A^{q+} . Dabei wird das Elektron inelastisch am Target gestreut, indem es ein Elektron aus der Hülle des Targetions heraus schlägt:



Dieser Prozeß wird bereits seit Beginn des 20. Jahrhunderts untersucht und eine Reihe namhafter Autoren, wie etwa Thomson [26] und Bethe [27], haben seither versucht einen funktionalen Zusammenhang zwischen dem Wirkungsquerschnitt der Elektronenstoßionisation und der Stoßenergie des Elektrons in einer theoretischen oder empirischen Formel anzugeben. Die am häufigsten verwandte Formel stammt von W. Lotz [28]. Diese empirische Formel beschreibt die direkte Ionisation einzelner Elektronen vom Grundzustand aus, wobei der gesamte Wirkungsquerschnitt σ_{DI} die Summe über alle direkten Ionisationsquerschnitte der beteiligten Zustände ist:

$$\sigma_{DI} = \sum_{i=1}^N a_i q_i \frac{\ln E/P_i}{EP_i} (1 - b_i e^{-c_i(E/P_i-1)}). \quad (2.2)$$

Dabei ist E die Energie des stoßenden Elektrons, P_i die Bindungsenergie des Elektrons in der i -ten von N Unterschalen, die jeweils q_i äquivalente Elektronen enthält. a_i , b_i und c_i sind für die individuellen Atome und Ionen tabellierte Koeffizienten.

Neben der direkten Ionisation tragen noch weitere, indirektere Prozesse zum Wirkungsquerschnitt der Elektronenstoßionisation bei. Einer dieser indirekten Prozesse ist die Autoionisation als Folge einer Stoßanregung. Wie bei der direkten Ionisation stößt das freie Elektron inelastisch mit dem Ion. Dabei wird ein Teil seiner kinetischen Energie auf ein Elektron aus einer inneren Schale der Hülle des Ions abgegeben. Diese Energie reicht jedoch nicht aus, um das Elektron in einen freien Zustand, sondern nur um es in einen hochangeregten Zustand anzuheben. Wenn sich dieser hochangeregte Zustand nun nicht radiativ stabilisiert, sondern durch Emission eines oder mehrerer Augerelektronen (Autoionisation), so führt dies im Endeffekt zu einer Ionisation. Aufgrund des Schwellenverhaltens der Stoßanregung führt dieser *excitation autoionization* (kurz EA) genannte Prozeß zu charakteristischen Stufen im Ionisations-Wirkungsquerschnitt.

Weitere indirekte Prozesse sind eine Folge des dielektronischen Einfangs. Beim dielektronischen Einfang wird ein freies Elektron unter gleichzeitiger Anregung eines Innerschalen Elektrons in einen hochangeregten Zustand des Ions eingefangen. Zur nachfolgenden Ionisation kann es nun auf zwei Wegen kommen, wenn sich nämlich zum Einen die angeregte Elektronenhülle des Ions durch zwei aufeinander folgende Autoionisationsprozesse stabilisiert, man spricht dann von *resonant excitation double autoionization* (kurz REDA). Oder wenn sich die Hülle zum Anderen über zwei gleichzeitig stattfindende Autoionisationen abregt. Dieser Prozeß wird *resonant excitation auto double ionization* (kurz READI) genannt. Beide Vorgänge sind resonante Prozesse, da das stoßende Elektron aufgrund der Energieerhaltung die genaue Resonanzenergie $E_{res} = E_i - E_g$ besitzen muß, wobei E_i die totale Bindungsenergie des angeregten Zwischenzustandes und E_g die des Grundzustandes ist.

Zur Ionisation atomarer Ionen sind mit der neuen Experimentierstrecke hauptsächlich Messungen bei hohen Relativenergien geplant. Am Elektronenkühler stehen zur Erzeugung der Beschleunigungsspannung für die Elektronen bisher zwei relativ langsame ($\tau \approx 0.5 s$) 5 kV bzw. 12.5 kV Netzgeräte zur Verfügung, denen jeweils ein schneller ($\tau \approx 0.5 ms$) ± 1 kV Hochspannungsverstärker in Reihe geschaltet ist. Die schnellen Variationen in der Relativenergie zwischen Elektronen und Ionen während einer Messung werden mit Hilfe dieses schnellen Verstärkers erzeugt. Durch den Einsatz des Elektronentargets kann zum einen die Energie des Ionenstrahls mit Hilfe des permanent kühlenden Elektronenkühlers festgehalten werden. Die verschiedenen Relativenergien können dann durch Änderung der Beschleunigungsspannung am Target, eventuell sogar statisch eingestellt werden. Zum anderen kann mit dem Elektronentarget ein zum Ionenstrahl gegenläufiger Elektronenstrahl erzeugt werden. Auf diese Weise wird das Relativenergieintervall, das während einer Messung abgedeckt werden kann, zu höheren Werten hin verschoben. Erst diese hohen Relativenergien ermöglichen eine Untersuchung der Innerschalenionisation bei Ionen mit großem Z . Auch die genauere Untersuchung der Doppelionisation solcher Ionen ist mit der neuen Experimentierstrecke geplant.

Des Weiteren sind mit der neuen Experimentierstrecke Messungen zur Ionisation einfach geladener Ionen geplant. Aufgrund der Form der bestehenden Detektorkammer ist der Nachweis von zweifach geladenen Ionisationsprodukten aus einfach geladenen Ionen, wie z.B. aus der Reaktion



nicht möglich, da sie vom Dipolmagnet zu stark abgelenkt werden. Mit dem neuen Detektorsystem ist ein Nachweis dieser Ionen jetzt möglich. Solche Reaktionen sind z.B. in der Astronomie für das Verständnis der Absorptions- und Emissionsspektren von Sternen und interstellaren Wolken interessant.

2.2.2 Rekombination von Atomionen

Zur Rekombination von Atomionen mit den Elektronen des Targets kann es durch verschiedene Prozesse kommen. Der einfachste Prozeß zum Einfang eines freien Elektrons durch das Ion ist die radiative Rekombination (RR). Bei diesem Prozeß wird das freie Elektron in das langreichweitige Coulomb-Potential des Ions eingefangen. Die überschüssige Energie gibt das Elektron dabei in Form eines Photons ab. Dabei muß das Elektron nicht notwendigerweise direkt in den tiefst möglichen unbesetzten Zustand fallen, es kann auch zuerst in einen energetisch höher liegenden Zustand eingefangen werden und dann erst nach und nach in den energetisch günstigsten Zustand fallen. Für eine Relativenergie $E_{rel} = 0$ eV ist der Wirkungsquerschnitt für diese Art des Einfangs theoretisch unendlich groß ($\sigma \propto \frac{1}{E_{rel}}$). Im Experiment beobachtet man jedoch aufgrund der endlichen Elektronentemperatur eine endliche Rate. Für nackte Ionen berechnet sich der Wirkungsquerschnitt für den Einfang des Elektrons in einen Zustand mit der Hauptquantenzahl n semiklassisch nach [29]:

$$\sigma_{RR,n}(E_{rel}) = \sigma_0 q^2 \frac{Ry}{E_{rel}} \frac{E_n}{E_n + E_{rel}}, \quad (2.4)$$

wobei

$$\sigma_0 = \frac{32\pi}{3\sqrt{3}} \alpha^3 a_B^2 = 2.10 \cdot 10^{-22} \text{ cm}^2,$$

$\alpha \approx \frac{1}{137}$ die Sommerfeldsche Feinstrukturkonstante und a_B der Bohrsche Radius ist. E_{rel} ist die Stoßenergie des Elektrons, $E_n = Ry q^2 \frac{1}{n}$ die klassische Bindungsenergie im Endzustand mit der Hauptquantenzahl n und $Ry = 13.6058$ eV die Rydbergkonstante bzw. das Ionisationspotential des Wasserstoffatoms.

Gleichung 2.4 gilt nur für vollständig ionisierte Atome. Hat das Ion aber noch ein oder mehrere Elektronen, so kann man den Wirkungsquerschnitt jedoch näherungsweise trotzdem nach Gleichung 2.4 berechnen, wenn man q durch eine effektive Ladung q_{eff} ersetzt, da die Kernladung durch die Elektronen der Hülle abgeschirmt wird.

Theoretisch kann das Elektron in jeden beliebigen Zustand eingefangen werden. Im Experiment wird jedoch nur ein Einfang in Zustände bis zu einer maximalen Hauptquantenzahl n_{cut} beobachtet. Denn dem Coulombpotential des Ions werden externe, durch die Magnetfelder des Elektronenkühlers und der Strahlführung des TSR erzeugte elektrische Felder überlagert. Durch diese Überlagerung bildet sich im Potentialtopf des Ions ein Stark-Sattel aus, was zur Feldionisation aller Zustände oberhalb von n_{cut} führt.

Wie bereits in Kapitel 2.2.1 erwähnt, kann es beim Stoß zwischen Elektronen und Ionen auch zu einem dielektronischen Einfang kommen. Wenn sich dieser zweifach angeregte Zustand nicht durch Autoionisationen sondern radiativ stabilisiert, spricht man von der dielektronischen Rekombination (DR). Wenn die Rate für die radiative Stabilisierung A_r und für die Autoionisation A_a ist, dann gilt für den Wirkungsquerschnitt des dielektronischen Einfangs aufgrund des Prinzips des detaillierten Gleichgewichts:

$$\sigma_c \propto A_a. \quad (2.5)$$

Den Wirkungsquerschnitt für die DR erhält man dann durch Multiplikation mit dem Verzweigungsverhältnis für die radiative Stabilisierung ($\frac{A_r}{A_r+A_a}$):

$$\sigma_{DR} \propto \frac{A_a \cdot A_r}{A_r + A_a} \quad (2.6)$$

Bei kleinen Relativenergien zwischen dem Ion und dem Elektron kommt es lediglich zu Anregungen innerhalb der äußeren Schale, sogenannte $\Delta n = 0$ Resonanzen. Je weiter innen das anzuregende Elektron liegt und je höher der Anregungszustand liegt, also je größer Δn ist, desto größer ist die benötigte Relativenergie. Ebenso wie die auf dem dielektronischen Einfang beruhende Ionisation ist auch die DR ein resonanter Effekt.

Für die Rekombination atomarer Ionen sind im Wesentlichen Messungen mit einer höheren Auflösung durch den energieschärferen Strahl des Elektronentargets (siehe Kapitel 2.1) geplant. Auch Messungen von $\Delta n \geq 1$ Resonanzen z.B. bei heliumartigen Systemen sind geplant, für die eine höhere Relativenergie benötigt wird. Des Weiteren sind Messungen der Rekombination an zweifach geladenen Ionen geplant. Denn die einfach geladenen Rekombinationsprodukte solcher Prozesse, wie z.B.



können mit dem bestehenden Aufbau nicht nachgewiesen werden. Mit dem Detektorsystem der neuen Experimentierstrecke können auch diese Ionen nachgewiesen werden.

2.2.3 Umladung und Fragmentation von Molekülionen

Bei Stößen zwischen freien Elektronen und positiv geladenen molekularen Ionen kommt es hauptsächlich zu zwei Prozessen, nämlich zur dissoziativen Anregung (*dissociative excitation*, DE) und zur dissoziativen Rekombination (*dissociative recombination*, DiR).

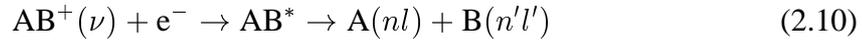
Bei der dissoziativen Anregung wird ein Molekülion durch das stoßende Elektron in einen antibindenden Zustand mit der Hauptquantenzahl n^* angeregt, und zerfällt dann anschließend in ein neutrales und ein geladenes Fragment:



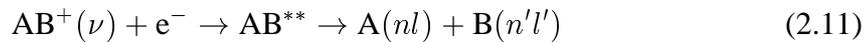
Als Alternative dazu existiert ein weiterer Anregungsprozeß, bei dem das stoßende Elektron in einen doppelt angeregten Zustand des neutralen Moleküls eingefangen wird. Dieses doppelt angeregte Molekül kann nun infolge von Autoionisation dissoziieren:



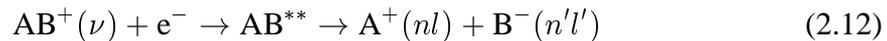
Bei der dissoziativen Rekombination wird das stoßende Elektron von dem Molekülion, das sich im Vibrationszustand ν befindet, in einen antibindenden Zustand des neutralen Moleküls eingefangen, welches dann in eventuell angeregte atomare Fragmente zerfallen kann:



In Konkurrenz zur Autoionisation als Folge des Elektroneneinfangs in einen doppelt angeregten Zustand des neutralen Moleküls, kann dieser Zustand antibindend sein und das Molekül in zwei wieder möglicherweise angeregte atomare Fragmente dissoziieren:



Eine weitere Möglichkeit bei der dissoziativen Rekombination ist die Ionenpaarbildung. Bei diesem Prozeß dissoziiert das doppelt angeregte Molekül nach einem Elektroneneinfang nicht, wie im vorigen Prozeß, in zwei atomare Fragmente, sondern in zwei gegensätzlich geladene Ionen, die ebenfalls angeregt sein können



Für gespeicherte molekulare Ionen sind Messungen der Dissociationskanäle in allen genannten Prozessen geplant, insbesondere die Kanäle, in denen sich ein leichtes, geladenes Fragment von einem schweren Molekül abspaltet. Diese leichten Fragmente werden im Dipolmagneten nach der Wechselwirkungszone stark abgelenkt und waren daher bisher der Beobachtung vollständig entzogen. Aber auch Messungen an negativen, gespeicherten Ionen sind geplant.

2 Die neue Experimentierstrecke und damit geplante Umladungs- und Fragmentationsmessungen

3 Vorexperimente zur Wahl des Detektortyps

Geladene Teilchen werden schon seit mehr als 100 Jahren nachgewiesen. Im Laufe dieser Zeit haben sich viele unterschiedliche Nachweisarten entwickelt, die sich jedoch fast alle die Tatsache zu Nutzen machen, daß geladene Teilchen in der Lage sind Materie entweder zu ionisieren, und so freie Ladungsträger zu erzeugen, oder die Atome oder Moleküle der Materie anzuregen und dadurch z.B. optisch zu aktivieren. Die dabei am häufigsten zur Anwendung kommenden Detektortypen lassen sich grob in drei Gruppen gliedern.

Eine dieser Gruppen sind die *Szintillatoren*. Bei diesem Detektortyp erzeugen die geladenen Teilchen beim Eindringen in die Materie angeregte, optisch aktive Zustände in einigen Atomen oder Molekülen des Szintillatormaterials. Die angeregten Zustände kehren unter Emission von Lichtquanten in ihren Grundzustand zurück und die Lichtquanten können mit Photomultipliern oder Photodioden nachgewiesen werden.

Eine zweite Gruppe von Detektoren weist die von geladenen Teilchen im Detektormaterial erzeugte Ionisation auf elektrischem Wege nach. Dabei wird an den Detektor ein äußeres, meist homogenes, elektrisches Feld angelegt, um die erzeugten Ladungsträgerpaare zu trennen, die dann als Ladungspulse auf Elektroden, die sich auf der Detektoroberfläche befinden, nachgewiesen werden können. Zu dieser Gruppe von Detektoren gehören z.B. *Silizium-* oder *Diamantdetektoren*.

Die dritte Gruppe von Detektoren nutzt die Tatsache, daß bestimmte Stoffe unter Beschuß mit geladenen Teilchen Sekundärelektronen emittieren. Diese freien Elektronen werden nun, abhängig davon, ob eine Ortsauflösung benötigt wird oder nicht, in sehr viele kleine oder ein einziges dann größeres Röhrchen hinein beschleunigt. Diese Röhrchen bestehen im Allgemeinen aus Glas oder Keramik. Im Inneren sind sie mit einer leitenden Schicht überzogen, die einem endlichen Widerstand besitzt. Diese Schicht ist außerdem gleichzeitig in der Lage ihrerseits Sekundärelektronen zu emittieren. Aufgrund des endlichen Widerstandes der Schicht, fällt entlang der Röhrchen kontinuierlich eine Spannung ab. Daher werden so die Sekundärelektronen in die Röhrchen hinein beschleunigt und erzeugen dort ihrerseits neue Sekundärelektronen, die wieder weiterbeschleunigt werden usw. Auf diese Weise entsteht eine Elektronenlawine, die als Ladungspuls auf einer Anode registriert werden kann. Zu dieser Gruppe gehört z.B. das *Multi Channel Plate* (MCP), das *Channeltron* oder das *Micro Sphere Plate* (MSP).

Eine Gruppe von Detektoren, die eine ganz andere Nachweismethode nutzen, sind die *cryogenen Bolometer* (siehe z.B. [30]). Dieser Detektortyp weist die geladenen Teilchen

nicht aufgrund der erzeugten Ionisation oder Anregung, sondern aufgrund der Erwärmung des Detektormaterials beim Eindringen der geladenen Teilchen nach. Unter normalen Umständen sind solche Temperaturänderungen erst bei sehr großen Teilchenflüssen nachweisbar, so erzeugen z.B. 10^9 Alpha-Teilchen mit 5 MeV kinetischer Energie in 1 g Wasser lediglich eine Temperaturerhöhung von 2.4^{-4} °C. Allerdings ist die Wärmekapazität von Dielektrika oder Kristallen proportional zu T^3 . Je tiefer also die Temperatur, desto stärker ist der Temperaturanstieg aufgrund der selben absorbierten Teilchenzahl. Auf diese Weise ist es sogar möglich, wenn man die Temperatur auf unter 1 K reduziert, den zeitweiligen Temperaturanstieg aufgrund der Absorption eines einzigen Teilchens nachzuweisen.

Benutzt man als Detektormaterial supraleitende Substanzen, so ist es außerdem möglich, daß durch die Absorption geladener Teilchen zeitweise die Sprungtemperatur überschritten wird und somit die Supraleitung zusammenbricht; ein gut nachzuweisendes Ereignis. Da in Anwesenheit eines magnetischen Feldes die Sprungtemperatur eine Funktion der Feldstärke ist, lassen sich durch das Zusammenspiel von Temperatur und Feldstärke Zustände des supraleitenden Materials erzeugen, die extrem empfindlich auf Temperaturänderungen reagieren.

Das außergewöhnliche bei dieser Gruppe von Detektoren ist, daß der Nachweis nicht auf der Erzeugung einzelner Ladungsträger, sondern nur auf Änderungen des thermischen Zustandes des Absorbers und den damit verbundenen Phononenanregungen basiert. Da Phononenenergien typischerweise um einiges kleiner sind, als die Energie, die notwendig ist, um ein Elektron-Loch-Paar zu erzeugen, ist die theoretische Energieauflösung solcher Detektoren wesentlich besser als bei jedem auf Ionisation beruhenden Detektor. Leider befindet sich diese Art von Detektor noch weitgehend in der Entwicklungsphase, so daß ein Einsatz am TSR schon aus diesem Grund nicht in Frage kommt.

Aus den in Kapitel 2.2 beschriebenen Messungen, die mit der neuen Experimentierstrecke geplant sind, kann man mehrere Hauptforderungen an das Detektormaterial extrahieren. So kann bei einigen Messungen, insbesondere bei der Ionisation von Atomionen, eine Zählrate von bis zu einige MHz auftreten, so daß der gesuchte Detektor eine solche Zählrate gut bewältigen können sollte. Bei etwa 20 Strahlzeitwochen pro Jahr sollte der Detektor ebenfalls hohe integrale Zählraten von etwa 10^{11} bis 10^{12} /Jahr vertragen können, damit die Eigenschaften des Detektors im Wesentlichen zeitunabhängig sind, und damit man den Detektor nicht ständig erneuern muß. Da man des Weiteren absolute Wirkungsquerschnitte messen möchte, ist eine hohe, konstante Nachweiseffizienz ebenfalls notwendig. Eine weitere Forderung an den Detektor, vor allem für den Nachweis molekularer Fragmente, wo die kinetische Gesamtenergie teilweise sehr gering ist, ist eine geringe untere Nachweisgrenze in der Energie. Eine gute Energieauflösung oder eine Ortsauflösung des Detektors ist nicht unbedingt erforderlich, aber prinzipiell natürlich immer gut.

Aufgrund der ersten beiden Forderungen (hohe maximale und integrale Zählrate) scheiden bereits einige der genannten Detektoren aus. Denn die maximale Zählrate von MCP's, MSP's oder Channeltrons liegt typischerweise bei unter 1 MHz, da bei einer größeren Zählrate zu viele Sekundärelektronen in den Röhren unterwegs sind und dadurch die

Beschleunigungsspannung entlang der Röhrenwand zusammenbricht.

Auch ein Siliziumdetektor ist für diese Anwendung nicht geeignet, da sein Kristallgitter unter Beschuß mit geladenen Teilchen schnell lokal zerstört wird, und so immer mehr Störstellen in der Gitterstruktur entstehen. Diese Störstellen können nun freie Ladungsträger einfangen, die dann nicht mehr zum Signal beitragen können. Mit zunehmender integraler Rate wird auf diese Weise das Signal zu Rauschen Verhältnis immer schlechter. Ähnliches gilt auch für einige Szintillatoren, die Aufgrund von zunehmenden Störstellen in Folge von Strahlenschäden, für die Wellenlängen ihres Emissionsspektrums undurchsichtig werden können.

Auch die cryogenen Bolometer befinden sich, wie bereits gesagt, noch weitgehend in der Entwicklungsphase, und sind daher für den Einsatz am TSR nicht geeignet.

Als geeignet erscheinende Kandidaten, die alle genannten Forderungen zu erfüllen scheinen, bleiben nur noch der Diamantdetektor und einige anorganische Szintillationskristalle. Daher wird der Diamantdetektor und ein geeigneter Vertreter der anorganischen Szintillatoren durch erste Testexperimente auf seine Verwendbarkeit untersucht, wie in den folgenden Kapiteln beschrieben.

3.1 Der Diamantdetektor

Natürliche Diamanten werden bereits seit den 1940er Jahren als Strahlungsdetektoren verwendet [31]. Dabei gehört der Diamantdetektor zu der am Anfang dieses Kapitels beschriebenen Gruppe von Detektoren, die geladene Teilchen aufgrund der Ionisation im Festkörper, die diese erzeugt, auf elektrischem Wege nachweisen.

Aufgrund der hohen Bindungsenergie der sp^3 -Hybridbindungen der Kohlenstoffatome und seiner großen Wärmeleitfähigkeit (siehe Tabelle 3.1), ist Diamant extrem resistent gegen Strahlenschäden. Außerdem besitzt Diamant aufgrund der großen Bandlücke von 5.5 eV einen sehr hohen spezifischen Widerstand von etwa $10^{11} \Omega\text{cm}$, und bei extrem reinen Steinen sogar bis zu $10^{16} \Omega\text{cm}$. Dieser hohe spezifische Widerstand führt zu einer 10^4 mal größeren Durchschlagsfeldstärke als beim Silizium. Zusammen mit der großen Mobilität beider Ladungsträger lassen die hohen verwendeten Feldstärken extrem schnelle Ladungspulse in der Ausleseelektronik, und damit hohe Zählraten erwarten. In Tabelle 3.1 sind die wichtigsten Eigenschaften von Diamant aufgelistet. Zum Vergleich finden sich dort ebenfalls die wichtigsten Eigenschaften von Silizium, dem am weitesten verbreiteten Halbleiterdetektormaterial. All diese Eigenschaften lassen den Diamant als sehr gutes Detektormaterial erscheinen.

Allerdings hat eine ganze Reihe von Nachteilen eine breite Anwendung von Diamant als Detektormaterial bis in die 1990er Jahre verhindert. So sind z.B. natürliche Diamanten mit guten Detektoreigenschaften, wie etwa ein extrem hoher Reinheitsgrad und ein entsprechend großes Volumen, sehr selten und somit extrem teuer. Außerdem führt der im allgemeinen hohe Grad an z.B. Stickstoffverunreinigungen selbst bei lupenreinen Steinen zu einer starken Verkürzung der Ladungsträgerlebensdauer und damit zur Verringerung

Eigenschaft	Diamant	Silizium
Ordnungszahl	6	14
Dichte [kgm^{-3}]	3.5	2.33
Gitterkonstante [\AA]	3.57	5.43
Bandlücke [eV]	5.5	1.1
spezifische Ladungsträgerdichte [cm^{-3}]	$<10^3$	$1.5 \cdot 10^{10}$
Energie, um ein Elektron Loch Paar zu erzeugen [eV]	13	3.6
Energie, um ein Atom aus dem Gitter zu lösen [eV]	80	28
Wärmeleitfähigkeit [$\text{W cm}^{-1} \text{K}^{-1}$]	20	1.27
thermischer Ausdehnungskoeffizient [K^{-1}]	$0.8 \cdot 10^{-6}$	$2.6 \cdot 10^{-6}$
spez. Widerstand [Ωcm]	$>10^{11}$	10^5
Durchschlagsfeldstärke [Vcm^{-1}]	10^7	10^3
Mobilität der Elektronen [$\text{cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$]	2200	1500
Mobilität der Löcher [$\text{cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$]	1600	600
Sättigungsgeschwindigkeit [μms^{-1}]	220	82
Dielektrizitätskonstante	5.6	11.7

Tabelle 3.1: Eigenschaften von Diamant im Vergleich mit Silizium nach [32] und [33]

der Nachweiseffizienz. Allerdings können Einzelstücke durchaus sehr gute Detektoreigenschaften aufweisen [34]. Doch selbst die wenigen sehr gut geeigneten Steine haben eine relativ kleine Detektorfläche, und die Detektoreigenschaften sind für jeden Kristall unterschiedlich und somit nicht reproduzierbar. Gute Diamantdetektoren waren daher seltene Einzelstücke.

3.1.1 CVD Diamanten

Das änderte sich 1988 mit der Etablierung der Technik der chemischen Aufdampfung (chemical vapor deposition - CVD, [35] und [36]). Diese Synthesetechnik basiert auf der Zersetzung von gasförmigen Kohlenwasserstoffmolekülen, wie z.B. Methan. Dabei wird in einem CVD-Reaktor etwa 1 bis 2% Methangas mit 98% molekularem Wasserstoffgas gemischt. Dieses Gasgemisch wird dann entweder durch ein Mikrowellen- oder Lichtbogenplasma, einen Glühdraht oder eine andere Energiequelle aktiviert. Wobei der molekulare Wasserstoff zu atomarem Wasserstoff dissoziiert wird, welcher wiederum aus den Methanmolekülen Methylradikale bildet.



Aus diesem Gasgemisch kann sich dann eine Diamantschicht auf einem geheizten Substrat abscheiden. Die Wachstumsrate wird dabei durch den Transport des atomaren Wasserstoffes und der Methylradikale zum Substrat hin definiert. Der Transport der einzelnen

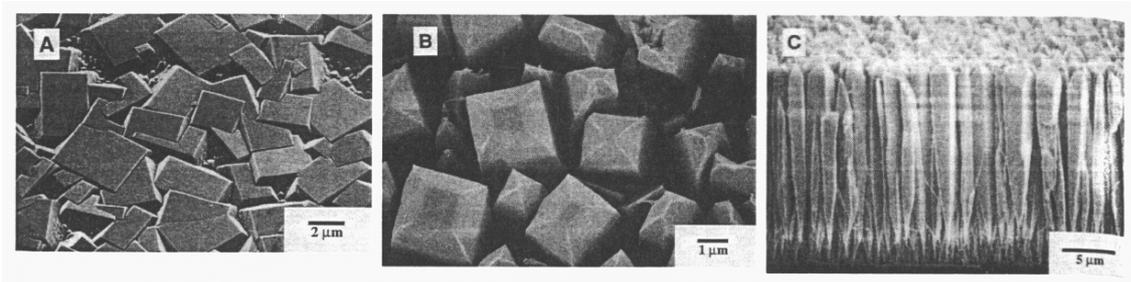


Abbildung 3.1: Mikroaufnahme eines dünnen CVD-Diamantfilmes. (A) zeigt die Oberfläche der Wachstumsseite vor und (B) nach dem Ätzen in einem sauerstoffhaltigen Plasma. (C) zeigt einen Schnitt durch die Diamantschicht aus (B): die säulenartige Struktur und die Zunahme der Korngröße zur Wachstumsseite hin ist deutlich zu erkennen. (Aus [36])

Komponenten durch das reaktive Gasgemisch, bestimmt durch die Rekombinationslänge, die Lebensdauer und die Driftlänge, hängt dabei von den Prozeßparametern, wie etwa der Temperatur und dem Druck ab. Das Wachstum von Diamant kann nur in einem Temperaturbereich zwischen etwa 500° C und 1200° C und oberhalb eines Druckes von ca. 70 Pa stattfinden, da außerhalb dieser Bedingungen lediglich Graphit abgeschieden wird. Unter idealen Bedingungen können Wachstumsraten von bis zu einigen 10 µm/h erzielt werden [37].

An der Herstellung von CVD-Diamantschichten sind hauptsächlich zwei Prozesse beteiligt. Das ist Erstens das Abscheiden des Kohlenstoffes auf dem Substrat, hauptsächlich in Form von Graphit, aber eben auch in kleinen Mengen als Diamantmikrokristalle. Und als Zweites die gezielte Abtragung des niedergeschlagenen Graphits durch den atomaren Wasserstoff, wobei sich wieder Kohlenwasserstoffmoleküle bilden. Das Wachstum von Diamant ist also nur dadurch möglich, daß Diamant eine größere Stabilität als Graphit in Bezug auf atomaren Wasserstoff aufweist.

Die qualitativ besten CVD-Diamanten würden auf einem Diamantsubstrat wachsen, da hier sowohl die Kristallstruktur, als auch die Gitterkonstante von 3.57 Å identisch sind. Die weitaus verbreitetere Methode ist allerdings das Wachstum auf einem Siliziumsubstrat. Silizium besteht, wie auch der Diamant, aus zwei, sich gegenseitig durchdringenden, um eine viertel Würfeldiagonale versetzten, kubisch flächenzentrierten Kristallgittern. Der Unterschied in der Gitterkonstanten vom Silizium mit 5.43 Å zum Diamant wird durch eine SiC Schicht überbrückt, die eine Gitterkonstante von 4.45 Å aufweist. Diese Schicht bildet sich zuerst auf dem Siliziumsubstrat, und von dieser Schicht aus beginnen dann kleine Diamantkörner in einer säulenartigen Struktur bis zu einer Höhe von einigen Millimetern zu wachsen. Dabei nimmt die Korngröße mit der Höhe zu (siehe auch Abbildung 3.1). Abhängig von der Dicke des Diamantfilms können die Körner auf der Wachstumsseite Kantenlängen von mehr als 50 µm erreichen.

Nach der Kristallisation werden die dünnen, polykristallinen Diamantschichten meist bei bis zu 800° C im Vakuum geblüht, oder einem sauerstoffhaltigen Plasma ausgesetzt,

um eventuell zurückgebliebene Graphitverunreinigungen zu entfernen. Das Siliziumsubstrat wird anschließend auf chemischem Wege von der Substratseite des CVD-Diamanten entfernt.

Die Vielzahl der Variablen beim CVD Prozeß beeinflussen die Qualität der Kristalle zum Teil erheblich. Und in Folge dessen gibt es zwischen den verschiedenen Verfahren und Herstellern starke Unterschiede in der Tauglichkeit der Kristalle als Detektormaterial. Aber ein großer Vorteil dieser Methode der Diamantgewinnung ist die gute Kontrollierbarkeit der Bedingungen im Reaktor und somit die Reproduzierbarkeit der Eigenschaften der Kristalle. Ein weiterer Vorteil ist, daß CVD-Diamanten in relativ großen Mengen hergestellt werden können und dieses Material somit im Vergleich zu natürlichen Diamanten wesentlich billiger ist. Auch die viel größere Reinheit der CVD-Diamanten im Vergleich mit durchschnittlichen natürlichen oder mit anderen Verfahren künstlich hergestellten Diamanten ist ein erheblicher Vorteil.

Außer der Anwendung als Detektor für ionisierende Strahlung, finden die dünnen CVD-Diamantschichten weitere Anwendungen in der Werkzeug- bzw. der Rüstungsindustrie, wo sie zur Oberflächenveredelung von Schneidwerkzeugen bzw. als infrarotdurchlässiges, extrem widerstandsfähiges Sensorfenster für zielsuchende Raketen eingesetzt werden. Aus diesem Grund gibt es inzwischen eine Vielzahl von Herstellern, die die CVD Technik beherrschen, und teilweise sogar CVD-Diamantscheiben mit Durchmessern von bis zu 6 Zoll (15.24 cm) anbieten, so daß auch sehr großflächige Detektoren hergestellt werden können.

Für den Einsatz am TSR scheint ein CVD-Diamantdetektor bei erster Betrachtung gut geeignet zu sein, da er ohne viel Aufwand direkt in das Vakuum des Speicherrings ($< 5 \cdot 10^{-11}$ mbar) eingebracht werden kann und man nur einige Spannungsdurchführungen zu seinem Betrieb benötigen würde. Außerdem ist eine hohe mögliche Zählrate ebenfalls von Vorteil, da Ereignisraten von bis zu einigen MHz erwartet werden. Auch eine gute Strahlungsresistenz des Detektormaterials wäre wünschenswert, da bei etwa 20 Strahlzeiten pro Jahr mit integralen Teilchenflüssen von etwa 10^{11} bis 10^{12} /Jahr auf dem Detektor zu rechnen ist.

3.1.2 Die Funktionsweise des Diamantdetektors

Aufgrund der großen Bandlücke und der hohen Ladungsträgermobilität (siehe Tabelle 3.1) ist Diamant ein sehr guter Isolator. D. h. aber, daß im thermischen Gleichgewicht nur vernachlässigbar wenige freie Ladungsträger (Elektronen oder Löcher) im Kristall vorhanden sind. Daher kann man einen Diamantdetektor als einen Halbleiterzähler betrachten, dessen Verarmungszone sich tatsächlich über den gesamten Kristall erstreckt. Aus dem selben Grund können die ladungssammelnden Elektroden bei einem Diamantdetektor auch direkt als Ohm'sche Kontakte auf den Kristall aufgebracht werden; man braucht hier keine Schottky-Kontakte, wie etwa bei Siliziumdetektoren.

Dringt nun ein geladenes Teilchen in den Diamantkristall ein, so wird es seine Energie hauptsächlich über Coulombstöße mit den Elektronen des Kristalls verlieren. Dabei

werden u.a. Elektronen aus dem Valenzband in das Leitungsband angehoben, wo sie sich frei im ganzen Kristall bewegen können. Im Valenzband wird dabei ein sogenanntes Loch, ein unbesetzter Zustand, zurückgelassen. Da die Zustände innerhalb des Valenzbandes sehr dicht beieinander liegen, kann ein benachbartes Valenzelektron nun leicht von seiner Bindung hinüberspringen, um das Loch zu füllen, hinterläßt aber natürlich seinerseits erneut ein Loch. Wenn das nächste Nachbarlektron nun seine Bindung ebenfalls verläßt, um das neue Loch zu füllen, beginnt das Loch durch den Kristall zu wandern. Auf diese Weise kann sich also ein Loch ebenfalls frei im ganzen Kristall bewegen, und es ist ein Paar aus zwei unterschiedlich gepolten quasifreien Ladungsträgern, ein sogenanntes Elektron-Loch-Paar, entstanden.

Allerdings wird nur der kleinere Teil der von dem geladenen Teilchen abgegebenen Energie in die Bildung von Elektron Loch Paaren fließen. Der größere Teil der abgegebenen Energie führt hauptsächlich zu Phononenanregung im Diamantgitter. Daher ist trotz der Bandlücke von 5.5 eV eine Energie von 13 eV nötig, um ein Ladungsträgerpaar zu erzeugen [38].

Die so erzeugten Ladungsträgerpaare werden nun durch ein extern angelegtes elektrisches Feld getrennt und zu den Elektroden hin beschleunigt. Das Detektormaterial relaxiert nun wieder in den Gleichgewichtszustand und die Konzentration der Elektronen und Löcher geht auf ihren ursprünglichen Gleichgewichtswert zurück. Solange aber die Ladungsträger nicht in sogenannten Rekombinationszentren oder Fallen verschwinden, wird auf den Elektroden ein ansteigendes Signal influenziert.

Als Rekombinationszentren oder (Elektron- oder Loch-) Fallen werden Störungen in der regelmäßigen Gitterstruktur des Kristalls bezeichnet. Diese Störungen in der Gitterstruktur bilden Zwischenzustände in der Bandlücke, in die Elektronen oder Löcher eingefangen werden können. Kann an einer solchen Störung nur ein Ladungsträgertyp eingefangen werden, so führt dies lediglich dazu, daß die Ladung für eine gewisse Zeit lokalisiert bleibt. Störungen dieser Art nennt man Einfangszentrum oder Elektronen- bzw. Lochfalle. Ist eine Störung in der Lage beide Ladungsträgertypen einzufangen, und geschieht der Einfang z.B. eines Elektrons in der Zeit, in der dort bereits z.B. ein Loch gefangen gehalten wird, so können die beiden Ladungsträger rekombinieren. Störungen diesen Typs nennt man Rekombinationszentren.

Das auf den Elektroden influenzierte Signal kann als Ladungspuls gemessen werden. Das Verhältnis zwischen der an den Elektroden gemessenen, influenzierten Ladungsmenge Q_{mess} und der von den eindringenden Teilchen tatsächlich erzeugten Ladung Q_{erz} , wird *Ladungssammlungseffizienz* genannt (siehe z.B. [39] oder [37]):

$$\eta := \frac{Q_{mess}}{Q_{erz}}. \quad (3.2)$$

Ladungen, die in ein Rekombinationszentrum oder eine Falle geraten, influenzieren keine Ladung mehr auf den Elektrode, so daß $Q_{mes} < Q_{erz}$ und damit $\eta < 1$ gilt.

Die Ladungsträger haben also eine gewisse mittlere Lebensdauer τ_c ¹ zwischen der Erzeugung durch Coulombstöße und dem Einfang in ein Rekombinationszentrum oder eine Falle. In dieser Zeit kann ein Ladungsträger eine bestimmte Strecke δ_c zurücklegen, die durch seine Geschwindigkeit v_c bestimmt ist

$$\delta_c = v_c \cdot \tau_c. \quad (3.3)$$

Da die Geschwindigkeit eines Ladungsträgers das Produkt aus seiner Mobilität μ_c und dem angelegten, ihn beschleunigenden externen Feld ist

$$v_c = \mu_c \cdot E, \quad (3.4)$$

kann man die zurückgelegte Strecke als

$$\delta_c = \mu_c E \tau_c \quad (3.5)$$

schreiben. Diese mittlere Driftstrecke des Ladungsträgers nennt man seinen *Schubweg* [40].

Die Summe der Schubwege beider Ladungsträger ist dann also die mittlere Länge, um die sich ein Elektron Loch Paar voneinander entfernen kann.

$$\delta = (\mu_e \cdot \tau_e + \mu_h \cdot \tau_h) \cdot E \quad (3.6)$$

Diese Länge δ , auch *Ladungssammlungslänge* genannt [38], ist ein wichtiger Parameter zur Charakterisierung und zum Vergleich verschiedener Diamantdetektoren.

Eine Verbindung zwischen der Ladungssammlungslänge und der Ladungssammlungseffizienz stellt die van Hecht'sche Gleichung [41], [42] her

$$\eta = \frac{\delta}{d} (1 - e^{-\frac{d}{\delta}}), \quad (3.7)$$

wobei d die Dicke des Detektors ist. Für die meisten CVD-Diamantdetektoren (insbesonderen den in dieser Arbeit verwendeten) ist die Ladungssammlungslänge wesentlich kürzer, als der Detektor dick ist. D.h. es gilt $\delta \ll d$, und damit vereinfacht sich Gleichung 3.7 zu

$$\eta = \frac{\delta}{d} \quad (3.8)$$

und mit Gleichung 3.2 gilt dann

$$\delta = \frac{Q_{mes}}{Q_{erz}} \cdot d \quad (3.9)$$

Auf diese Weise kann δ über die gemessene Ladung bestimmt werden, während die erzeugte Ladung sehr gut berechnet werden kann, wenn man annimmt, daß die eindringenden Teilchen ihre gesamte Energie im Diamant verlieren. Denn dann gilt

$$Q_{erz} = \frac{E}{w_D} \cdot 2e \quad (3.10)$$

wobei w_D die Energie zur Erzeugung eines Elektron Loch Paares, e die Elementarladung eines Elektrons und E die kinetische Energie des eindringenden Teilchens ist.

¹wobei der Index c zunächst sowohl für Elektronen (e), als auch für Löcher (h) steht

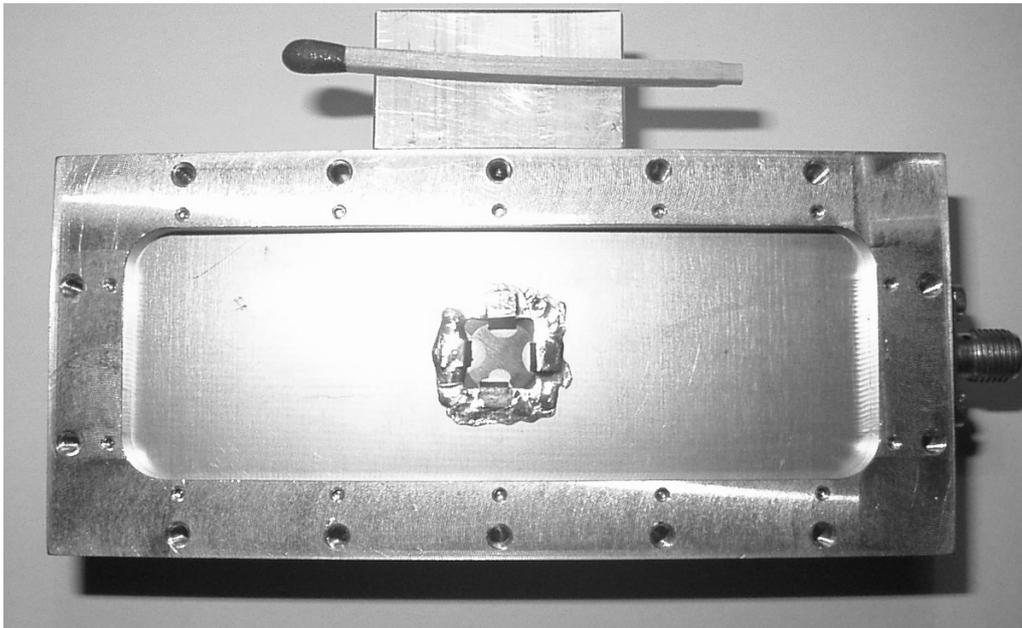


Abbildung 3.2: Rückseite des CVD-Diamantdetektors der GSI

3.1.3 Detektortests mit Alpha Strahlen

Um die Eigenschaften eines CVD Diamantdetektors besser kennen und verstehen zu lernen, wurden einige Tests mit Alpha Strahlen durchgeführt. Der für diese Zwecke verwendete Detektor wurde freundlicherweise von Frau Berdermann von der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt bereit gestellt.

Der Detektor

Der eigentliche Detektor besteht aus einem $1 \times 1 \text{ cm}^2$ großem, $136 \mu\text{m}$ dicken polykristallinen CVD Diamanten, der nach der Methode der plasma enhanced chemical vapour deposition (PECVD) hergestellt wurde. Bei der Herstellung des CVD-Diamantchips wurde nach dem chemischen Entfernen des Substrates, die Oberfläche der Substratseite (im weiteren Text als Rückseite bezeichnet) poliert. Die Oberfläche der Wachstumsseite (fortan als Vorderseite bezeichnet) wurde im natürlich Zustand belassen. Die beiden auf die Vorder- und Rückseite aufgetragenen Elektroden bestehen aus jeweils einer 500 \AA dicken Schicht aus Titan und Chrom und einer 1000 \AA dicken Schicht aus Gold. Beide Elektroden sind kreisförmig und haben einen Durchmesser von 8 mm.

Gehaltert wird der CVD Diamantchip von einer Keramikplatine, deren Rückseite vollständig metallisiert und leitend mit dem massiven Detektorgehäuse aus Aluminium verbunden ist. Der Detektorchip selbst wurde in ein quadratisches Loch in der Mitte der Platine mit einem elektrisch isolierenden Klebstoff eingeklebt. Die Rückseite des Dia-

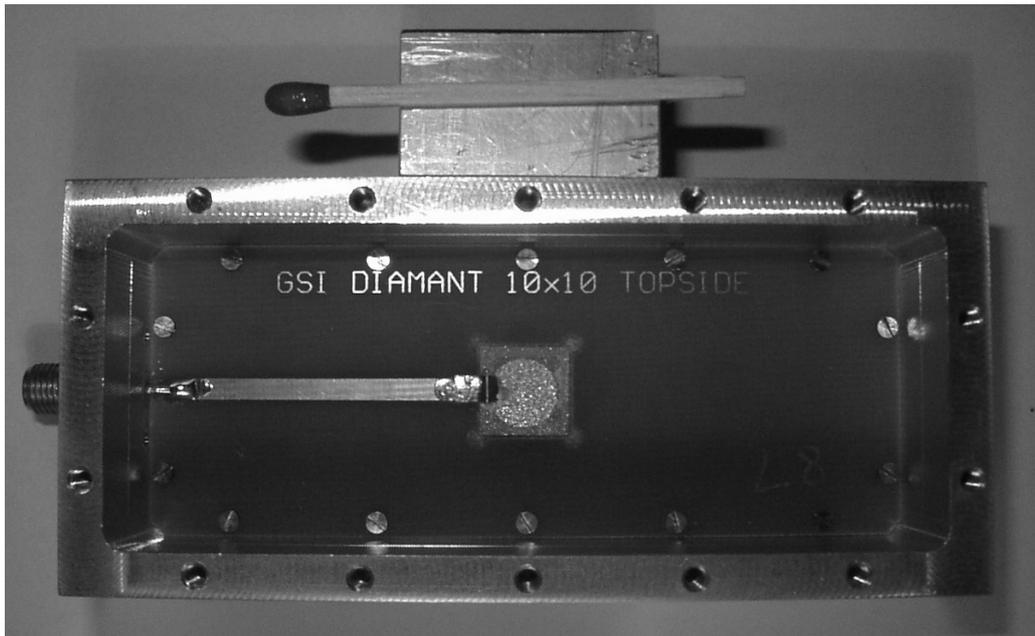


Abbildung 3.3: Vorderseite des CVD-Diamantdetektors der GSI.

manten wurde über vier dünne aber breitflächige Kontaktbleche leitend mit der Rückseite der Platine verbunden (siehe Abbildung 3.2). Auf der Vorderseite der Platine ist lediglich eine einzelne Leiterbahn metallisiert, die das Signal des Detektors zur Anschlußbuchse am Detektorgehäuse transportiert. Die Elektrode der Diamantvorderseite wurde mit dieser Leiterbahn ebenfalls über ein dünnes Kontaktblech leitend verbunden (siehe Abbildung 3.3).

Bei einem Diamantdetektor kommt es besonders darauf an, die Impedanz des Signalweges an die Eingangsimpedanz des Vorverstärkers anzupassen. Denn, da der Diamantchip eine geringe, nahezu rein kapazitive Impedanz besitzt, ist sein Reflexionskoeffizient fast 1, und somit können vom Vorverstärkereingang oder dem Signalweg reflektierte Signale das eigentliche Detektorsignal erheblich stören. Daher wurde beim Layout der Vorderseite der Platine und den Verbindungen zwischen der Leiterbahn und dem Diamantchip und der Anschlußbuchse sehr genau darauf geachtet, daß die Impedanz genau $50\ \Omega$ beträgt, denn dann kann als Verbindung zwischen Detektor und Vorverstärker ein handelsübliches SMA Kabel verwendet werden.

Als erster Test der Reinheit des Kristalls und der Qualität der Elektroden und Kontakte, wurde eine Strom-Spannungs-Kurve vom Diamant (ohne Alphastrahlen) aufgenommen. Die Reinheit des Kristalls zeigt sich dabei in der Höhe der Durchschlagsspannung. Die Qualität der Elektroden und Kontakte kann man anhand der Form der Strom-Spannungs-Kurve erkennen. Ein guter ohm'scher Kontakt erzeugt ein lineares Verhalten der Strom-

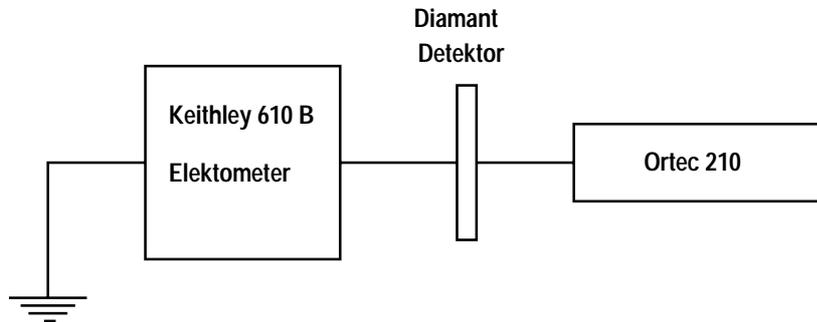


Abbildung 3.4: Schematischer Aufbau zur Messung der Strom-Spannungs-Kurve des CVD Diamantdetektors.

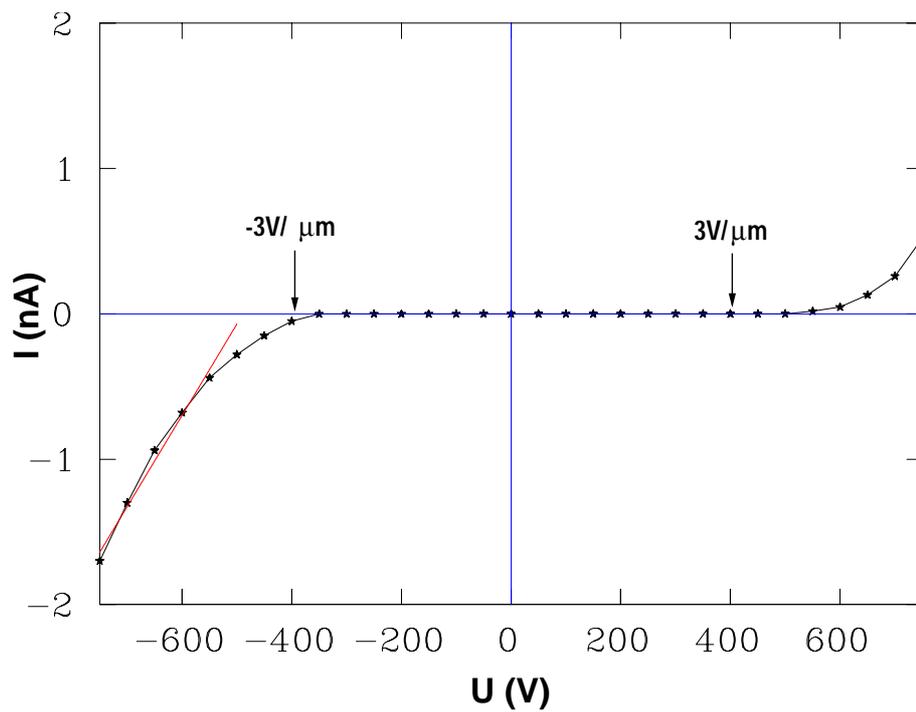


Abbildung 3.5: Strom-Spannungs-Kurve des 136 μm dicken CVD Diamanten. Erst ab der Durchschlagsspannung von $3\text{V}/\mu\text{m}$ beginnt der Strom nahezu linear zu steigen.

Spannungs-Kurve oberhalb der Durchschlagsspannung [43]. Für die Messung des Dunkelstroms in Abhängigkeit von der Detektorspannung wurde ein Keithley 610 B electrometer benutzt, während die Spannung von einem Ortec 210 Detector Power Supply geliefert wurde. In Abb 3.4 ist der schematische Aufbau dieser Anordnung gezeigt, und in Abbildung 3.5 die Strom-Spannungs-Kurve.

Wie gut zu erkennen ist, ist die Kurve annähernd symmetrisch und auch der Anstieg bzw. Abfall am rechten bzw. linken Ende der Kurve ist annähernd linear, wie man an der geringen Abweichung von der an die letzten 5 Datenpunkte angefitzten Geraden sehen kann. Das läßt auf gute ohm'sche Kontakte des Detektors schließen [43]. Auch die Durchschlagsspannung von etwa $3\text{V}/\mu\text{m}$ deutet auf eine hohe Reinheit des Kristalls hin (vergl. etwa [33]).

Tests mit Alpha-Strahlen

Für die Tests mit den Alpha-Strahlen wurde der Detektor in eine evakuierbare Kammer eingebaut, wo er über eine Schiene mit der Alpha-Quelle verbunden ist (siehe Abbildung 3.6). Diese Schiene ist fest mit den Seitenwänden der Kammer verbunden und läßt sich nicht von Außen bewegen. Über dem Boden der Kammer ist ein über eine Durchführung von Außen drehbarer Teller angebracht, auf dem ein senkrecht stehendes, 0.5 mm dickes Kupferblech montiert ist. Durch drehen des Tellers läßt sich das Kupferblech zwischen die Quelle und den Detektor bringen, so daß dadurch die Bestrahlung des Detektors quasi ein- und ausgeschaltet werden kann. Als Quelle wurde zunächst eine Mischquelle bestehend aus den Isotopen Pu^{239} (5.2 MeV), Am^{241} (5.4 MeV) und Cm^{244} (5.9 MeV), mit einer Nennaktivität von 5.55 kBq (= 150 nCi) verwendet.

Als Vorverstärker wurde ein von der GSI speziell für Diamantdetektoren entwickelter Vorverstärker vom Typ ERA-5 verwendet. Hierbei handelt es sich um einen Breitbandvorverstärker mit einer Eingangsimpedanz von 50Ω und einem sehr niedrigem Signal zu Rausch Verhältnis. Die Detektorspannung wurde wieder von einem Ortec 210 Detector Power Supply geliefert. Zur Signalverarbeitung wurde, wie in Abbildung 3.7 schematisch dargestellt, nach dem Vorverstärker ein Ortec 572 spectroscopy amplifier benutzt, um die Pulse weiter zu verstärken und zu formen. Gezählt wurden die Pulse mit einem LeCroy octal discriminator Model 623b und einem Ratemater. Die Pulshöhenspektren wurden mit einer MCA PC-Karte der Firma Canberra (AccuSpec A) mit 8192 Kanälen aufgenommen.

In Abb 3.8 ist die Form der Signale direkt aus dem Vorverstärker gezeigt. Die Pulsform wurde mit einem 400 MHz Tektronix TDS 380 Oszilloskop aufgenommen, wobei über 5 Pulse gemittelt wurde. Wie erwartet sind die Pulse sehr kurz. Eine Pulsdauer von etwa 5 ns läßt eine maximale Zählrate von mehreren 100 MHz erwarten. Die Anstiegszeit von einigen 100 ps und die Abklingzeit von etwa 2 ns ist allerdings noch durch die Impedanz des Vorverstärkers und die Kapazität des Diamantchips dominiert [44]. Inzwischen wurden die Vorverstärker jedoch vor allem in Bezug auf das Zeitverhalten von der Strahldiagnose Gruppe der GSI weiterentwickelt [45].

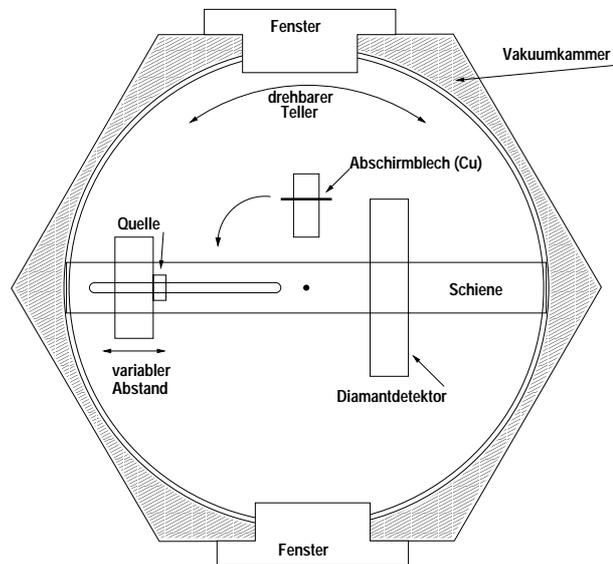


Abbildung 3.6: Schematische Darstellung der Vakuummutter für die Detektortests mit den des Alpha-Teilchen.

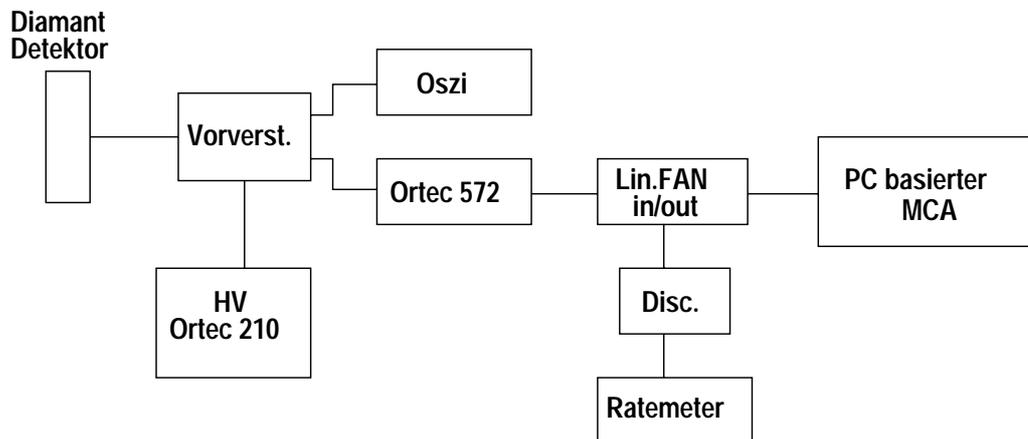


Abbildung 3.7: Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus für die Detektortests mit den Alpha-Teilchen.

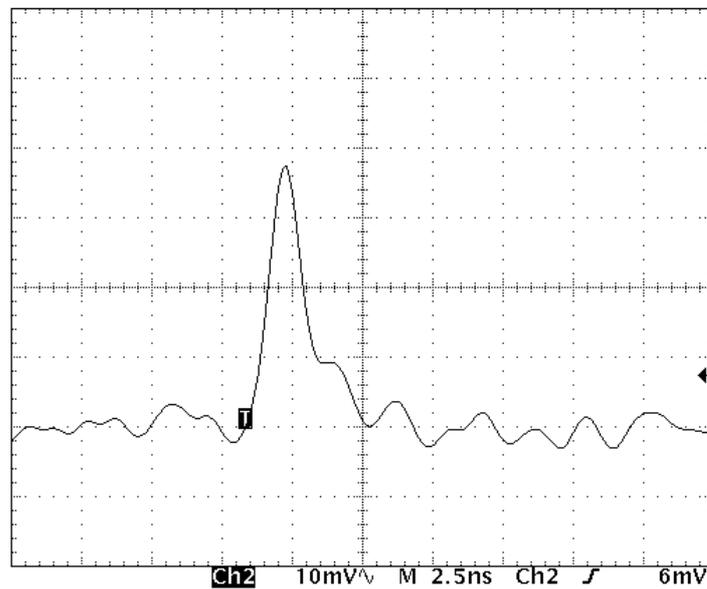


Abbildung 3.8: Typischer Puls eines Alpha-Teilchens auf dem CVD-Diamantdetektor.

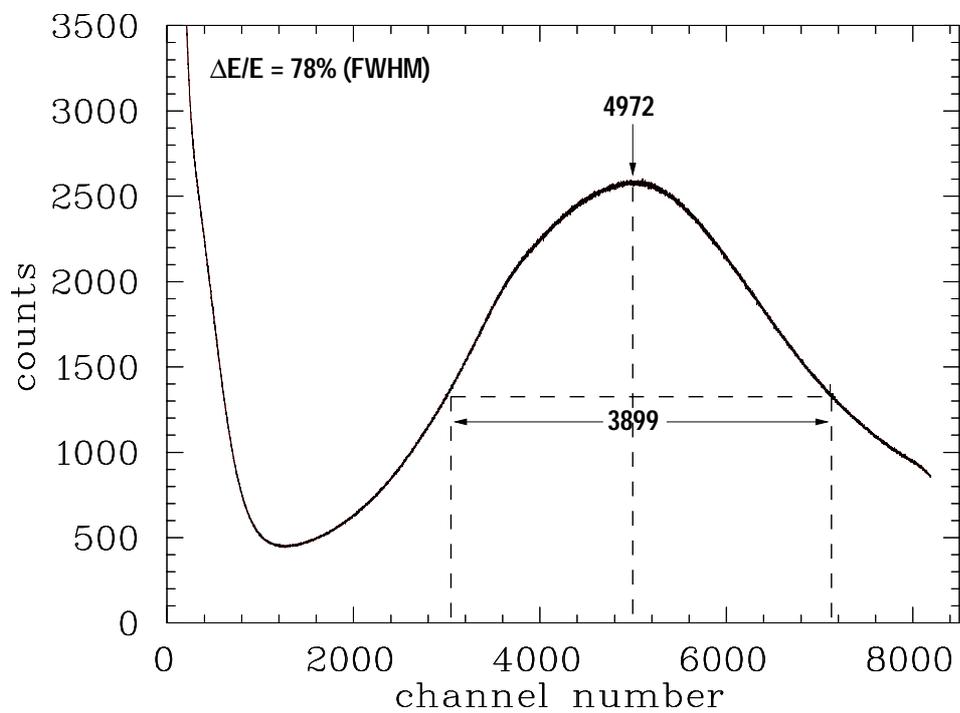


Abbildung 3.9: Pulshöhenspektrum der Alpha-Teilchen auf dem CVD-Diamantdetektor.

Im Pulshöhenspektrum der Alpha Teilchen (Abbildung 3.9) ist ein gut vom Untergrund getrennter Peak zu sehen. Diese gute Trennung von Signal und Rauschen wurde auch bei der Einstellung der Diskriminatorschwelle für die Messung der Zählrate festgestellt. Eine Auflösung der einzelnen Peaks der Pu/Am/Cm Mischquelle ist jedoch nicht möglich. Denn die Energieauflösung liegt hier bei etwa 78% FWHM. Überhaupt ist das Auflösungsvermögen eines CVD-Diamantdetektors generell eher schlecht [46].

Das liegt hauptsächlich an der polykristallinen Struktur des CVD-Diamantfilms. Denn die Konzentration von Rekombinationszentren und Fallen ist an den Korngrenzen besonders hoch. Die Ladungssammlungslänge hängt dadurch sehr stark von der Größe der einzelnen Mikrokristalle ab. Je kleiner der Mikrokristall, desto kleiner auch die Sammlungslänge ([46], [39]). Und mit Gleichung 3.7 wird dadurch auch die Sammlungseffizienz und so nach Gleichung 3.2 auch die Pulshöhe kleiner. Sind nun in einem CVD-Diamanten viele unterschiedlich große Mikrokristalle vorhanden, so ist die Pulshöhe abhängig vom Ort und Winkel des Auftreffens und der Eindringtiefe, so daß dadurch das Pulshöhenspektrum stark verbreitert wird.

Durch diese Eigenschaften sind Detektoren aus polykristallinen CVD-Diamanten für Experimente, bei denen es auf eine gute Energieauflösung ankommt, weniger geeignet, dies ist jedoch auch keine Forderung an das Detektorsystem am TSR. Diamantdetektoren aus ausgesuchten, reinen, natürlichen Einkristallen können dagegen eine sehr gute Energieauflösung von bis zu 2% zeigen und sind sehr wohl für solche Experimente zu gebrauchen [47]. Aufgrund ihres extrem schnellen Zeitverhaltens sind sie jedoch für künftige Experimente zur Flugzeitmessung von Molekülfragmenten sehr interessant.

Polarisationseffekte im Diamant

Bei Langzeitmessungen der Zählrate² über mehrere Tage hinweg wurde ein Rückgang der Rate im Laufe der Zeit beobachtet, und da alle drei Isotope der Mischquelle eine deutlich längere Halbwertszeit besitzen, kann dies kein Effekt der Quelle sein.

Um diesen Effekt genauer zu untersuchen, wurden nun Messungen mit einer wesentlich stärkeren Am²⁴¹ Quelle (Nennaktivität 3.7 MBq = 100 μ Ci) durchgeführt. Bei den nun um etwa drei Größenordnungen höheren Zählraten von etwa 0.6 MHz ergab sich ein deutlicher Effekt. In Abbildung 3.10 ist die Zählrate gegen die Zeit für einen Zeitraum von etwa einer Stunde aufgetragen. Dabei wurde die Zählrate jeweils 100 s lang integriert. Vor Beginn der Messung war der Detektor durch das 0.5 mm dicke Kupferblech vor der Quelle abgeschirmt. Zu Beginn der Bestrahlung wurde dann das Blech entfernt und die Messung gleichzeitig gestartet.

Der Rückgang der Rate setzt praktisch mit dem Beginn der Bestrahlung des Detektors ein und verläuft dann in etwa exponentiell. Da mit dem Rückgang der Rate auch ein Kleinerwerden der Pulse auf dem Oszilloskop beobachtet wurde, kann eine Drift der Diskriminatorschwelle ausgeschlossen werden.

²Im Mittel betrug die Rate etwa 600 Alphateilchen pro Sekunde auf dem Detektor

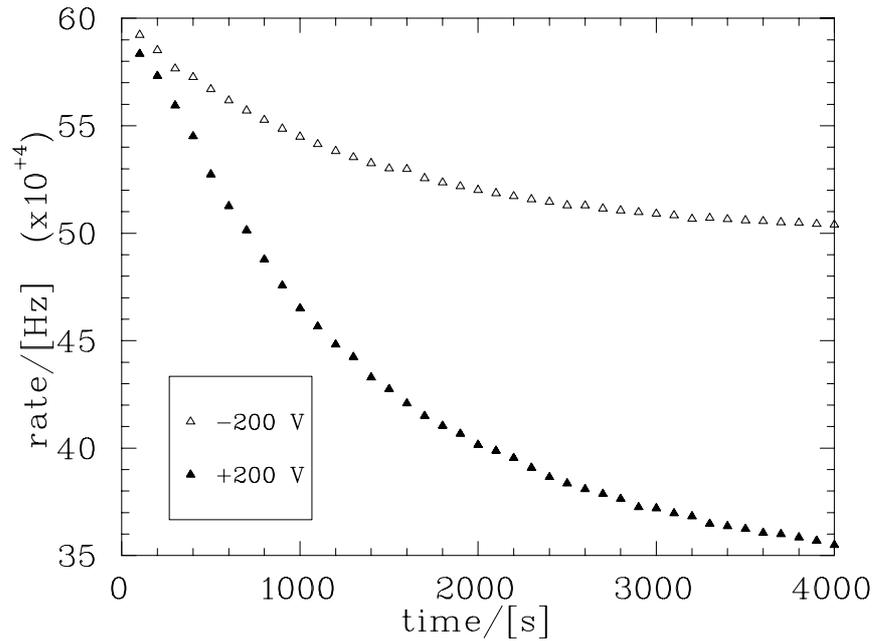


Abbildung 3.10: Rückgang der Zählrate im Laufe der Zeit, bei der Bestrahlung des CVD-Diamantdetektors mit 5.4 MeV Alpha-Strahlen. Dargestellt ist der Rückgang für positive (offene Dreiecke) und negative (gefüllte Dreiecke) Bias Spannung.

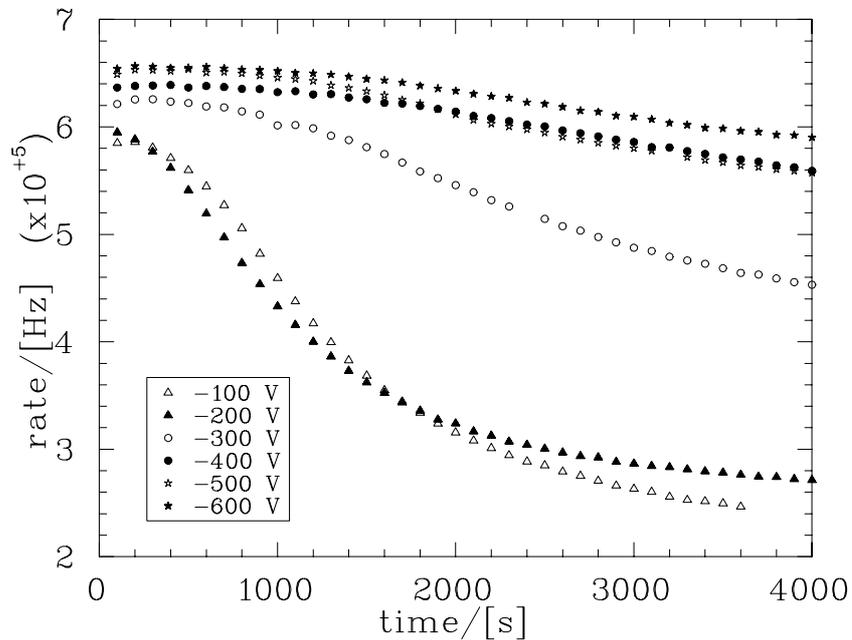


Abbildung 3.11: Rückgang der Zählrate im Laufe der Zeit, bei der Bestrahlung des CVD-Diamantdetektors mit 5.4 MeV Alpha-Strahlen für verschiedene negative Bias-Spannungen.

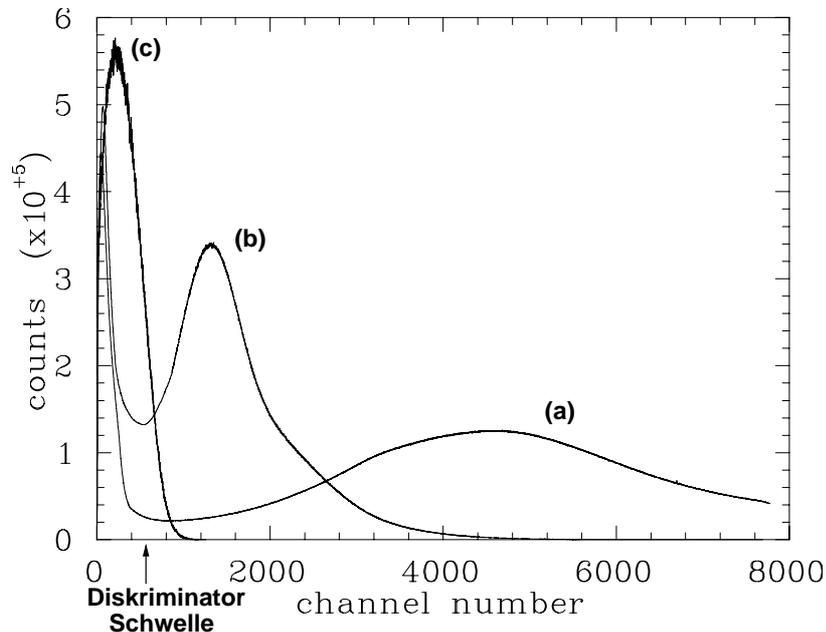


Abbildung 3.12: Pulshöhenspektren einer $100\ \mu\text{Ci}$ - $5.4\ \text{MeV}$ Am^{241} Alpha Quelle, mit dem CVD Diamant Detektor der GSI für jeweils 200 s nach 3 unterschiedlichen Zeitverzögerungen seit Beginn der Bestrahlung gemessen: (a) nach 0 s, (b) nach 500 s und (c) nach 1000 s. Die Biasspannung betrug dabei 350 V.

Auch eine Abhängigkeit von der Höhe (siehe Abbildung 3.11) und von der Polarität (siehe Abbildung 3.10) der Spannung wurde beobachtet. Bei allen Messungen war die Rückseite des Detektors geerdet und die positive oder negative Spannung wurde an die Vorderseite angelegt. Diese Seite wurde auch der Strahlung ausgesetzt.

Im Pulshöhenspektrum ist dieser Effekt ebenfalls zu sehen. Abbildung 3.12 zeigt drei Pulshöhenspektren, die während drei unterschiedlicher Zeiträume nach dem Beginn der Bestrahlung aufgenommen wurden. Pulshöhenspektrum a) wurde für 200 s direkt nach Beginn der Bestrahlung aufgenommen; Pulshöhenspektrum b) für 200 s ab 500 s nach Beginn der selben Bestrahlungsperiode und c) ebenfalls für 200 s nach 1000 s. Es ist deutlich zu sehen, wie das Pulshöhenspektrum im Laufe der Zeit zu kleineren Pulshöhen verschoben wird.

Einen Hinweis auf die Natur dieses Phänomens liefert die Tatsache, daß man, nachdem die Biasspannung auf Null zurückgedreht wurde, auf dem Oszilloskop Ladungspulse umgekehrter Polarität beobachten konnte. Es trat eine innere Spannung in der CVD Diamantschicht auf, die sogar bis zu einigen Stunden erhalten blieb.

Der Rückgang der Zählrate und die Verschiebung des Peaks im Pulshöhenspektrum zu kleinen Pulshöhen im Laufe der Zeit und unter Beschuß mit Alpha-Teilchen, weisen außerdem darauf hin, daß die Menge der gesammelten Ladung zurückgeht. Damit verbunden ist nach Gleichung 3.2 auch ein Rückgang der Ladungssammlungseffizienz. Die Effizienz

hängt aber nach Gleichung 3.7 von der Ladungssammlungslänge und diese nach Gleichung 3.6 ausschließlich von der Mobilität und Lebensdauer der Ladungsträger und von der beschleunigenden Feldstärke ab. Die Tatsache, daß nach dem Zurückdrehen der Spannung umgekehrt gepolte Pulse zu sehen waren, legt den Schluß nahe, daß der entscheidende Parameter die elektrische Feldstärke ist. D.h. also, die effektive, beschleunigende Feldstärke muß im Laufe der Zeit kleiner werden. Das wiederum kann aber nur bedeuten, daß sich der Kristall unter dem Beschuß mit Alpha-Teilchen auflädt. Das Aufladen des Kristalls führt wiederum dazu, daß die dadurch hervorgerufene, interne Spannung die angelegte, externe Spannung kompensiert.

Eine Erklärung für den Polarisierungseffekt liefern Messungen des Photonstroms und des thermisch stimulierten Stromes im CVD-Diamant ([48] und [49]). Durch diese Messungen wurde festgestellt,

1. daß der Photostrom im CVD-Diamant hauptsächlich von Löchern getragen wird,
2. daß es in einem CVD-Diamant tiefe Lochfallen gibt, sogenannte S-Fallen, die ein eigenes Energieband innerhalb der Bandlücke des Diamant formen. Dieses S-Fallen Band liegt etwa 2 bis 3 eV über dem Maximum des Valenzbandes. Die S-Fallen sind im thermischen Gleichgewicht vollständig mit Löchern besetzt und damit positiv geladen. D.h. also diese Art von Fallen ist positiv geladen, wenn sie besetzt ist und neutral, wenn sie leer ist, und
3. daß es im CVD-Diamant außerdem flache Lochfallen gibt, sogenannte M-Fallen, deren Band nur etwa 0.6 eV oberhalb des Valenzbandes liegt. Um die Quasineutralität des Kristalls im thermischen Gleichgewicht herzustellen, müssen die M-Fallen negativ geladen sein und es muß ebensoviele negativ geladenen M-Fallen geben, wie positiv geladene S-Fallen. Die Lochfallen des M-Typs sind also so geartet, daß sie negativ geladen sind, wenn sie leer sind und neutral, wenn sie besetzt sind (siehe Abbildung 3.13 (a)).

Wird nun an den CVD-Diamant eine externe Spannung angelegt und der Kristall ionisierender Strahlung ausgesetzt, so entstehen Elektron Loch Paare.

Durch die externe Spannung wandern die Elektronen zur positiven Elektrode und rekombinieren auf ihrem Weg mit den in den S-Fallen gefangenen Löchern, wobei sie die S-Fallen neutralisieren (siehe Abbildung 3.13 (b)). D.h. auf der Seite der positiven Elektrode entsteht ein Überschuß an negativ geladenen M-Fallen, die von den Elektronen unberührt bleiben.

Die entstandenen Löcher hingegen wandern zur negativen Elektrode und werden auf ihrem Weg von den M-Fallen eingefangen. Auf der Seite der negativen Elektrode entsteht also ein Überschuß an positiv geladenen S-Fallen.

Auf diese Weise bauen sich zwei getrennte Raumladungen unterschiedlicher Polarität auf. Im Endeffekt hat dies eine interne Spannung zur Folge, die die externe Bias-Spannung

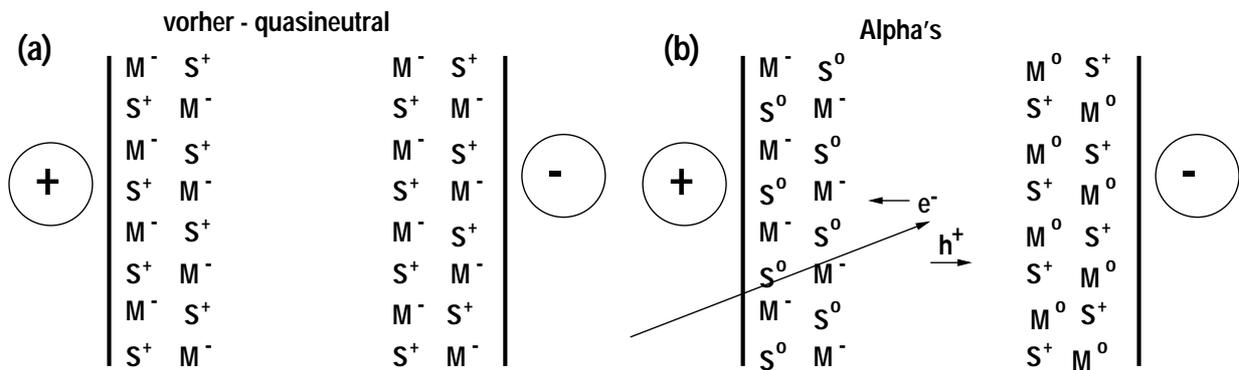


Abbildung 3.13: Schematische Darstellung des M- und S-Fallen Mechanismus. (a) vor der Bestrahlung mit Alpha-Teilchen im quasineutralen Zustand. (b) Während der Bestrahlung mit Alphas im polarisierten Zustand.

im gesamten Kristall kompensieren kann. Da nun auf diese Weise die beschleunigende Feldstärke reduziert ist, wird nach Gleichung 3.6 und 3.7 auch die Ladungssammlungseffizienz kleiner. Eine kleinere Ladungssammlungseffizienz bedeutet aber ein zu kleineren Höhen hin verschobenes Pulshöhenspektrum.

Nachdem die externe Spannung abgeschaltet wurde, bleibt die Raumladung zunächst trotzdem erhalten. Dadurch existiert nun ein umgekehrt gepoltes Feld im Kristall, und somit werden auch die entstehenden Elektron Loch Paare in die umgekehrte Richtung beschleunigt, was natürlich umgekehrt gepolte Ladungspulse auf den Elektroden zur Folge hat.

Die Abhängigkeit des Ratenrückgangs von der Höhe der externen Spannung (Abb. 3.11), läßt sich ebenso durch diesen Mechanismus erklären. Denn, je größer die externe Spannung ist, desto mehr M- bzw. S-Fallen müssen neutralisiert werden, um sie zu kompensieren.

Auch die Tatsache, daß die Polarität der Bias-Spannung die Stärke des Ratenrückganges beeinflusst (Abb. 3.10), kann mit Hilfe der M- und S-Fallen plausibel gemacht werden. Denn schwere Ionen und insbesondere Alpha-Teilchen mit nur 5.4 MeV kinetischer Energie, dringen nur wenige μm in den Diamantkristall ein, bevor sie gestoppt werden. Im Falle der Alpha-Teilchen sind das lediglich 12 μm . Somit ist die Dicke des Kristalls mit 136 μm viel größer, als die Eindringtiefe. D.h. aber, daß die Ladungsträgerpaare immer in der Nähe der Elektrode der bestrahlten Seite entstehen.

In allen Tests war dies die Vorderseite des Detektors. Die Rückseite wurde immer auf Erdpotential gehalten, während die positive oder negative Spannung an die bestrahlte Vorderseite angelegt wurde. Wenn also an die Vorderseite eine negative Spannung angelegt ist, so ist der Weg, den die Löcher zur Elektrode zurücklegen müssen kürzer, als im Falle

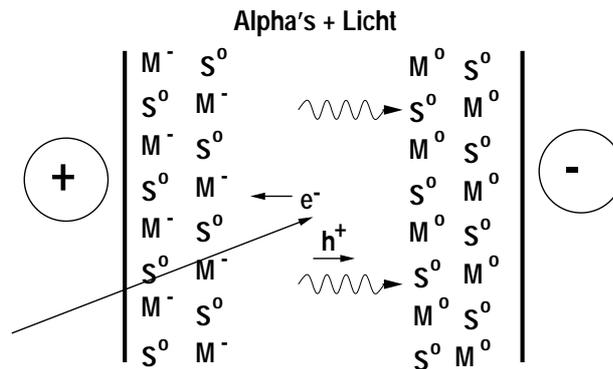


Abbildung 3.14: Schematische Darstellung der teilweisen Aufhebung der Polarisierung durch Bestrahlung mit Alphas und Licht.

einer positiven Vorderseite. Auf einem kürzeren Weg begegnen die Löcher aber weniger M-Fallen, und damit ist die Raumladung, die von der selben Anzahl an freigesetzten Löchern produziert wird geringer.

Für die Elektronen gilt dies jedoch nicht. Denn da das S-Band näher am Leitungs- als am Valenzband liegt, ist die Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein in einer S-Falle festgehaltenes Loch ins Valenzband zurückkehren kann viel kleiner, als dafür ein Elektron aus dem Leitungsband einzufangen. Die S-Fallen agieren also als starke Rekombinationszentren. Dadurch ist die Lebensdauer der Elektronen im CVD-Diamant generell verkürzt, was im übrigen auch den von Löchern dominierten Photostrom im CVD-Diamanten erklärt. D.h. aber, daß die Elektronen im Mittel eine kürzere Strecke zurücklegen, als die Löcher. Und somit ist ihr Beitrag zu der auf den Elektroden gesammelten Ladung unabhängiger von der Entfernung ihres Entstehungsortes zur Elektrode.

Die Folge ist, daß der Polarisierungseffekt bei einer positiven Spannung am Detektor stärker ist und daher die Zählrate schneller zurückgeht, als bei einer negativen, was in Abbildung 3.10 ja auch zu sehen ist.

Als eine Lösung des Polarisationsproblems wird in [49] eine Bestrahlung des Diamantkristalls mit dem Licht einer Glühlampe vorgeschlagen. Die Photonen der Lampe sollen dabei Elektronen aus dem Valenzband in die noch positiv gebliebenen S-Fallen anregen, und diese dabei neutralisieren (siehe Abbildung 3.14). Die Energie der Photonen reicht allerdings nicht aus, die Elektronen weiter in das Leitungsband anzuheben. Daher ist eine Erhöhung des Dunkelstroms dadurch nicht zu erwarten ist.

Auf der Seite der negativen Elektrode wird dadurch also die Menge der Raumladung reduziert. Auf die Seite der positiven Elektrode hat das Licht jedoch keinen Einfluß, da die M-Fallen davon unberührt bleiben. Aber bereits die Reduzierung der Raumladung auf der Minuspoleseite, durch die Neutralisierung der S-Fallen, führt zu einer Verminderung des internen elektrischen Feldes. Auf diese Weise kann es zu einer Stabilisierung der

Ladungssammlungseffizienz und damit letztlich der Zählrate kommen.

Die Vakuumkammer aus Abbildung 3.6 besitzt mehrere Fensterflansche aus Plexiglas, die während allen vorangegangenen Versuchen verdunkelt waren. Nun wurde der Diamantdetektor durch eines dieser Fenster mit dem Licht einer handelsüblichen 20 W Halogentischlampe beleuchtet. Das führte bei einer Zählrate von maximal 5 kHz tatsächlich zu einer Stabilisierung, bzw. verhinderte generell einen Rückgang der Rate.

Für größere Raten wurde allerdings wieder der exponentielle Rückgang der Rate beobachtet. Versuche auch eine höhere Rate durch Erhöhung der Zahl der Photonen mit Hilfe einer 100 W Halogenlampe, zu stabilisieren, scheiterten an dem nun drastisch ansteigenden Dunkelstrom. Offensichtlich konnten die im S-Band gefangenen Elektronen durch Multiphotonabsorption doch in das Leitungsband gehoben werden, und so den Dunkelstrom erheblich vergrößern.

Eine vielversprechendere Möglichkeit, die Polarisation des Kristalls von vornherein zu verhindern, ist das sogenannte "priming". Dabei wird der Diamantkristall vor der Verwendung als Detektor, ohne eine extern angelegte Spannung, durch eine starke β - oder γ -Quelle bestrahlt. Da β - und γ -Strahlen weniger stark ionisierend wirken, vermögen sie den ganzen Kristall gleichmäßig zu durchdringen. Auf diese Weise entstehen im ganzen Diamantkristall Elektron Loch Paare, die nicht durch ein externes Feld in eine Vorzugsrichtung beschleunigt werden. Die Löcher können nun die M-Fallen besetzen und diese somit neutralisieren. Die Elektronen rekombinieren ihrerseits an den S-Fallen und neutralisieren dies ebenfalls. Dadurch sind im thermischen Gleichgewicht fast alle M- und S-Fallen neutralisiert und eine spätere Polarisierung des Kristalls durch den oben beschriebenen Mechanismus ist nicht mehr möglich.

Die Details des Priming und auch die genauen Auswirkungen auf das Detektorverhalten waren zum Zeitpunkt dieser Untersuchungen noch nicht geklärt. Eine weiterführende Untersuchung des Primingeffektes hätte den Rahmen dieser Arbeit gesprengt. Aufgrund der einfachen Handhabung, der sehr guten Strahlungsresistenz und vor allem durch das kurze Timing wäre ein CVD-Diamant ein sehr guter Detektor für die Messungen am TSR. Solange allerdings die Schwierigkeiten durch die Polarisation des Kristalls nicht ausgeräumt sind, muß auf den Einsatz am TSR verzichtet werden.

3.2 Der Szintillationsdetektor

Unter einem szintillierenden Material versteht man ganz allgemein eine Substanz, die einen kleinen Lichtblitz, eine Szintillation (von lat. scintilla, der Funke) aussendet, wenn sie von ionisierender Strahlung getroffen wird.

Bereits zu Beginn des 20. Jahrhunderts wurden szintillierende Materialien zum Nachweis radioaktiver Strahlung verwendet. So benutzte z.B. Röntgen einen Zinksulfidschirm, um radioaktive Strahlung sichtbar zu machen. Da aber die Bestimmung der Zählrate noch mit dem bloßen Auge zu erfolgen hatte, wurden die Szintillationszähler zunächst wieder von den ersten elektrischen Zählern, wie etwa dem Geiger-Müller-Zähler, verdrängt. Seit

der Entwicklung des Photomultipliers in den 1940er Jahren jedoch, hat der Szintillator eine vielfache und breite Anwendung in fast allen Naturwissenschaften gefunden.

In der Regel besteht ein Szintillationsdetektor aus dem eigentlichen, szintillierenden Detektormaterial und einem Photomultiplier oder einer Photodiode, die optisch entweder direkt oder über ein Lichtleitersystem an einander gekoppelt sind. Das Licht aus dem Szintillator wird im Photomultiplier oder der Photodiode in einen Photoelektronenstrom umgewandelt, der dann elektronisch weiterverarbeitet werden kann.

Dabei sollte das ideale Szintillationsmaterial folgende Eigenschaften aufweisen:

1. Die kinetische Energie der nachzuweisenden Teilchen sollte mit einer möglichst großen Effizienz in das Szintillationslicht umgewandelt werden.
2. Die Umwandlung sollte linear sein, d.h. in einem möglichst weiten Bereich sollte die Lichtausbeute proportional zur deponierten Energie sein.
3. Das Material sollte für den spektralen Bereich seiner Emission durchsichtig sein, um eine hohe Lichtsammlung zu gewährleisten.
4. Die Abklingzeit des Szintillationslichtes sollte kurz sein, um schnelle Pulse zu erzeugen.
5. Das Material sollte gute optische und mechanische Eigenschaften aufweisen, um leicht verarbeitbar zu sein.
6. Der Brechungsindex sollte dicht bei dem von Glas liegen, um eine effiziente Ankopplung des Szintillators an den Photomultiplier oder den Lichtleiter zu erlauben.

Leider kann kein Material alle diese Kriterien auf einmal erfüllen, so daß die Auswahl eines speziellen Szintillatormaterials immer einen Kompromiß zwischen den oben angeführten und auch zwischen weiteren anwendungsbedingten Faktoren darstellen wird.

Der Lichtblitz wird im Szintillator durch das Phänomen der Lumineszenz erzeugt. Lumineszierende Materialien absorbieren die Energie der einfallenden Strahlung und geben sie in Form von Licht wieder ab. Erfolgt die Lichtemission aufgrund von erlaubten atomaren Übergängen, also etwa innerhalb von etwa 10^{-8} s, so spricht man von Fluoreszenz. Wird das Licht aufgrund von an der Emission beteiligten metastabilen Zuständen zeitlich verzögert ausgesandt, spricht man von Phosphoreszenz oder Nachleuchten.

Wie bereits zu Beginn dieses Kapitels erwähnt, wird am TSR bereits ein Szintillationsdetektor verwendet, bestehend aus einem CsJ(pure)-Kristall und einem Photomultiplier. Durch seine relativ schnellen Signale und seine Strahlungsresistenz ist dieses Detektormaterial gut für die Experimente am TSR geeignet. Der CsJ(pure)-Detektor hat jedoch auch einige Nachteile. So liegt sein Schmelzpunkt mit 621°C sehr niedrig, was sich in den Ausheizphasen bei Temperaturen von bis zu 250°C auf lange Sicht negativ auswirken könnte. Des Weiteren ist der Kristall leicht hygroskopisch und daher ist in seinem Gitter normalerweise immer etwas Wasser enthalten, was einen Einsatz im Vakuum des TSR erschwert,

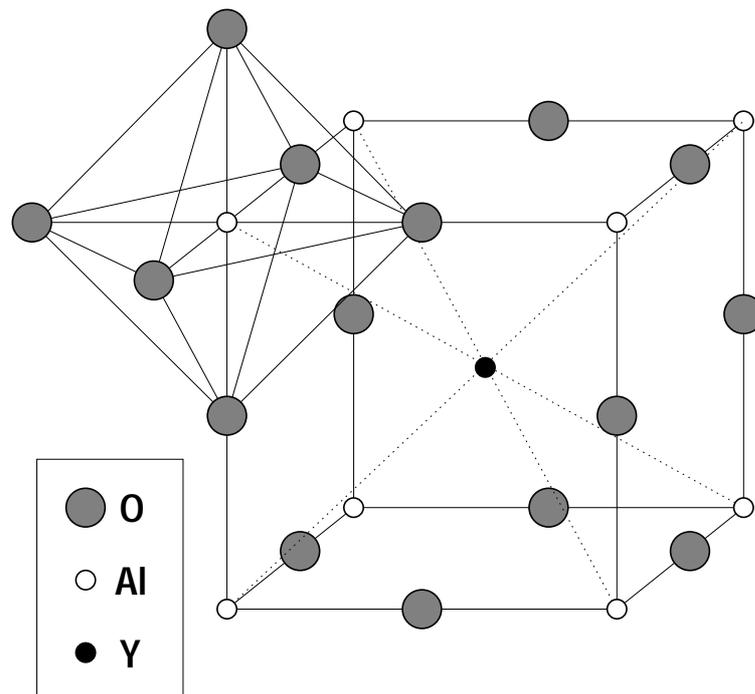


Abbildung 3.15: Perowskitstruktur des YAP:Ce Szintillators.

oder gar verhindert. Aus diesem Grund ist der CsJ(pure)-Detektor am TSR gekapselt und durch eine $8\mu\text{m}$ dicke Folie aus der Legierung Havar vom Vakuum getrennt werden [1]. Die Havarfolie verhindert dabei durch einen zu großen Energieverlust den Nachweis von langsamen Ionen, wie etwa $^{45}\text{Sc}^{3+}$ -Ionen mit einer kinetischen Energie von 300 keV/u . Ein weiterer Nachteil ist die mit etwa 7% von NaI doch recht geringe Lichtausbeute dieses Szintillators.

Aus diesem Grund soll für das neue Detektorsystem ein Material verwendet werden, das sich direkt im Vakuum des TSR einsetzen lässt. Organische Szintillatoren eine zu niedrige Strahlungsresistenz und eine zu hohe Ausgasraten und sind daher für den Einsatz im TSR ungeeignet. Und von den anorganischen Szintillationskristallen kommen nur diejenigen in Frage, die nicht hygroskopisch sind. Ein Kristall, der diese Bedingungen und einen großen Teil der oben genannten Kriterien für einen guten Szintillator erfüllt, ist der mit Cer dotierte Yttrium Aluminium Perowskit Kristall.

3.2.1 Der YAP:Ce Kristall

Das Orthoaluminat YAlO_3 kristallisiert in der sogenannten Perowskitstruktur (daher auch der Name: Yttrium Aluminium Perowskit, kurz YAP). Eine Schematische Darstellung dieser Kristallstruktur ist in Abbildung 3.15 gezeigt. In der Perowskitstruktur des YAP bilden die Y^{3+} -Ionen zusammen mit den O^{2-} -Ionen eine kubisch dichteste Kugelpackung.

Eigenschaft	NaI:Tl	CsI:pure	YAP:Ce	YAG:Ce	CaF ₂ :Eu	GSO:Ce
Dichte [kg/m ³]	3.67	4.51	5.37	4.57	3.18	6.71
Härte [Moh]	2	2	8.6	8.5	4	5.7
Brechungsindex	1.85	1.78	1.95	1.82	1.44	1.85
Kristallstruktur	kubisch	kubisch	rhombisch	kubisch	kubisch	monoklin
Schmelzpunkt [°C]	651	621	1875	1970	1360	1950
hygroskopisch	ja	leicht	nein	nein	nein	nein
therm. Ausdehnungs- koeff. [10 ⁻⁵ /K]	4.75	5	4-11	8-9	1.95	4-12
Spaltungen	ja	nein	nein	nein	ja	ja
Chemische Formel	NaI	CsI	YAlO ₃	Y ₃ Al ₅ O ₁₂	CaF ₂	Gd ₂ SiO ₅
integrale Lichtausbeute [% NaI:Tl]	100	~ 7	40	15	50	20-25
Wellenlänge beim Max. der Emission [nm]	415	315	370	550	435	440
Zerfallszeit des Szin- tillationslichtes [ns]	230	36	25-35	70	940	30-60
Nachleuchten [% nach 6 ms]	0.5-5	-	<0.005	<0.005	<0.3	<0.005
Strahlungslänge [cm]	2.9	-	2.7	3.5	3.05	1.38
Photonenausbeute bei 300 K [10 ³ Ph/MeV]	38	-	17	8	23	8-10

Tabelle 3.2: Eigenschaften von YAP im Vergleich mit anderen Szintillatoren nach [50] und [51]

In dieser Art der dichtesten Kugelpackung gibt es zwei Sorten von Hohlräumen zwischen den Kugeln. Den kleineren von vier Kugeln begrenzten tetraedrischen, und größeren von sechs Kugeln begrenzten oktaedrischen Hohlraum. Die Al³⁺-Ionen füllen nun immer jeden vierten oktaedrischen Hohlraum so, daß sie immer von jeweils sechs O²⁻-Ionen umgeben sind. Die Perwoskitstruktur ist unter den Oxiden und Fluoriden weit verbreitet und kommt daher in der Natur sehr häufig vor.

Als Szintillator werden künstlich, nach der Czochralski Methode³ aus der Schmelze gezogene Einkristalle verwendet. Zur Dotierung bzw. Aktivierung wird das Cer in Form von CeO₂ der Schmelze beigefügt. Entsprechend wird die Ce Konzentration im späteren Kristall in Gewichts-% von CeO₂ an der gesamten Schmelze angegeben.

Der YAP Wirtskristall ist in seinen physikalischen und chemischen Eigenschaften dem aus der Lasertechnik bekannten YAG sehr ähnlich. Der farblose Kristall ist sehr hart, ist

³Nach dieser Methode werden auch die Siliziumeinkristallbarren zur Herstellung von Siliziumwafern für die Chip Industrie gezogen.

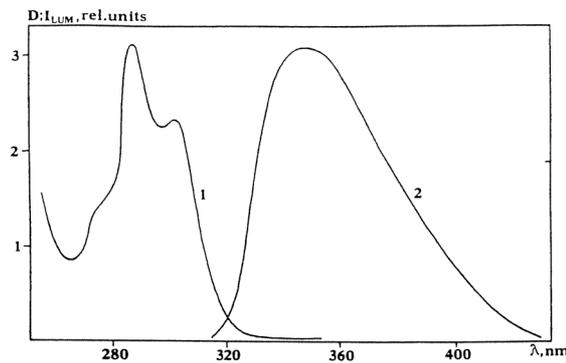


Abbildung 3.16: Absorptions- (1) und Lumineszenzspektrum (2) eines YAP:Ce Szintillators bei 300 K (aus [52]).

mechanisch und chemisch stabil, nicht hygroskopisch, nicht in anorganischen Säuren löslich und resistent gegen alkalische Lösungen. Die mechanischen Eigenschaften erlauben eine relativ einfache Verarbeitung, insbesondere eine optische Politur und eine Bedampfung mit sehr dünnen Ver- und Entspiegelungsschichten. In Tabelle 3.2 sind die wichtigsten chemischen und physikalischen Eigenschaften des YAP:Ce Szintillators im Vergleich mit einigen anderen Szintillatormaterialien zusammengestellt.

Damit sind die Forderungen nach der Einsetzbarkeit im TSR Vakuum und das 5. Kriterium für einen guten Szintillator (siehe oben) bereits erfüllt.

Wie man aus Tabelle 3.2 entnehmen kann, erfüllt der YAP:Ce Szintillator aber auch das 1. und das 4. Kriterium. Denn eine Lichtausbeute von 40% relativ zu der von NaI ist eine der höchsten und die Abklingzeit von 25-30 ns ist eine der kürzesten aller anorganischen Szintillatoren.

Daß Forderung 3 erfüllt ist zeigt Abbildung 3.16, in der das Absorptions und das Emissionsspektrum des YAP:Ce Szintillators gezeigt sind.

Der Brechungsindex von 1.95 ist zwar recht hoch im Vergleich zu dem von den meisten Gläsern, dieser Nachteil kann aber durch die Beschichtungen mit Aluminium und MgF ausgeglichen werden. Es bleibt also lediglich Kriterium 2 bleibt zu zeigen.

Zusammen mit seiner guten Strahlungsresistenz [1] ist der YAP:Ce also für die am TSR mit dem neuen Elektronentarget geplanten Experimente ein bestens geeigneter Szintillator.

3.2.2 Das Szintillationsprinzip im YAP:Ce

Die Vorgänge, die zur Emission von Szintillationslicht im YAP:Ce führen, kann man grob in drei Schritte unterteilen. Der erste Schritt ist die Absorption der Energie der ionisierenden Strahlung durch das Kristallgitter. Als zweiten Schritt kann man dann den Transport der Absorbierten Energie hin zu den Aktivatorzentren betrachten. Der dritte und letzte

Schritt ist dann die Emission des Szintillationslichtes aufgrund atomarer Übergänge innerhalb des Aktivators.

Die Absorption der Energie der eindringenden ionisierenden Strahlung erfolgt im Wesentlichen durch Coulombstöße mit den Elektronen des Kristalls. Dabei entstehen vor allem freie Elektron Loch Paare. Auch hier ist, wie beim Diamantdetektor, zur Erzeugung eines Ladungsträgerpaares eine deutlich größere Energie nötig, als lediglich zur Überwindung der Bandlücke gebraucht würde. Nach [53] wird in den meisten anorganischen Kristallen mehr als das dreifache der Energiebreite der Bandlücke benötigt.

Der Transport der absorbierten Energie erfolgt nun über die Drift der Elektron Loch Paare hin zu den Aktivatorzentren. Als Aktivatoren fungieren im YAP:Ce hauptsächlich Ce^{3+} -Ionen, die die Gitterplätze von Y^{3+} -Ionen ersetzen (siehe Abbildung 3.15), und so Zwischenzustände innerhalb der Bandlücke bilden. Das Emissionsspektrum dieser Aktivatorzentren liegt im nahen UV. Zwar existieren im YAP:Ce noch zwei weitere Arten von Aktivatorzentren [50], deren Emission im blauen und grünen Spektralbereich liegt, aber die Intensität der Emission dieser Aktivatoren ist im Vergleich zu den im UV emittierenden zu gering, als daß sie eine Rolle spielen würden. Der Ursprung dieser beiden Aktivatorzentren wird in der Literatur durch Gitterstörungen in der unmittelbaren Umgebung der die Y^{3+} -Ionen ersetzenden Ce^{3+} -Ionen erklärt [50].

Für die Effizienz und die Geschwindigkeit des Energietransportes spielt die Konzentration der Ce^{3+} -Ionen im Kristallgitter ganz offensichtlich eine große Rolle. Denn ist die Konzentration zu gering, so müssen die Ladungsträgerpaare zu lange Wege zurücklegen, um zu den Aktivatoren zu gelangen. Zu lange Wege führen aber zu langen Driftzeiten. Außerdem ist dann auch die Wahrscheinlichkeit größer, daß ein Ladungsträger auf seinem Weg kurzzeitig in eine Ladungsträgerfalle eingefangen wird. Beides führt zu längeren Lumineszenzdauern. Durch die längeren Wege ist auch die Wahrscheinlichkeit dafür größer, daß ein Ladungsträgerpaar an einer anderen Störstelle im Kristallgitter als dem Aktivatorzentrum nichtradiativ (unter Aussendung von Phononen) rekombiniert und somit der Lumineszenz als Energie verloren geht, was zu einer geringeren Lichtausbeute führt. Diesen Prozeß bezeichnet man als *quenching*.

In Abbildung 3.17 (1) ist die Abhängigkeit der Lichtausbeute von der Ce-Konzentration aufgetragen (angegeben in Gewichts-% CeO_2 , siehe Kapitel 3.2.1). Wie erwartet steigt die Ausbeute mit der Konzentration zunächst an, hat bei einer Konzentration von etwa 0.2 Gewichts-% ein Maximum und beginnt dann leicht wieder zurückzugehen. Der leichte Rückgang für hohe Konzentrationen ist darauf zurückzuführen, daß die Ce^{3+} -Ionen im selben Spektralbereich Licht absorbieren, in dem sie auch emittieren, und somit der Kristall in diesem Wellenlängenbereich mit zunehmender Konzentration undurchsichtiger wird.

Die Abhängigkeit der Lumineszenzdauer von der Ce^{3+} Konzentration ist in Abbildung 3.17 (2) dargestellt. Wie erwartet nimmt die Dauer mit zunehmender Konzentration ab, da die Wege kürzer werden. Ab einer Konzentration von etwa 0.4 Gewichts-% sind die Wege so kurz, daß die Driftzeit und die Wahrscheinlichkeit eines kurzzeitigen Einfangs

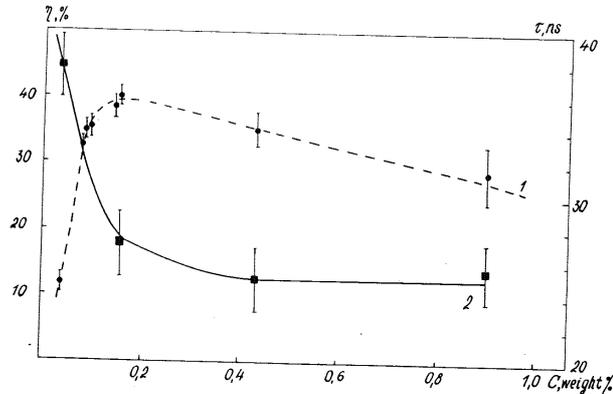


Abbildung 3.17: Lichtausbeute η in % NaI (Kurve 1) und Lumineszenzdauer τ des YAP:Ce Szintillators in Abhängigkeit von der Cer Konzentration C in Gewichts-% CeO-2 bei 300 K (aus [52]).

in etwa konstant bleiben. Eine weitere Erhöhung der Ce Konzentration hat nun auf die Lumineszenzdauer keinen erkennbaren Effekt mehr.

Alternativ zu der eben beschriebenen unabhängigen Bewegung des Ladungsträgerpaares, kann das Paar auch als sogenanntes Exziton entstehen. Exzitonen sind durch Coulombkräfte aneinander gebundene Elektron-Loch-Paare. Sie können sich als Paar frei durch den Kristall bewegen, bleiben aber durch die Coulombkräfte bei einander lokalisiert. Zusammen driften diese Elektron-Loch-Paare durch den Kristall, bis sie an einem Aktivatorzentrum in ganz ähnlichen Prozessen wie die freien Elektron-Loch-Paare rekombinieren. Dabei läuft die Rekombination eines Exzitons schneller ab, als die eines freien Elektron-Loch-Paares, da Elektron und Loch gleichzeitig am Aktivatorzentrum ankommen.

Die Emission des Szintillationslichtes erfolgt nun über die Anregung eines Ce^{3+} -Ions. Neutrales Cer hat die Elektronenkonfiguration $1s^2 2s^2 p^6 3s^2 p^6 d^{10} 4s^2 p^6 d^{10} f^2 5s^2 p^6 6s^2$. Das trivalente Ce^{3+} -Ion im YAP:Ce hat beide 6s und ein 4f Elektron verloren. Als Leuchtelektron fungiert daher das verbleibende 4f Elektron. Dieses 4f Elektron wird in einen der unbesetzten 5d-Zustände angeregt, und zerfällt dann sehr schnell über erlaubte $5d \rightarrow 4f$ Dipolübergänge in den Grundzustand



Die Anregung kann dabei direkt oder indirekt erfolgen. Eine direkte Anregung kann

entweder durch die ionisierende Strahlung selbst, oder durch die bei radiativer Rekombination von Ladungsträgerpaaren innerhalb des Kristalles entstandenen Photonen hervorgerufen werden.

Die indirekte Anregung erfolgt über die Ionisation des Ce^{3+} -Ions aufgrund des Einfangs eines Loches aus dem Kristallgitter



und dem anschließenden Einfang eines freien Elektrons aus dem Leitungsband in einen angeregten Zustand des Ce^{3+} -Ions



welches dann wieder über Prozeß 3.11 zerfällt.

Als Konkurrenzprozeß hierzu existiert auch die Möglichkeit, daß das Elektron direkt radiativ in den Grundzustand des Ce^{3+} -Ions rekombiniert



In einem idealen fallenfreien YAP:Ce Kristall sollte die Anstiegszeit des Szintillationslichts etwa 350 ps, die Abklingzeit etwa 16 ns und die Lichtausbeute (abhängig von der Cer Konzentration) etwa 18 000 Photonen/MeV betragen [54]. Experimentell konnten diese Werte zwar für die Anstiegszeit [51] und die Lichtausbeute [50] bestätigt werden, aber die gemessenen Abklingzeit liegt mit 25-30 ns etwa 50% höher [50].

Durch Thermolumineszenzmessungen und Messungen des isothermalen Zerfall der Phosphoreszenz [54] konnte diese Abweichung auf flache Elektronenfallen zurückgeführt werden, die zwar einen großen Teil der Elektronen, aber jeweils nur für sehr kurze Zeit festhalten. Durch diesen kurzzeitigen Aufenthalt der Elektronen in den flachen Fallen wird der Energietransport hin zu den Aktivatorzentren verzögert, was die Abweichung der gemessenen Fluoreszenzdauer von der theoretischen erklärt.

3.2.3 Detektortests mit Alpha-Strahlen

Auch mit dem YAP:Ce Szintillationsdetektor wurden einige Tests mit einer Alpha-Quelle durchgeführt, um seine Eigenschaften besser kennenzulernen.

Der verwendete YAP:Ce Szintillationskristall ist ein $28 \times 20 \times 10 \text{ mm}^3$ großer Quader, der von der Firma Crystal GmbH aus Berlin bezogen wurde. Der Quader wurde aus einem nach der Czochralski Methode aus der Schmelze gezogenen rohen Einkristallbarren mit einem Laser herausgeschnitten. Alle sechs Flächen wurden anschließend auf optische Qualität poliert. Um die Lichtsammlungseigenschaften des Kristalls zu erhöhen, wurden fünf der sechs Seiten des Quaders mit einer 100 nm dünnen Schicht aus Aluminium⁴ bedampft. Die sechste, $20 \times 10 \text{ mm}^2$ große Fläche dient als Auskopplungsfläche und wurde

⁴ > 90% Reflektivität bis hinunter zu 300 nm

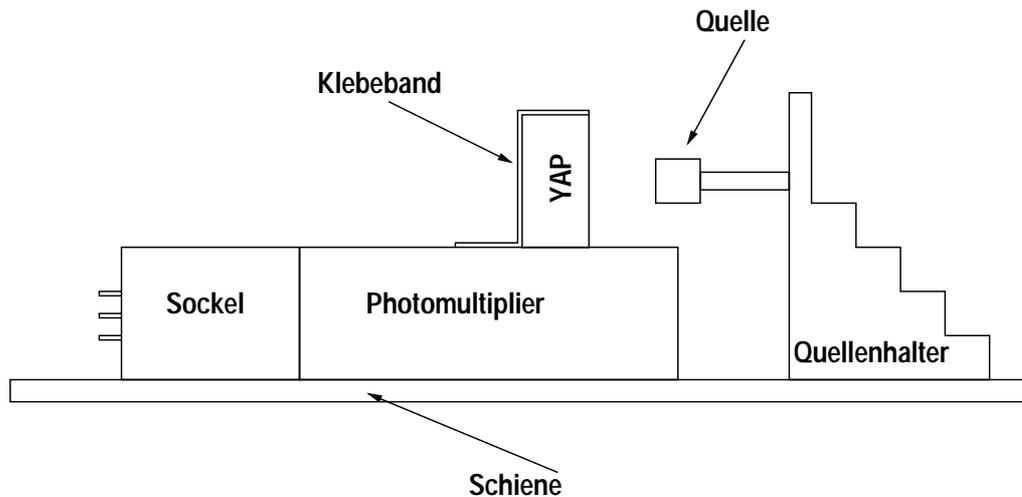


Abbildung 3.18: Skizze der Montierung des YAP:Ce zusammen mit dem Photomultiplier und der Am^{241} Quelle auf der Metallschiene

mit einer MgF-Schicht für eine Wellenlänge von 370 nm entspiegelt. Denn da der Kristall später im Vakuum des TSR operieren soll, kann kein optisches Fett zur Ankopplung des Szintillators an den Lichtleiter oder Photomultiplier verwendet werden. Aus dem selben Grund sind die Beschichtungen des Kristalls für eine maximale Dauertemperatur von 220°C ausgelegt, da eine mehrtägige Ausheizperiode bei Temperaturen von ca. 200°C notwendig ist, um ein Vakuum von $< 5 \cdot 10^{-11}$ mbar zu erreichen, wie es im TSR herrscht.

Aufgrund von im nächsten Kapitel (Kapitel 4) erläuterten Gründen wurde ein Side On Photomultiplier der Firma Hamamatsu vom Typ R2693 benutzt. Und da wie bereits erwähnt später kein optisches Fett zur Ankopplung an den Photomultiplier verwendet werden kann, wurde der Szintillationskristall für diese Tests direkt auf das Fenster des Photomultipliers gesetzt und lediglich mit Hilfe eines Klebebandes fixiert.

Der so mit dem Photomultiplier verbundene Szintillator wurde nun zusammen mit der Am^{241} Alpha Quelle (Nennaktivität $3.7\text{ MBq} = 100\ \mu\text{Ci}$) auf einer Metallschiene befestigt, so daß die Quelle und der Detektor in einem definiertem Abstand voneinander platziert werden können (siehe Abbildung 3.18).

Um Überschläge oder Kriechströme zwischen der Photokathode und dem geerdeten magnetischen Schild oder dem Kristall durch die Glasröhre hindurch, und einen daraus resultierenden, zusätzlichen Untergrund, zu verhindern, wird der Photomultiplier mit einer geerdeten Kathode auf einer positiven Hochspannung von $+900\text{ V}$ betrieben. Der Sockel mit dem Spannungsteiler des Photomultipliers vom Typ E717-35 (ebenfalls von Hamamatsu) mußte dazu modifiziert werden, denn um das Signal von der nun auf positiver Hochspannung liegenden Anode abzugreifen, muß der Spannungsteiler durch einen Koppelkondensator ergänzt werden. Die daraus resultierende Spannungsteilerschaltung ist in Abbildung 3.19 gezeigt.

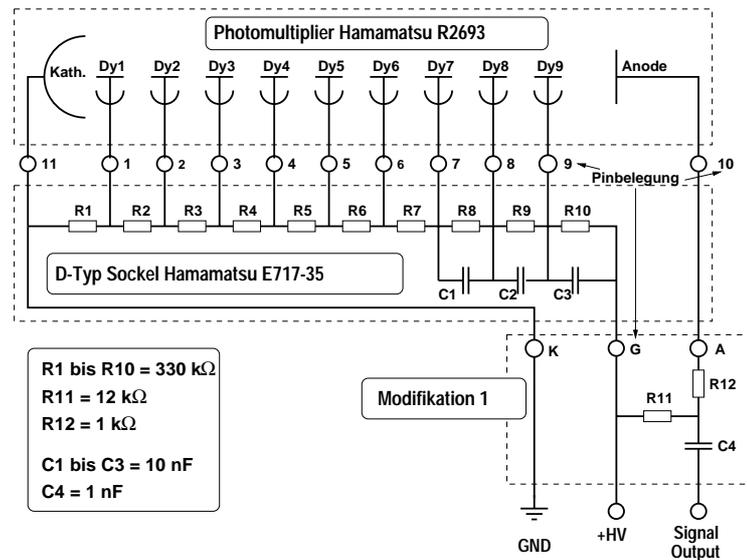


Abbildung 3.19: Schaltskizze der Modifikation am D-Typ Sockel E717-35, zum Betrieb des Photomultipliers mit geerdeter Photokathode.

Um den Photomultiplier vor dem Umgebungslicht abzuschirmen, wurde die gesamte Anordnung auf der Schiene in einem schwarzen Karton aufgebaut, der sich lichtdicht verschließen läßt. Der Einfachheit wegen wurden alle folgenden Tests mit der Alpha Quelle und dem Detektor an Luft durchgeführt.

In Abbildung 3.20 ist eine schematische Darstellung der Datenauslese gezeigt. Als Spannungsquelle wurde ein Ortec 210 detector power supply verwendet. Die in Abbildung 3.21 gezeigte Signalform wurde direkt aus dem wie in Abbildung 3.19 gezeigt modifizierten Spannungsteiler mit einem 400 MHz Tektronix TDS 380 Oszilloskop aufgenommen, wobei über 30 Pulse gemittelt wurde. Leider entspricht hier weder die Anstiegszeit von ca. 40 ns, noch die Abklingzeit von ca. 100 ns den Angaben in der Literatur (siehe Kapitel 3.2.2). Die Diskrepanz zwischen den hier ermittelten und den dort angegebenen Zeiten hat ihre Ursache darin, daß die Modifikation am Spannungsteiler zum Betrieb mit einer geerdeten Photokathode noch nicht korrekt angepaßt ist. Für spätere Messungen (siehe Kapitel 5.1.2) wurde die Modifikation jedoch verbessert. Trotzdem läßt hier bereits eine mittlere Pulsdauer von ca. 200 ns eine maximale Zählrate von 5 MHz erwarten.

Für das Pulshöhenspektrum in Abbildung 3.22 wurden die Pulse aus dem Photomultiplier zunächst durch Integration (Integrationszeit 2 ns) in einem Ortec 474 timig filter amplifier (TFA) geglättet. Anschließend wurden sie mit einem Ortec 572 spectroscopy amplifier verstärkt und geformt (shaping time = 0.5 μ s). Die so aufbereiteten Signale wurden dann mit einer MCA PC-Karte der Firma Canberra (AccuSpec A) mit 8192 Kanälen zu dem Pulshöhenspektrum verarbeitet.

Das Pulshöhenspektrum zeigt einen deutlich vom Rauschen und Untergrund getrenn-

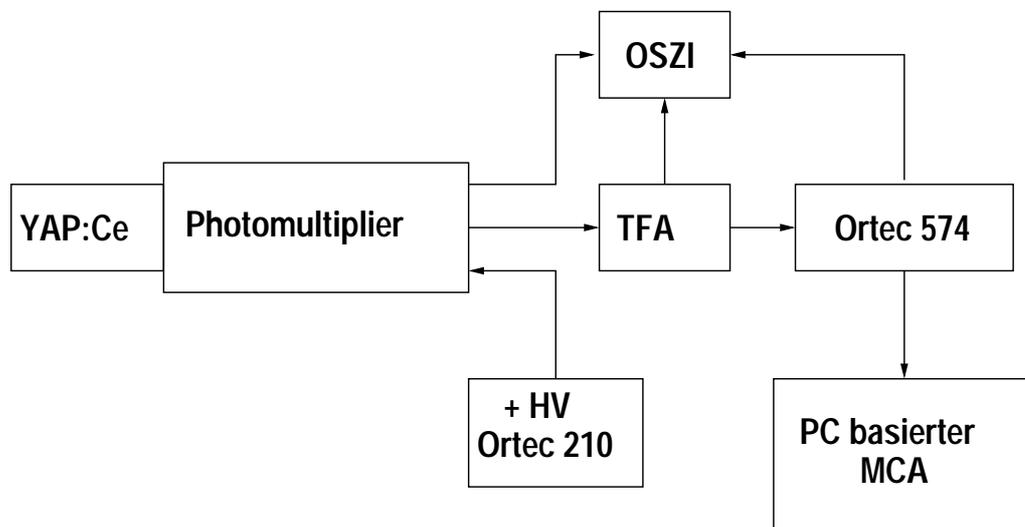


Abbildung 3.20: Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus für die Testmessungen mit dem YAP:Ce Szintillator. Das Oszilloskop und der TFA können wahlweise an den Photomultiplier angeschlossen werden.

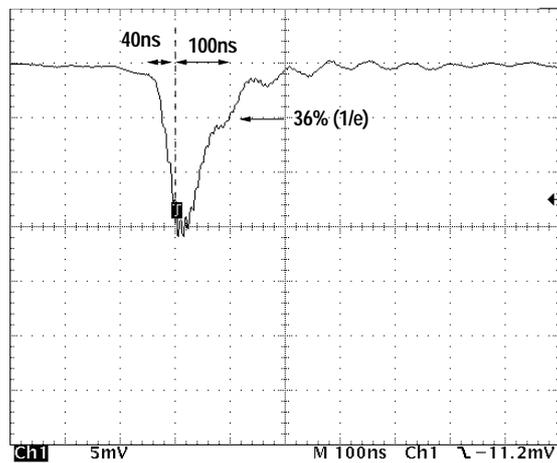


Abbildung 3.21: Typischer Puls des YAP:Ce Szintillators, direkt aus dem Photomultiplier.

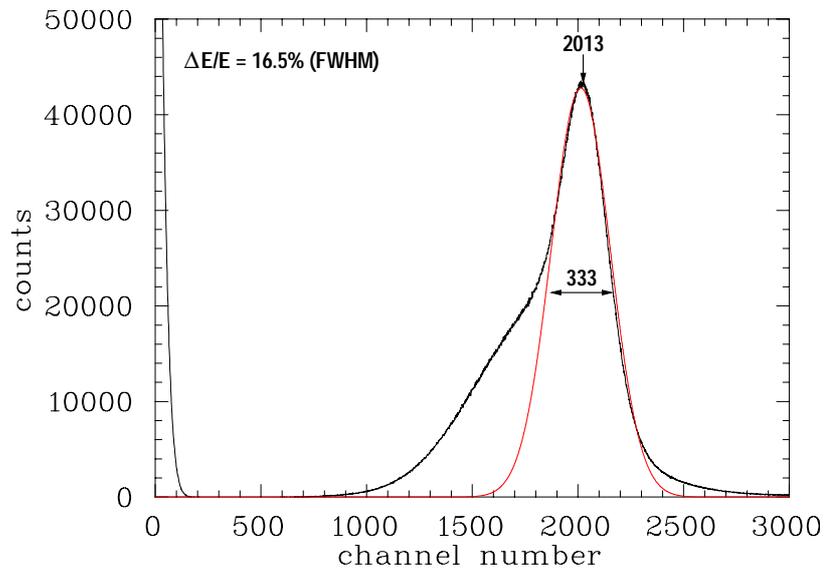


Abbildung 3.22: Pulshöhenspektrum der Am^{241} -Alpha-Teilchen, aufgenommen mit dem YAP:Ce Szintillator an Luft.

ten Peak. Die Verformung am niederenergetischen Ende des Peaks rührt daher, daß das Spektrum an Luft aufgenommen wurde. Denn auf ihrem Weg von der Quelle zum Detektor werden die Alpha-Teilchen an den Luftmolekülen gestreut und verlieren dabei Energie. Diejenigen Alpha-Teilchen, die öfter gestreut werden verlieren auch mehr Energie, so daß sie weniger Energie im Szintillator deponieren können, was zu kleineren Pulshöhen führt.

Zur Bestimmung der Energieauflösung wurde an das Pulshöhenspektrum eine Gaußfunktion angefitet, die ebenfalls in Abbildung 3.22 eingezeichnet ist. Mit der FWHM-Breite und der Lage des Maximums dieser Gaußkurve ergibt sich eine Energieauflösung von 16,5%. Damit ist das Auflösungsvermögen des YAP:Ce Szintillators erwartungsgemäß deutlich besser als das des Diamantdetektors, läßt sich aber durch eine bessere Anpassung der Elektronik noch verbessern (siehe Kapitel 5.1.2).

Im Laufe dieser Tests wurde der YAP:Ce Kristall einer integralen Zählrate von etwa 10^{11} Teilchen auf der Detektorfläche bestrahlt. Dabei zeigte sich keinerlei Einfluß auf die Zählrate oder das Pulshöhenspektrum, was die Messungen aus [1] bestätigt.

All diese Tests haben also gezeigt, daß ein Szintillationsdetektor mit einem YAP:Ce-Kristall den Anforderungen der Experimente am TSR voll und ganz entspricht. Daher wurde dieser Detektortyp für die Realisierung des Detektorsystems ausgewählt.

4 Planung und Realisierung des Detektorsystems am TSR

Wie im vorigen Kapitel beschrieben, sollen für den Nachweis der umgeladenen und fragmentierten Ionen Szintillationszähler verwendet werden. In diesem Kapitel wird nun dargestellt, wie die Szintillationsdetektoren am TSR realisiert wurden.

Zunächst wird beschrieben, wie die Formgebung der Vakuumkammer, die die Detektoren aufnehmen wird, vonstatten ging und warum man sich für zwei Detektoren entschied. In den beiden folgenden Abschnitten werden diese beiden Detektoren im Einzelnen beschrieben.

4.1 Die Vakuumkammer

In einem magnetischen Dipolfeld der Flußdichte \vec{B} werden Ionen aufgrund ihrer Geschwindigkeit \vec{v} und ihrer Ladung q durch die Lorentzkraft abgelenkt:

$$\vec{F}_L = q \cdot \vec{v} \times \vec{B}. \quad (4.1)$$

Diese Kraft zwingt die Ionen auf eine Kreisbahn mit der Zentrifugalkraft $\vec{F}_Z = \frac{mv^2}{r} \vec{e}_r$ als Gegenkraft. Der Radius r dieser Kreisbahn ist dem Betrag nach nur vom Verhältnis des Impulses zur Ladung und vom Kehrwert der Flußdichte abhängig

$$r = \frac{p}{q} \cdot \frac{1}{B}. \quad (4.2)$$

In einem Speicherring wird die Flußdichte B der Dipolmagneten im Allgemeinen fest eingestellt, und zwar so, daß die gespeicherten Ionen sich auf einer Kreisbahn mit einem ganz bestimmten Radius bewegen, dem sogenannten *closed orbit*; B ist also für alle Ionen im Speicherring eine konstante Größe. Dann hängt in Gleichung 4.2 der Ablenkradius r der Teilchen nur noch von ihrem Impuls p und ihrer Ladung q ab. D.h. aber, daß Ionen unterschiedlicher Ladung, die durch Umladungsprozesse im Elektronentarget entstanden sind, oder unterschiedlicher Masse, die durch Dissoziation als Folge einer Umladung entstanden sind, in einem Dipolmagneten räumlich voneinander und vom gespeicherten Strahl getrennt werden.

Der erste Dipolmagnet nach dem Elektronentarget ist also der Ort, an dem die Detektoren zum Nachweis der umgeladenen oder fragmentierten Ionen aufgestellt werden

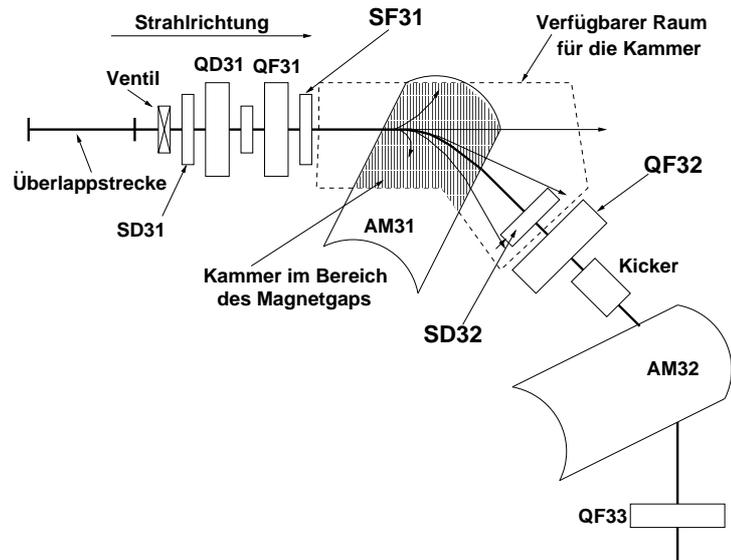


Abbildung 4.1: Skizze der Ecke des TSR nach dem Elektronentarget, mit den relevanten Dipol-, Quadrupol- und Sextupolmagneten. Die Bahnen der fragmentierten und umgeladenen Ionen sind durch die Pfeile angedeutet. Der gestrichelte Bereich bezeichnet den für die Detektorkammer zur Verfügung stehenden Raum und die schraffierte Fläche den Bereich der Kammer im Gap des Magneten.

müssen. Abbildung 4.1 zeigt eine Skizze der Ecke im TSR nach dem Elektronentarget, in der sich dieser Dipolmagnet AM31 befindet. Da der Sextupol SD32 für den Betrieb des TSR nicht gebraucht wird [55], kann er entfernt, und so mehr Platz für die Detektorkammer geschaffen werden. Der durch die gestrichelte Linie umrandete Bereich in Abbildung 4.1 bezeichnet den für die Vakuumkammer zur Verfügung stehenden Platz im TSR.

Damit stehen aber bereits die ersten beiden Randbedingungen für die Vakuumkammer fest, denn sie muß Erstens im Bereich des Eisenjochs des Magneten (schraffierte Fläche in Abb. 4.1) flach genug sein, um zwischen die Polschuhe des Dipolmagneten zu passen, die einen Abstand von lediglich 80 mm haben, und Zweitens müssen ihre Abmessungen so gewählt werden, daß sie auf der einen Seite an die Vakuumkammer des Sextupols SF31 und auf der anderen Seite an die des Quadrupols QF32 geflanscht werden kann.

Eine weitere, unmittelbar einleuchtende Randbedingung für die Formgebung der Kammer ist, daß alle Bahnen der nachzuweisenden Ionen innerhalb der Kammer liegen müssen. D. h. man muß zunächst die genaue Lage dieser Bahnen kennen.

4.1.1 Bestimmung der Bahnen

In einem Speicherring mit linearer Strahloptik, d.h. nur aus Dipol- und Quadrupolmagneten bestehend, wird die Bewegung der gespeicherten Ionen in der horizontalen Ebene durch eine Differentialgleichung vom Hill'schen Typ beschrieben [56]:

$$x''(s) + \left(\frac{1}{r^2(s)} + k(s) \right) \cdot x(s) = \frac{1}{r(s)} \cdot \frac{\Delta p}{p_0}, \quad (4.3)$$

wobei $x(s)$ bzw. $\frac{\Delta p}{p_0}$ die Abweichung eines Teilchens von der Sollbahn bzw. seine relative Impulsabweichung Δp zum Sollimpuls p_0 ist und $\frac{1}{r(s)}$ die Dipol- und $k(s)$ die Quadrupolstärken der Magnete des Speicherrings sind.

Aus Gleichung 4.3 leitet sich der Formalismus für die Transportmatrizen ab (siehe z.B. [57]). Dabei wird jedes Element des Speicherrings, also Driftstrecken, Dipol- und Quadrupolmagnete usw., durch eine Transportmatrix beschrieben. Durch multiplizieren der Matrizen der einzelnen Elemente erhält man dann die Transportmatrix entweder des gesamten Speicherrings oder einer bestimmten Teilstrecke.

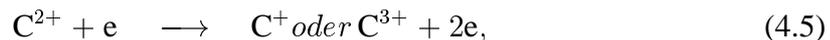
Im Fall der umgeladenen oder fragmentierten Ionen am TSR ergibt sich aus der Transportmatrix eines Dipolmagneten und einer Driftstrecke der Länge l , unter Berücksichtigung des Kantenwinkels, für die Abweichung von der Sollbahn Δx der umgeladenen oder fragmentierten Ionen nach dem ablenkenden Dipolmagneten folgende Gleichung:

$$\Delta x = \left[r \cdot (1 - \cos \phi) + 2l \cdot \tan \frac{\phi}{2} \right] \cdot \frac{\Delta p}{p_0}, \quad (4.4)$$

wobei ϕ und r der Ablenkwinkel und der Ablenkradius des Magneten sind (am TSR gilt $\phi = 45^\circ$ und $r = 1.15 \text{ m}$).

Da bei einer Dissoziation die Geschwindigkeit der Fragmente gleich bleibt, gilt $\Delta p/p_0 = \Delta m/m_0$, und nach Gleichung 4.2 ist $p \propto q$, so daß auch $\Delta p/p_0 = \Delta q/q_0$ gilt. D.h. sowohl eine relative Massenänderung, als auch eine relative Ladungsänderung führt zu einer relativen Änderung des Impulses, und damit nach Gleichung 4.4 zu einer Abweichung von der Sollbahn.

Der Formalismus der Transportmatrizen und damit Gleichung 4.4 gilt allerdings nur für kleine Impulsabweichungen ($\Delta p/p_0 \ll 1$), also nur für kleine Abweichungen von der Sollbahn. D.h. in extremen Fällen wie z.B. der Reaktion



in der $\Delta q/q_0 = \Delta p/p_0 = 1/2$ ist, wird die Abweichung von der Sollbahn durch Gleichung 4.4 falsch berechnet. Die Abweichungen von fragmentierten Ionen, die aufgrund ihrer geringen Masse im Dipol so stark abgelenkt werden, daß sie diesen entweder seitlich oder gar nicht mehr verlassen (z.B. ein von einem schweren Molekülion wie CH_4^+ abgespaltenes

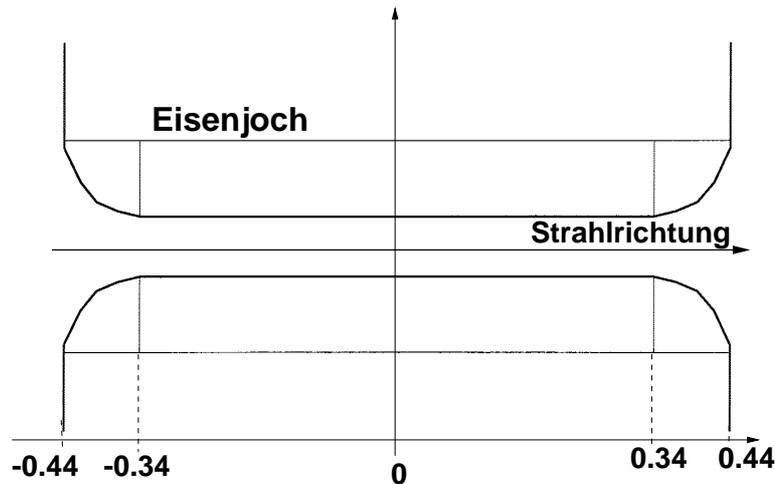


Abbildung 4.2: In der MAFIA Simulation verwendetes Rogowski-Profil der Polschuhe der TSR-Hauptdipolmagneten. Die gestrichelte Linie bezeichnet den Beginn des Rogowski-Profiles.

H^+), können mit dieser Gleichung gar nicht berechnet werden. Und die Streufelder der Dipolmagneten werden gar nicht berücksichtigt.

Um also die Bahnen aller nachzuweisenden Ionen in konsistenter Weise und vor allem unter Berücksichtigung der Streufelder des Dipolmagneten zu erhalten, wurde eine Simulation des Problems mit dem Programmpaket MAFIA durchgeführt.

MAFIA ist ein modular aufgebautes Programmpaket zur numerischen Lösung der Maxwellgleichungen und der Bewegungsgleichungen. Zunächst muß dazu die Geometrie des Problems mit dem sogenannten Mesh-Generator-Modul in einem räumlichen Gitter, dem *mesh*, definiert werden. Dann kann mit dem Solver-Modul das Feld bei einer vorgegebenen Stromstärke berechnet werden, worauf mit dem TS3-Modul verschiedene Teilchen durch den virtuellen Magneten geschickt werden. Die Ergebnisse können dann mit dem Postprozessor-Modul ausgewertet werden.

Bei der Definition der Geometrie ist es besonders wichtig, darauf zu achten, daß die Polschuhe so geformt sind, daß die vom virtuellen Magneten erzeugten Randfelder möglichst gut mit denen des realen Magneten übereinstimmen. Denn die effektive Länge und damit der Ablenkradius eines Dipolmagneten hängen entscheidend von dieser Größe ab. In Abbildung 4.2 ist in einem vertikaler Schnitt durch das Eisenjoch des virtuellen Magneten entlang der Strahlrichtung die in der MAFIA-Simulation verwendete Form der Polschuhe dargestellt. Die Polschuhe wurden in der Simulation dem Rogowski-Profil [58] nachgebildet, welches bei den TSR-Dipolen verwendet wird.

In Abbildung 4.3 ist zum Vergleich der Verlauf der Feldstärke des virtuellen Magne-

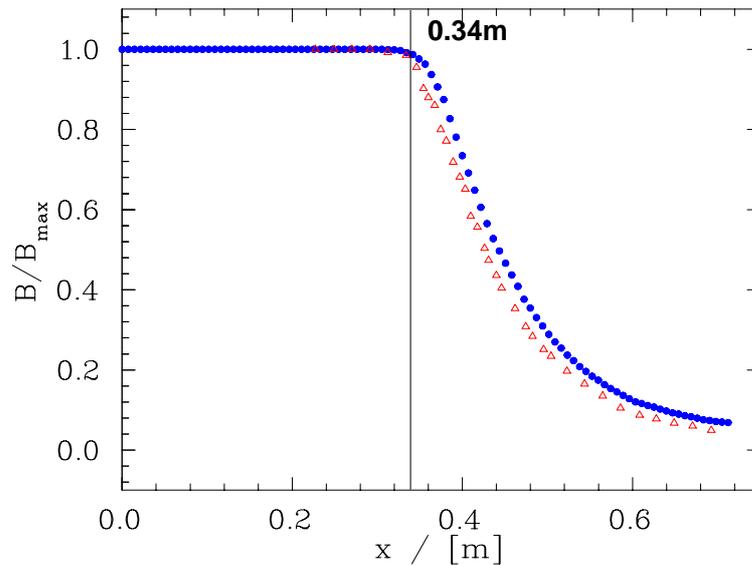


Abbildung 4.3: Verlauf der relativen Flußdichte im Randfeldbereich: Vergleich zwischen der MAFIA Rechnung (schwarze Kreise) und einer Messung von B.Holzer [58] (offene Dreiecke).

ten und des realen Dipolmagneten des TSR entlang der Strahlrichtung gezeigt, wobei der Verlauf des realen Magnetfeldes von B.Holzer [58] vermessen wurde. Aufgetragen ist die relative Flußdichte des Magnetfeldes (B/B_{max}) gegen den Abstand vom Zentrum des Magneten. Das Ende des homogenen Bereiches bei etwa 0.34 m fällt erwartungsgemäß mit dem Beginn des Rogowski-Profiles in Abbildung 4.2 zusammen. Die Übereinstimmung ist sehr gut, so daß die Simulation zuverlässige Ergebnisse liefern sollte.

Bei der Berechnung des Feldverlaufs mit dem Solver-Modul wurde für die Stromstärke in der Spule ein Wert gewählt, bei dem die Feldstärke im homogenen Bereich genau 1 Tesla betrug. So kann für verschiedene Feldstärken der Feldverlauf einfach skaliert werden.

Mit dem TS3-Modul können nun Pakete mit verschiedenen Ionen definiert werden. Aus der anfänglichen Ladung, Masse und Energie dieser Ionen, wird ihre feste Geschwindigkeit und der Skalierungsfaktor für die Feldstärke berechnet. Die Anfangsrichtung, in der die Ionen die virtuelle Ionenquelle verlassen sollen, ist mit 22.5° zum Eisenjoch des Magneten durch die Geometrie am TSR (45° -Rechteckmagnet) vorgegeben. Mit diesen Angaben können nun die Bahnen der Teilchen durch den virtuellen Magneten berechnet werden.

In Abbildung 4.4 ist das Ergebnis einer solchen Berechnung für die Reaktion aus Gleichung 4.5 mit C^{2+} , C^{3+} bzw. C^+ jeweils als gespeicherte, ionisierte bzw. rekombinierte Ionen gezeigt. Zu sehen ist ein horizontaler Schnitt durch den virtuellen Magneten in der Strahlebene mit der virtuellen Ionenquelle, dem Dipol- und dem darauffolgenden Quadrupolmagneten QF32; letzterer dient in der Simulation lediglich als rechte Begrenzung der Geometrie, da die Detektorkammer maximal bis zu diesem Quadrupol reichen kann.

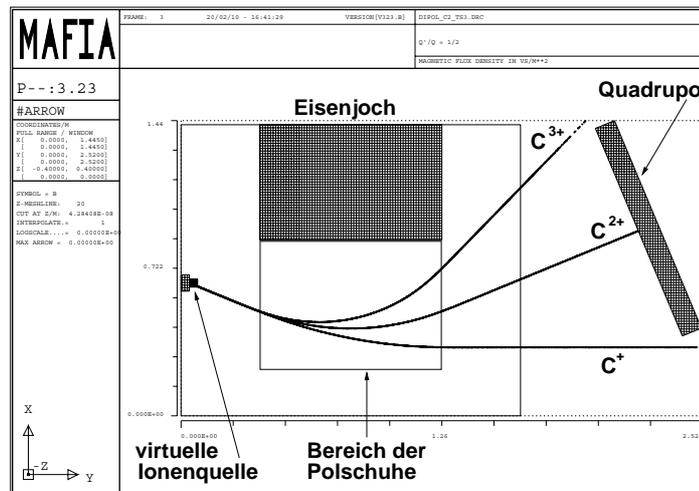


Abbildung 4.4: Grafische Darstellung des MAFIA-Postprozessors der simulierten Bahnen der in der Reaktion $C^{2+} + e \rightarrow C^+ \text{ oder } C^{3+} + 2e$ entstandenen Ionen. Leider stellt MAFIA die Geometrie im Grafik-Modus immer spiegelverkehrt dar, so daß sich in Abbildung 4.4 die Ionen von links nach rechts in einer Linkskurve bewegen, wohingegen sie in der Realität am TSR von links nach rechts eine Rechtskurve beschreiben. Das ist allerdings nur in der grafischen Darstellung des Postprozessor-Moduls von MAFIA der Fall. Die extrahierten Bahnpunktkoordinaten beschreiben in der Draufsicht korrekterweise eine von links nach rechts verlaufende Rechtskurve.

Insgesamt wurden die Bahnen aller Pro- und Edukte der in den Tabellen 4.1 und 4.2 aufgeführten Reaktionen auf diese Weise bestimmt. In Abbildung 4.5 sind die wichtigsten, die Extremfälle markierenden Bahnen in einem Bild zusammengestellt. Die schwarze Umrandung stellt die Grundform der Vakuumkammer dar, in der alle Bahnen der nachzuweisenden Ionen enthalten sind.

Wie in Abbildung 4.5 angedeutet, legt die Lage der Bahnen einen Einsatz mehrerer Detektoren nahe. Für die Umladungsprodukte atomarer Ionen (Bahnen 1 bis 4 in Abb. 4.5) könnte man, wie beim bereits existierenden Detektor nach dem Elektronenkühler (siehe z.B. [59] und [1]), zwei Detektoren einsetzen. Einen für die Rekombinationsprodukte auf der Außenseite des TSR und einen für die Ionisationsprodukte auf der Ringinnenseite. Wie aber der in Abbildung 4.5 gestrichelt angedeutete Verfahrensweg des Rekombinationsdetektors zeigt, würde dieser die Ausbreitungsrichtung der neutralen Fragmente außerhalb der Kammer kreuzen, wo sich der Verschiebemechanismus des Detektors befinden würde. Eine Alternative wäre der zweite in Abbildung 4.5 eingezeichnete Weg für einen Rekombinationsdetektor. Aber auch dieser Weg kreuzt die Bahn der neutralen Fragmente, diesmal jedoch innerhalb der Kammer, so daß die Verschiebemechanik nicht im Wege wäre. Daher könnte die Lösung hierfür ein Detektor sein, dessen Manipulatorrohr unterhalb der Strahlebene verläuft und damit die neutralen Fragmente nicht blockiert. Der Kopf eines

Umladung von Atomionen, wobei $\frac{\Delta p}{p_0} = +1, \pm\frac{1}{2}, \dots, \pm\frac{1}{50}$				
Reaktion	Rekombination		Ionisation	$\frac{\Delta q}{q_0} \propto \frac{\Delta p}{p_0}$
$\text{He}^+ + e^- \rightarrow$			He^{2+}	+1
$\text{C}^{2+} + e^- \rightarrow$	C^+	oder	C^{2+}	$\pm\frac{1}{2}$
$\text{C}^{3+} + e^- \rightarrow$	C^{2+}	oder	C^{3+}	$\pm\frac{1}{3}$
$\text{C}^{4+} + e^- \rightarrow$	C^{3+}	oder	C^{4+}	$\pm\frac{1}{4}$
$\text{C}^{5+} + e^- \rightarrow$	C^{4+}	oder	C^{5+}	$\pm\frac{1}{5}$
$\text{S}^{10+} + e^- \rightarrow$	S^{9+}	oder	S^{11+}	$\pm\frac{1}{10}$
$\text{S}^{15+} + e^- \rightarrow$	S^{14+}	oder	S^{16+}	$\pm\frac{1}{15}$
$\text{Se}^{20+} + e^- \rightarrow$	Se^{19+}	oder	Se^{21+}	$\pm\frac{1}{20}$
$\text{Se}^{25+} + e^- \rightarrow$	Se^{24+}	oder	Se^{26+}	$\pm\frac{1}{25}$
$\text{Se}^{30+} + e^- \rightarrow$	Se^{29+}	oder	Se^{31+}	$\pm\frac{1}{30}$
$\text{Se}^{35+} + e^- \rightarrow$	Se^{34+}	oder	Se^{36+}	$\pm\frac{1}{35}$
$\text{Au}^{50+} + e^- \rightarrow$	Au^{49+}	oder	Au^{51+}	$\pm\frac{1}{50}$

Tabelle 4.1: Überblick über alle Umladungsreaktionen von Atomionen, für die die Bahnen der Pro- und Edukte bestimmt wurden.

Fragmentation von Molekülionen, wobei $\frac{\Delta p}{p} = \frac{1}{29}, \dots, \frac{28}{29}$				
Reaktion				$\frac{\Delta m}{m} \propto \frac{\Delta p}{p}$
$\text{HCO}^+ + e^- \rightarrow$	$\text{CO}^+ + \text{H}^0$	oder	$\text{CO}^0 + \text{H}^+$	$\frac{28}{29}$ oder $\frac{1}{29}$
$\text{CH}_2^+ + e^- \rightarrow$	$\text{CH}^+ + \text{H}^0$	oder	$\text{CH}^0 + \text{H}^+$	$\frac{13}{14}$ oder $\frac{1}{14}$
$\text{CH}^+ + e^- \rightarrow$	$\text{C}^+ + \text{H}^0$	oder	$\text{C}^0 + \text{H}^+$	$\frac{12}{13}$ oder $\frac{1}{13}$
$\text{LiH}_2^+ + e^- \rightarrow$	$\text{Li}^+ + \text{H}_2^0$	oder	$\text{Li}^0 + \text{H}_2^+$	$\frac{2}{9}$ oder $\frac{1}{9}$
$\text{LiH}^+ + e^- \rightarrow$	$\text{Li}^+ + \text{H}^0$	oder	$\text{Li}^0 + \text{H}^+$	$\frac{7}{8}$ oder $\frac{1}{8}$
$\text{HeH}^+ + e^- \rightarrow$	$\text{He}^+ + \text{H}^0$	oder	$\text{He}^0 + \text{H}^+$	$\frac{4}{5}$ oder $\frac{1}{5}$
$\text{HD}^+ + e^- \rightarrow$	$\text{D}^+ + \text{H}^0$	oder	$\text{D}^0 + \text{H}^+$	$\frac{2}{3}$ oder $\frac{1}{3}$
$\text{H}_2^+ + e^- \rightarrow$	$\text{H}^+ + \text{H}^0$	oder	$\text{H}^+ + \text{H}^-$	$\frac{1}{2}$

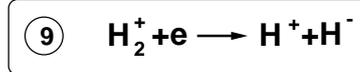
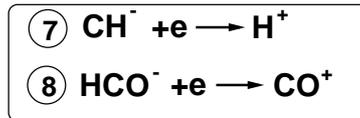
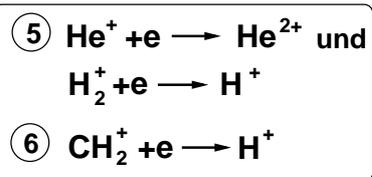
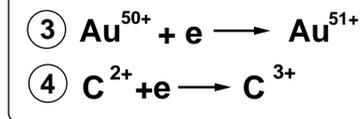
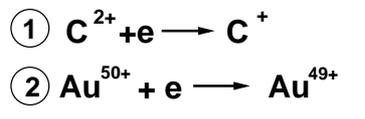
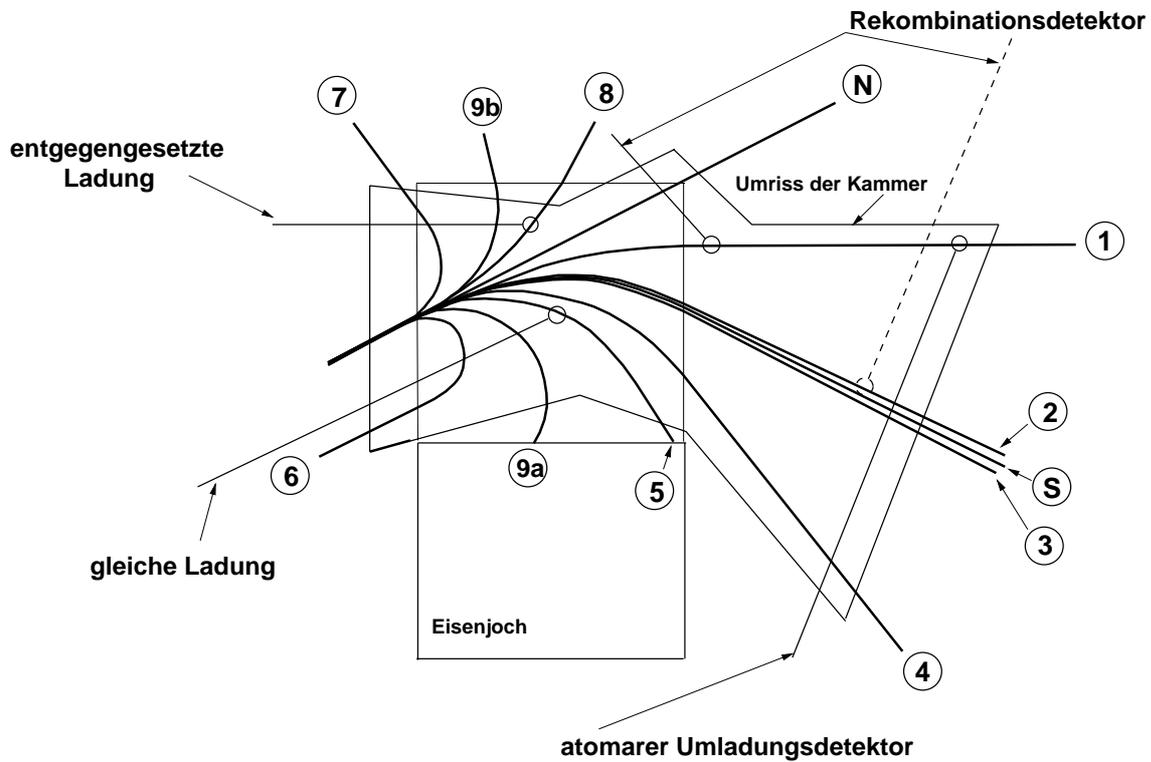
Tabelle 4.2: Überblick über die Fragmentationsreaktionen, für die die Bahnen der Pro- und Edukte bestimmt wurden. Für die selben Werte von $\Delta m/m_0$ wurden auch die Bahnen für negative Ionen und deren Fragmente bestimmt.

solchen Detektors würde eine abgewinkelte, periskopartige Form haben, da der Szintillator auf jeden Fall in der Strahlebene liegen muß.

Ein abgewinkelter Detektor, dessen aktives Element in der Strahlebene des TSR liegt und dessen Manipulator unterhalb dieser Ebene verläuft, natürlich auch unter dem gespeicherten Strahl hindurchgeschoben werden. So daß ein solcher Detektor, der sich auf dem in Abbildung 4.5 mit "atomarer Umladungsdetektor" bezeichneten Weg bewegt, könnte alle atomaren Umladungsprodukte bedienen kann.

Bei einem Detektor für die molekularen Fragmente kann man einen solchen Trick nicht anwenden, da dieser im Gap des Dipolmagneten eingesetzt werden muß. Dort ist jedoch nach Oben und Unten nur sehr wenig Platz, da der Abstand der Polschuhe lediglich 80 mm beträgt. Da Fragmente von positiven und negativen Ionen jedoch nicht gleichzeitig nachgewiesen werden müssen, reicht es aus, lediglich einen Detektor zu bauen, der sowohl auf dem Weg für die entgegengesetzt zum gespeicherten Strahl geladenen Fragmente, als auch auf dem Weg für die Fragmente gleicher Ladung eingesetzt werden kann.

Es werden also lediglich zwei verschiedene Detektoren gebraucht, einer für die atomaren Umladungsprodukte, der von der Ringinnenseite her in den TSR hineingeschoben werden kann, und einen für die molekularen Fragmente, der sowohl auf der Innen- wie auf der Außenseite eingesetzt werden kann.



⑤ Sollbahn

⑤ neutrale Fragmente

Abbildung 4.5: Verlauf einiger wichtiger Bahnen, die in der Simulation bestimmt wurden. Der schwarze Umriss zeigt eine erste, grobe Form der Detektorkammer, die den Verlauf der eingezeichneten Bahnen enthält, die die Extremfälle markieren.

4.1.2 Weitere Randbedingungen und endgültige Form der Kammer

Die Kammer als Teil des TSR

Als Teil des TSR darf die Detektorkammer die Akzeptanz des gespeicherten Strahls nicht beeinträchtigen. Die kritischste Stelle für die Akzeptanz ist hier sicherlich der Bereich zwischen den Polschuhen des Dipolmagneten, da hier in vertikaler Richtung nur 80 mm Platz sind. Daher wurde bei der Konstruktion die innere Höhe der Kammer im Bereich der Polschuhe auf 55 mm festgelegt, denn dies ist das Innenmaß aller übrigen Dipolkammern im TSR. Außerhalb des Gaps ist die innere Höhe wesentlich größer (siehe Abbildung 4.8). Auch der seitliche Freiraum von jeweils 100 mm links und rechts der Sollbahn und der Bahnen der umgeladenen und fragmentierten Ionen wurde den anderen Dipolkammern im TSR entnommen. Daher wird die Akzeptanz des gespeicherten Strahls durch die Detektorkammer nicht beeinträchtigt.

Eine weitere Bedingung an die Detektorkammer als Teil des TSR ist, daß sie ein Vakuum von $< 3 \cdot 10^{-11}$ mbar erreichen und halten muß. Daraus folgt, daß die Kammer und alle in und an ihr befindlichen Komponenten ausheizbar bis etwa 250°C sein müssen. Insbesondere muß berücksichtigt werden, daß sowohl eine Heizung, als auch eine Wärmeisolierung mit in den Luftspalt des Magneten eingebracht werden muß.

Zusammen mit der Wandstärke des Decken- und Bodenblechs von 5 mm und der vorgegebenen inneren Höhe von 55 mm, ergibt sich ein Außenmaß der Kammer von 65 mm unter Luftdruck¹ (siehe Abbildung 4.6). So daß für die Isolierung und die Heizung nur ein Raum von jeweils 7.5 mm oben und 7.5 mm unten bleibt. Tatsächlich bleiben sogar lediglich jeweils 4.5 mm oben und unten. Denn zur Vermeidung von Wirbelströmen bei Änderungen der Flußdichte, ist das Eisenjoch der TSR-Dipole aus aufeinander geklebten Eisenblechen aufgebaut [60]. Die Verklebung der Bleche darf nicht wärmer als etwa 80° C werden. Aus diesem Grund befindet sich im Gap jedes Dipols zusätzlich eine Kühlvorrichtung, die das Eisenjoch während des Ausheizens mit Pressluft kühlt (siehe Abbildung 4.6).

Desweiteren müssen zur Erzeugung des Vakuums an der Kammer Flansche für mehrere Titan-Sublimations- und Getterpumpen und für eine Vakuummessröhre vorgesehen werden.

Mechanische Stabilität unter Vakuum

Wenn die Detektorkammer unter Vakuum steht, wirken aufgrund des Druckunterschiedes von etwa 1 bar zwischen dem Innenraum und der Umgebung große Kräfte auf die Außenflächen der Kammer. Damit sie von diesen Kräften nicht zu sehr deformiert oder gar völlig zerquetscht wird, muß die Kammer mechanisch stabil genug konstruiert werden. Außerhalb des Luftspaltes des Dipolmagneten wurden daher 10 mm starke Edelstahlstege an der

¹Unter Vakuum wird die Kammer natürlich noch ein wenig zusammengedrückt (siehe im nächsten Absatz)

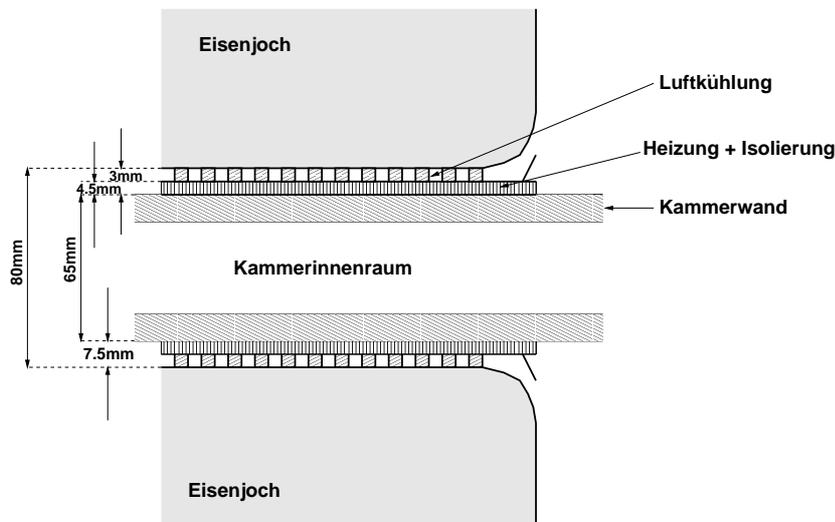


Abbildung 4.6: Schematischer Schnitt durch den Dipol in Strahlrichtung. Durch den Polschuhabstand von 80 mm und die Kammeraußenhöhe von 65 mm bleibt für Heizung, Wärmeisolierung und die Luftkühlung der Lamellen des Eisenjochs nur noch ein Raum von jeweils 4.5 mm (oben und unten).

Außenseite der Decke und des Bodens der Kammer als stabilisierende Verstrebungen vorgesehen (siehe Abbildung 4.10).

Im Bereich des Eisenjochs des Dipolmagneten ist es aus Platzmangel nicht möglich äußere Verstrebungen anzubringen. Daher wurden in diesem Bereich an geeigneten Stellen im Inneren der Kammer ebenfalls 10 mm starke Edelstahlstege als Verstrebungen vorgesehen (siehe Abbildung 4.9). Diese inneren, stabilisierenden Stege wurden jedoch nur mit dem Boden der Kammer verschweißt. Zum Deckel ist ein Spalt von 0.3 mm gelassen, so daß ein Zusammendrücken der Kammer beim Abpumpen zwar verhindert wird, die Konstruktion aber nicht zu starr wird und somit die Scherkräfte nicht zu groß werden.

Die maximale Durchbiegung unter Vakuum liegt aufgrund dieser Maßnahmen bei lediglich 1.5 mm (!)², jeweils für das Boden- und das Deckenblech. Die Kammer wird also um maximal 3 mm gequetscht, so daß also unter Vakuum eine innere Höhe der Kammer von mindestens 52 mm bleibt.

Freie Ausbreitungsmöglichkeit für die neutralen Fragmente

So, wie die Akzeptanz des gespeicherten Strahls nicht beeinträchtigt werden darf, sollte auch die geradlinige Ausbreitung der neutralen Molekülfragmente nicht behindert werden. Daher wurden in dieser Richtung die gleichen Kriterien an den Freiraum angelegt,

²zum Vergleich: bei den übrigen Dipolkammern im TSR liegt die Durchbiegung bei jeweils 2 bis 3 mm oben und unten.

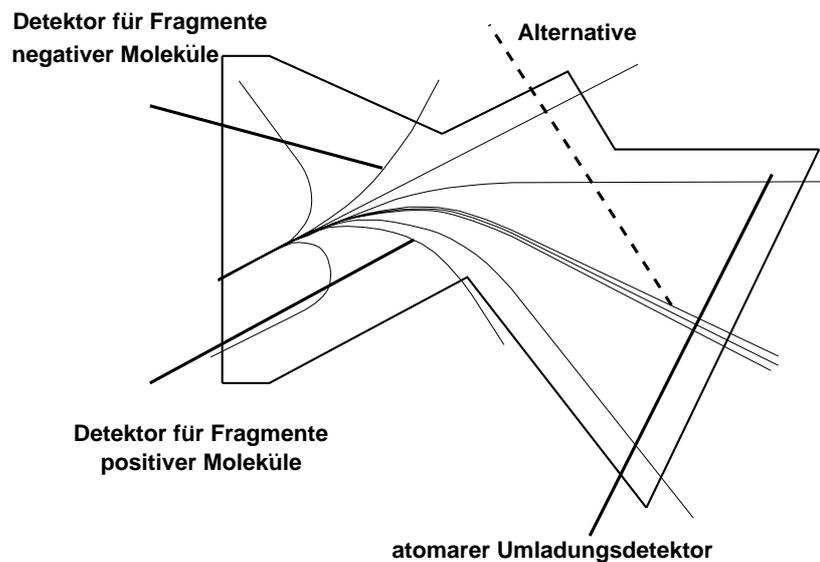


Abbildung 4.7: Verschiebewege der beiden Detektoren in der Vakuumkammer.

wie beim gespeicherten Strahl und den Bahnen der nachzuweisenden Ionen. Da sich die neutralen Fragmente aber in einem Explosionskegel ausbreiten (allerdings mit sehr kleinem Öffnungswinkel), wurde die Öffnung in der Kammerwand, durch die sie die selbige verlassen, in vertikaler Richtung etwa doppelt so groß gewählt, wie die innere Höhe der Kammer im Gap des Magneten. Als Austrittsflansch der neutralen Fragmente wurde daher ein CF 200 Flansch mit einem rechteckigen Loch von 100 mm Höhe und 150 mm Breite gewählt, wobei die Achse der Bewegungsrichtung die Achse des Flansches ist.

Berücksichtigung der Verschiebewege der Detektoren

Als Detektor sollen Szintillationskristalle genutzt werden, die über Photomultiplier ausgelesen werden. Diese Szintillationszähler müssen nun irgendwie zu den nachzuweisenden Ionen gebracht werden. Daher ist eine letzte Bedingung an die Detektorkammer, die Verschiebewege der Detektoren zu berücksichtigen.

Prinzipiell soll sich ein solcher Szintillationszähler am Ende eines langen Manipulatorrohres befinden, welches den Photomultiplier aufnimmt und mit Hilfe dessen der Detektor gleichzeitig zu seinem Einsatzort in der Vakuumkammer geschoben wird.

Wie bereits in Kapitel 4.1.1 besprochen, werden zwei Detektoren alle auftretenden Ionen nachweisen können. Ein Detektor für die atomaren Umladungsprodukte, der von der Innenseite des TSR her unter einem Winkel von 90° zum gespeicherten Strahl in die Kammer geschoben wird (siehe Abbildung 4.7). Dieser Detektor hat eine abgewinkelte, periskopartige Form, um den gespeicherten Strahl nicht zu unterbrechen. Er wird im Folgenden als Periskopdetektor bezeichnet werden und ist in Kapitel 4.2 genauer beschrieben.

Der zweite Detektor wird die geladenen Molekülfragmente im Feld des Dipolmagneten

nachweisen. Dort kann der Manipulator nicht unterhalb des gespeicherten Strahls geführt werden, da dort kein Platz vorhanden ist. Daher wird dieser Detektor entlang der in Abbildung 4.7 eingezeichneten beiden Linien bewegt werden. Da es unmöglich ist, daß positive Fragmente von negativen und positiven Molekülen gleichzeitig auftreten, und unwahrscheinlich, daß positive und negative Fragmente von positiven oder negativen Molekülen gleichzeitig nachgewiesen werden sollen, reicht es zunächst aus, nur einen Detektor zu realisieren, der im Folgenden als Moleküldetektor bezeichnet wird. Der Moleküldetektor kann wahlweise auf der Innenseite, oder auch auf der Außenseite des TSR eingesetzt werden. Auf der Innenseite kann er die positiven Fragmente von positiven Molekülen oder die eventuell auftretenden negativen Fragmente von negativen Molekülen nachweisen. Auf der Außenseite kann er die positiven Fragmente von negativen Molekülen oder die eventuell auftretenden negativen Fragmente von positiven Molekülen nachweisen. Der Moleküldetektor ist ausführlich in Kapitel 4.3 beschrieben.

Die neutralen Fragmente sollen von einem gesonderten Detektor nachgewiesen werden, der sich entweder direkt an die Detektorkammer anschließt, oder sich am Ende einer etwa 6 m langen Driftstrecke befinden wird. Die Entwicklung dieses 2D- oder eventuell auch 3D-Imaging Detektors ist jedoch nicht Gegenstand dieser Arbeit.

Sollte eine gleichzeitige Messung von Rekombination und Ionisation atomarer Ionen erforderlich sein, so kann der Moleküldetektor auch entlang der gestrichelten Linie in Abbildung 4.7 und 4.9 bewegt werden. Und falls zusätzlich eine gleichzeitige Messung neutraler Fragmente benötigt wird, so ist die Kammer so konstruiert, daß beide Detektoren vertauscht werden können, und so die neutralen Fragmente durch die spezielle Form des Periskopdetektors nicht behindert werden.

4.1.3 Realisierung und Einbau der Kammer

Die Konstruktion der Vakuumkammer für das Detektorsystem erfolgte in enger Zusammenarbeit mit dem zentralen Konstruktionsbüro. Dort wurden auch die Stabilitätsberechnungen und die Optimierung der äußeren und vor allem der inneren Verstrebungen gemacht. Die Abbildungen 4.8, 4.9 und 4.10 zeigen Konstruktionszeichnungen der Kammer, wobei aus Gründen der Übersichtlichkeit ein großer Teil der Maßangaben weggelassen wurden.

Abbildung 4.8 zeigt einen Längsschnitt durch die Detektorkammer, wobei deutlich der flache Bereich Innerhalb des Dipolmagneten und die beiden höheren Bereiche links und rechts des Dipols zu erkennen sind. Der linke Bereich dient vor allem der Aufnahme des Periskopdetektors und ist daher mit 220 mm besonders hoch. In diesem Bereich befinden sich außerdem auch alle Flansche für das Vakuumsystem (besser zu erkennen in Abbildung 4.10). Der rechte Bereich ist für den Fall vorgesehen, daß es sich später als notwendig erweisen sollte zusätzliche Detektoren einzusetzen, die zu groß sind, um in den flachen Bereich geschoben zu werden. Solche Detektoren könnten durch die beiden seitlichen Flansche (4 und 10 in Abbildung 4.9) eingebracht werden, die jedoch zunächst einfach blindgeflanscht werden.

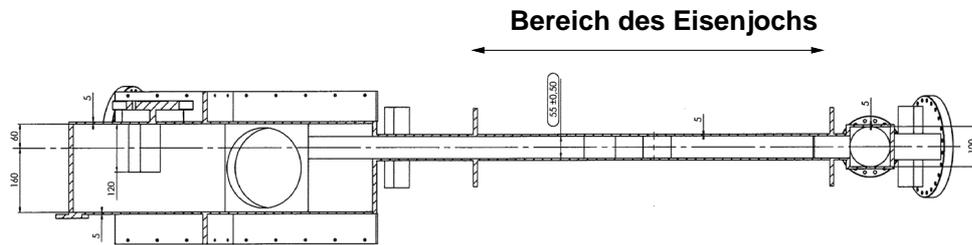


Abbildung 4.8: Längsschnitt durch die Detektorkammer

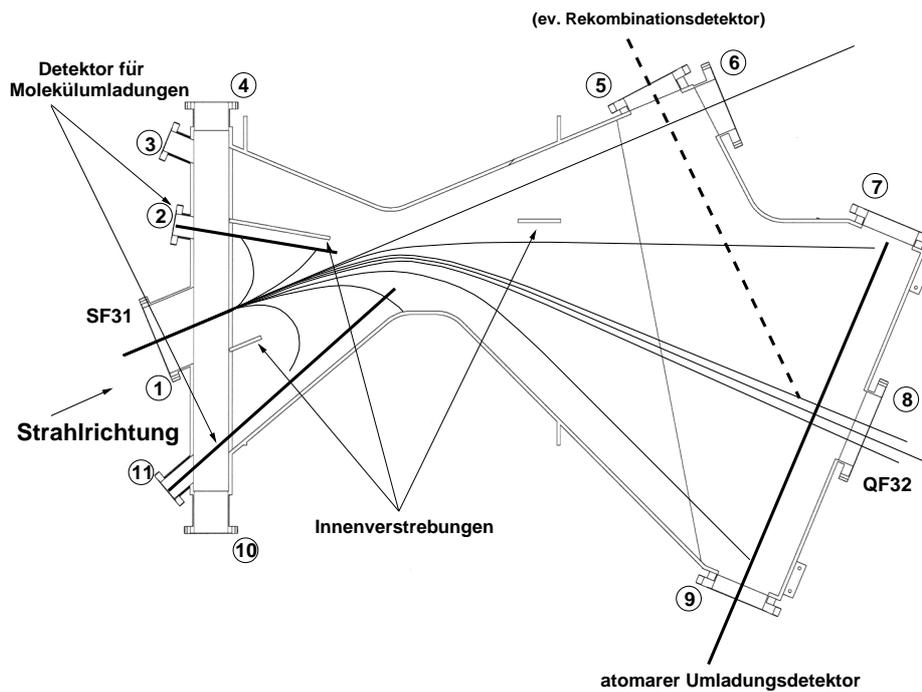


Abbildung 4.9: Schnitt durch die Detektorkammer in der Strahlebene. Die dünnen Linien bezeichnen die Bahnen der nachzuweisenden Ionen, wie sie in Abbildung 4.5 beschrieben sind. Die dicken Linien bezeichnen die Wege, auf denen die Detektoren verfahren werden. Die Funktionen der nummerierten Flansche sind im Text beschrieben.

Abbildung 4.9 zeigt einen Schnitt durch die Detektorkammer in der Strahlebene. Hier sind nocheinmal die Bahnen der umgeladenen und fragmentierten Ionen aus Abbildung 4.5 und die verschiebewege der Detektoren eingezeichnet. Der gespeicherte Strahl tritt durch den Flansch Nr. 1 in die Kammer ein und verläßt sie wieder durch Flansch 8. Der Anschluß der Detektorkammer an den Quadrupol QF32, erfolgt über ein ca. 10 cm langes Balgsegment, welches die Detektorkammer an Flansch 8 mit der Vakuumkammer des Quadrupols verbindet. Auf der anderen Seite wird die Detektorkammer direkt über Flansch 1 mit der ca. 50 cm aus dem Magneten herausragenden Vakuumkammer des Sextupols SF31 verbunden, die ebenfalls ein kurzes Balgsegment enthält. Justiert werden kann die Kammer über die in Abbildung 4.10 zu erkennende Aufhängung und über zwei verstellbare Stützen, die auf der selben Sechskantschiene ruhen, wie der Quadrupol.

Durch Flansch 2 und 11 wird der Moleküldetektor in die Kammer geschoben. Damit nicht bei jedem Detektorumbau die gesamte TSR-Sektion belüftet werden muß wird an beide Flansche ein Ventil angebracht, so daß bei einem Wechsel des Detektors von der Innen zur Außenseite lediglich die Moleküldetektorkammer ausgeheizt werden muß.

Die Flansche 3, 4, 5 und 10 sind jeweils durch einen Blindflansch verschlossen. Flansch 3 dient lediglich zur Justage beim Einbau der Kammer in den TSR. Die Flansche 4 und 10 dienen wie bereits gesagt zur Reserve, falls zusätzliche Detektoren benötigt werden und durch Flansch 5 kann, wie ebenfalls bereits erwähnt, alternativ ein zusätzlicher Rekombinationsdetektor in die Kammer geschoben werden.

Durch Flansch Nr. 6 können die neutralen Fragmente die Detektorkammer verlassen. Hier kann ein Detektor für den Nachweis und zum 2D- oder eventuell auch 3D-Imaging der neutralen Molekülfragmente angeflanscht werden. Es ist geplant hier eine etwa 6 m lange Driftstrecke anzuschließen, um die räumliche Trennung der im Explosionskegel auseinanderstrebenden Fragmente zu vergrößern. Außerdem wird dieser Flansch benutzt, um Laserlicht in den TSR einzustrahlen. Aus diesem Grund ist an Flansch 6 ein Ventil angeschraubt, an das sich zunächst ein Fenster zum Einkoppeln des Lasers anschließt. Später wird im Anschluß an das Ventil eine Kammer angeflanscht, mit der im belüfteten Zustand mittels einer Hebelvorrichtung und einem Membranbalg zwischen dem Laserfenster und dem Detektor (oder der langen Driftstrecke) für die neutralen Fragmente gewechselt werden kann.

An Flansch 7 ist zur Kontrolle der Detektorlage in der Kammer ein Fenster angeflanscht. Und durch Flansch 9 wird der Periskopdetektor ins Innere der Vakuumkammer gebracht. Auch hier wird ein Ventil angeflanscht, um den Einbau des Detektors und eventuelle Reparaturen vom TSR-Vakuum unabhängig durchführen zu können.

In Abbildung 4.10 ist eine räumliche Ansicht der Kammer dargestellt. Hier sind die Flansche auf der Oberseite der Kammer zu sehen, an die die Vakuumpumpen und die Vakuummeßröhre angeflanscht sind. Die Sektion des TSR, in der sich die Detektorkammer befindet, wird mit einer Turbopumpe über ein Eckventil in der Nähe des Dipols AM32 abgepumpt. Nach dem Ausheizen wird das Eckventil geschlossen und insgesamt vier Titan Sublimations- und zwei StarCell Ionenpumpen übernehmen das Pumpen bis in den Bereich von 10^{-11} mbar. An die Detektorkammer direkt sind, wie in Abbildung 4.10 an-

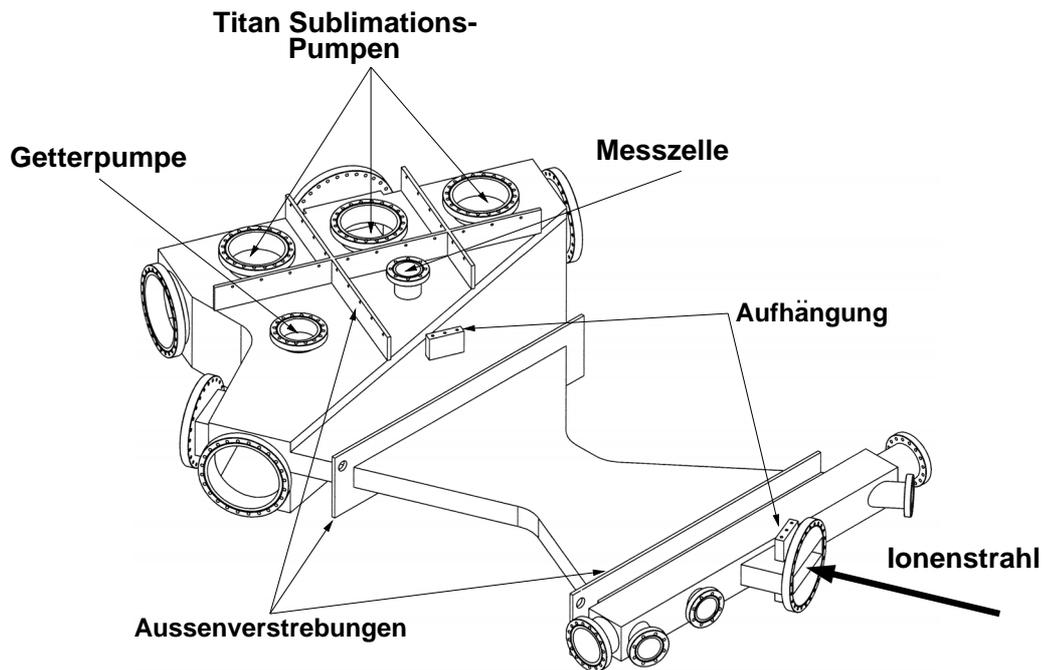


Abbildung 4.10: 3D Ansicht der Detektorkammer. Die Lage der Pumpen und der Meßzelle, sowie der Aufhängungen und der äußeren Verstreben ist angedeutet.

gedeutet, drei Titan Sublimationspumpen und eine StarCell angeflanscht. Jeweils eine weitere Titan Sublimations- und eine StarCell Ionenpumpe sind an die Sextupolkammer vor der Detektorkammer angeflanscht, so daß die Detektorkammer von beiden Seiten her ausreichend bepumpt werden kann.

Gefertigt wurde die Detektorkammer nach TSR Spezifikationen von der Firma Pink in Wertheim. Abbildung 4.11 zeigt die fertige Kammer nach der letzten Maßkontrolle bei Pink.

Seit Februar 2002 ist die Kammer in den TSR eingebaut. Nach einer Ausheizperiode von 36 Stunden bei 230° C und einer Pumpzeit von etwa 5 Tagen wurde ein Vakuum von $6 \cdot 10^{-11}$ mbar erreicht. Das Restgas setzte sich dabei hauptsächlich aus atomarem und molekularem Wasserstoff (90%) und Molekülen zusammen, die C, N und O enthalten, wie etwa CH₄, CO, N₂ oder O₂ (insgesamt 9.5%). Der Anteil von Argon lag bei etwa 0.5%.



Abbildung 4.11: Foto der Detektorkammer nach der letzten Maßkontrolle bei der Firma Pink.

4.2 Der Detektor für die Produkte atomarer Umladung

Wie im vorigen Kapitel besprochen, wird der atomare Umladungsdetektor entlang einer geraden Linie, unter einem Winkel von 90° zum gespeicherten Strahl, durch einen Flansch von der Innenseite des TSR in die Detektorkammer hineingeschoben, um ihn an die Position der umgeladenen Ionen zu bringen. Die einfachste Methode dafür ist, den Detektor am Ende eines Manipulators zu befestigen, der mit Hilfe einer Linearverschiebung in die Kammer geschoben werden kann. Der Manipulator dient dabei gleichzeitig zur Aufnahme des Photomultipliers und besteht daher aus einem langen Rohr.

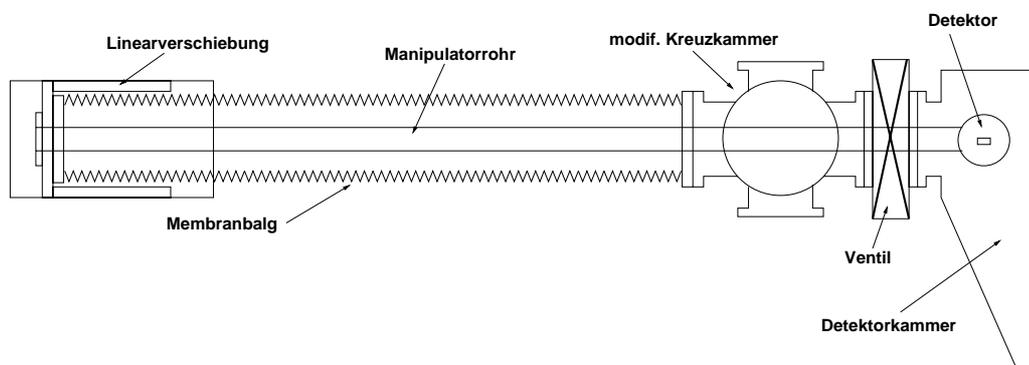


Abbildung 4.12: Schematischer Aufbau der Verschiebeeinheit für den Periskopdetektor.

Damit sich der Manipulator unter Vakuum in die Detektorkammer schieben läßt, befindet er sich im Inneren eines Membranbalgs, der als flexible Vakuumkammer dient (siehe Abbildung 4.12). Das eine Ende des Balges ist starr mit der Detektorkammer verbunden, das andere Ende ist mit der Linearverschiebung verbunden und mit einem Blindflansch verschlossen, an dem der Manipulator befestigt ist. Um den Einbau und eventuelle Reparaturen oder Umbauten des Detektors durchführen zu können, ohne dabei jedesmal das Vakuum in der Detektorkammer und damit einer ganzen Sektion des TSR zu brechen, ist der Membranbalg durch ein Ventil von der Detektorkammer getrennt. Darum benötigt der Membranbalg ein eigenes Vakuumsystem, welches sich in einer modifizierten Kreuzungskammer befindet, die mit dem Membranbalg auf der einen Seite und dem Ventil auf der anderen Seite verschraubt ist (siehe Abbildung 4.12). Des Weiteren sind an dieser Kreuzkammer die nötigen Pumpen, eine Meßröhre, ein Fenster und ein Eckventil zum Abpumpen untergebracht.

Als Detektormaterial wird, wie in Kapitel 3.2 dargelegt, ein YAP:Ce Szintillationskristall verwendet. Dieser Kristall muß sich natürlich in der Strahlebene befinden, um die Ionen nachweisen zu können. Um den gespeicherten Strahl aber nicht abzublocken, befindet sich der Manipulator, wie in Kapitel 4.1 bereits angedeutet, unterhalb der Strahlebene, was in Abbildung 4.13 verdeutlicht ist. Dadurch erhält der Detektor zusammen mit

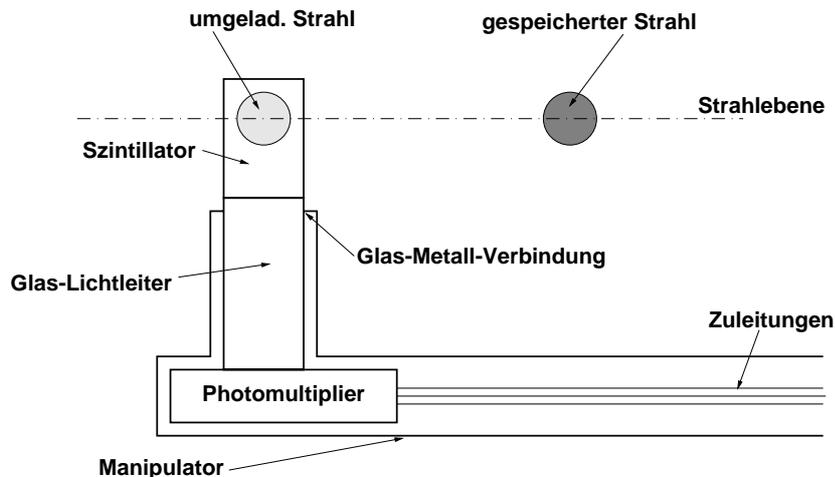


Abbildung 4.13: Veranschaulichung der prinzipiellen Formgebung des atomaren Umladungsdetektors.

dem Manipulator eine abgewinkelte, periskopartige Form, weswegen dieser Detektor als Periskopdetektor bezeichnet wird.

Außerdem soll der YAP:Ce Szintillator direkt im Vakuum des TSR betrieben werden, da auf diese Weise eine untere Energiebeschränkung der nachzuweisenden Ionen, durch eine den Szintillator vom Vakuum trennende Folie, wegfällt. Da ein Photomultiplier eine Temperatur von 200-250° C, wie sie beim Ausheizen zum Erreichen des extremen TSR-Vakuums notwendig ist, nicht überleben würde, muß er während des Ausheizens entfernt werden können und daher außerhalb des Vakuums betrieben werden. Daher muß das Szintillationslicht durch ein vakuumdichtes Fenster und einen Lichtleiter oder einen gleichzeitig als vakuumdichtes Fenster fungierenden Lichtleiter zum Photomultiplier geleitet werden.

4.2.1 Der Lichtleiter

Die periskopartige Form des Detektors legt es nahe, zur Auslese des Szintillationskristalls einen Side-On Photomultiplier zu verwenden, einen Photomultiplier also, dessen Eintrittsfenster und Photokathode sich seitlich an der Glasröhre befinden. Denn auf diese Weise kann vermieden werden, daß der Lichtleiter das Licht um einen Winkel von 90° umlenken muß. Das wäre zunächst kein Problem, aber der Detektor muß zusammen mit dem Lichtleiter und dem Manipulator durch die nur 150 mm im Durchmesser messende Öffnung des erwähnten CF 150 Ventils zwischen Detektorkammer und dem Manipulatorbalg passen. Und auf so engem Raum bedeutet eine derart starke Krümmung eines Lichtleiters einen enormen Verlust an Szintillationslicht. Daher wird ein gerader Lichtleiter das Licht ohne eine Krümmung zum Side-On Photomultiplier transportieren.

Um außerdem Verluste an Grenzflächen zu vermeiden, ist der Lichtleiter gleichzeitig als Vakuumfenster ausgelegt (siehe Abbildung 4.13). Dazu muß es aber eine vakuumdichte Verbindung zwischen dem Lichtleiter und dem Manipulator geben.

Aufgrund der extremen Vakuumbedingungen im TSR kommt als Material für den Lichtleiter nur Glas in Frage. Das Glas muß einen hohen Transmissionsgrad für den nahen UV-Bereich aufweisen, da der YAP:Ce Szintillator ein Emissionsspektrum zwischen 300 nm und 420 nm aufweist (siehe Kapitel 3.2.1). Da Quarzglas einen Transmissionsgrad von über 90% bis unter 200 nm aufweist, wäre dieses Material vom Transmissionsgrad her ideal. Allerdings hat Quarzglas einen thermischen Ausdehnungskoeffizienten von $\alpha = 0.6 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$, was eine temperaturbeständige Glas-Metall-Verbindung mit dem Edelstahl ($\alpha \approx 16 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$) des Manipulators erschwert. Denn je größer der Unterschied im Ausdehnungskoeffizient ist, desto größer ist die mechanische Belastung der Verbindung beim Einlöten und beim Ausheizen. Daher wurde als Material für den Lichtleiter das technische Formglas N-FK5 von Schott gewählt, welches bei einer Dicke von 50 mm noch einen Transmissionsgrad von mehr als 85% bis unter 300 nm aufweist, und einen thermischen Ausdehnungskoeffizienten von $\alpha \approx 10 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ hat, was dem von Edelstahl deutlich näher kommt.

Da es durchaus möglich ist, daß die Glas-Metall-Verbindung im Laufe der Zeit, z.B. durch mechanische oder thermische Beanspruchung, beschädigt und undicht wird, wird der Lichtleiter nicht direkt in das Rohr des Manipulators, sondern in einen Flansch eingelötet, der dann mit dem Rohr des Manipulators verschraubt wird. Auf diese Weise läßt sich eine eventuell undicht gewordene Glas-Metall-Verbindung wesentlich einfacher ersetzen.

Die einfachste Form eines Lichtleiters, der gleichzeitig als Vakuumfenster dient, wäre ein Zylinder, der in ein rundes Loch in einem Flansch gelötet ist. Auf die eine Endfläche des Zylinders würde man den Kristall stellen und an die andere Endfläche den Photomultiplier ankoppeln. An der Glas-Metall-Verbindung wäre allerdings die Totalreflexion innerhalb des Lichtleiters unterbrochen, denn hier wird das Licht durch die veränderte Oberfläche von der Glas-Metall-Verbindung absorbiert.

Nun kann das Licht nur unter Winkeln³ in den Lichtleiter einfallen, die kleiner sind als der Grenzwinkel α_g ($\approx 41.7^\circ$ für NF-K 5 zwischen 300 nm und 400 nm). Eine schräge Fläche, die mit dem Lot auf die Eintrittsfläche einen Winkel größer als α_g bildet, wird daher nie von dem in den Lichtleiter einfallenden Licht getroffen und trägt daher nicht zur Totalreflexion bei (siehe Abbildung 4.14). Eine Glas-Metall-Verbindung an einer solchen Fläche, würde daher die Lichtleitung nicht unterbrechen.

Um die rechteckige Auskoppelfläche des YAP:Ce Kristall von $20 \times 10 \text{ mm}^2$ zu umschließen, muß die kreisförmige Einkoppelfläche des Lichtleiters einen Durchmesser von mindestens 22 mm haben. Da aber zwischen dem YAP:Ce Kristall und dem Lichtleiter ein Spalt von 0.1 mm gelassen wird, um un-pumpbare Volumina aufgrund von Unebenheiten der beiden Flächen zu vermeiden, braucht man einen Durchmesser von mindestens 23 mm,

³zum Lot auf die Eintrittsfläche hin

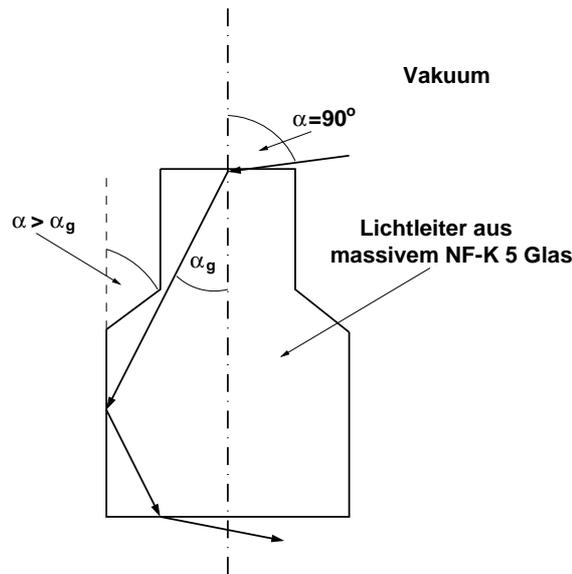


Abbildung 4.14: Das Licht, welches maximal unter einem Grenzwinkel von 41.7° in einen Lichtleiter hineingebrochen wird, kann nie auf eine schräge Fläche treffen, welche um 42° zum Lot auf die Einfallfläche geneigt ist.

denn das Licht macht in diesem Spalt ringsum einen seitlichen Versatz von 0.3 mm.

Um eine ausreichend gute Glas-Metall-Verbindung herstellen zu können, muß die Verbindung mindestens 8 mm breit sein [61], d.h. im Falle des zylindrischen Lichtleiters sollte die schräge Fläche eine Länge von 8 mm haben. Wählt man für die schräge Fläche einen Winkel⁴ von 42° , so führt dies zusammen mit den 8 mm Länge der schrägen Fläche, zu einer Verbreiterung des Durchmessers des Lichtleiters nach der schrägen Fläche von 23 mm auf 33.8 mm.

Die Kathode des Photomultipliers hat eine Fläche von $16 \times 18 \text{ mm}^2$, so daß der Lichtleiter eine Auskoppelfläche mit einem Durchmesser von maximal 16 mm haben sollte. D.h. die Austrittsfläche des Lichtleiters ist mit einem Durchmesser von 16 mm kleiner als die verbreiterte Eintrittsfläche mit einem Durchmesser von 33.8 mm. Nun ist aber die Lichtflußdichte in einem auf Totalreflexion basierendem Lichtleiter nicht komprimierbar [62], d.h. ein am Eingang des Lichtleiters gegebener Lichtfluß kann nicht auf eine kleinere Fläche als die des Eingangs konzentriert werden. Tatsächlich ist der Anteil der durch einen Lichtleiter mit Eingangsfläche E und Austrittsfläche A (für $E > A$) transmittiert wird maximal A/E . In diesem Fall, bei einer Verkleinerung des Durchmessers von 33.8 mm auf 16 mm, also maximal 22.4%.

⁴zum Lot auf die Einfallfläche hin

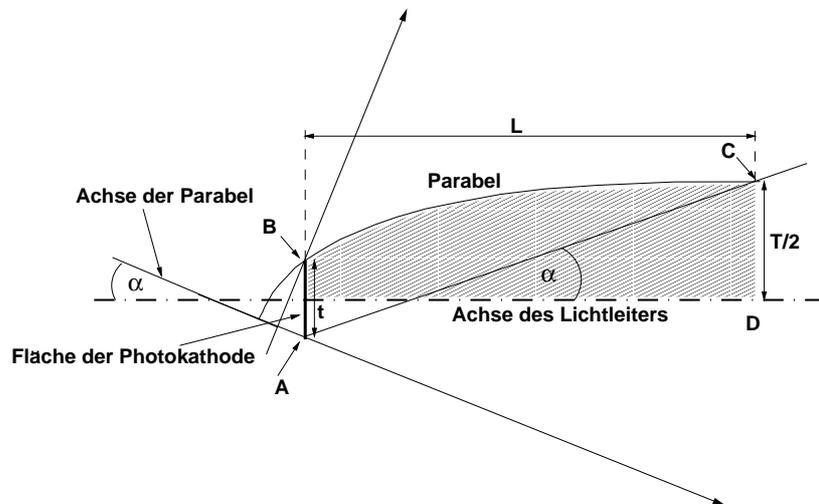


Abbildung 4.15: Konstruktion des sogenannten Lichttrichters mit parabolischen Begrenzungsflächen.

Hinterberger und Winston beschreiben in [63] jedoch eine Möglichkeit den Transmissionsgrad eines sich verjüngenden Lichtleiters durch eine spezielle parabolische Form und eine Verspiegelung der Flächen des Lichtleiters zu erhöhen.

Abbildung 4.15 soll dieses Prinzip veranschaulichen: Man zeichnet eine Gerade im Winkel α zur Achse des Lichtleiters, die durch einen Begrenzungspunkt A der Photokathodenfläche geht. Dabei ist α der maximale Winkel zur Achse des Lichtleiters unter dem das Licht vom resultierenden Lichtleiter noch durchgelassen wird. Licht mit einem größeren Winkel wird aus dem Lichtleiter wieder zurückreflektiert. Dann konstruiert man eine Parabel mit dieser Geraden als Achse, dem Punkt A als Brennpunkt und dem Punkt B (ein Begrenzungspunkt auf der anderen Seite der Photokathode) als Element der Parabel. Zeichnet man nun eine weitere Gerade durch den Punkt A, wieder unter dem Winkel α zur Achse des Lichtleiters, so schneidet diese die Parabel im Punkt C. Lässt man nun die in Abbildung 4.15 schraffierte Fläche (ABCD) um die Achse des Lichtleiters rotieren⁵, so erhält man einen Lichtleiter der Länge L und mit der Apertur T.

Wird die Außenfläche des Lichtleiters verspiegelt, so leuchtet unmittelbar ein, daß ein großer Teil des Lichts, das in diesen sogenannten *Lichttrichter* gelangt, auf die Photokathode gespiegelt wird, da sich ihr Rand ja immer im Brennpunkt der parabolischen Spiegelfläche befindet.

Hinterberger und Winston zeigen, daß für das Verhältnis zwischen Eingangs- und Ausgangsfläche eines solchen Lichtleiters gilt:

$$\frac{t}{T} = \sin(\alpha) \quad (4.6)$$

⁵Dieser Rotationskörper ist allerdings kein Paraboloid.

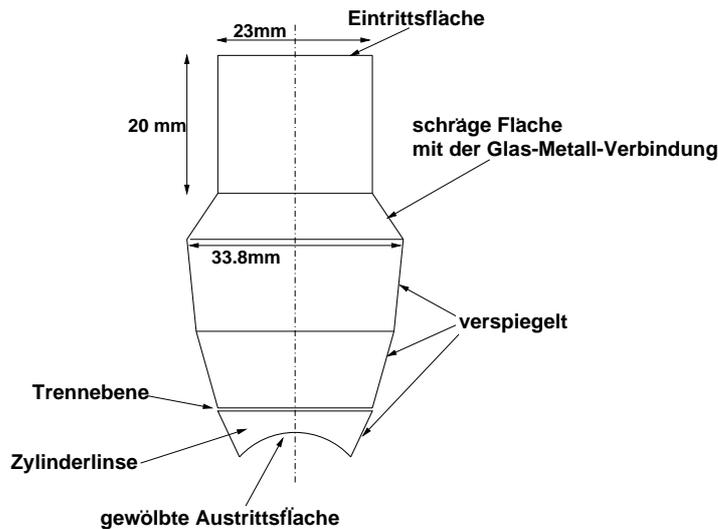


Abbildung 4.16: Form des Lichtleiters für den Periskopdetektor.

Mit $t = 16 \text{ mm}$ und $T = 33.8 \text{ mm}$ ergibt sich damit ein maximaler Winkel von $\alpha = 28.3^\circ$. D.h. also, daß alle Lichtstrahlen, die unter einem Winkel zwischen 0° und 28.3° zum Einfallslot in den Lichttrichter gelangen, auf die Kathode geleitet werden. Mit einem maximalen Einfallswinkel von 41.7° zum Lot (Grenzwinkel) und unter der Annahme der Gleichverteilung aller Winkel beim Einfall, ergibt sich damit ein Durchlassvermögen von 67.9%, was einer Erhöhung des Transmissionsgrades gegenüber eines normalen Lichtleiters um etwa einen Faktor 3 entspricht. Aus fertigungstechnischen Gründen wurde der parabelförmige Umriß des Lichtleittrichters durch drei schräge Flächen angenähert (siehe Abbildung 4.16).

Bei der Formgebung des Lichtleiters muß noch ein weiterer Punkt beachtet werden. Für hochgeladene Ionen, wie z.B. Au^{50+} , nämlich, liegt der Strahl der einfach umgeladenen Ionen sehr dicht beim gespeicherten Strahl (etwa 1.8 cm zwischen den Schwerpunkten des Au^{50+} und des Au^{51+} Strahls). Daher ist der obere Teil des Lichtleiters zunächst zylindrisch geformt, mit einem Durchmesser von 23 mm. Erst nach einer Länge von 20 mm wird der Lichtleiter durch die schräge Fläche mit der Glas-Metall-Verbindung verbreitert, und dann durch den parabelförmigen Lichttrichter wieder verjüngt (siehe Abbildung 4.16). Auf diese Weise ragt der Lichtleiter 20 mm aus dem Flansch heraus, mit dem er an das Rohr des Manipulators geschraubt wird, und es ist genügend Platz für den gespeicherten Strahl.

Der letzte Punkt, den es zu berücksichtigen gibt, betrifft das Entfernen des Photomultipliers während des Ausheizens. Denn der Lichtleiter muß an den Photomultiplier optisch angekopfelt werden. Da der Lichtleiter über den Flansch fest mit dem Manipulator ver-

bunden ist, muß diese Ankopplung beim Ausheizen gelöst werden.

Nun ist das Eintrittsfenster des verwendeten Side-On Photomultipliers vom Typ R2693 der Firma Hamamatsu zylindrisch gewölbt, da es sich auf der Seite der Glasröhre des Photomultipliers befindet. Und da es wesentlich einfacher ist, zwei parallele, als zwei gewölbte Flächen über einen langen Manipulator zu trennen, ohne die Flächen dabei zu zerkratzen, ist der Lichtleiter in zwei Teile geteilt, mit parallel zueinander stehenden Flächen (siehe Abbildung 4.16). Der obere Teil ist in den Flansch eingelötet und bleibt während des Ausheizens an Ort und Stelle. Der untere Teil des Lichtleiters, mit der gewölbten Austrittsfläche, der sogenannte Zylinderlinse, bleibt über ein optisches Fett an den Photomultiplier angekoppelt und wird beim Ausheizen mit entfernt.

Die Trennung erfolgt, wie in Abbildung 4.16 zu sehen ist, am Knick zwischen der zweiten und dritten Seitenfläche des Lichttrichters.

4.2.2 Abschirmung gegen Streulicht

Bei Experimenten wie z.B. der laserinduzierten Rekombination wird dem Ionenstrahl entlang der geraden Strecke im Elektronentarget ein intensiver Laserstrahl überlagert. Dabei kann es sein, daß ein Teil des Laserlichtes auch auf den Detektor fällt und dadurch zusätzliche, störende Signale im Photomultiplier erzeugt. Aus diesem Grund muß der Detektor gegen Streulicht abgeschirmt werden.

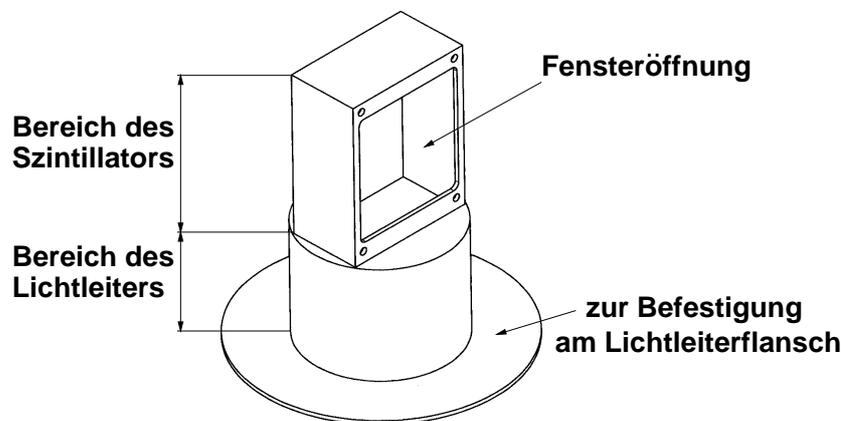


Abbildung 4.17: Kappe des Periskopdetektors mit dem Fenster für die $0.75 \mu\text{m}$ dünne Aluminiumfolie. Mit dem flachen Fuß wird die Kappe am Flansch des Lichtleiters befestigt.

Dies geschieht mittels einer Kappe, die über den Szintillationskristall und den oberen, zylindrischen Teil des Lichtleiters gestülpt, und am Lichtleiterflansch befestigt wird. Mit Hilfe dieser Kappe wird auch der Szintillationskristall auf den oberen Teil des Lichtleiters

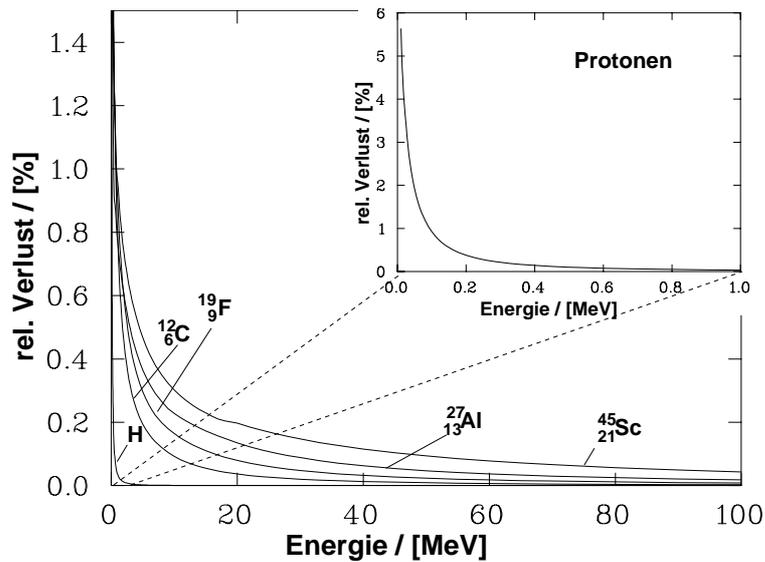


Abbildung 4.18: Energieverlust nach Durchgang durch die Fensterfolie als Funktion der Energie für verschiedene, "nackte" Ionen, berechnet mit dem Programm *gmtrim*.

gedrückt und damit fixiert. In der Kappe befindet sich eine $20 \times 22 \text{ mm}^2$ große Fensteröffnung (siehe Abbildung 4.17), die lichtdicht mit einer $0,75 \mu\text{m}$ dünnen Folie aus reinem Aluminium verschlossen ist. Durch diese dünne Folie hindurch können zwar die Ionen zum Szintillationskristall gelangen, nicht jedoch das Licht.

Wie Abbildung 4.18 zeigt, liegt der Energieverlust der nachzuweisenden Ionen im Wesentlichen unter einem Prozent. In Abbildung 4.18 ist der relative Energieverlust verschiedener Ionen nach dem Durchdringen der $0,75 \mu\text{m}$ dünnen Aluminiumfolie gegen ihre kinetische Anfangsenergie aufgetragen. Die Kurve für Protonen ist in der oberen rechten Ecke für Energien zwischen 0 und 1 MeV nochmal gesondert aufgetragen. Hier beginnt die Kurve erst unterhalb von etwa 200 keV auf über 1 Prozent Energieverlust zu steigen. Die Werte wurden mit dem Programm *gmtrim* [64] berechnet, welches als Projektil immer vollständig ionisierte Atome annimmt. Da der Energieverlust in Materie mit dem Quadrat der Ladung des Projektils skaliert ($dE/dx \propto q^2$), ist der Verlust für nicht vollständig ionisierte Projektile entsprechend kleiner. Daher spielt der Energieverlust beim Durchgang durch die dünne Fensterfolie für alle Ionen in dem am TSR möglichen Energiebereich nur eine zu vernachlässigende Rolle.

Die dünne Fensterfolie ist nun nicht dazu geeignet größere Druckunterschiede auszuhalten. Daher muß das Innere der Kappe bepumpt werden. D.h. es muß eine Verbindung zwischen dem Inneren der Kappe und dem TSR-Vakuum bestehen. Da aber durch normale Entlüftungsvorrichtungen, wie etwa Löcher oder Schlitze das abzuschirmende Licht in das Innere der Kappe und damit zum Szintillator gelangen kann, wurde in diese Entlüftung ein

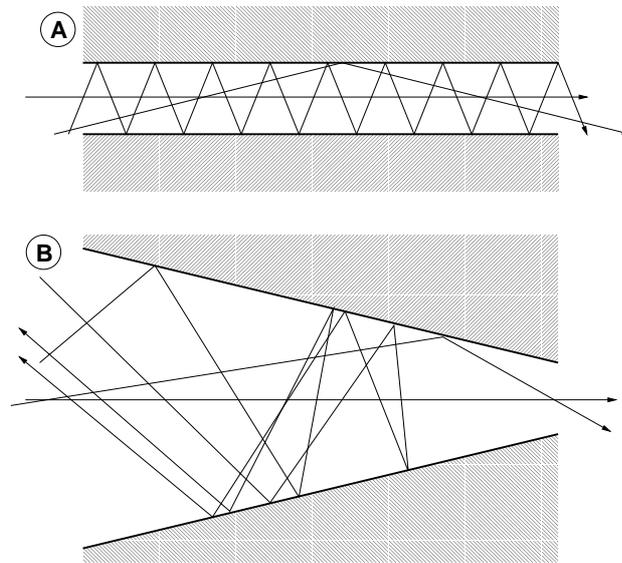


Abbildung 4.19: Prinzip des Lichtlabirynths. A: Parallele Wände lassen alle Winkel durch. B: Trichterförmig zulaufende Wände lassen Licht nur bis zu einem bestimmten Einfallswinkel durch.

Lichtlabirynth eingebaut.

In diesem Lichtlabirynth muß das Licht lange Wege durch enge Kanäle zurücklegen, so daß es sehr oft an den Wänden der Kanäle reflektiert wird, und dabei jedesmal durch Absorption an Intensität verliert. Je schlechter dabei das Reflexionsvermögen der Oberfläche der Wand ist, desto mehr Licht geht bei jeder Reflexion verloren.

Sind die Wände der Kanäle parallel zueinander, so werden die Lichtstrahlen unter allen Winkeln durchgelassen, es erhöht sich lediglich die Anzahl der Reflexionen, in Abhängigkeit vom Winkel (siehe Abbildung 4.19 A). Sind die Wände jedoch nicht parallel zueinander, sondern laufen trichterförmig aufeinander zu, so werden nur Lichtstrahlen bis zu einem bestimmten Einfallswinkel durchgelassen, der Rest wird zurückreflektiert (siehe Abbildung 4.19 B). Je größer dabei der Öffnungswinkel des Trichter ist, desto weniger Licht kommt durch.

Beim Periskopdetektor wurde das Lichtlabirynth in den Flansch integriert, in den der Lichtleiter eingelötet wird. Dazu wurde ein Lichtlabirynth realisiert, wie es in Abbildung 4.20 prinzipiell gezeigt ist. Betrachtet man diese Darstellung als Schnitt durch einen Flansch, mit der eingezeichneten Achse als Rotationsachse, so kann das Labirynth aus zwei Teilen hergestellt werden. Der obere Teil A und der untere Teil B sind dann zwei flache Scheiben, in die die schrägen Stege, die das Labirynth bilden, als konzentrische Vertiefungen und Erhebungen hineingedreht sind. Setzt man beide Scheiben entsprechend zusammen, so muß das Licht zunächst durch einen schmalen, langen Kanal mit parallelen Wänden, wo es bereits durch Vielfachreflexion an Intensität verliert. Licht das direkt, ohne reflektiert zu werden, oder nur unter wenigen Reflexionen in den Bereich der "Trichter"

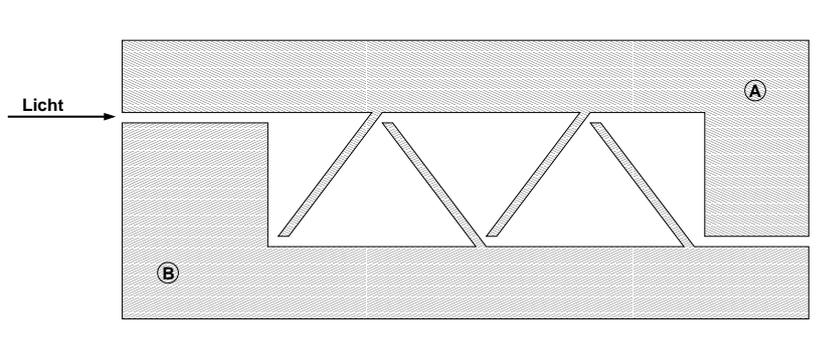


Abbildung 4.20: Lichtlabirinth für den Periskopdetektor.

gelangt, wird bereits von der oberen rechten Ecke des ersten Trichters zurückreflektiert. Das restliche Licht muß nun eine fünfstufige Trichteranordnung durchlaufen, bevor es in das Innere des Flansches und damit zum Lichtleiter oder Szintillator gelangen kann.

4.2.3 Realisierung des Detektors

Der Lichtleiter für den Periskopdetektor wurde so, wie er in Abbildung 4.16 skizziert ist, von der Firma Lens Optics in sehr guter optischer Qualität aus dem Schott-Glas N-FK 5 hergestellt. Die Seitenflächen des parabelförmigen Lichttrichters (siehe Kapitel 4.2.1) wurden mit einer geschützten Aluminiumschicht verspiegelt, die ein Reflexionsvermögen von mehr als 95% bis hinunter zu 300 nm aufweist. Insgesamt wurden drei Exemplare des oberen Lichtleiterteils, welches in den Flansch eingelötet wird, und zwei Exemplare der sogenannten Zylinderlinse gefertigt.

Wie bereits in Kapitel 4.2.1 gesagt, soll der Lichtleiter nicht direkt in das Rohr des Manipulators eingelötet werden, sondern in einen Flansch, der mit dem Manipulator verschraubt werden kann. Auf diese Weise kann ein beschädigter oder undicht gewordener Lichtleiter leichter ausgetauscht werden.

Trotz einer möglichst guten Abstimmung der Materialien aufeinander, haben das Glas des Lichtleiters und das Metall des Flansches, einen unterschiedlichen thermischen Ausdehnungskoeffizienten α . Daher werden sich beide Materialien bei einer Erwärmung, z.B. beim Einlöten oder Ausheizen, unterschiedlich stark ausdehnen, was zu mechanischen Spannungen und damit zur Zerstörung der Glas-Metall-Verbindung führen kann. Daher muß eine elastische Komponente eingebaut werden, die die unterschiedlichen Ausdehnungen, wenigstens zum Teil, aufnehmen kann.

Diese Aufgabe übernimmt eine Manschette mit einem V-förmigen Profil (siehe Abbildung 4.21), in die der Lichtleiter eingelötet wird. Der V-förmige, flexible Teil der Manschette besteht aus einem lediglich 0.7 mm dünnen Edelstahlblech, welches in diese Form gedrückt wurde. Bei einer Ausdehnung des Materials durch Erwärmung, kann

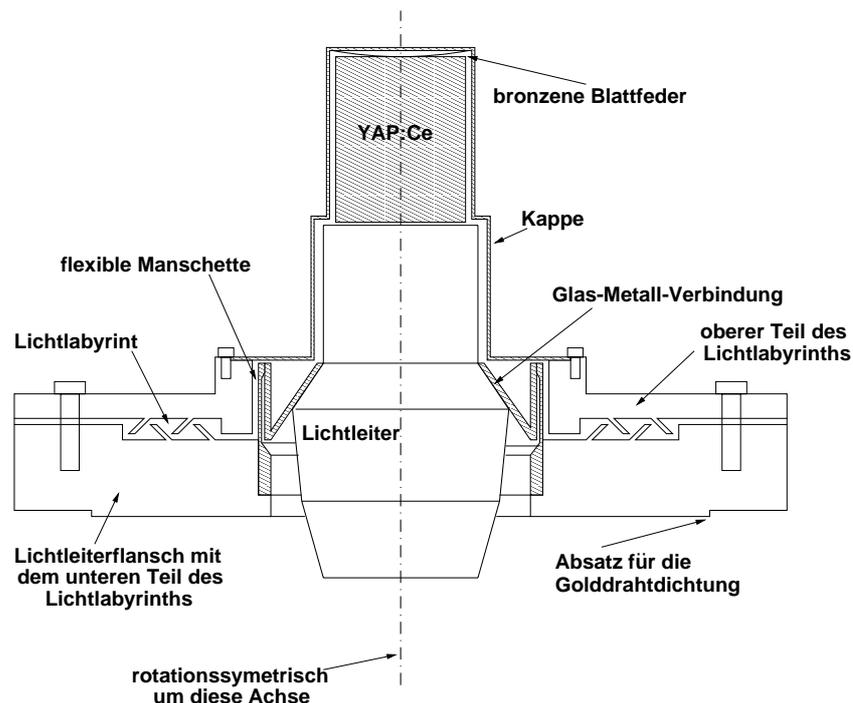


Abbildung 4.21: Schematischer Schnitt durch den Lichtleiterflansch mit dem oberem und unterem Teil des Lichtlabyrinth und der Kappe.

eine radiale Bewegung durch dieses Profil ausgeglichen werden. Die Manschette wird in den Lichtleiterflansch eingeschweißt. Dabei ist es wichtig, daß die Manschette in den Flansch eingeschweißt wird, bevor der Lichtleiter bei ca. 350° C in einem Ofen in die Manschette eingelötet werden kann. Denn beim Einschweißen der Manschette wird das Metall sehr heiß; viel heißer, als es beim Einlöten oder beim Ausheizen werden kann, und die Glas-Metall-Verbindung kann einer solchen Hitze, aufgrund der starken Ausdehnung, nicht stand halten.

Trotz dieser Vorkehrung und dem möglichst klein gewählten Unterschied im Ausdehnungskoeffizienten zwischen dem N-FK 5 und dem Edelstahl (1.4429), ist eine Glas-Metall-Verbindung dieser beiden Materialien nicht einfach zu realisieren. Nach mehreren erfolglosen Versuchen in der Hauptwerkstatt des Max Planck Institutes für Kernphysik, konnte Herr Dr. Fritz von Schott-Glas electronic packaging in Landshut dazu überredet werden, eine solche Glas-Metall-Verbindung als Prototypentest erfolgreich herzustellen.

Wie in Kapitel 4.2.2 erläutert, wird der Szintillationskristall durch eine Kappe mit einem Fenster aus einer dünnen Aluminiumfolie vor Streulicht geschützt. Auch die Entlüftung des Innenraums der Kappe muß gegen Streulicht abgeschirmt werden. Dies geschieht mit dem im selben Abschnitt beschriebenen Lichtlabyrinth. Um das Lichtlabyrinth möglichst einfach in den Flansch zu integrieren, wurde das Labyrinth wie gesagt in zwei Teile

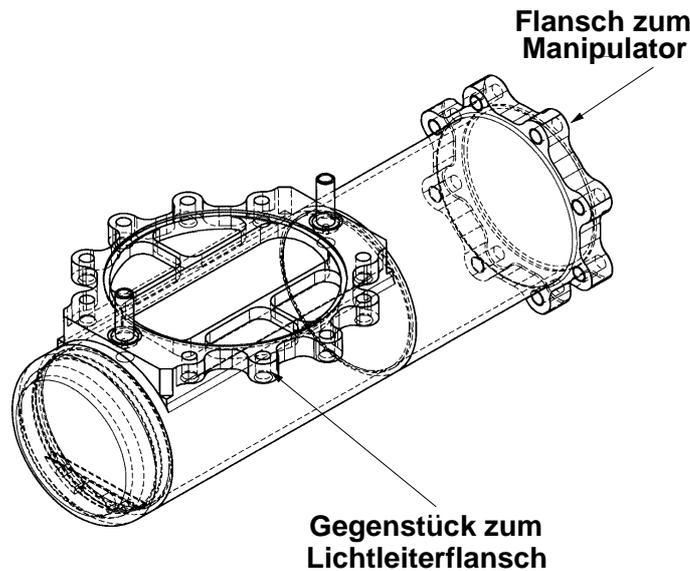


Abbildung 4.22: Endstück des Manipulators für den Periskopdetektor mit dem Gegenstück zum Lichtleiterflansch.

aufgeteilt. Der untere Teil (A aus Abbildung 4.20) ist direkt im Lichtleiterflansch untergebracht. In Abbildung 4.21 ist ein Schnitt durch den Lichtleiterflansch zu sehen. Hier ist bereits die Manschette in den Flansch eingeschweißt und der Lichtleiter in die Manschette glötet. Der obere Teil des Lichtlabrynth ist als gesondertes Teil gefertigt, welches an den Lichtleiterflansch von oben angeschraubt wird.

Die Kappe mit ihrem Aluminiumfenster wird durch Schrauben an diesem gesonderten Teil befestigt. Innerhalb der Kappe sorgt eine Blattfeder aus Bronze dafür, daß der YAP:Ce Kristall einerseits auf den Lichtleiter gedrückt wird, und andererseits durch diesen Druck räumlich in der Kappe fixiert bleibt. Um den erwähnten Spalt zwischen Lichtleiter und Kristall zu gewährleisten, wird eine 0.1 mm dünne Schablone aus Aluminium-Blech so auf den Lichtleiter gelegt, daß der von der Blattfeder auf die Lichtleiterfläche gedrückte YAP:Ce Kristall auf zwei Seiten nur ganz knapp am Rand auf ihr steht, damit nur ein kleiner Bruchteil der Auskoppelfläche verdeckt wird, und der Spalt gleichzeitig pumpbar bleibt.

Der Lichtleiterflansch mit der Kappe und dem Lichtlabrynth wird an das Manipulatorrohr geflanscht. In Abbildung 4.22 ist das Ende des Manipulatorrohres mit dem Gegenstück zum Lichtleiterflansch gezeigt. Der Flansch wird von oben an dieses Gegenstück und das ganze Endstück an das Manipulatorrohr angeflanscht.

Da der gesamte Detektor, wie bereits erwähnt, durch das Ventil an der Detektorkammer passen muß, kann kein gewöhnlicher CF-Flansch benutzt werden, da diese nur in genormten Größen existieren. Keine dieser Größen ist hier jedoch geeignet, da sie entweder zu

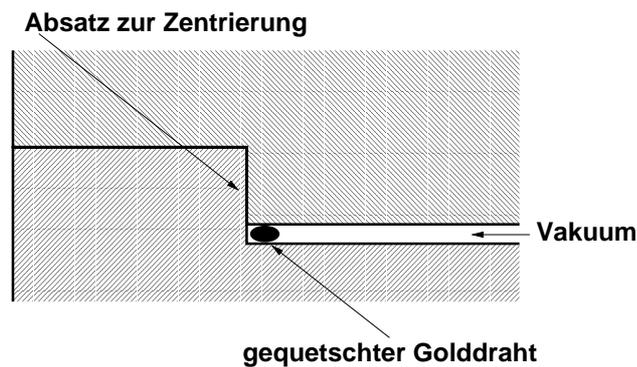


Abbildung 4.23: Prinzip der Golddrahtdichtung.

groß oder zu klein sind. Außerdem muß wegen des Lichtlabrynth auf jeden Fall ein speziell konstruierter Flansch gefertigt werden.

Daher wird hier zur Dichtung des Flansches eine Golddichtung verwendet, die in der Herstellung wesentlich einfacher ist. Das Dichtprinzip der Golddichtung ist das gleiche, wie bei einer CF-Dichtung: ein Metallring (in diesem Fall aus Golddraht) wird zwischen zwei Flächen eingequetscht und verschließt durch elastische Verformung alle eventuell vorhandenen Rillen und Furchen (siehe Abbildung 4.23). Allerdings wird hier der Golddraht nicht von einer Schneide, wie bei der CF-Dichtung, sondern zwischen zwei ebenen Flächen gequetscht. Um die beiden Flansche zu zentrieren, wird in beide ein Absatz eingedreht. Um diesen Absatz wird ein genau angepaßter Reif aus Golddraht gelegt. Beim Zusammenschrauben der beiden Flansche, wird nun die Luftseite auf "Block" gefahren und auf der Vakuumseite bleibt ein kleiner Spalt in dem der Golddraht gequetscht ist und dichtet. Die Größe des Spalts muß bei der Konstruktion des Flansches so kalkuliert werden, daß der Draht etwa zu 40% seines Durchmessers gequetscht wird. Um un pumpbare Volumina zu vermeiden, sollte der Spalt und damit der Drahtreif immer auf der Vakuumseite liegen.

Das ganze Endstück aus Abbildung 4.22 wird mit dem angeflanschten Lichtleiterflansch an das Manipulatorrohr geflanscht. Auch diese Verbindung ist mit einem Golddraht gedichtet. Um Gewicht zu sparen, wurde das Endstück aus Titan gefertigt und, wie in Abbildung 4.22 zu sehen ist, alles unnötige Material bei den Flanschen ausgespart.

Um die Dichtigkeit und Ausheizbarkeit der Glas-Metall-Verbindung zu testen, wurde der Lichtleiterflansch mit dem eingelöteten Lichtleiter in einen Vakuumteststand eingebaut. Dazu wurde ein normaler CF-Flansch so modifiziert, daß an ihn auf einer Seite der Lichtleiterflansch mit seiner Golddichtung angeflanscht werden kann.

Beim Ausheizen wurde der Lichtleiterflansch einer maximalen Temperatur von 170° C ausgesetzt, wohingegen der Rest der Testkammer bei 200° C ausgeheizt wurde. Die Maximale Temperatur wurde für 24 Stunden gehalten und dann mit einer Geschwindigkeit

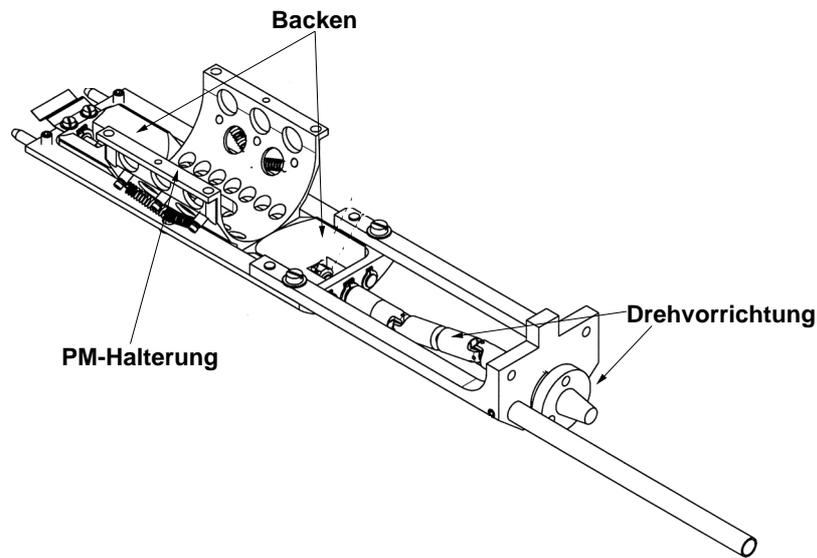


Abbildung 4.24: Schlitten auf dem der Photomultiplier in das Manipulatorrohr geschoben, und mit dem Lichtleiter verbunden werden kann. Aus Gründen der Übersichtlichkeit wurde der Photomultiplier nicht mit abgebildet. Er ist mit dem Kathodenfenster nach oben an der abgebildeten, schalenförmigen Halterung befestigt.

von 5° C/h abgekühlt. Bei 100° C wurden, wie üblich, die Titan-Sublimationspumpe und die StarCell-Pumpe in Betrieb genommen und das Ventil zur Turbopumpe geschlossen. Nach einer Pumpzeit von 10 Tagen wurde ein Vakuum von $7 \cdot 10^{-11}$ mbar erreicht. Die Restgaszusammensetzung entsprach mit ca. 88% Wasserstoff, 1% Argon und etwa 11% Molekülen, die C, N und O enthalten, in etwa der typischen Zusammensetzung im TSR, mit lediglich einer leichten Erhöhung des Argon- und Methananteils, was auf einen Defekt an der StarCell-Pumpe zurückgeführt werden konnte.

Wie bereits erwähnt dient das Manipulatorrohr nicht nur dazu, den Periskopdetektor innerhalb der Vakuumkammer an die gewünschte Position zu bringen, sondern nimmt auch den Photomultiplier auf. Da dieser beim Ausheizen entfernt werden muß, ist er auf einem im Rohr gleitenden Schlitten aus einer speziellen Aluminiumlegierung befestigt, der in Abbildung 4.24 abgebildet ist. Nach dem Ausheizen kann der Photomultiplier auf diesem Schlitten in das Rohr geschoben werden. Am Ende des Rohres wird er mit Hilfe eines Anschlags und Zentrierstiften an seine exakte Position gebracht.

Um ein Zerkratzen der beiden Trennflächen des Lichtleiters (siehe Kapitel 4.2.1) beim Hineinschieben oder Herausziehen des mit der Zylinderlinse verbundenen Photomultipliers zu verhindern, sind diese beiden Flächen während des Bewegens des Lichtleiters nicht auf gleicher Höhe. Es ist vielmehr ein Spalt von ca. 5 mm gelassen. Um nun die beiden Teile des Lichtleiters aufeinander zu drücken, kann der Photomultiplier zusammen

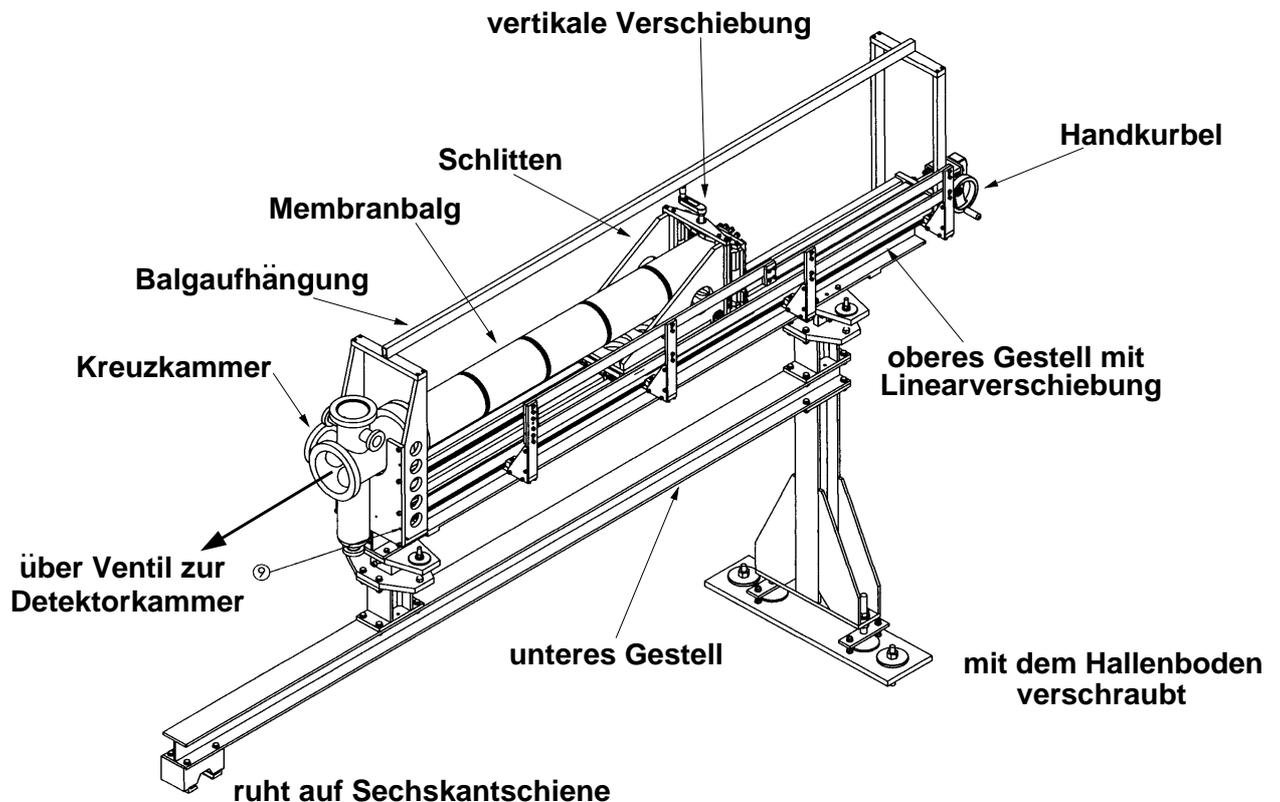


Abbildung 4.25: Gestell des Periskopdetektors, mit der Linearverschiebung, der Kreuzkammer und dem Membranbalg.

mit der Zylinderlinse nach oben verschoben werden. Dies geschieht durch das Zusammen-drehen zweier abgekanteter Backen (siehe Abbildung 4.24), auf deren schräger Fläche entsprechende Gegenflächen an der schalenförmigen Photomultiplierhalterung nach oben gleiten, und der Photomultiplier so nach oben bewegt wird. Um eventuell vorhandene Verkantungen zwischen dem oberen und unteren Teil des Lichtleiters auszugleichen, ist der Photomultiplier an vier stoßdämpferartigen Federn aufgehängt, die aus Gründen der Übersichtlichkeit nicht in Abbildung 4.24 abgebildet sind.

Zu Beginn dieses Kapitels wurde bereits prinzipiell beschrieben, wie der Periskopdetektor in die Detektorkammer gefahren wird. Abbildung 4.25 zeigt eine 3D Ansicht des Gestells, auf dem der Periskopdetektor stehen wird. Das Gestell ist in zwei Teile geteilt. Der untere Teil ist auf der einen Seite fest mit dem Boden der TSR-Halle verschraubt und die andere Seite ruht auf der Sechskantschiene, auf der auch die Detektorkammer und der Quadrupol QF32 stehen. Der obere Teil des Gestells ist justierbar auf dem unteren Teil befestigt und kann abgenommen werden, für den Fall, daß der Periskopdetektor als

Rekombinationsdetektor auf der Ringaußenseite eingesetzt werden soll. Auf dem oberen Teil des Gestells ruht die Linearführung. Diese auf einem Trapezgewinde beruhende Linearführung der Firma Korb kann entweder über eine Kurbel per Hand oder mit Hilfe eines Motors und eines Getriebes bewegt werden. Auf dem Schlitten der Linearführung ist das Ende des Membranbalges an einer vertikal stehenden, seitlich abgestützten Platte befestigt. Diese Platte kann mittels vier kleiner Linearverschiebungseinheiten (an jeder Ecke eine) nach oben und unten bewegt werden, um den Detektor auf die Höhe des Strahls einzustellen.

Damit der empfindliche Membranbalg, insbesondere im belüfteten Zustand, nicht durchhängt und beim Bewegen nicht auf der Linearführung entlangschleift, ist am Gestell eine Aufhängung vorgesehen, die den Membranbalg mit Hilfe von Seilen in der Horizontalen hält. An der Kreuzkammer werden eine StarCell- und eine Titan-Sublimationspumpe, eine Vakuummessröhre, ein Eckventil zum Abpumpen sowie ein Fenster angebracht, durch das man eventuelle Schäden am Detektor feststellen kann. Mit dieser Kreuzkammer wird der Periskopdetektor über ein CF 150 Ventil an die Detektorkammer angeschlossen.

Zum jetzigen Zeitpunkt ist der Lichtleiterflansch, wie er in Abbildung 4.21 dargestellt ist, komplett mit dem gesonderten Teil des Lichtlabyrinths und der Kappe gefertigt und der Lichtleiter eingelötet. Die Glas-Metall-Verbindung, sowie die Golddichtung wurden, wie beschrieben, bei 170° C ausgeheizt und vorher und hinterher auf ihre Dichtigkeit getestet. Der Manipulator, die Photomultiplierhalterung und das gesamte Gestell mit der Linearverschiebung sind konstruiert und befinden sich teilweise bereits in Fertigung. So daß der Periskopdetektor, wie auch das Elektronentarget, im Sommer 2003 einsatzbereit sein wird.

4.3 Der Detektor für Molekülumladungen

Wie in Kapitel 4.1.2 beschrieben, wird der Detektor für Molekülumladungen (im Folgenden als Moleküldetektor bezeichnet) entlang der beiden alternativen Wege aus Abbildung 4.9 in die Detektorkammer geschoben, um ihn an die Position der geladenen Molekülfragmente zu bringen. Und wie beim Detektor für die Produkte atomarer Umladung (im Folgenden als Periskopdetektor bezeichnet, siehe Kapitel 4.2), wird der Szintillationskristall am Ende eines Manipulatorrohres befestigt, das gleichzeitig den Photomultiplier aufnimmt. Der ganze Manipulator wird inklusive Detektor mit Hilfe einer Linearverschiebung in die Kammer geschoben.

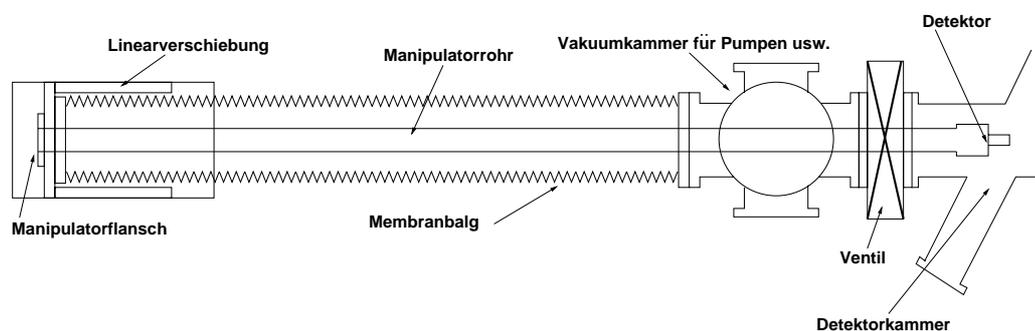


Abbildung 4.26: Schematischer Aufbau der Verschiebeeinheit für den Moleküldetektor

Wie beim Periskopdetektor ist der Manipulator von einem Membranbalg als flexible Vakuunkammer umgeben, so daß der Moleküldetektor unter Vakuum in die Detektorkammer geschoben werden kann (siehe Abbildung 4.26). Der Balg ist durch ein Ventil vom TSR-Vakuumsystem getrennt, um den Wechsel des Moleküldetektors von der Innen- zur Außenseite des TSR vollziehen zu können, ohne jedesmal das Vakuum im TSR zu brechen. Um den Balg separat pumpen zu können, befindet sich zwischen Balg und Ventil eine Vakuunkammer, die das benötigte Vakuumsystem (Pumpen und eine Meßröhre) enthält. Das andere Ende des Balgs ist an der Linearverschiebung befestigt und vakuumdicht mit dem Manipulatorflansch verschlossen, in den das Ende des Manipulatorrohrs eingeschweißt ist.

4.3.1 Der Lichtleiter

Der Moleküldetektor soll die geladenen Fragmente zwischen den Polschuhen des Dipolmagneten nachweisen können. In seinem starken Magnetfeld (von bis zu 1.5 T) ist der Betrieb eines Photomultipliers jedoch unmöglich. Photodioden mit einer ausreichend großen Fläche und einer ausreichend guten Quantenausbeute im nahen UV-Bereich waren zu diesem Zeitpunkt nicht verfügbar. Daher wird das Szintillationslicht über einen langen Lichtleiter aus dem Bereich des Magnetfeldes herausgeleitet.

Um das Szintillationslicht sowohl auf der Innen-, als auch auf der Außenseite des TSR aus dem Bereich des Magnetfeldes herausleiten zu können, muß der Lichtleiter eine Länge von 80 cm haben. Aufgrund der Formgebung der Polschuhe der TSR-Dipole, fällt die Feldstärke außerhalb der Polschuhe schnell ab, so daß sie im für den Photomultiplier vorgesehenen Bereich nur noch ca. 20 Gauß beträgt, was durch einen My Metallzylinder, der den Photomultiplier umgibt, gut abgeschirmt werden kann.

Die Auskoppelfläche des YAP:Ce-Szintillators für den Moleküldetektor ist $30 \times 10 \text{ mm}^2$ groß. Um diese rechteckige Fläche zu umschließen, muß die kreisförmige Endfläche des Lichtleiters mindestens einen Durchmesser von 31.6 mm haben. Ein 80 cm langer, zylindrischer Stab mit 32 mm Durchmesser aus Glas in guter optischer Qualität wäre jedoch nicht nur sehr teuer herzustellen, sondern vor allem auch extrem zerbrechlich. Daher wurde für diese Anwendung ein spezieller Flüssigkeitslichtleiter entwickelt.

Ein Flüssigkeitslichtleiter besteht prinzipiell aus einem mehr oder weniger flexiblen Schlauch, der mit einer transparenten Flüssigkeit gefüllt ist und dessen beide Enden mit Quarzglasstöpseln abgedichtet sind. Die Lichtleitung beruht auf Totalreflexion, die am Übergang von der Flüssigkeit zur Schlauchinnenwand stattfindet. Flüssigkeitslichtleiter werden vor allem in der Zahnmedizin eingesetzt, und sind dort weit verbreitet. Leider haben die handelsüblichen Flüssigkeitslichtleiter einen maximalen Durchmesser von nur 10 mm, was für diese Anwendung zu klein ist.

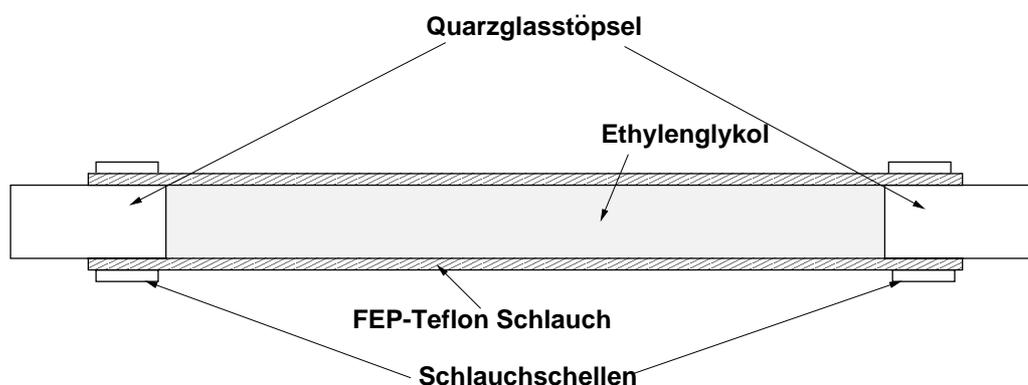


Abbildung 4.27: Schematische Darstellung des Flüssigkeitslichtleiters.

Der hierfür entwickelte Flüssigkeitslichtleiter (siehe Abbildung 4.27) besteht aus einem 80 cm langen Schlauch aus FEP-Teflon (FEP = Fluoriertes Ethylen Propylen) mit einem Außendurchmesser von 30 mm und einer Wandstärke von 2 mm⁶. FEP-Teflon ist ein leicht milchig transparenter Kunststoff, er hat eine besonders glatte Oberfläche, einen Brechungsindex im nahen UV-Bereich von $n = 1.3$ und ist extrem beständig gegen organische Lösungsmittel. Der Schlauch ist mit dem ungiftigen Lösungsmittel Ethylenglykol

⁶Leider war es nicht möglich einen Schlauch aus diesem speziellen Material mit einem größeren Durchmesser zu beschaffen.

gefüllt, welches im Wellenlängenbereich zwischen 300 nm und 420 nm einen mittleren Brechungsindex von $n = 1.46$ besitzt. An der Grenzfläche zwischen der Flüssigkeit und dem Schlauch kommt es somit zur Totalreflexion mit einem Grenzwinkel von 62.9° . Beide Enden des Flüssigkeitslichtleiters sind durch 50 mm lange zylindrische Stöpsel aus dem Quarzglas Herasil-1 verschlossen. Gedichtet wird der Lichtleiter durch zwei Schlauchschellen. Da der Lichtleiter in das Manipulatorrohr passen muß, welches einen Innendurchmesser von 40 mm hat, ist der Außendurchmesser der Schlauchschellen begrenzt. Außerdem wird der Lichtleiter mit den Schlauchschellen in das Feld des Dipolmagneten gebracht, so daß die Schellen unmagnetisch sein sollten. Daher wurden zwei spezielle Schellen aus Messing entwickelt, die in Abbildung 4.28 beschrieben sind. Durch ihre spezielle Form haben diese Schlauchschellen einen Außendurchmesser von lediglich 32 mm.

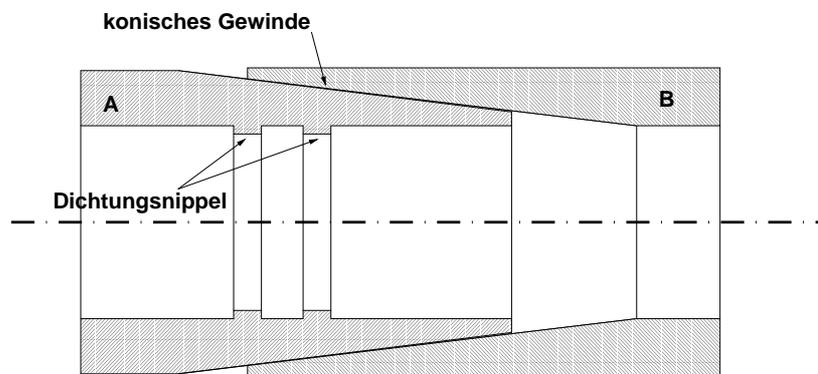


Abbildung 4.28: Skizzierter Schnitt durch die Schlauchschelle aus Messing. Auf den schrägen Flächen befindet sich ein konisches Gewinde, so daß die beiden Teile A und B zusammenschraubt werden können. Da Teil A einen Schlitz hat, kann durch das Zusammenschrauben beider Teile der Durchmesser von Teil A verringert werden. Dadurch kann über die beiden Dichtungsrippen Druck auf den Schlauch ausgeübt werden.

Beim Befüllen des Schlauchs mit dem Ethylenglykol sind mehrere Punkte zu beachten. Zunächst müssen eventuelle Verunreinigungen durch Staubpartikel oder Ähnlichem aus dem Ethylenglykol herausgefiltert werden, um ein Aufstreuen des Szintillationslichtes an diesen Partikeln zu verhindern. Danach sollte der Ethylenglykol auf etwa 10°C abgekühlt werden, damit sich später im Schlauch kein Unterdruck aufgrund einer Abkühlung bilden kann. Des weiteren sollte der Ethylenglykol etwa 20 min. lang bei etwa 1 mbar von eventuell in der Flüssigkeit gelösten Gasen befreit werden, damit sich im Schlauch keine Bläschen bilden können. Vor dem Befüllen sollten nun noch sowohl die Innenseite des Schlauchs, als auch die Glasstöpsel gründlich mit destilliertem Wasser und anschließend mit Methanol gereinigt werden.

Danach wird zuerst das eine Ende des Schlauchs mit einem Quarzstöpsel und einer der Messingschlauchschellen verschlossen und gedichtet. Nun wird der Ethylenglykol lang-

sam und vorsichtig mittels eines an einem Trichter befestigten langen, dünnen Schlauchs in den senkrecht stehenden FEP-Schlauch eingefüllt, so daß keine Blasen entstehen. Mit dem zweiten Quarzstöpsel wird der Schlauch nun so verschlossen, das die eingeschlossene Luft durch ein kleines, seitlich am oberen Ende des Schlauchs angebrachtes Loch in der Schlauchwand, herausgedrückt wird und sich keine Luftblasen mehr im Schlauch befinden. Danach wird dieses kleine Loch mit Hilfe eines Stücks heißen Metalls wieder verschlossen. Anschließend wird dieses Ende ebenfalls mittels der Schlauchschelle aus Messing abgedichtet.

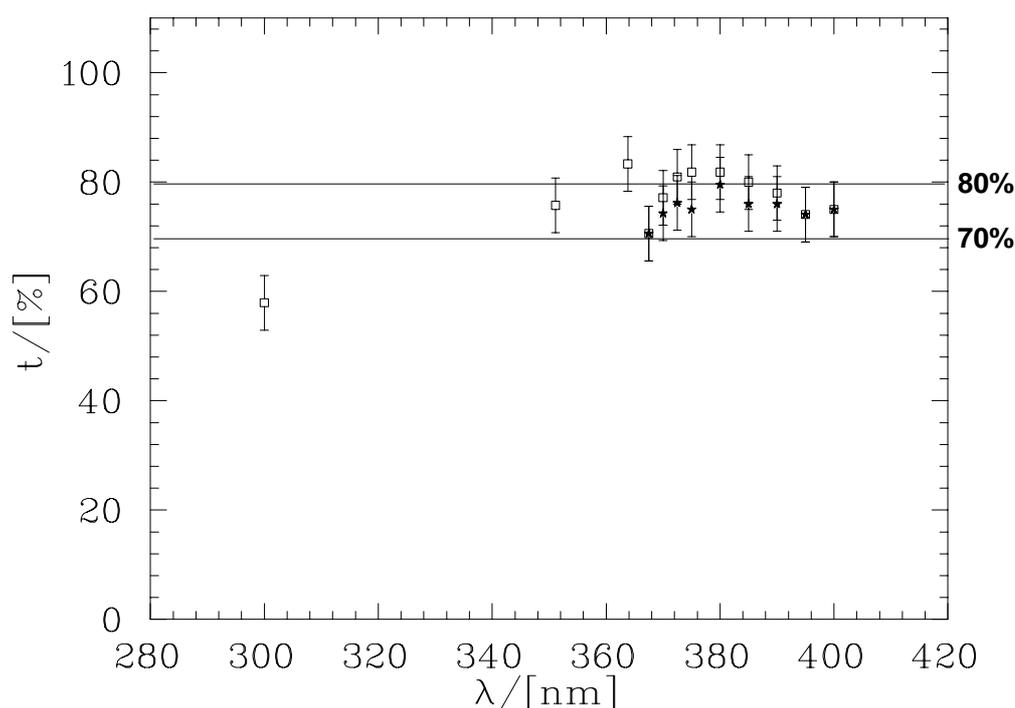


Abbildung 4.29: Transmission des Flüssigkeitslichtleiters in %. Die offenen Quadrate repräsentieren die Messung ohne Reflexionen im Lichtleiter, die Sterne zeigen die Meßpunkte mit zweifacher Totalreflexion im Lichtleiter.

Der Transmissionsgrad des Lichtleiters wurde mit Hilfe eines Argon-Ionen Lasers (300, 351 und 363 nm) und eines Dye Lasers (367.5 nm bis 400 nm) bestimmt. Dazu wurde die Laserleistung bei den jeweiligen Wellenlängen mit und ohne Lichtleiter im Strahlengang des Lasers gemessen. In einer weiteren Messung wurde der Lichtleiter im Strahlengang so verkippt, daß der Laserstrahl zweimal total reflektiert wurde, bevor er den Lichtleiter verließ.

In Abbildung 4.29 ist das Ergebnis dargestellt. Es ist das Verhältnis der Leistungen mit und ohne Lichtleiter im Strahlengang in % gegen die Wellenlänge aufgetragen. Die offenen Quadrate repräsentieren die Meßpunkte für die direkte gerade Transmission und

die Sterne die für die zweimalige Totalreflexion⁷. Die Fehler stammen von der Ungenauigkeit in der Leistungsmessung. Erwartungsgemäß stimmen beide Messungen im Rahmen der Fehler überein, denn bei der Totalreflexion sollte kein Licht verloren gehen. In beiden Messungen sind die Verluste durch Reflexion an den vier Grenzflächen der beiden Quarzstüpsel enthalten. Die Transmission des Flüssigkeitslichtleiters im Bereich über 350 nm liegt also zwischen 70% und 80%, was für einen Lichtleiter von 80 cm Länge ein recht guter Wert ist. Die Messung bei 300 nm deutet darauf hin, daß die Transmission für kürzere Wellenlängen kleiner wird.

4.3.2 Der Detektorkopf

Wie bereits gesagt, befindet sich der Szintillator am Ende eines Manipulators. Dort wird er direkt im Vakuum betrieben, um keine untere Energiebeschränkung der nachzuweisenden Ionen durch eine kapselnde Folie zu erhalten. Um das extreme Vakuum des TSR zu erreichen, müssen alle Teile des Detektors bei Temperaturen von 200-250° C ausgeheizt werden. Da jedoch weder der Photomultiplier noch der lange Lichtleiter diese Temperaturen überleben würden, müssen beide während des Ausheizens entfernt werden können, und somit an Luft betrieben werden. Daher muß der Szintillator, der sich im Vakuum befindet, und der Lichtleiter mit dem Photomultiplier, die sich an Luft befinden, durch ein vakuumdichtes Fenster getrennt werden.

Bei Experimenten wie der laserinduzierten Rekombination oder der Photodissotiation von Molekülen wird dem Ionenstrahl im Elektronentarget ein Laserstrahl überlagert. Dieses Laserlicht kann, wie beim Periskopdetektor, auch beim Moleküldetektor auf die Detektorfläche fallen und damit störende Signale im Photomultiplier erzeugen kann. Daher muß auch dieser Detektor gegen Streulicht abgeschirmt werden. Dazu wird auch hier dem Szintillationskristall eine Kappe übergestülpt, allerdings diesmal nur über den Kristall, da sich der Lichtleiter diesmal hinter dem Fenster befindet (siehe Abbildung 4.30). In dieser Kappe befindet sich eine $26 \times 26 \text{ mm}^2$ große Fensteröffnung, die, äquivalent zu der beim Periskopdetektor, lichtdicht mit einer $0.75 \mu\text{m}$ dünnen Aluminiumfolie verschlossen werden kann (siehe Kapitel 4.2.2). Die Kappe wird am Vakuumfenster am Ende des Manipulators befestigt. Durch eine Blattfeder im Inneren der Kappe wird dadurch gleichzeitig der YAP:Ce-Kristall gegen das Fenster gedrückt und auf diese Weise räumlich fixiert.

Da die dünne Aluminiumfolie lediglich als Lichtschutz gedacht ist, und nicht dazu ausgelegt ist, einen Druckunterschied zwischen dem Innen- und dem Außenraum der Kappe auszuhalten, muß der Innenraum der Kappe mit dem TSR-Vakuum außerhalb der Kappe verbunden sein. Die Entlüftungskanäle des Innenraums werden auch hier durch ein Lichtlabyrinth vor Streulicht geschützt. Dieses Lichtlabyrinth beruht auf dem gleichen Prinzip, wie das in Kapitel 4.2.2 beschriebene.

⁷Die Messung mit der zweimaligen Totalreflexion wurde nur mit dem Dye-Laser durchgeführt

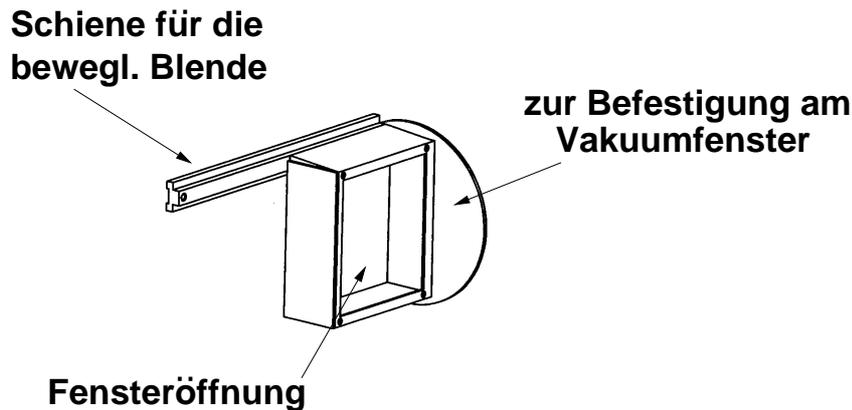


Abbildung 4.30: Die Kappe für den Moleküldetektor. Zur Funktion der Schiene siehe Kapitel 4.3.3.

Wie bereits mehrfach erwähnt ist der Platz im Inneren der Detektorkammer zwischen den Polschuhen des Dipolmagneten in vertikaler Richtung sehr beschränkt, nämlich unter Vakuum lediglich 52 mm (siehe Kapitel 4.1.2). Falls der Strahl nun nicht ganz auf die Detektorfläche trifft, sondern etwas zu hoch oder zu tief liegt, kann dies daher nicht dadurch korrigiert werden, daß man den Detektor mit dem Manipulator nach oben oder unten bewegt. Eine solche Korrektur kann nur durch eine Änderung der Strahlage im TSR erreicht werden. Dazu muß jedoch die Strahlage auf dem Detektor bekannt sein. Aus diesem Grund gibt es am Moleküldetektor die Möglichkeit, eine diagonale Blende vor den Detektor zu bringen, mit deren Hilfe die Lage des Strahls auf der Detektorfläche in vertikaler Richtung bestimmt werden kann.

Abbildung 4.31 zeigt, wie dies prinzipiell geschieht. In der linken Spalte ist schematisch die Lage des Strahls (schwarzer Fleck) auf dem Detektor (Quadrat) dargestellt. Die schraffierte Fläche deutet die Blende an, die vor den Detektor gebracht werden kann. Um nun die Strahlage zu bestimmen, fährt man den Detektor in waagrechter Richtung durch den Strahl der nachzuweisenden Ionen. In Abbildung 4.31 geschieht dies entlang der waagrechten, gestrichelten Linien in der linken Spalte. Dabei wird die Zählrate auf dem Detektor registriert und gegen die Detektorposition aufgetragen. So erhält man die Kurven in der rechten Spalte von Abbildung 4.31.

In Abbildung 4.31 A ist die Situation ohne die Blende vor dem Detektor dargestellt. Da die aktive Fläche des Detektors aufgrund des Aluminiumfensters $26 \times 26 \text{ mm}^2$ beträgt, wird man auf einer Strecke von 26 mm eine maximale Zählrate registrieren, mit unscharfen Rändern aufgrund des gaußförmigen Intensitätsprofils des Strahls. Bringt man nun die Blende vor den Detektor und sitzt der Strahl vertikal in der Mitte der Detektorfläche, so hat man die Situation in Abbildung 4.31 B. Da die Blende den Detektor diagonal bedeckt, wird die maximale Zählrate nur noch in einem 13 mm breiten Intervall der Detektorposition registriert, denn die Blende verdeckt auf dieser Höhe den Detektor auf genau der halben

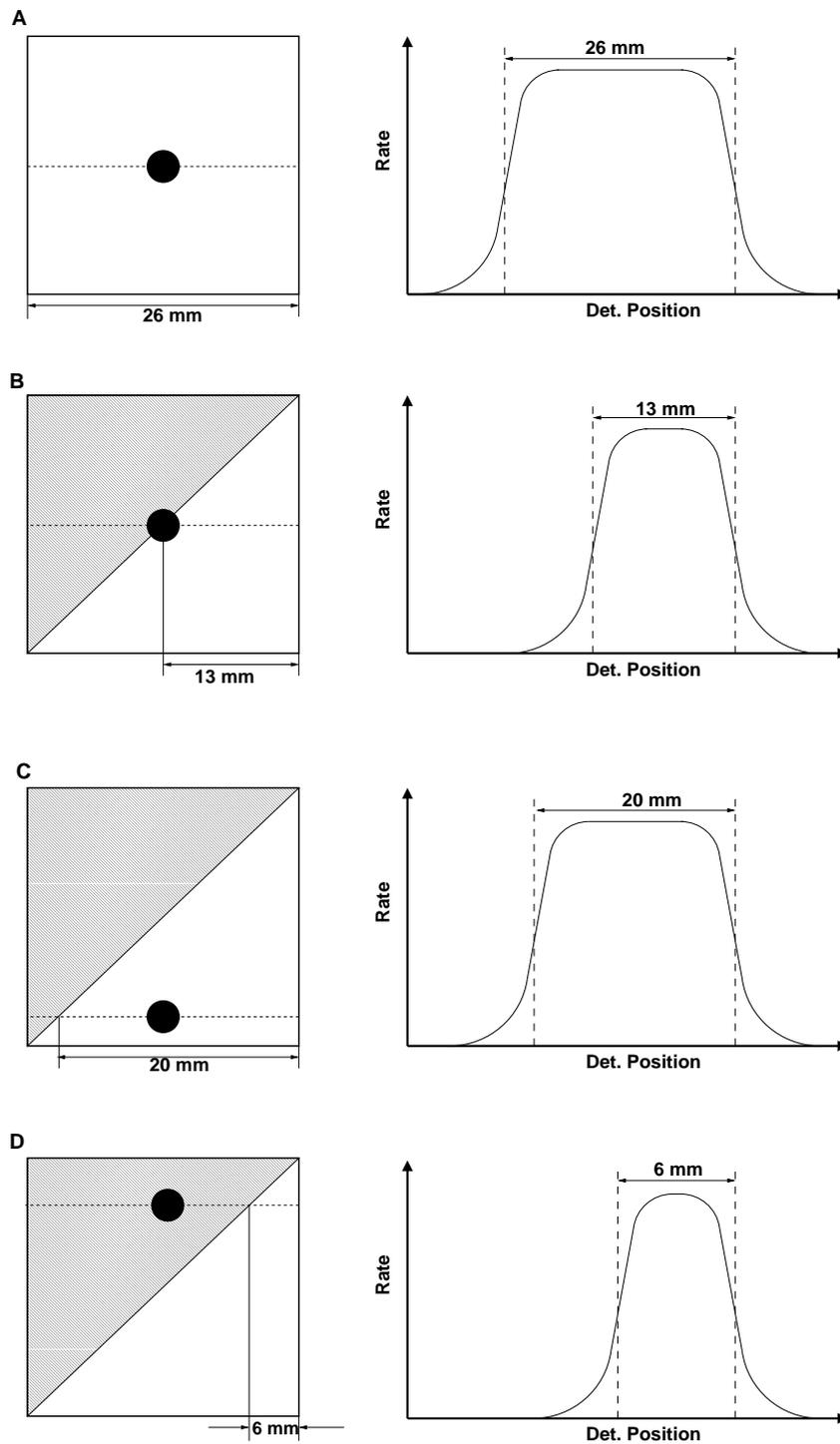


Abbildung 4.31: Prinzipielle Funktion der Blende vor dem Moleküldetektor, zur Bestimmung der Strahlage auf der Detektorfläche. Näheres siehe Text.

Breite. Sitzt der Strahl unterhalb der Mitte, so erhält man eine Kurve wie in Zeile C. Da der Strahl weiter unten sitzt, verdeckt die Blende den Detektor ein kürzeres Stück entlang des gestrichelten Weges, so daß auf einer längeren Strecke die maximale Rate gezählt wird und die Kurve breiter wird. Wenn sich der Strahl oberhalb der Mitte befindet, erhält man die umgekehrte Situation, und die maximale Zählrate wird auf einer kürzeren Strecke gemessen, die Kurve wird schmaler. Da die Detektorfläche quadratisch ist, entspricht diejenige Breite, die der Kurve mit Blende gegenüber derjenigen ohne Blende fehlt, der Höhe des Strahls auf der Detektorfläche.

4.3.3 Realisierung des Detektors

Da der Flüssigkeitslichtleiter des Moleküldetektors nicht ausgeheizt werden kann, sind der Lichtleiter und der Szintillator durch ein vakuumdichtes Fenster von einander getrennt. Aus Platzmangel kann das Fenster nicht mit dem Ende des Manipulatorrohres durch einen Flansch verbunden werden, da ein Flansch den Durchmesser des Detektorkopfes zu stark vergrößern würde. Daher wurde ein Quarzglasfenster verwendet, das auf einem kurzen Rohrstück aus unmagnetischem Edelstahl sitzt, welches direkt an das Manipulatorrohr angeschweißt werden kann (siehe Abbildung 4.32). Dieses Fenster ist bis zu einer Temperatur von 300° C ausheizbar und für Drücke bis hinab zu 10^{-12} mbar geeignet.

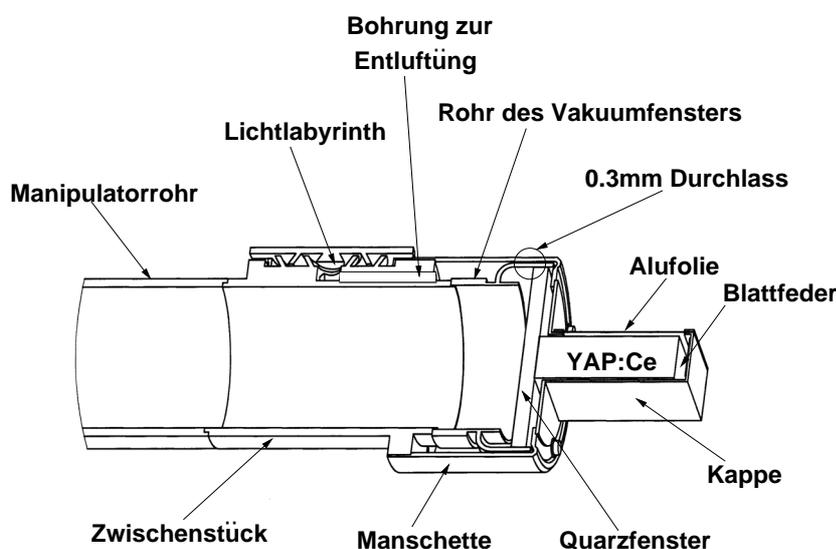


Abbildung 4.32: Schnitt durch den Kopf des Moleküldetektors. Die Entlüftung der Kappe erfolgt über einen 0,3 mm schmalen Durchlaß zwischen der Manschette und dem Rohr des Vakuumfensters, durch die Bohrung und durch das Lichtlabyrinth hindurch.

Wie in Abbildung 4.32 dargestellt, ist das Fenster jedoch nicht unmittelbar auf das Rohr des Manipulators geschweißt, sondern an ein kurzes Zwischenstück. An diesem Zwischenstück befindet sich seitlich das Lichtlabyrinth zum Schutz der Entlüftung der Kappe

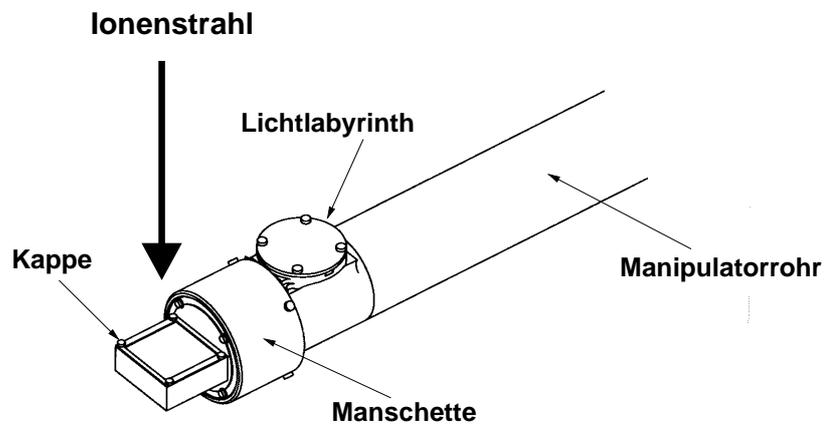


Abbildung 4.33: 3D Ansicht des Moleküldetektorkopfes. Da der, in dieser Darstellung von oben kommende, Ionenstrahl im Dipolmagneten von der Seite kommt, liegt auch das Lichtlabyrinth in der Realität seitlich und beeinflusst damit nicht die Höhe des Detektors.

vor Streulicht. Wieder ist das Lichtlabyrinth in einen oberen und unteren Teil geteilt (siehe Kapitel 4.2.3). Der untere Teil ist als zwei konzentrische Vertiefungen mit schrägen Wänden seitlich in das Zwischenstück gedreht. Der obere Teil wird von einem Deckel gebildet, an dessen Unterseite sich das entsprechende Gegenstück befindet. Dieser Deckel wird mit vier kleinen Schrauben auf das Unterteil geschraubt (siehe Abbildung 4.33). Damit das Lichtlabyrinth den Detektorkopf in vertikaler Richtung nicht unnötig verbreitert, ist es seitlich am Rohrzwischenstück angebracht.

Wie in Abbildung 4.32 zu sehen, ist der Innenraum der Kappe über einen 0.3 mm schmalen Durchlaß mit dem Hohlraum zwischen dem Rohr des Vakuumfensters und der Manschette verbunden, die das Vakuumfenster umgibt. Dieser Hohlraum wiederum ist durch eine Bohrung entlang der Rohrwand mit der zentralen Vertiefung des Lichtlabirynths verbunden, durch welches der Innenraum der Kappe letztlich mit dem Vakuum des TSR verbunden ist.

An der Vorderseite der Manschette wird, wie in Abbildung 4.32 zu sehen ist, die Detektorkappe mit vier kleinen Schrauben befestigt. Im Inneren der Kappe wird der Szintillatorkristall mittels einer Blattfeder gegen das Glas des Fensters gedrückt und damit fixiert. Damit zwischen den aufeinandergedrückten Flächen aufgrund von Unebenheiten keine abgeschlossenen und damit un pumpbaren Volumina entstehen, wird eine 0.1 mm dünne Schablone aus Aluminium-Blech so zwischen die beiden Flächen gebracht, daß der YAP:Ce nur auf zwei Seiten ganz knapp auf ihr steht. Auf diese Weise bleibt der Spalt zwischen den Flächen pumpbar und es wird nur ein kleiner Bruchteil der Auskoppelfläche des Szintillators von der Schablone verdeckt.

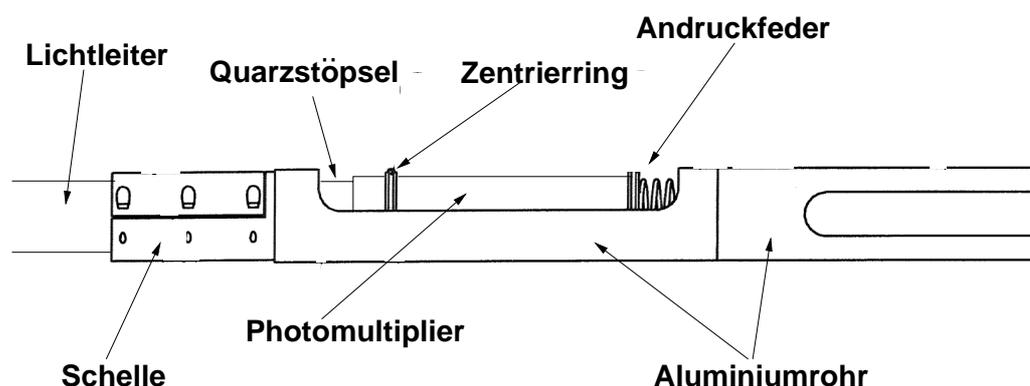


Abbildung 4.34: Aluminiumrohr zum Entfernen des Lichtleiters und des Photomultipliers

Zum Entfernen aus dem Manipulatorrohr ist der Flüssigkeitslichtleiter starr über eine Schelle mit einem langen Aluminiumrohr verbunden, welches in Abbildung 4.34 dargestellt ist. Dabei wird der Lichtleiter so in die Schelle eingespannt, daß sein Quarzstöpsel etwa 20 mm in das Aluminiumrohr hineinragt. Der Photomultiplier wird durch eine längliche Öffnung in das Aluminiumrohr gelegt, wo er durch einen Kunststoffring zentriert wird. Durch eine Feder wird der Photomultiplier an den in das Rohr ragenden Quarzstöpsel gedrückt und mittels eines optischen Fettes angekoppelt.

Das lange Aluminiumrohr mit dem Photomultiplier und dem Lichtleiter kann nun in das Rohr des Manipulators geschoben werden, wo es durch mehrere Dreipunktauflagen aus Kunststoff zentriert wird. Das Ende des Manipulatorrohres wird mit einem Deckel verschlossen, so daß kein Streulicht der Hallenbeleuchtung zum Photomultiplier gelangen kann. Durch eine Feder in diesem Deckel wird der Lichtleiter über das lange Aluminiumrohr gegen einen Anschlag im Inneren des Detektorkopfes gedrückt. Dadurch wird einerseits verhindert, daß sich der Lichtleiter im Manipulator durch Erschütterungen bewegen kann, und andererseits wird das Vakuumfenster davor bewahrt, mit dem Lichtleiter eingedrückt zu werden, denn der Anschlag verhindert einen direkten Kontakt zwischen Fenster und Lichtleiter; es bleibt ein Spalt von etwa 1 mm.

Die diagonale Blende zur Bestimmung der Strahlage an der Detektorfläche (siehe Kapitel 4.3.2) ist auf der bereits in Abbildung 4.30 gezeigten Schiene befestigt. Durch das Vor- und Zurückschieben der Blende entlang dieser Schiene kann die Blende vor die aktive Fläche des Detektors geschoben werden. Dazu ist die Blende wie in Abbildung 4.35 gezeigt geformt.

Um die Blende zu bewegen, muß der ganze Detektor mit Hilfe seiner Linearverschiebung aus der Detektorkammer heraus- und in die Vakuumkammer vor dem Ventil hineingefahren werden, die die Pumpen und die Meßröhre enthält. Denn dort kann über eine Lineardurchführung von Außerhalb des Vakuums ein Stift (der sogenannte Blendenschieber) in ein Loch auf der Rückseite der Blende gefahren werden, der die Blende festhält.

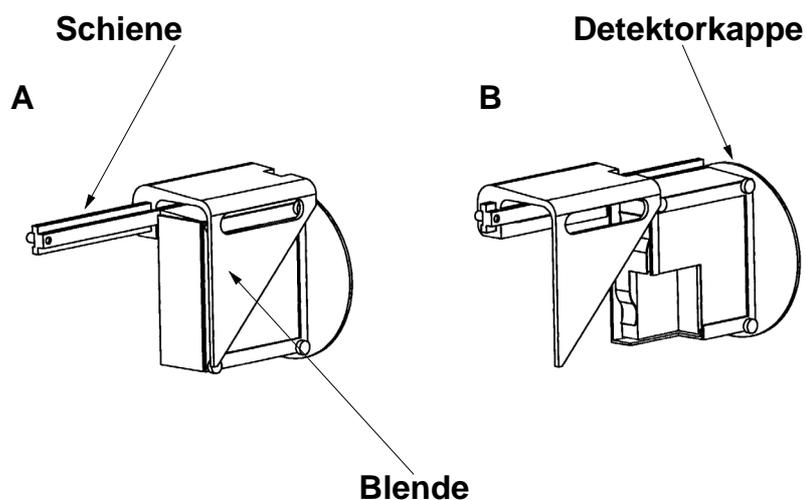


Abbildung 4.35: Die bewegliche, diagonale Blende des Moleküldetektors. A im eingefahrenen Zustand und B im ausgefahrenen Zustand.

Wird nun der Detektor mit Hilfe seiner Linearverschiebung vor oder zurück bewegt, so bewegt sich die festgehaltene Blende auf ihrer Schiene ebenfalls vor und zurück (siehe Abbildung 4.35). Auf diese Weise kann die Blende vor den Detektor gebracht werden und, wie in Kapitel 4.3.2 beschrieben, mit ihrer Hilfe die Lage des Strahls auf der Detektorfläche bestimmt werden.

Am Anfang dieses Kapitels wurde geschildert, wie man den Moleküldetektor prinzipiell in die Detektorkammer fahren kann. Abbildung 4.36 zeigt nun eine 3D Ansicht des Gestells und der Linearverschiebung, die den Detektor tragen. Der Aufbau ist analog zu dem beim Periskopdetektor. Eine Teilung des Gestells in einen oberen und einen unteren Teil sorgt für eine einfache Wechsellmöglichkeit zwischen Innen- und Außenseite des TSR. Der untere Teil ist fest mit dem Hallenboden verschraubt, während der obere Teil justier- und abnehmbar ist. Die Linearverschiebung ist auf den oberen Teil des Gestells montiert. Der Schlitten der Linearverschiebung kann wahlweise über eine Handkurbel oder einen Motor angetrieben werden. Auf diesen Schlitten montiert befindet sich eine vertikale, seitlich abgestützte Platte, an der das Ende des Membranbalgs und des Manipulatorrohres befestigt sind. Auch hier gibt es wieder eine Aufhängevorrichtung für den empfindlichen Membranbalg, damit er nicht durchhängt und beim Bewegen z.B. auf der Linearführung schleift. Die Vakuumkammer vor dem Ventil enthält neben den Pumpen und einer Meßröhre ein Eckventil zum Abpumpen der Kammer, ein Fenster und den Blendenschieber.

Sowohl der komplette Kopf des Moleküldetektors, als auch der Lichtleiter mit der Aluminiumrohr sind bereits gefertigt und befinden sich derzeit als Ionisationsdetektor nach dem Elektronenkühler im TSR im Einsatz. Das Gestell, die Kreuzkammer und die Line-

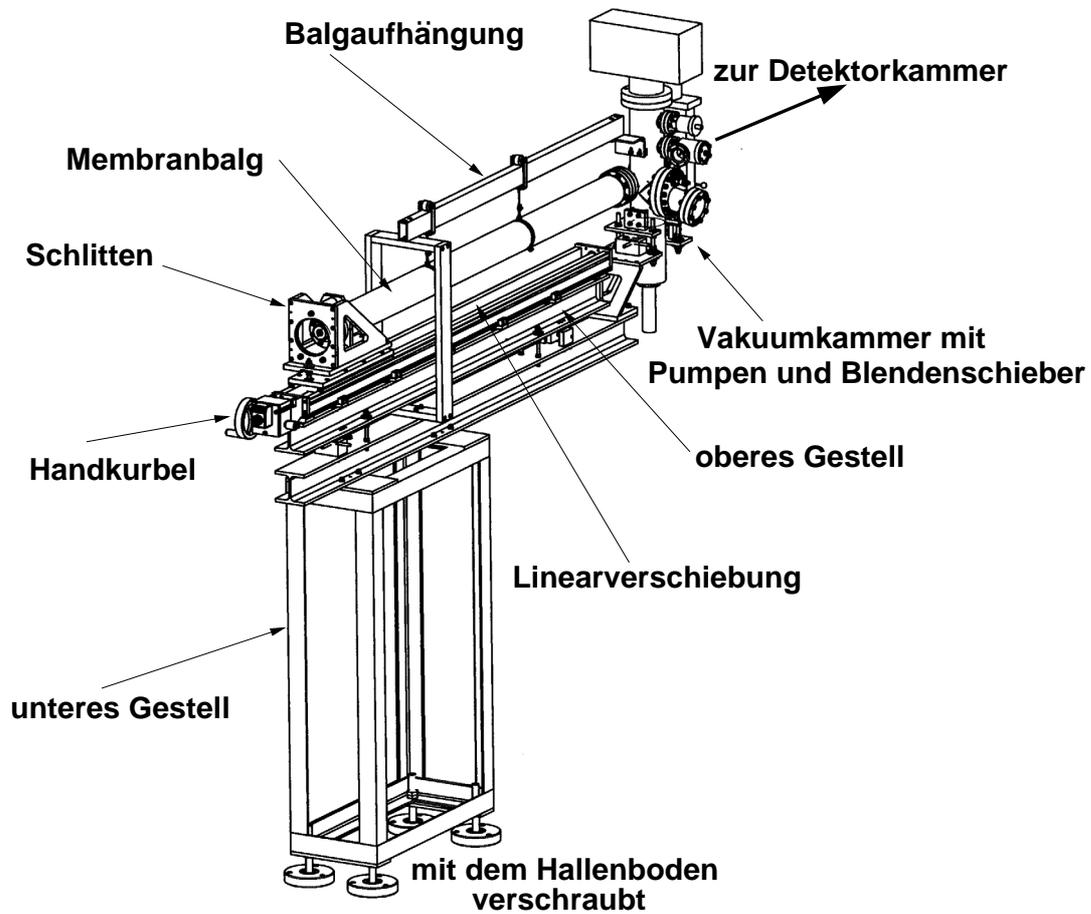


Abbildung 4.36: Gestell des Moleküldetektors mit der Linearverschiebung, dem Membranbalg und der Vakuumkammer für die Pumpen und den Blendenschieber.

arführung zusammen mit dem Manipulator und dem Membranbalg sind fertig konstruiert und befinden sich teilweise bereits in der Fertigung, so daß auch der Moleküldetektor im Sommer 2003 zum Einsatz kommen kann.

5 Testmessungen mit den Umladungsdetektoren

Da das Elektronentarget noch nicht im TSR installiert ist und somit keine umgeladenen oder fragmentierten Strahlen für das neue Detektorsystem zur Verfügung stehen, wurde die Funktionalität des Periskopdetektors in einem Testaufbau am Strahlrohr des Tandem Beschleunigers für schnelle schwere Ionen ($^{12}\text{C}^{6+}$ mit 73.3 MeV kinetischer Energie), für langsame schwere Ionen ($^{45}\text{Sc}^{3+}$ bei 13.5 MeV) und für Protonen mit drei verschiedenen kinetischen Energien untersucht.

Der Moleküldetektor wurde aus dem selben Grund zu Testzwecken als Ionisationsdetektor in die bestehende Detektorkammer nach dem Elektronenkühler eingebaut. Dort wurden zunächst einige Eigenschaften mit den Alpha-Strahlen einer dort eingebauten Am^{241} Quelle und den Ionisationsprodukten eines gespeicherten F^{5+} -Strahls untersucht. In einem zweiten Schritt wurde dann der Ionisationswirkungsquerschnitt von berylliumartigem Fluor (F^{5+}) für die Einfach- und die Doppelionisation gemessen. Und als Letztes wurde die Gelegenheit während einer Strahlzeit mit dem negativen Molekülion LiH_2^- genutzt, um ein Pulshöhenspektrum der entstehenden Li^- -Ionen aufzunehmen.

5.1 Test des atomaren Umladungsdetektors

5.1.1 Versuchsaufbau

Da zum Zeitpunkt dieser Messung keine Möglichkeit bestand den Periskopdetektorkopf im Vakuum des TSR zu testen, wurde eine Testaufbau am Strahlrohr CB (siehe Abbildung 5.3) des Tandem-Beschleunigers realisiert.

Dazu wurde der Lichtleiter des Periskopdetektors als Fenster in einen speziell hierfür angefertigten Flansch aus dem bis ca. 10^{-7} mbar vakuumdichten Polyoxymethylene Acetalharz POM eingebaut (siehe Abbildung 5.1). Als Dichtfläche diente die schräge Fläche, an der sich später im TSR die Glas-Metall Verbindung befindet (siehe Kapitel 4.2.1). Der Vakuumverschluß wurde dadurch realisiert, daß der Lichtleiter, wie in Abbildung 5.1 dargestellt, über eine Andruckplatte und 4 Gewindestangen in das Fensterloch des POM-Flansches gedrückt wird. Ein O-Ring aus Viton dient dabei als Dichtung.

Die Zylinderlinse wurde über das optische Fett BC-630 der Firma Bicron an den Photomultiplier angekoppelt und mit Hilfe von Klebeband fixiert. Der Photomultiplier seinerseits wurde mit Kabelbinder an der Andruckplatte befestigt.

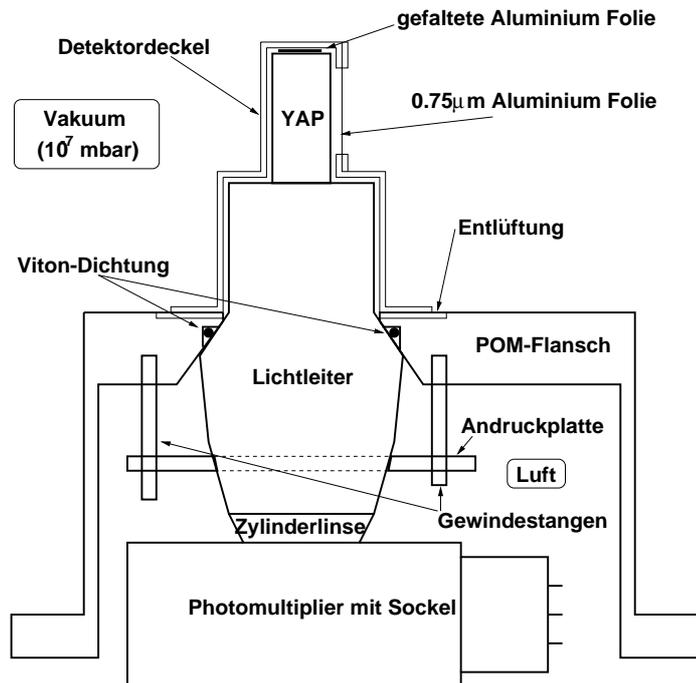


Abbildung 5.1: Skizze des POM-Flansches für den Testaufbau des Periskopdetektors. Der Lichtleiter wurde mit einem Vitonring in den Flansch gerückt, um die Vakuumdichtung zu realisieren. Außerdem ist der YAP-Kristall und der Photomultiplier eingezeichnet.

Die Detektorkappe, in der sich als Fenster die $0,75 \mu\text{m}$ dünne Aluminiumfolie befindet (siehe Kapitel 4.2.2), wurde mit dem POM-Flansch verschraubt. Die Entlüftung des Innenraums der Kappe erfolgt über vier Vertiefungen im POM-Flansch, die den Innenraum mit dem Vakuum verbinden.

Der nötige Anpreßdruck des YAP:Ce Szintillators auf den Lichtleiter (zur räumlichen Fixierung) wurde von einem zusammengefalteten Stück Aluminiumfolie erzeugt, welches beim Zusammenbau zwischen die Kappe und den Kristall geklemmt wurde. Diese Art der Fixierung stellte sich im Laufe dieser Tests als unzureichend heraus, und wurde durch eine Blattfeder aus Federbronze ersetzt.

Der POM-Flansch mit dem Detektor kann seitlich in eine der würfelförmigen Vakuumkammern am CB-Strahlrohr eingebaut werden. Dabei wurde bereits bei der Konstruktion des Flansches darauf geachtet, daß die Mitte des Detektorfensters (Alu-Folie) genau auf der Strahlachse liegt (siehe Abbildung 5.2).

Zur Bestimmung des Strahlstromes konnte in die würfelförmige Vakuumkammer alternativ ein Faradaycup eingebaut werden. Die Eingangsblende des Cups wurde dabei so plaziert, daß sie sich an der Position des Detektorfensters befindet. Außerdem hat die Öffnung der Blende die gleichen Abmessungen, wie das Eintrittsfenster des Detektors, so daß

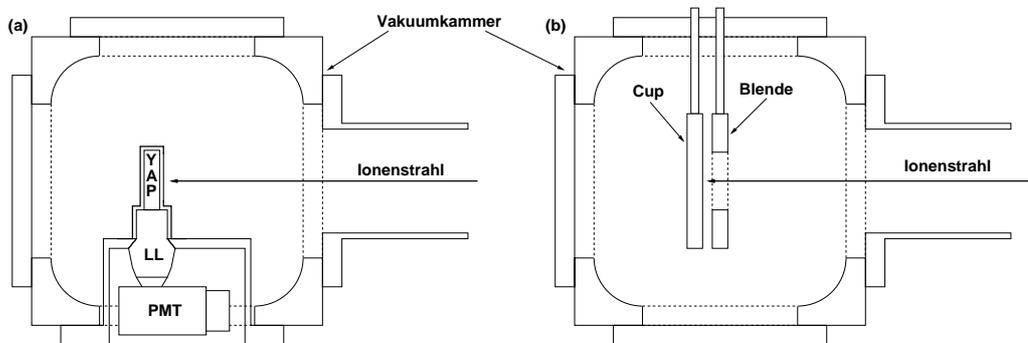


Abbildung 5.2: Skizze der Vakuumkammer für die Testmessungen des Periskopdetektors am Beschleuniger. (a) mit eingebautem Detektor, und (b) mit eingebautem Faradaycup.

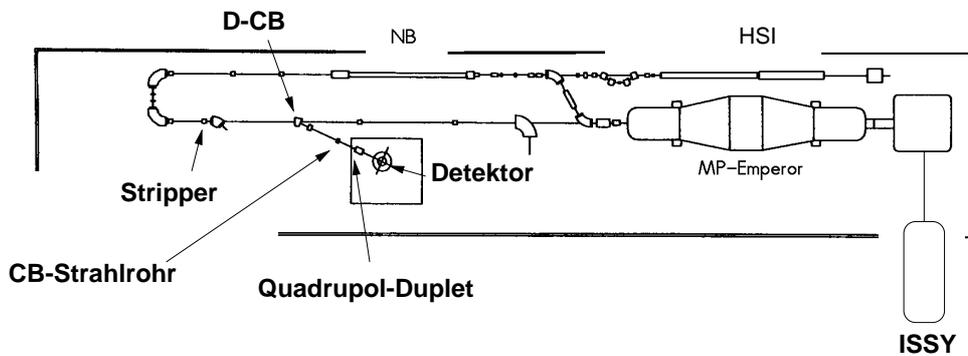


Abbildung 5.3: Lage des Testaufbaus in der Beschleunigerhalle, mit dem Quadrupolduplet, dem Folienstripper und dem zur Energiebestimmung benutzten Dipolmagneten D-CB.

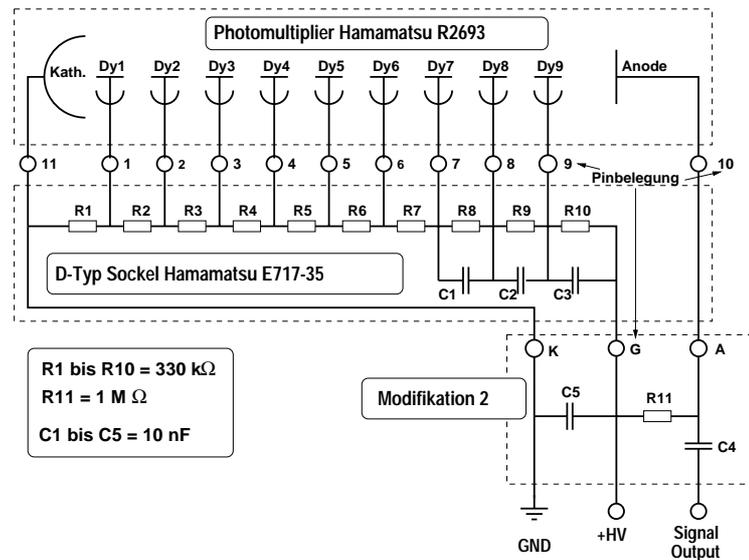


Abbildung 5.4: Schaltskizze der verbesserten Modifikation am D-Typ Sockel E717-35, zum Betrieb des Photomultipliers mit geerdeter Photokathode.

die mit dem Cup ermittelte Teilchenrate derjenigen auf der Detektorfläche entspricht. Der Strom wurde mit einem Keithley 610 B electrometer gemessen. Aus dem Strahlstrom I kann nach

$$R = I / (e \cdot q) \quad (5.1)$$

die zu erwartende Rate R auf dem Detektor bestimmt werden, wobei e die Elementarladung und q der Ladungszustand der Ionen ist.

Um den Strahlstrom, und damit nach Gleichung 5.1 die Rate auf dem Detektor zu reduzieren, und dabei gleichzeitig den Detektor gleichmäßig auszuleuchten, wurde der Strahl mit einem Quadrupolduplet, welches sich einige Meter vor dem Detektor befindet (siehe Abbildung 5.3), aufgebläht. Die Energieselektion erfolgte mit dem letzten Dipolmagneten vor dem Detektor (D-CB), in dem zur Magnetfeldmessung eine Hallsonde plazierte wurde.

Für diese Testmessungen wurde die Modifikation am Photomultiplier-Sockel vom Typ E717-35 von Hamamatsu (siehe Kapitel 3.2.3), dadurch optimiert, daß der Ladewiderstand auf 1 MΩ und der Koppelkondensator auf 10 nF vergrößert wurden (siehe Abbildung 5.4).

In allen hier beschriebenen Messungen wurde, wie bereits in den Vorexperimenten mit dem YAP:Ce Szintillator (Kapitel 3.2.3), ein Ortec 210 detector power supply zur Versorgung des Photomultipliers mit +900 V verwendet. Die Signale aus dem Photomultiplier (wie in Abbildung 3.20 gezeigt) wurden entweder mit einem 400 MHz Tektronix TDS 380 Oszilloskop angeschaut, oder mit einem TFA (Ortec 474) und einem Ortec 572 Amplifier verstärkt und geformt, um mit dem PC basierten MCA AccuSpec A von Canberra mit 8192 Kanälen ein Pulshöhenspektrum aufzunehmen.

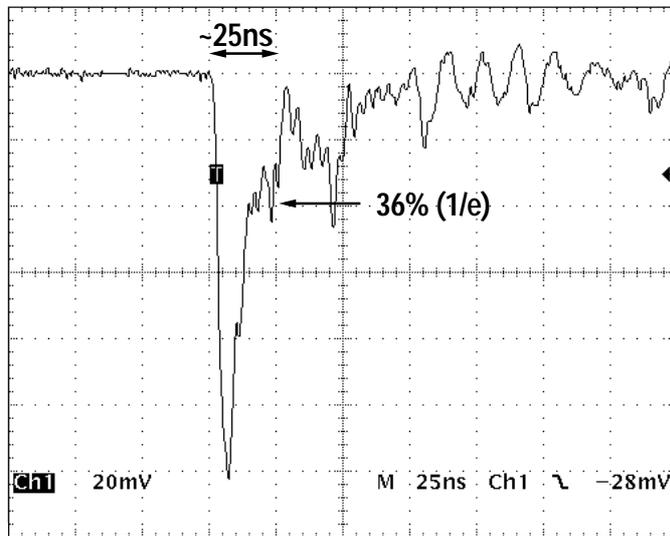


Abbildung 5.5: Typischer Puls des Periskopdetektors für $^{12}\text{C}^{6+}$ -Ionen direkt aus dem Photomultiplier bei einer Betriebsspannung von +900 V.

5.1.2 Messungen mit verschiedenen Ionensorten

$^{12}\text{C}^{6+}$ -Ionen bei 73.3 MeV

Bei den Tests mit $^{12}\text{C}^{6+}$ -Ionen konnte gezeigt werden, daß das Lichtleitersystem zusammen mit dem Photomultiplier und dem Szintillator sehr gut als Detektor für schnelle schwere Ionen arbeitet.

In Abbildung 5.5 ist ein typischer Puls der $^{12}\text{C}^{6+}$ -Ionen direkt aus dem Photomultiplier gezeigt. Es zeigt sich, daß durch die bessere Anpassung der Modifikation (Abbildung 5.4) die Dauer der Pulse im Vergleich zu den Vorexperimenten deutlich verkürzt werden konnte (siehe Kapitel 3.2.3). Die Anstiegszeit von weniger als 1 ns und die Abklingzeit (auf $1/e$) von etwa 25 ns liegt jetzt deutlich im Bereich der Zeiten des Szintillationslichtes (siehe Kapitel 3.2.2). Mit einer Pulsdauer von ca. 75 ns läßt sich eine maximale Zählrate von etwa 13 MHz realisieren.

Das Pulshöhenspektrum der $^{12}\text{C}^{6+}$ -Ionen mit 73.3 MeV kinetischer Energie aus Abbildung 5.6 zeigt eine klare Trennung von Untergrund und Signal. Die aus dem Gaußfit resultierende Energieauflösung von 6.7% (FWHM) entspricht in etwa der Auflösung des YAP:Ce für γ -Strahlen [51] und ist deutlich besser, als in den Vorexperimenten (Kapitel 3.2.3). Das ist einerseits auf die höhere Energie der $^{12}\text{C}^{6+}$ -Ionen und der daraus resultie-

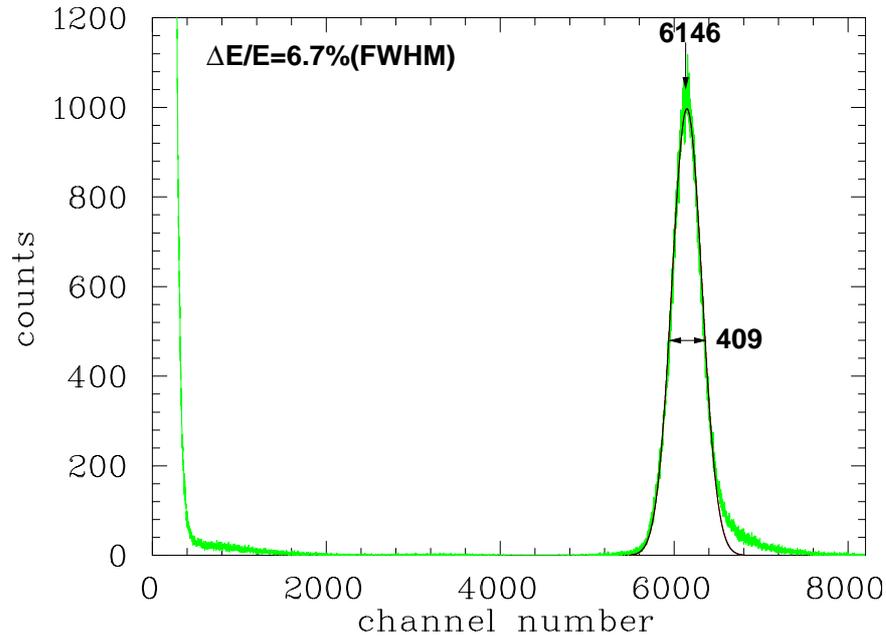


Abbildung 5.6: Pulshöhenspektrum der $^{12}\text{C}^{6+}$ -Ionen mit einer kinetischen Energie von 73.3 MeV. Das Spektrum wurde mit dem Testaufbau des Periskopdetektors aufgenommen.

renden größeren Zahl an Szintillationsphotonen zurückzuführen, aber andererseits sicherlich auch auf die Verbesserung der Modifikation am Photomultipliersockel.

$^{45}\text{Sc}^{3+}$ -Ionen bei 13.5 MeV

Abbildung 5.7 zeigt das Pulshöhenspektrum der $^{45}\text{Sc}^{3+}$ -Ionen mit 13.5 MeV kinetischer Gesamtenergie. Generell ist die Energieauflösung eine Funktion der im Detektormaterial deponierten Energie, wobei $\Delta E/E$ mit zunehmender Energie besser, d.h. kleiner, wird. Für Detektoren, in denen die nachzuweisenden Teilchen vollständig gestoppt werden, wie im Falle aller hier besprochenen Detektoren, gilt nach [62]:

$$\frac{\Delta E}{E} = 2.35 \sqrt{\frac{Fw}{E}}, \quad (5.2)$$

wobei F ein konstanter Faktor ist, der als Fanofaktor bekannt ist und w die Energie, die notwendig ist, ein Photon im Szintillator zu erzeugen. Daher ist die Energieauflösung hier aufgrund der niedrigeren kinetischen Energie der Scandiumionen von 13.5 MeV mit 8.9% (FWHM) erwartungsgemäß schlechter, als bei den C^{6+} -Ionen mit 73.3 MeV. Trotzdem ist das Signal durch die klare Trennung vom Untergrund gut zu diskriminieren und damit zu zählen, so daß die $0.75 \mu\text{m}$ dünne Aluminiumfolie vor dem Detektor offensichtlich keine Beschränkung für langsame schwere Ionen darstellt.

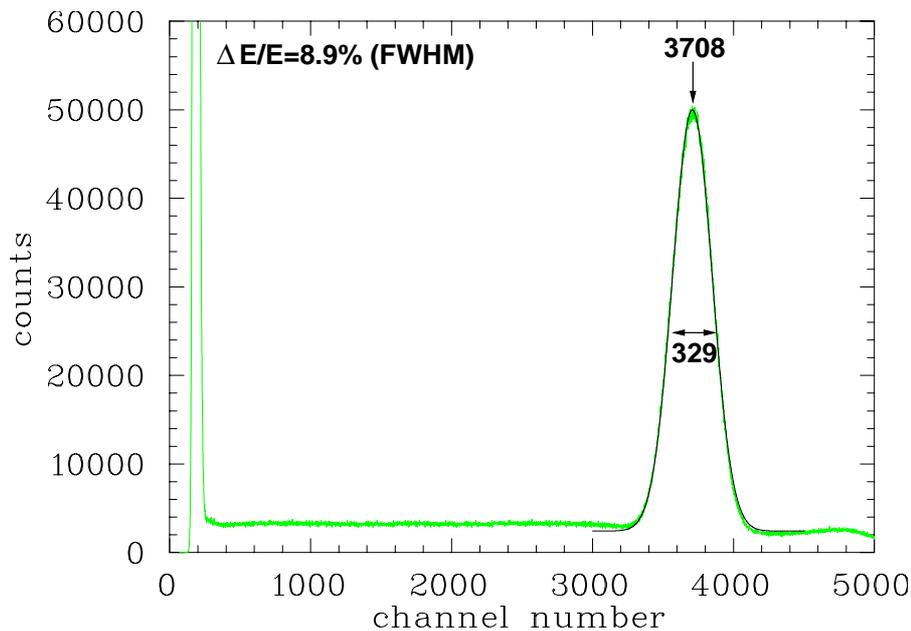


Abbildung 5.7: Pulshöhenspektrum der $^{45}\text{Sc}^{3+}$ -Ionen mit einer kinetischen Energie von 13.5 MeV. Auch dieses Spektrum wurde mit dem Testaufbau des Periskopdetektors aufgenommen.

Protonen bei verschiedenen Energien

Um das Verhalten des Detektors für leichte Molekülfragmente mit einer geringen kinetischen Energie, und insbesondere das Verhalten der Lichtausbeute für verschiedene kinetische Energien der Fragmente zu untersuchen, wurde der Testaufbau des Periskopdetektors mit Protonen von drei unterschiedlichen Energien (2.05, 2.29 und 3.04 MeV) bestrahlt.

Der 3 MeV Protonenstrahl wurde vom Tandem van de Graaf Beschleuniger geliefert. Da dieser Beschleuniger Protonen leider nicht mit einer geringeren Energie liefern kann, wurde der 2.29 MeV Protonenstrahl aus dem 3 MeV Strahl durch eine Abschwächungsfolie ($33\ \mu\text{m}$ Aluminium) erzeugt. Diese Folie wurde in den Striperfolienhalter etwa 6 m vor dem D-CB Dipolmagneten eingebaut (siehe Abbildung 5.3). Die Energie des Strahls wurde mit einer Hallsonde in diesem letzten ablenkenden Magneten ermittelt.

Für eine kleinere Energie konnte diese Methode leider nicht mehr angewendet werden, da die dickeren Aluminiumfolien den Strahl so weit aufstreteten, daß eine Strahldiagnose unmöglich war, was eine Einstellung des Dipols D-CB verhinderte.

Um trotzdem noch zu kleineren Energien zu kommen, konnte kurzfristig der kleine 2 MV Van de Graaf Beschleuniger (ISSI, siehe Abbildung 5.3) verwendet werden, allerdings nur zur Erzeugung von 2 MeV Protonen.

Um die Pulshöhenspektren mit einander vergleichen zu können, wurde die Elektronik während dreier Messungen für die drei unterschiedlichen Energien identisch gehalten.

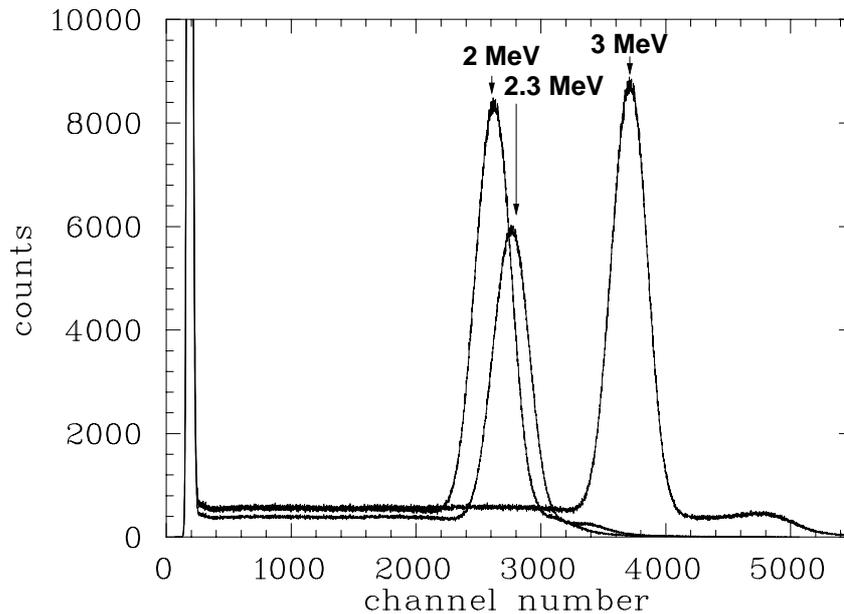


Abbildung 5.8: Pulshöhenspektren der Protonen bei 2.05 MeV, bei 2.29 MeV und bei 3.042 MeV.

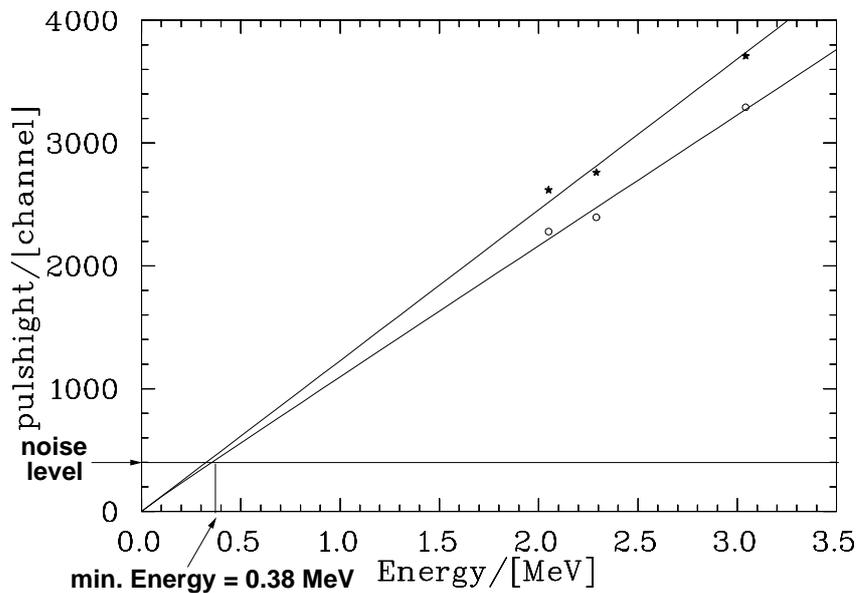


Abbildung 5.9: Lage des Maximums im Pulshöhenspektrum von Protonen auf YAP:Ce gegen die Energie der Protonen. Die schwarzen Sterne repräsentieren die Lage des Maximums im Spektrum, während die offenen Kreise die Position der 90%-Grenze der Peaks im Spektrum darstellen. An die Lage der Maxima wurde eine Nullpunktsgerade angefitet, an die Lage der 90%-Grenzen eine von dieser Gerade abgezogene Wurzelfunktion.

Die Pulshöhenspektren für die drei Energien 2.05 MeV, 2.29 MeV und 3.042 MeV sind in Abbildung 5.8 gezeigt.

Zunächst ist zu bemerken, daß für alle drei Energien eine klare Trennung von Signal und Untergrund zu sehen ist. Die Energieauflösung liegt für allen drei bei etwa 10%.

Abbildung 5.9 macht die Abhängigkeit der Lichtausbeute von der Energie der einfallenden Teilchen deutlich. Hier ist die Position des Maximums im Pulshöhenspektrum gegen die Energie aufgetragen (schwarze Sterne). Die eingezeichnete Nullpunktsgerade stellt einen extrapolierten Fit an die drei Datenpunkte dar. Die maximale Abweichung der Datenpunkte von der Geraden (bei 2.05 MeV) beträgt lediglich 4.5%. Somit konnte erstmals die Linearität der Lichtausbeute eines YAP:Ce Szintillationsdetektors für Protonen mit einer kinetischen Energie zwischen 2 und 3 MeV experimentell gezeigt werden.

Die offenen Kreise bezeichnen die Position der unteren 90%-Grenze der Peaks des Pulshöhenspektrums. An diese Punkte wurde eine von der gefitteten Geraden abgezogene Wurzelfunktion angefügt. Somit konnte eine untere Energiegrenze für den Nachweis von Protonen extrapoliert werden. Protonen mit einer kinetischen Energie von mehr als 380 keV sollten daher mit dem Detektor nachweisbar sein.

Um die Homogenität des Detektors zu überprüfen wurden verschiedene Lochblenden vor dem Detektor angebracht. Dabei handelte es sich um jeweils ein 2 mm starkes quadratisches Kupferblech mit einem Loch von 2 mm Durchmesser, das jeweils die ganze Detektorfläche abdeckte. Insgesamt wurden fünf verschiedene Lochblenden verwendet: jeweils eine mit einem Loch im oberen linken, oberen rechten, unteren linken, unteren rechten Quadranten und in der Mitte der Blende. In Abbildung 5.10 sind die Pulshöhenspektren gezeigt, die mit diesen Blenden vor dem Detektor von den 2 MeV Protonen aufgenommen wurden. Eine kleine quadratische Grafik zeigt die jeweilige Position des Loches vor dem Detektor an. Desweiteren sind die Lagen der Maxima und die Breiten der angefütteten Gaußkurven angegeben.

Zwischen den oberen und unteren Positionen des Loches (Abbildung 5.10 a und b bzw. c und d) sind keine nennenswerten Unterschiede der Pulshöhenspektren zu erkennen. Zwischen den linken und den rechten Positionen (Abbildung 5.10 a und c bzw. b und d) ist eine leichte Abweichung von maximal 244 Kanälen erkennbar. Deutlicher ist da schon die Abweichung zwischen der mittleren Position (Abbildung 5.10 e) und den Positionen am Rand (Abbildung 5.10 a bis d). Die Lage des Maximums ohne eine Blende (Abbildung 5.10 f) stimmt recht gut mit den linken und den rechten Positionen überein, aber die Abweichung zur mittleren Position ist wiederum etwas stärker.

Die Breiten der Pulshöhenspektren mit den Blenden vor dem Detektor weichen nur unwesentlich von einander ab. Daß das Spektrum ohne Blenden ein wenig breiter ist als die Spektren mit den Blenden vor dem Detektor, liegt an der höheren Untergrundrate, die in diesem Fall auf den Detektor trifft (siehe Abbildung 5.10 f)).

Insgesamt zeigte sich also, daß die Lage des Strahls auf der Detektorfläche nur unwesentlich die Form des Pulshöhenspektrums beeinflußt. Daß die Mitte des Detektors ein zu etwas größeren Pulshöhen hin verschobenes Spektrum erzeugt, liegt an der Tatsache, daß

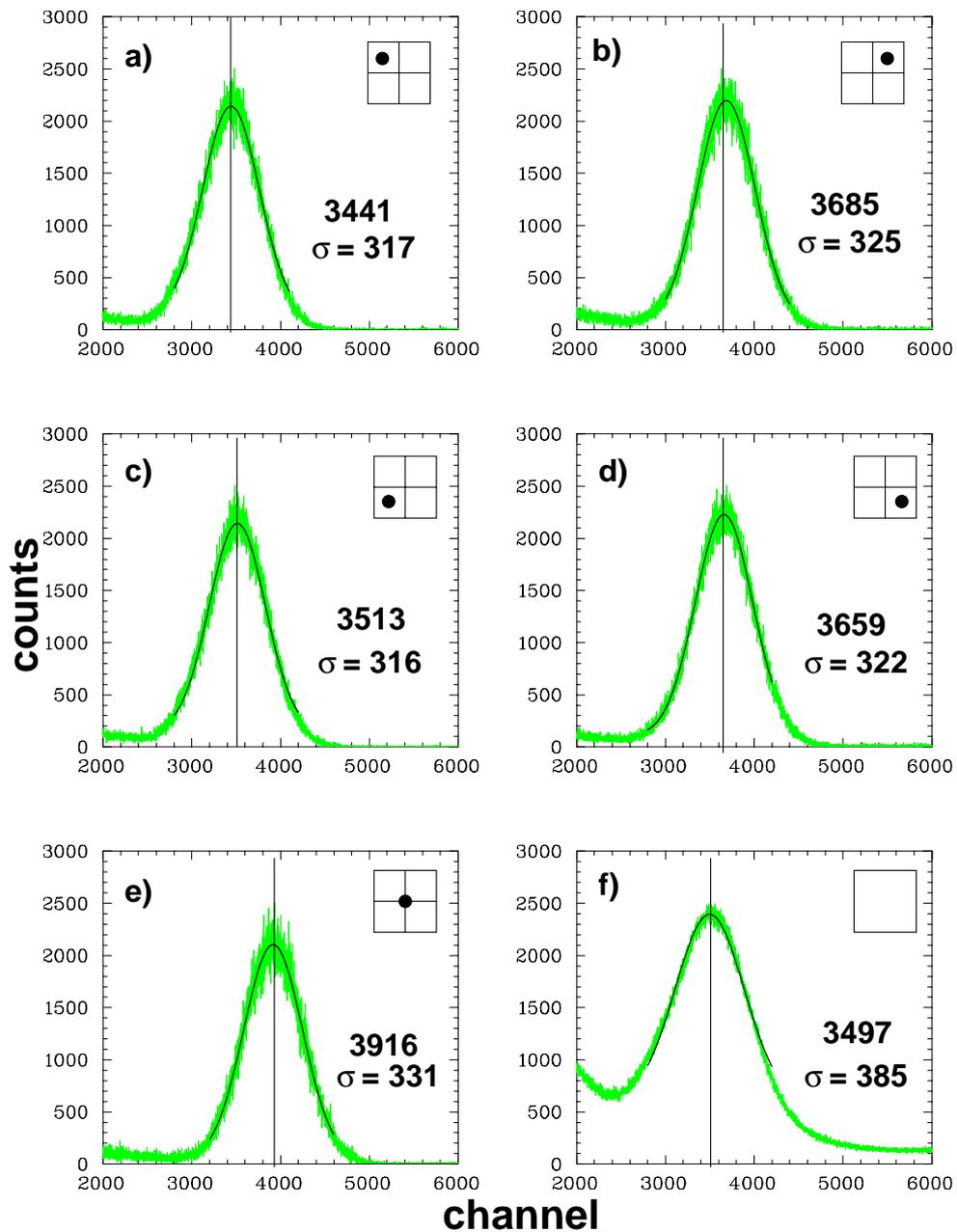


Abbildung 5.10: Pulshöhenspektren der 2 MeV Protonen vom Testaufbau des Periskopdetektors mit und ohne verschiedene Lochblenden vor dem Detektor. Bild a) bis e) zeigt Pulshöhenspektren mit dem 2 mm Durchmesser-Loch der Blende in unterschiedlichen Positionen vor dem Detektor. Die Position ist jeweils durch die kleine quadratische Grafik in der linken oberen Ecke gegeben. Bild f) zeigt ein Pulshöhenspektrum ohne Blende. Außerdem ist jeweils die Kanalnummer des Maximums und die Breite der angefitzten Gaußkurve angegeben.

hierbei mehr Szintillationslicht den Kristall auf direktem Wege durch die Auskoppelfläche verlassen kann, ohne an einer der Innenwände des Kristalls reflektiert zu werden, wobei immer ein Teil verloren geht.

5.2 Test des Molekülumladungsdetektors

5.2.1 Testaufbau am TSR

Für einen ersten Test des Moleküldetektorkopfes zusammen mit dem langen Lichtleiter und dem anschließenden Photomultiplier, wurden diese Komponenten in die bereits existierende Detektorkammer nach dem Elektronenkühler eingebaut. Dazu wurde der Moleküldetektorkopf (siehe Kapitel 4.3) an ein kurzes Rohrstück mit einem CF 63 Flansch geschweißt. Mittels dieses Flansches konnte der Detektor dann an das Manipulatorrohr des bestehenden Ionisationsdetektors [59] angeflanscht werden.

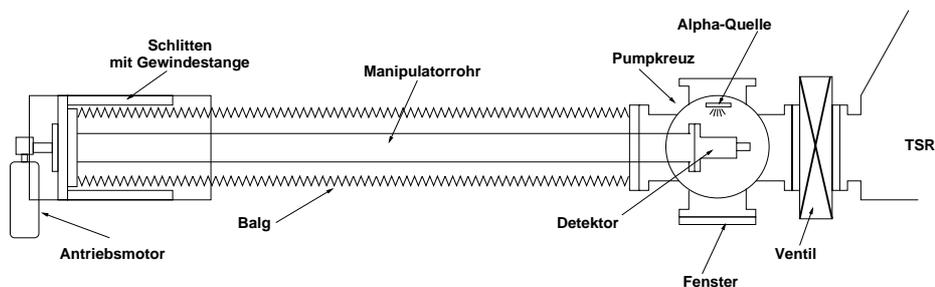


Abbildung 5.11: Schematische Darstellung der Vakuummutter des bereits existierenden Ionisationsdetektors nach dem Elektronenkühler. In dieser Draufsicht sind ebenfalls der eingebaute Moleküldetektorkopf, das Pumpkreuz und die Alphaquelle eingezeichnet. Das gesamte Vakuumsystem (Pumpen und Meßzelle) sind an das Pumpkreuz angeflanscht.

Die Vakuummutter des Ionisationsdetektors ist durch ein Ventil vom Vakuum des TSR abgetrennt und verfügt über ein eigenes Vakuumsystem (siehe Abbildung 5.11). Daher kann der Moleküldetektorkopf zusammen mit dem Manipulator getrennt vom TSR abgepumpt und ausgeheizt werden. Nach dem Ausheizen und einer anschließenden Pumpzeit von ca. 48 Stunden wurde in der Ionisationsdetektorkammer ein Druck von $4 \cdot 10^{-11}$ mbar erreicht, so daß gezeigt werden konnte, daß der Moleküldetektorkopf für den Einsatz im TSR-Vakuum sehr gut geeignet ist.

Nach dem Ausheizen kann der an einer Rohrleitung zusammen mit dem Photomultiplier befestigte lange Lichtleiter (siehe Kapitel 4.3) von Hinten in das Manipulatorrohr geschoben werden. Ein Anschlag im Inneren des Detektorkopfes sorgt dafür, daß das sich dort befindende Vakuumfenster nicht durch den langen Lichtleiter eingedrückt werden kann, und ein etwa 1 mm großer Luftspalt zwischen dem Fenster und dem Lichtleiter bleibt.

Für Messungen der Umladungsraten muß zunächst das Ventil zum TSR geöffnet werden. Danach kann der Detektorkopf auf dem Manipulatorrohr in einem langen Membranbalg mittels einer motorgetriebenen Gewindestange in den TSR geschoben und an die gewünschte Position gebracht werden.

Die Betriebsspannung von +1450 V für den Hamamatsu Photomultiplier R7056 lieferte ein Oltronix HV-Power Supply. Der Photomultiplier wurde mit dem unmodifizierten D-Typ Sockel E2624-05 (ebenfalls von Hamamatsu) mit geerdeter Kathode betrieben. Die Signale aus dem Photomultiplier konnten entweder mit einem 400 MHz Tektronix TDS380 Oszilloskop angeschaut werden, oder mit einem Ortec 474 TFA und einem Ortec 572 Spectroscopy Amplifier verstärkt und geformt werden, um mit dem PC basierten MCA ein Pulshöhenspektrum aufzunehmen, oder nachdem sie mit dem TFA verstärkt und mit einem Octaldiscriminator von LRS diskriminiert wurden, der Datenaufnahme am TSR zugeführt werden.

5.2.2 Messung mit Alphastrahlen und F^{6+}

In der Vakuumkammer des Ionisationsdetektors ist zu Testzwecken eine schwache Am^{241} Alphastrahlenquelle eingebaut (siehe Abbildung 5.11). Sie befindet sich etwa 20 cm vor dem Ventil zum TSR, in der Pumpkreuzkammer in der Strahlebene des TSR, so daß sich der Detektor direkt vor dieser Quelle plazieren läßt.

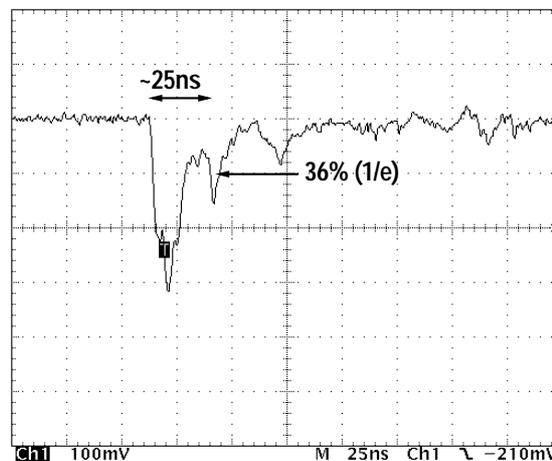


Abbildung 5.12: Typisches Signal direkt aus dem Photomultiplier der Alphastrahlen der Am^{241} -Quelle, aufgenommen mit dem Moleküldetektor.

Mit den Alphateilchen dieser Quelle wurde zunächst das Signal des Detektors direkt aus dem Photomultiplier untersucht. In Abbildung 5.12 ist ein typisches Signal zu sehen.

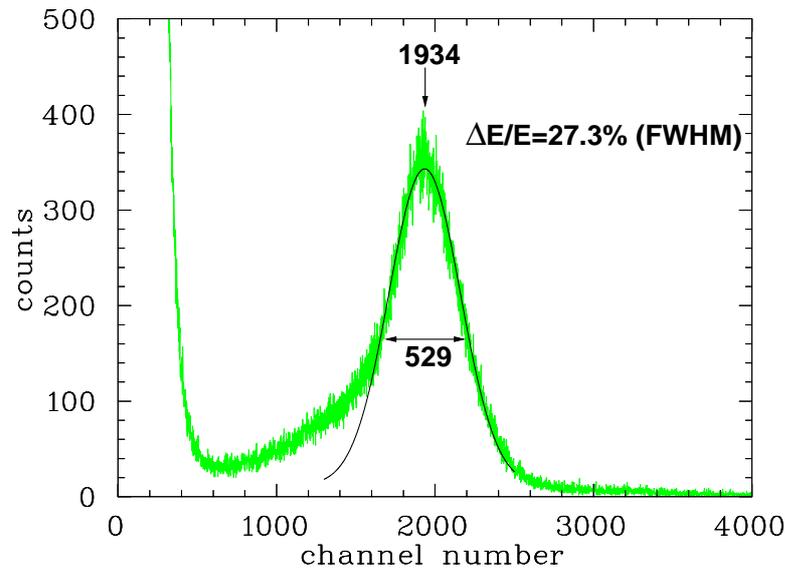


Abbildung 5.13: Pulshöhenspektrum der Alphastrahlen aus der Am^{241} -Quelle, aufgenommen mit dem Moleküldetektor.

Die Pulse sind sehr schnell und wie beim Periskopdetektor liegen die Anstiegszeit von einigen Nanosekunden und die Abfallszeit (auf $1/e$) von etwa 25 ns im Bereich der Zeiten des Szintillationslichtes. Auch hier liegt die Pulsdauer bei ungefähr 75 ns, was einer maximal zu erwartenden Zählrate von etwa 13 MHz entspricht.

In Abbildung 5.13 ist ein mit dem MCA, wie in Kapitel 5.1.1 beschrieben, aufgenommenes Pulshöhenspektrum der Alphateilchen dargestellt. Trotz der relativ schlechten, aus der Lage und der Breite der angefitteten Gaußkurve bestimmten Energieauflösung von ca. 27% (FWHM), ist das Signal gut vom Untergrund zu trennen.

Im nächsten Schritt wurden F^{5+} -Ionen mit einer kinetischen Gesamtenergie von 60 MeV in den TSR injiziert und der gespeicherte Strahl mit dem Elektronenkühler gekühlt. Durch Stöße mit dem Restgas im TSR entstehen unter anderem durch Stoßionisation auch F^{6+} -Ionen, die aufgrund ihrer größeren Ladung im nächsten Dipolmagneten stärker abgelenkt werden, als der gespeicherte Strahl.

An die Position dieses umgeladenen F^{6+} -Strahls wurde nun der Detektor in den TSR gefahren und ein Pulshöhenspektrum aufgenommen. In Abbildung 5.14 ist ein solches Pulshöhenspektrum zu sehen. Es zeigt eine deutliche Trennung von Signal und Untergrund und eine sehr gute Energieauflösung von nur 5.4% (FWHM), die aus der Lage und Breite der angefitteten Gaußkurve resultiert.

Bei all diesen Messungen mußte das Ende des Manipulatorrohres mit einem dunklen Tuch abgedeckt werden. Denn da dieses Ende offen ist, kann Streulicht von der Deckenbeleuchtung in das Rohr und somit auf die Kathode des Photomultipliers gelangen. Wenn das

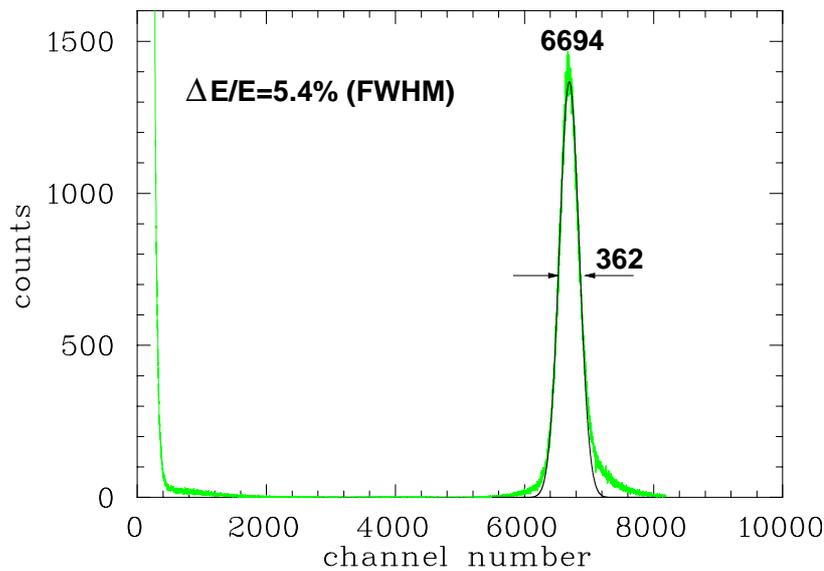


Abbildung 5.14: Pulshöhenspektrum der F^{6+} -Ionen, aufgenommen mit dem Moleküldetektor.

Rohrende nicht durch das Tuch abgedeckt war, konnte am Oszilloskop kein klares Signal registriert werden, sondern lediglich starkes Rauschen.

Durch das in Abbildung 5.11 gezeigte Fenster in der Pumpkammer des Ionisationsdetektors kann das Streulicht der Deckenbeleuchtung in das Innere der Vakuumkammer und somit auf die Vakuumseite des Moleküldetektorkopfes gelangen. Hier konnte jedoch keinerlei erkennbarer Einfluß auf das Signal am Oszilloskop beobachtet werden. Auch die Ausleuchtung des Innenraums der Kammer mit einem 500 W Halogenstrahler verursachte keine erkennbare Beeinträchtigung des Signales, und auch im Pulshöhenspektrum der Alphaquelle konnte durch die Ausleuchtung der Kammer keine Veränderung festgestellt werden.

Somit konnte also gezeigt werden, daß der Moleküldetektor sowohl für Alphastrahlen, als auch für die F^{6+} -Ionen zufriedenstellende Signale liefert, die gut vom Untergrund zu trennen und damit einfach zu diskriminieren sind.

5.2.3 Ionisationswirkungsquerschnitte von F^{5+}

In diesem Kapitel wird eine Messung des Ionisationswirkungsquerschnitts von berylliumartigem Fluor als erste Anwendung des Moleküldetektors beschrieben. Dabei wurden sowohl Messungen zur Einfach-, als auch zur Doppelionisation des F^{5+} -Ions durchgeführt. Nach ersten Untersuchungen an natrium- und lithiumartigen Systemen wurde die Elektronen-Stoßionisation an berylliumartigen Ionen bisher nicht in Speicherringmessungen untersucht. Daher werden hier die Ergebnisse einer vorläufigen Auswertung der Ionisationsmessungen an F^{5+} Ionen vorgestellt.

Meßprinzip und Ablauf der Messung

Die F^{5+} Ionen können im TSR aufgrund der Elektronenkühlung mit einer großen Orts- und Impulsschärfe gespeichert werden. In der 1.5 m langen Wechselwirkungszone des Elektronenkühlers kann dem Ionenstrahl ein kalter, intensiver Elektronenstrahl überlagert werden. Bei Stößen mit den Elektronen dieses Strahls (oder mit dem Restgas) können die Ionen dort Elektronen einfangen oder verlieren. Und diese umgeladenen Ionen werden im ersten ablenkenden Dipolmagneten des TSR nach dem Kühler räumlich vom gespeicherten Strahl getrennt.

Wie bereits gesagt ist der Moleküldetektor auf der Ringinnenseite nach diesem Dipolmagneten als Ionisationsdetektor eingebaut, so daß die Ionisationsprodukte der Stoßprozesse in der geraden Kühlersektion von diesem Detektor nachgewiesen werden können. Durch die Variation der Kathodenspannung kann die Energie des Elektronenstrahls und damit die Relativenergie der Elektronen zu den Ionen verändert, und somit die Stoßprozesse in Abhängigkeit der Relativenergie untersucht werden.

Zur Messung der Ionisationsrate als Funktion der Relativenergie zwischen den gespeicherten Ionen und den Elektronen, wird zunächst ein Ionenstrahl in den TSR injiziert und einige Sekunden lang durch den Elektronenkühler gekühlt. Danach beginnt der in Abbildung 5.15 dargestellte Meßzyklus.

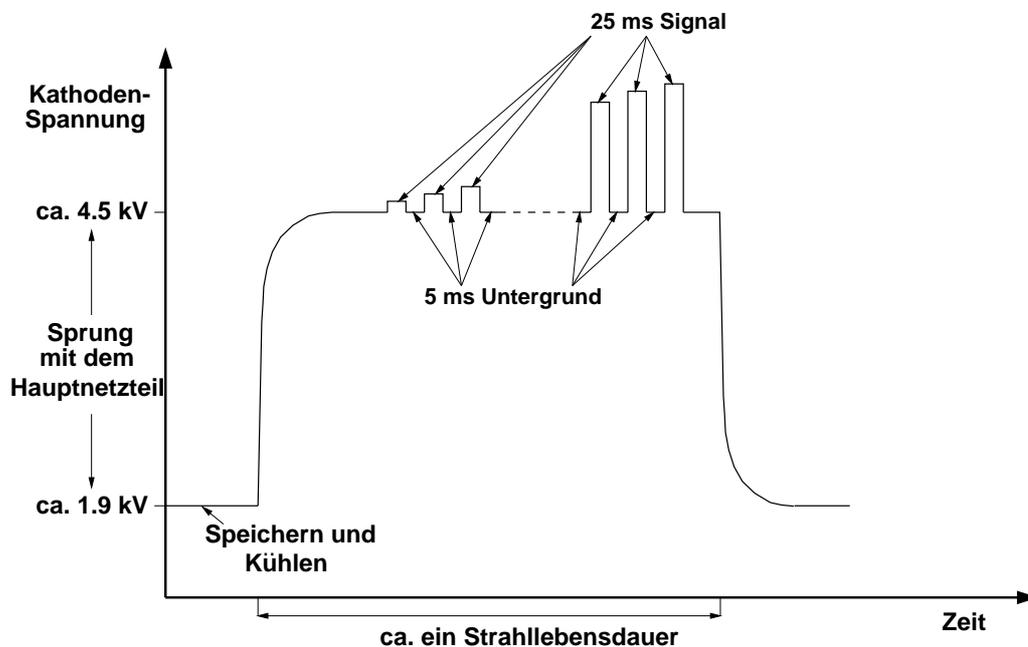


Abbildung 5.15: Zeitlicher Ablauf eines Meßzykluses.

Während des Speicherns und Kühlens des Ionenstrahls zu Beginn jedes Zykluses ist die Kathodenspannung des Elektronenkühlers auf eine Relativenergie von 0 eV eingestellt, für die F^{5+} -Ionen mit 60 MeV sind das etwa 1.9 kV. Dann wird mit dem Hauptnetzgerät auf eine Spannung gesprungen, die einer Relativenergie entspricht, die etwas unterhalb des zu scanenden Bereiches und außerhalb irgendwelcher scharfen Strukturen (wie etwa Resonanzen) im Wirkungsquerschnitt liegt. Dieser Wert wird als Referenzpunkt benutzt. Nach einer Wartezeit von 2 Sekunden, in der das Hauptnetzgerät seinen Sollwert erreicht hat, wird nun mit Hilfe eines schnellen HV-Verstärkers die Spannung in kleinen Schritten erhöht.

Eine Erhöhung der Kathodenspannung führt u.a. einerseits zu einem Anstieg des Elektronenstroms ($I \propto U^{3/2}$). Andererseits führt die Erhöhung der Spannung aber natürlich auch zur Erhöhung der Energie der Elektronen. Beides führt wiederum zu einer Änderung der Ausgasrate am Kollektor. Denn einerseits leuchtet unmittelbar ein, daß ein ansteigender Elektronenstrom die Ausgasrate am Kollektor ebenfalls erhöht; dieser Anstieg erfolgt proportional zur Stromstärke. Und andererseits werden die Elektronen mit unterschiedlichen Energien im statischen Feld des Toroidmagneten des Kühlers unterschiedlich stark abgelenkt und treffen so an leicht unterschiedlichen Positionen auf die Oberfläche des Kollektors, was ebenfalls zu leicht unterschiedlichen Ausgasraten der Kollektoroberfläche führt. Der langsame Anstieg des Druckes während eines Meßzykluses kann mit den Vakuummessröhren des TSR direkt beobachtet werden.

Um diesen Anstieg der Untergrundrate geeignet kompensieren und später abziehen zu können, wird daher mit der Spannung zwischen zwei Meßpunkten immer wieder auf den Referenzpunkt zurückgesprungen. Bei jedem Meß- und Referenzpunkt wird die auf dem Detektor registrierte Rate für 5 ms akkumuliert und anschließend weggeschrieben. Nach jedem Sprung wird 1.5 ms lang gewartet, damit der schnelle HV-Verstärker seinen Sollwert erreichen, und die Rate weggeschrieben werden kann.

Bei kleinen Relativenergien kann auf das Springen mit dem Hauptnetzgerät verzichtet werden. Dann bleibt dieses Netzgerät fest auf die Kühlspannung eingestellt. Die Spannungssprünge zwischen den Meßpunkten und dem Referenzpunkt werden immer noch mit dem schnellen HV-Verstärker ausgeführt. In diesem Fall ist es jedoch möglich, zwischen jedem Spannungsschritt zur Kühlspannung zu springen, und den Ionenstrahl zwischen zu kühlen, um die in Kapitel 2 erwähnten Mitzieheffekte des Ionenstrahls durch den Elektronenstrahl zu kompensieren.

Datenanalyse

Da die Masse der Ionen gegenüber der der Elektronen etwa 10^4 mal größer ist und mit $\beta < 0.2$ relativistische Effekte noch klein sind, kann, für eine grobe Abschätzung, die Relativenergie zwischen Ionen und Elektronen, durch eine Betrachtung der nichtrelativistischen Relativgeschwindigkeiten, berechnet werden. In diesem Fall gilt:

$$E_{rel, klassisch} \approx \left(\sqrt{E_e} - \sqrt{\frac{m_e}{m_i} E_i} \right)^2 = \left(\sqrt{E_e} - \sqrt{E_c} \right)^2, \quad (5.3)$$

wobei E_e bzw. E_i die kinetische Energie und m_e bzw. m_i die Masse der Elektronen bzw. Ionen ist. $E_c = m_e/m_i E_i$ ist die Energie, die ein Elektron hat, welches die gleiche Geschwindigkeit besitzt, wie ein Ion mit der Energie E_i .

Die Abweichung der Relativenergie von der nach Gleichung 5.3 berechneten, kann einige Prozent betragen. Daher wurde für die Auswertung der Daten eine genauere Näherung an die relativistische Berechnung verwendet [65]:

$$E_{rel} \approx E_e \left(1 + \frac{E_c}{m_e c^2} \right) + E_c - \sqrt{(E_c^2 + 2m_e c^2 E_c) \left(\frac{E_e^2}{m_e^2 c^4} + \frac{2E_e}{m_e c^2} \right)} \quad (5.4)$$

Die Berechnung der Relativenergie nach Gleichung 5.4 ist für $\beta < 0.2$ auf 10^{-6} genau.

Die geometrischen Abmessungen des Strahls der umgeladenen Ionen unterscheiden sich nur unwesentlich von denen des gespeicherten Strahls [59]. Und da der Strahl der gespeicherten F^{5+} -Ionen nach dem Speichern gekühlt wird, ist sein Durchmesser maximal 1-2 mm, was deutlich kleiner ist als die zur Verfügung stehende Detektorfläche. Daher können alle in der geraden Elektronenkühlersektion umgeladenen Ionen mit dem Detektor nachgewiesen werden. Dann ist die Zählrate der umgeladenen Ionen

$$R = \alpha n_e N_i \frac{l}{U} \frac{1}{\gamma^2}, \quad (5.5)$$

wobei n_e die Dichte der Elektronen ist, N_i die Zahl der im TSR gespeicherten Ionen, $l = 1.5$ m die Länge der Wechselwirkungszone, $U = 55.4$ m der Umfang des TSR und $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$.

Der Ratenkoeffizient α ergibt sich aus der Mittelung des Wirkungsquerschnitts σ über die Verteilung der Relativgeschwindigkeiten

$$\alpha = \langle \sigma v \rangle = \int v \sigma(v) f(\vec{v}) d^3 v. \quad (5.6)$$

Bei der Messung wird die mittlere Relativenergie \bar{E} variiert, so daß der gemessene Ratenkoeffizient von dieser mittleren Energie abhängt, und aus Gleichung 5.5 folgt:

$$\alpha(\bar{E}) = \frac{R(\bar{E}) \gamma^2}{n_e(\bar{E}) I_i \eta}, \quad (5.7)$$

wobei die Anzahl der Ionen im Ring über die Umlauffrequenz f und den Ladungszustand q der gespeicherten Ionen und über den Strahlstrom I_i nach $N_i = I_i / (q e f)$ bestimmt wird, und $\eta = \frac{\gamma^2 q e f}{1/U}$ gesetzt wurde.

Aufgrund von Umladungen am Restgas kommt zur gemessenen Rate noch eine zusätzliche Rate R_g hinzu, so daß an den Meßpunkten

$$R(\bar{E}_{mess}) = \alpha(\bar{E}_{mess})n_e(\bar{E}_{mess})I_i\eta + R_g \quad (5.8)$$

und am Referenzpunkt

$$R(\bar{E}_{ref}) = \alpha(\bar{E}_{ref})n_e(\bar{E}_{ref})I_i\eta + R_g \quad (5.9)$$

gilt.

Da die Rate aufgrund der Umladungen am Restgas innerhalb eines Spannungsschrittes als unabhängig von \bar{E} angenommen wird, folgt als Differenz dieser beiden Gleichungen

$$\alpha(\bar{E}_{mess}) = \frac{R(\bar{E}_{mess}) - R(\bar{E}_{ref})}{n_e(\bar{E}_{mess})I_i\eta} + \alpha(\bar{E}_{ref})\frac{n_e(\bar{E}_{ref})}{n_e(\bar{E}_{mess})}. \quad (5.10)$$

Liegt der Referenzpunkt bei Ionisationsmessungen unterhalb der Ionisationsschwelle, so sollte dort $\alpha(\bar{E}_{ref}) = 0$ sein, und damit der letzte Term in Gleichung 5.10 verschwinden.

Aufgrund des begrenzten Hubs des schnellen HV-Verstärkers, mit dem die Sprünge zwischen den Meßpunkten und dem Referenzpunkt erfolgen, kann der Referenzpunkt, bei Scans im Bereich hoher Relativenergien, nicht mehr unterhalb der Ionisationsschwelle liegen. Daher wird bei solchen Scans in der Rate am Referenzpunkt immer ein Beitrag der direkten Elektronenstoßionisation enthalten sein, so daß $\alpha(\bar{E}_{ref}) > 0$ gilt und der letzte Term in Gleichung 5.10 nicht mehr verschwindet. Dieser Beitrag muß aus einem Scan mit einer tiefer liegenden Referenzenergie bestimmt werden. Durch mehrere aufeinanderfolgende Scans kann dann auf diese Weise der Ratenkoeffizient im gesamten relevanten Bereich gemessen werden.

Bei der Berechnung der absoluten Ratenkoeffizienten $\alpha(\bar{E}) = R(\bar{E})\gamma^2/(n_e(\bar{E})I_i\eta)$ (siehe Gleichung 5.7) entstehen systematische Fehler hauptsächlich durch die Ungenauigkeiten bei der Messung des Stromes der Ionen und Elektronen.

Der Ionenstrom wird mit dem in Kapitel 2.1 erwähnten DC-Trafo gemessen. Diese Messung ist bis auf $\pm 1 \mu A$ genau und der Nullpunkt unterliegt im Zeitraum einer Strahlzeitwoche einer Drift von etwa $\pm 3 \mu A$. Dies macht sich insbesondere am Ende eines Meßzykluses bemerkbar, wo der Ionenstrom teilweise $< 10 \mu A$ sein kann. Trotz einer möglichst häufigen Bestimmung des Nullpunktes muß hier von einem Fehler von etwa 10% ausgegangen werden (siehe auch [66] oder [59]).

Der Elektronenstrom wird über den Spannungsabfall an einem Präzisionswiderstand von 1Ω sehr genau gemessen. Jedoch treten Verlustströme auf, die z.B. über die Wand der Vakuumkammern direkt zum Erdpotential fließen und somit nicht durch diese Messung erfaßt werden können. Insgesamt wird der Fehler in der Elektronenstrommessung dadurch auf etwa 1% abgeschätzt [66].

Zum Gesamtfehler der Ionenstrommessung trägt noch die Unsicherheit in der Bestimmung der Länge der Wechselwirkungszone aufgrund der Toroidfelder bei, die mit 5%

abgeschätzt wird. In der Summe beträgt der systematische Gesamtfehler in der Messung des absoluten Ratenkoeffizienten daher etwa 20%.

Die Unsicherheiten in der Energiebestimmung sind wesentlich kleiner. Hier tragen vor allem Schwankungen des schnellen HV-Verstärkers und die erwähnten Mitzieheffekte bei, die vor allem bei hohen Relativenergien bei denen nicht zwischengekühlt werden kann auftreten. Der Fehler selbst ist dadurch zwar Energieabhängig, kann jedoch für diese Messungen mit maximal 2% angegeben werden.

Ergebnisse

Insgesamt wurde der Ratenkoeffizient für die Einfachionisation des F^{5+} -Ions im Relativenergiebereich zwischen 130 eV und 800 eV gemessen. Da dieser weite Bereich aufgrund des beschränkten Hubs des HV-Verstärkers nicht mit einem einzigen Scan der Relativenergie abgedeckt werden kann, wurde er in drei Bereiche aufgeteilt.

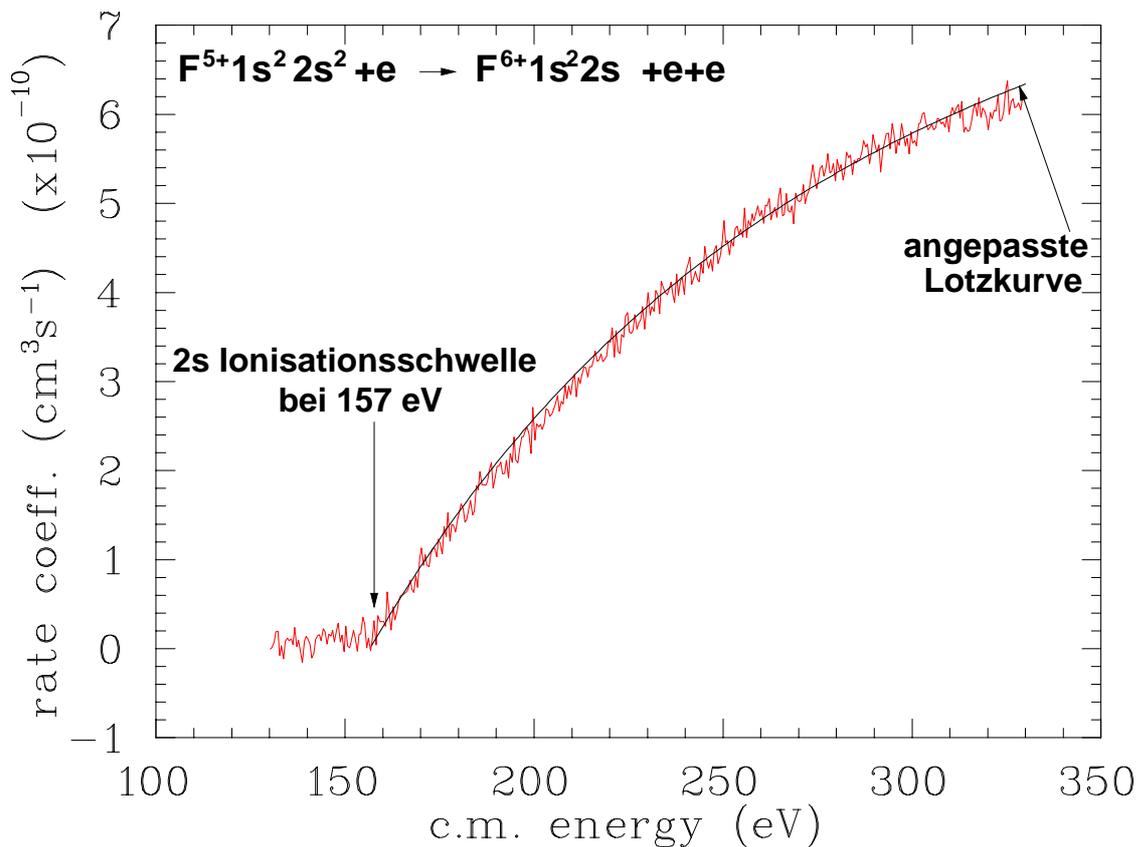
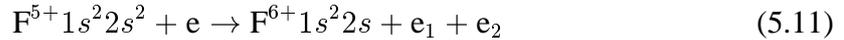


Abbildung 5.16: Gemessener Ratenkoeffizient für die Einfachionisation des F^{5+} -Ions im Bereich der Relativenergie zwischen 130 eV und 330 eV. Die ebenfalls eingezeichnete Lotzkurve wurde durch einen Faktor 0.71 an die Daten angepaßt.

Abbildung 5.16 zeigt den gemessene Ratenkoeffizient im ersten Bereich zwischen 130 eV und 330 eV. Für diesen Scan konnte auf den großen Anfangssprung mit dem Hauptnetzgerät (siehe Abbildung 5.15) verzichtet werden. Die Referenzenergie lag bei 133 eV und damit deutlich unterhalb der Ionisationsschwelle, welche für die direkte Elektronenstoßionisation



bei $E_{rel} = 157 \text{ eV}$ [67] erwartet wird. Aus diesem Grund ist $\alpha(\bar{E}_{ref,1}) = 0$ und somit verschwindet bei der Berechnung des Ratenkoeffizienten aus den gemessenen Raten nach Gleichung 5.10 der zweite Term. Zusätzlich zu den gemessenen Daten ist eine angepaßte Lotzkurve (siehe Gleichung 2.2) eingezeichnet.

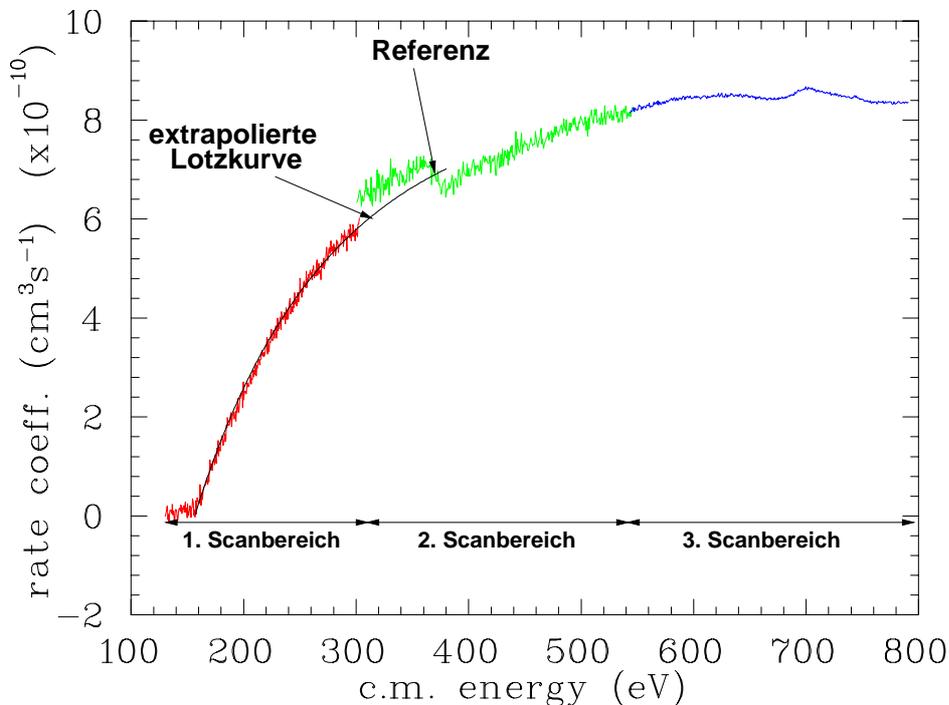


Abbildung 5.17: Gemessener Ratenkoeffizient für die Einfachionisation des F^{5+} -Ions im gesamten gescannten Bereich der Relativenergie. Im zweiten Scanbereich machte sich eine Modulation im Anstieg des Restgasdrucks bemerkbar, wodurch der Ratenkoeffizient am Referenzpunkt einen Sprung macht (näheres, siehe Text).

In Abbildung 5.17 ist eine Übersicht der Spektren in den drei Scanbereichen gegeben. Da der Referenzpunkt für den mittleren Bereich (zwischen 330 eV und 545 eV) bei 370 eV und damit außerhalb des ersten Scanbereiches lag, konnte $\alpha(\bar{E}_{ref,2})$, zur Bestimmung des gemessenen Ratenkoeffizienten nach Gleichung 5.10, nicht aus dem Spektrum im ersten Scanbereich gewonnen werden. Statt dessen wurde die angepaßte Lotzkurve bis zur Re-

ferenzenergie des zweiten Scanbereiches (370 eV) extrapoliert. Der Wert für $\alpha(\bar{E}_{ref,2})$ wurde dann dieser extrapolierten Kurve entnommen, er liegt bei $6.9 \cdot 10^{-10} \text{cm}^3/\text{s}$.

Wie bereits erwähnt steigt mit zunehmender Elektronenenergie, und einem damit einhergehenden zunehmenden Elektronenstrom, der mittlere Restgasdruck proportional an. Nun ist es möglich, daß zu diesem proportionalen mittleren Anstieg noch eine kleine Druckmodulation hinzukommt. Denn da die Restgasmoleküle sich mit thermischen Geschwindigkeiten im Bereich von etwa 1 m/ms bewegen, kann, bei Flugstrecken von maximal einigen wenigen Metern im Kühler, die Stromstärkeschwankung aufgrund des Springens zwischen der Referenzenergie und der Meßenergie zu Schwankungen des Restgasdrucks im Takt der Sprünge führen.

Diese Modulation kann, trotz Auswertung nach Gleichung 5.10, dazu führen, daß, für Relativenergien oberhalb der Referenzenergie, die höhere Elektronenenergie beim Meßpunkt zu einer erhöhten Ausgasrate im Kollektor führt. Wenn die Restgasmoleküle jedoch aufgrund ihrer Flugzeiten von einigen Millisekunden erst in der Wechselwirkungszone eintreffen, während bereits bei der Referenzenergie gemessen wird, so wird dadurch eine leicht erhöhte Rate bei der Referenzenergie gemessen und somit ein zu großer Anteil am Meßsignal abgezogen. Bei Relativenergien unterhalb der Referenzenergie verhält sich das Ganze genau umgekehrt, da hier die Elektronenenergie am Meßpunkt geringer als bei der Referenz ist. Hier wird also von der Rate am Meßpunkt ein bißchen zu wenig abgezogen. Das ist genau der Effekt den man im Spektrum des zweiten Scanbereiches sehen kann. Unterhalb der Referenz des zweiten Scanbereichs (bei 370 eV) liegt der gemessene Ratenkoeffizient leicht zu hoch und oberhalb liegt er leicht zu niedrig.

Der Effekt der Restgasdruckmodulation war jedoch nur im zweiten Scanbereich von Bedeutung, denn hier erfolgte nach dem Sprung mit dem Hauptnetzgerät (siehe Abbildung 5.15) keine Anpassung der Feldstärke der Toroidmagnete an die neue, höhere Elektronenenergie. Daher traf der Elektronenstrahl im Kollektor auf eine andere Stelle, als vor dem Sprung, was die Ausgasrate beeinflusste. Außerdem war bei diesem Scan der Elektronenstrom besonders hoch.

Beides wurde für die Messung im dritten Scanbereich zwischen 540 eV und 800 eV geändert. Die Feldstärke der Toroide wurde während des Sprunges mit dem Hauptnetzgerät entsprechend der dann neuen, höheren Elektronenenergie erhöht, was ein Auftreffen des Elektronenstrahls an nahezu der gleichen Stelle wie vor dem Sprung zur Folge hatte. Zusätzlich wurde die Elektronenstromstärke für diese Messung reduziert.

Die Referenzenergie für den dritten Scan lag bei 323 eV und somit innerhalb des ersten Scanbereiches. Daher konnte $\alpha(\bar{E}_{ref,3}) = 5.93 \cdot 10^{-10} \text{cm}^3/\text{s}$ direkt diesem Spektrum entnommen und zur Berechnung des Ratenkoeffizienten nach Gleichung 5.10 verwendet werden. Die gute Übereinstimmung der absoluten Ratenkoeffizienten in den drei Bereichen zeigt, daß abgesehen der kleinen Störung in der Nähe der Referenzspannung im zweiten Scanbereich eine konsistente Messung des Ratenkoeffizienten der Elektronenstoßionisation durchgeführt werden konnte.

Abbildung 5.18 zeigt im unteren Teil noch einmal separat das Spektrum im dritten Scanbereich. Im oberen Teil der Abbildung ist zum Vergleich der gleichzeitig gemessene

Ratenkoeffizient der dielektronischen Rekombination der F^{5+} -Ionen dargestellt. Unterhalb des gemessenen Spektrums ist hier noch eine Berechnung der $1s \rightarrow 2p \Delta n = 1$ Resonanzen abgebildet [68]. Die Rechnung wurde bis einschließlich $n=30$ ausgeführt. Die berechneten Positionen der Peaks in der Relativenergie waren im Vergleich zur Messung um ca. 15 eV zu höheren Energien verschoben. Der Abstand der Peaks stimmte jedoch mit der Messung überein. Daher wurde das eingezeichnete, berechnete Spektrum um 15 eV zu kleineren Energien hin verschoben. Aufgrund dieser Berechnung konnten die beiden Peaks den Resonanzen $1s^2 2s^2 + e \rightarrow 1s 2s^2 2p^2$ und $1s^2 2s^2 + e \rightarrow 1s 2s^2 2p 3l$ zugeordnet werden. Die übrigen Peaks dieser Rydbergserie sind in der Messung nicht mehr aufgelöst. Im gemessenen Spektrum liegt die Seriengrenze bei etwa 707 eV.

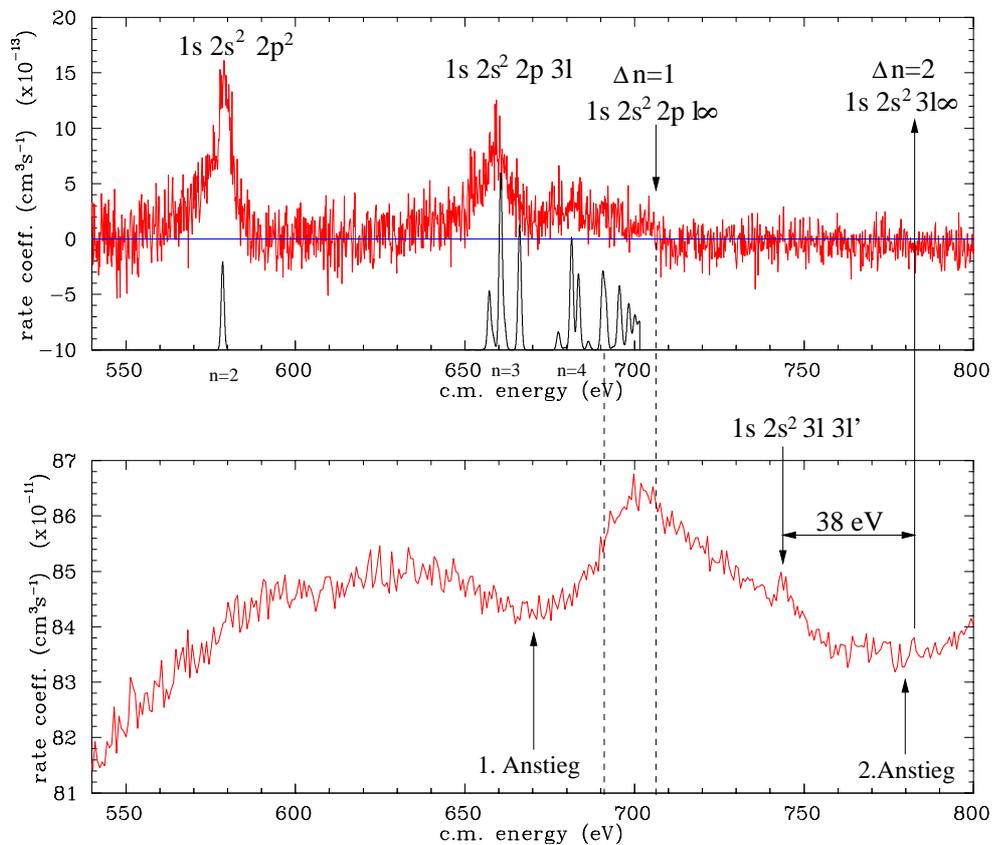
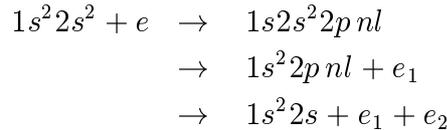


Abbildung 5.18: Oben: gemessener Ratenkoeffizient der dielektronischen Rekombination von berylliumartigem F^{5+} . Das berechnete Spektrum wurde um 15 eV zu kleineren Energien hin verschoben. Unten: gemessener Ratenkoeffizient der Einfachionisation der F^{5+} -Ionen im Relativenergiebereich zwischen 545 eV und 800 eV.

Im gemessenen Ionisationsspektrum ist bis etwa 670 eV nur der Anteil der direkten Stoßionisation zu sehen. Dann steigt der Ratenkoeffizient bis etwa 700 eV an und fällt dann langsam wieder ab, ohne jedoch ganz auf das Niveau der direkten Ionisation wieder

herunter zu kommen. Auf dieser abfallenden Flanke sitzt noch ein kleiner Peak bei etwa 745 eV. Ab etwa 780 eV beginnt der gemessene Ratenkoeffizient dann erneut anzusteigen.

Der Anstieg ab 670 eV kann nicht durch eine EA-Schwelle allein erklärt werden, denn eine solche Schwelle kann nur oberhalb der Seriengrenze auftreten, da das Elektron darunter in einen gebundenen Zustand eingefangen wird. Ein dielektronischer Einfang mit anschließender zweifacher Autoionisation (REDA) wäre jedoch eine mögliche Erklärung, für den "verfrühten" Anstieg der Ionisationsrate. Ein solcher Prozeß könnte folgender sein:



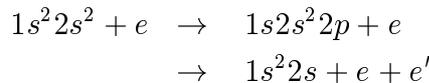
Nach einem dielektronischen Einfang stabilisiert sich das Ion zunächst durch die Autoionisation des $2s$ -Zustandes und anschließend durch einen $2p \rightarrow 2s$ Übergang unter gleichzeitiger Anhebung des Rydbergelektrons ins Kontinuum. Dieser zweite Autoionisationsprozeß kann aber nur erfolgen, wenn die Bindungsenergie des Rydbergelektrons geringer ist als die Energie des $2p \rightarrow 2s$ Übergangs. Diese Energie beträgt für das F^{6+} -Ion 14 eV [67]. Nach einer Abschätzung mit Hilfe der Rydbergformel

$$E_n = Ry \frac{Z_{eff}^2}{n^2} \quad (5.12)$$

ist die Bindungsenergie für Rydbergzustände mit $n \geq 6$ mit 13.6 eV klein genug.

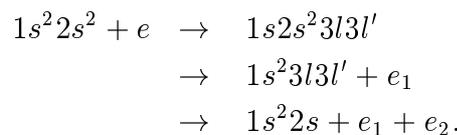
Der oben genannte Prozeß kann damit also ab etwa 693 eV zum Anstieg des Ratenkoeffizienten beitragen. Damit scheint dies jedoch nicht der einzige Beitrag zu sein, denn der Anstieg beginnt ja bereits bei etwa 670 eV. Es muß also noch einen weiteren, bisher unerklärten Prozeß geben, der hierzu beiträgt. Möglicherweise liefern bereits die Zustände mit $n = 5$ oder sogar darunter einen Beitrag, indem das $2s$ Elektron, welches beim ersten Autoionisationsprozeß ins Kontinuum gehoben wird, einen Teil seiner kinetischen Energie an das Rydbergelektron abgibt und dies in eine weiter außen gelegene Schale anregt.

In der ab etwa 700 eV abfallenden Flanke ist der Beitrag des EA-Prozesses



enthalten. Hierbei wird ein $1s$ Elektron durch Stoßanregung in den $2p$ Zustand angehoben. Bei der anschließenden Stabilisierung fällt das $2p$ Elektron in den $1s$ Zustand zurück und hebt dabei ein $2s$ Elektron ins Kontinuum. Dieser Prozeß setzt oberhalb der Seriengrenze, also ab etwa 707 eV ein.

Der kleine Peak auf der abfallenden EA-Flanke stammt vermutlich von dem $\Delta n = 2$ REDA-Prozeß



Dieser Peak liegt bei etwa 745 eV. Nach einer Abschätzung mit der Rydbergformel (Gleichung 5.12) für $n = 3$ und $Z_{eff} = 5$, müsste die Anregungsschwelle der zugehörigen Rydbergserie etwa 38 eV darüber liegen. Tatsächlich beginnt der gemessene Ratenkoeffizient für die Ionisation bei etwa dieser Energie (783 eV) erneut zu steigen. Hier könnte also die nächste EA-Stufe liegen. Im Rekombinationsspektrum sind hier jedoch keine Resonanzen zu erkennen. Genauere Aufschlüsse könnte hier eine erneute Untersuchung auch bei noch höheren Relativenergien, eventuell auch mit dem Elektronentarget, bringen.

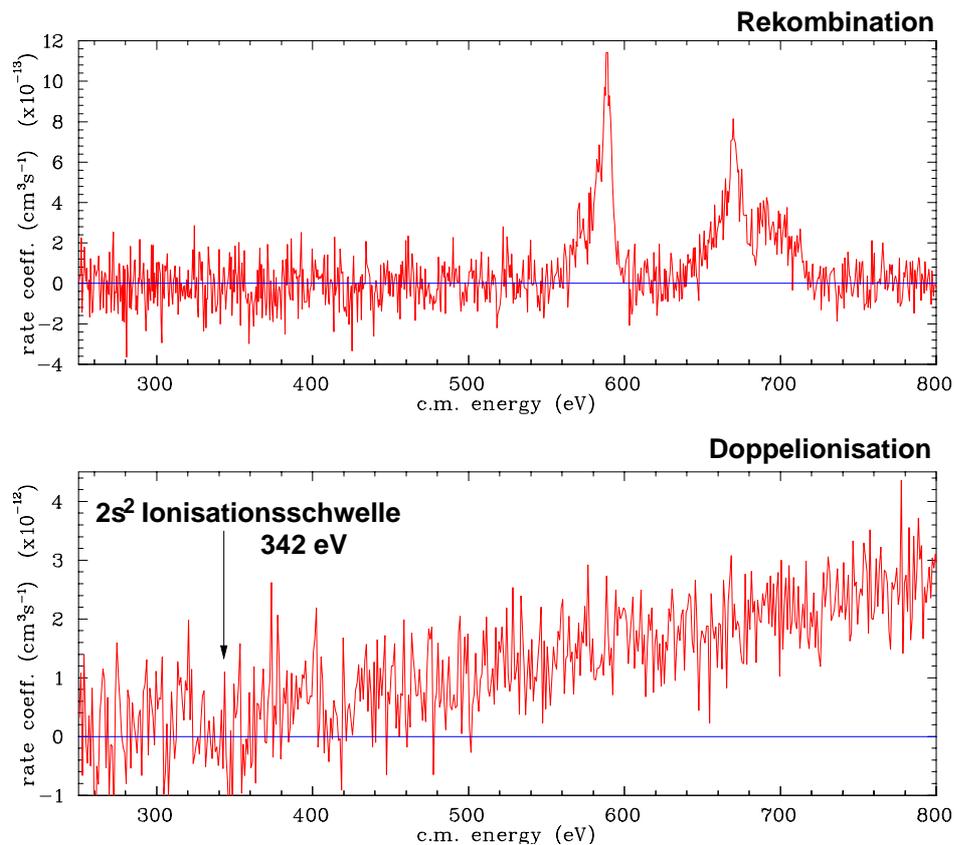


Abbildung 5.19: Doppelionisation von F^{5+} .

Im unteren Teil der Abbildung 5.19 ist eine Messung des Ratenkoeffizienten für die Doppelionisation von F^{5+} -Ionen gezeigt. Im oberen Teil der Abbildung ist wieder ein gleichzeitig gemessenes Rekombinationsspektrum gezeigt. Es sind dort wieder die beiden $1s \rightarrow 2p \Delta n = 1$ -Resonanzen und die zugehörige Anregungsschwelle der Rydbergserie zu erkennen.

Wie man anhand des flachen Verlaufs des Ratenkoeffizienten außerhalb der Resonanzen und der Seriengrenze sehen kann, gibt es bei dieser Messung keine Beeinflussung des Meßsignals durch eine Modulation des Restgasdruckanstiegs, aufgrund der Erhöhung der

Elektronenenergie im Laufe eines Scans. Auch bei dieser Messung wurde die Feldstärke der Toroide nach dem Sprung mit dem Hauptnetzgerät an die erhöhte Elektronenenergie angepaßt. Aufgrund der extrem geringen Ereignisrate wurde für diese Messung der Elektronenstrom und damit die Dichte der Elektronen im Strahl erhöht, um dadurch die Ereignisrate zu erhöhen. Dies hatte jedoch offensichtlich keine merkbare Modulation des Restgasdrucks zur Folge.

Im Ionisationssignal ist ab einer Energie von etwa 340 eV ein leichter, kontinuierlicher Anstieg des Ratenkoeffizienten zu erkennen. Die Schwelle für die direkte Doppelionisation der beiden 2s-Elektronen des berylliumartigen F^{5+} -Ions wird bei 342 eV [67] erwartet. Die Höhe des gemessenen Ratenkoeffizienten ist dabei als absolut zu betrachten, ist jedoch mit dem oben besprochenen Fehler von 20% behaftet.

Analog zur Einfachionisation kann man sich auch bei der Doppelionisation resonante Prozesse vorstellen, bei denen ein sogenannter trielektronischer Einfang (Einfang eines freien Elektrons unter gleichzeitiger Anregung zweier Elektronen der Hülle) zur dreifachen Autoionisation führt und damit zu einer zweifachen Ionisation. Um in einem solchen Prozeß autoionisierende Zustände zu erhalten, sind hohe Anregungszustände aller drei beteiligter Elektronen notwendig und somit eine hohe Relativenergie. Solch hohe Energien konnten mit dem Elektronenkühler nicht erreicht werden, sollten aber mit dem neuen Elektronentarget möglich sein.

5.2.4 Nachweis von ${}^7\text{Li}^-$ -Ionen aus einem gespeicherten ${}^7\text{LiH}_2^-$ -Strahl

In einer Strahlzeit zur Untersuchung des negativen Moleküls LiH_2^- wurde mit dem, als Ionisationsdetektor in die alte Detektorkammer nach dem Elektronentarget eingebauten Moleküldetektor, ein Pulshöhenspektrum von Li^- -Ionen aufgenommen, die durch Fragmentation aus den LiH_2^- -Ionen entstanden sind.

Der Ursprung dieses negativen Fragments des Molekülions LiH_2^- ist noch nicht geklärt. Allerdings deutet die Tatsache, daß die Li^- -Ionen nur für wenige Millisekunden nach der Injektion des LiH_2^- -Strahls in den TSR registriert werden können, darauf hin, daß es sich möglicherweise um Produkte einer Fragmentationsbildung eines durch die Beschleunigung entstandenen, metastabilen Anregungszustand der Molekülionen handelt.

In Abbildung 5.20 ist ein Pulshöhenspektrum der Li^- -Ionen gezeigt. Es wurde auf die selbe Weise mit dem Moleküldetektor und dem MCA aufgenommen, wie in Kapitel 5.1.1 beschrieben. Der gespeicherte LiH_2^- -Strahl hatte eine kinetische Gesamtenergie von 4.5 MeV, so daß die Li^- -Ionen aufgrund ihres Massenverhältnisses zum gespeicherten Strahl von 7:9 noch eine Energie von 3.5 MeV besaßen. Zunächst ist zu bemerken, daß aufgrund der Tatsache, daß die Li^- -Ionen immer nur für wenige Millisekunden nach einer Injektion registriert werden konnten, die Statistik schlecht ist. Aber auch die Energieauflösung ist hier wesentlich schlechter als erwartet, denn nach einer Abschätzung anhand der Auflösungen bei den C^{6+} - und den Sc^{3+} -Ionen und mit Gleichung 5.2, sollte die Auflösung

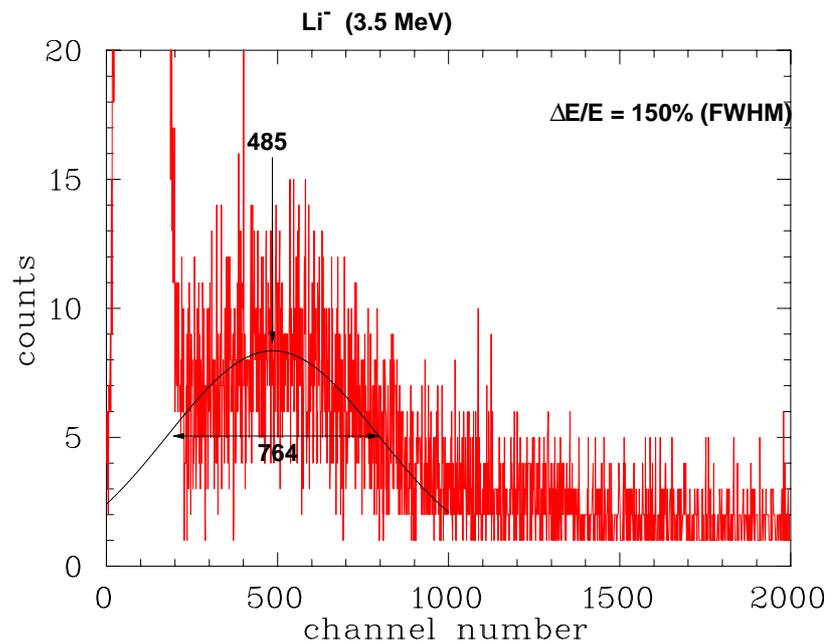


Abbildung 5.20: Pulshöhenspektrum der Li^- -Ionen bei 3.5 MeV.

bei etwa 33% liegen. Wie Abbildung 5.20 zeigt, liegt sie jedoch bei 150%.

Zum Vergleich wurde nochmals ein Pulshöhenspektrum der Alphateilchen der eingebauten Am^{241} -Quelle (5.4 MeV) aufgenommen. Dieses Spektrum ist in Abbildung 5.21 gezeigt. Die aus der angefitzten Gaußkurve folgende Energieauflösung von 133% ist deutlich schlechter, als die Auflösung (27.3%) aus dem Pulshöhenspektrum aus Abbildung 5.13, welches mit dem selben Detektor nur etwa 3 Monate früher entstanden ist.

Bei der Suche nach der Ursache für diese starke Verschlechterung der Auflösung, stellte sich heraus, daß die Dichtung des langen Flüssigkeitslichtleiters auf der dem Vakuumfenster im Inneren des Moleküldetektorkopfes zugewandten Seite des Lichtleiters (siehe Kapitel 4.3) undicht geworden war. Es war sowohl Luft ins Innere des Lichtleiters, als auch Ethylenglykol aus ihm heraus gelangt. Im Inneren des Lichtleiterschlauchs hatte sich eine Luftblase gebildet und sowohl die Endflächen des Quarzstöpsels, als auch die Fläche des Fensters, welches den Lichtleiter von Szintillator trennt, waren mit Ethylenglykol beschlagen. Diese Luftblase und vermutlich hauptsächlich der Ethylenglykolbeschlagn auf dem Fenster und dem Quarzstöpsel verminderten die Transmission des Szintillationslichtes zum Photomultiplier durch das Fenster und den Lichtleiter. Auf diese Weise wurde die Zahl der Photonen und damit einhergehend die Energieauflösung des Detektors erheblich vermindert.

Die Vermutung, daß die Undichtigkeit des Lichtleiters ihre Ursache in Druckschwankungen innerhalb der Flüssigkeit aufgrund von Schwankungen der Umgebungstemperatur hat, führt dazu, daß am Lichtleiter ein Druckausgleichsgefäß angebracht werden muß.

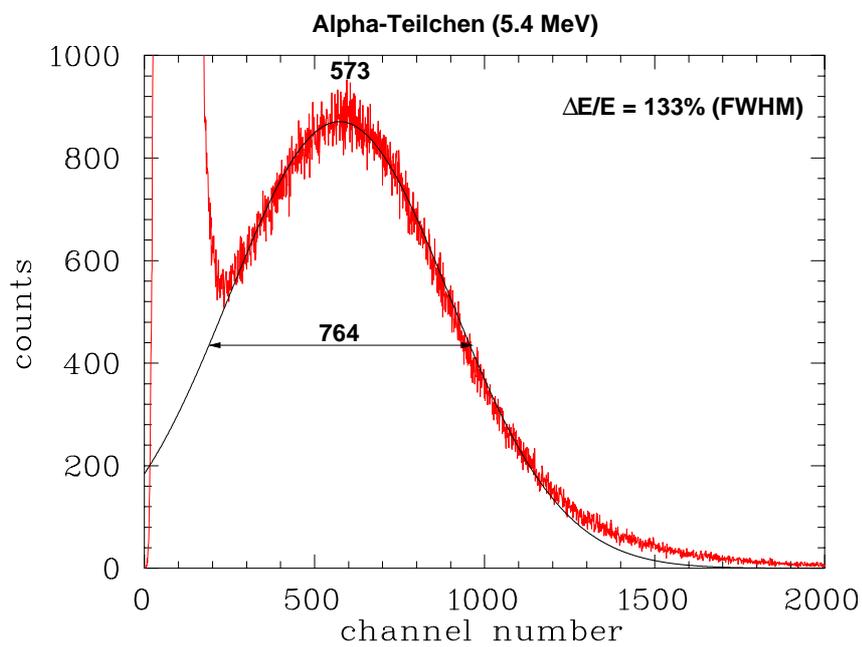


Abbildung 5.21: Pulshöhenspektrum der Alpha-Teilchen, zum Vergleich mit dem in Abbildung 5.20 dargestellten Pulshöhenspektrum der Li^- -Ionen.

6 Resümee und Ausblick

Hier wird nun eine kurze Zusammenfassung der vorangegangenen Kapitel gegeben und ein Ausblick auf die Inbetriebnahme des Detektorsystems.

- Die Eigenschaften eines CVD-Diamantdetektors wurden untersucht. Durch seine prinzipiellen Eigenschaften eignet sich dieses Material sehr gut als einfach zu handhabender, extrem schneller und sehr strahlungsresistenter, und damit langlebiger, Detektor. Bei Bestrahlung mit schweren Ionen treten jedoch starke Polarisations-effekte auf. Solange die dadurch entstehenden Probleme nicht gelöst sind, ist ein CVD-Diamantdetektor jedoch für einen Einsatz am TSR leider nicht geeignet
- Ein YAP:Ce Szintillator ist ein sehr gut geeignetes Detektormaterial für das neue Detektorsystem. Durch seine hohe Lichtausbeute (40% von NaI) zeigt dieser Szintillator eine gute Energieauflösung (5.4% für F^{5+} -Ionen mit 60 MeV). Aufgrund seiner mechanischen und chemischen Eigenschaften ist dieser Kristall geeignet direkt im extremen Vakuum des TSR betrieben zu werden, so daß eine untere Energieschwelle nicht von einer kapselnden Folie bestimmt wird, sondern nur vom Szintillator selbst. Mit 380 keV für Protonen liegt diese untere Schwelle sehr niedrig.
- Durch die Form der Detektorvakuumkammer und die Möglichkeit den Moleküldetektor direkt im Feld des Dipolmagneten zu betreiben, können mit dem neuen Detektorsystem viele Produkte von Umladungs- und Fragmentationsprozessen aufgrund von Elektron-Ion-Stößen untersucht werden, die vorher nicht beobachtet werden konnten.
- Die Messungen mit den beiden Detektoren an Alpha-, C^{6+} -, Sc^{3+} -, Protonen- und F^{5+} -, bzw. F^{6+} -Strahlen haben gezeigt, daß die Detektoren gut für die mit der neuen Experimentierstrecke geplanten Messungen geeignet sind.

Der nächste Schritt zur Inbetriebnahme des neuen Detektorsystems, wird die Behebung der Undichtigkeit des Flüssiglichtleiters sein. Dafür könnte, zum Ausgleich der Druckschwankungen, der Schlauch des Lichtleiters über einen dünnen Schlauch mit einem Druckausgleichsgefäß verbunden werden. Der Druckausgleich bei Änderungen der Umgebungstemperatur würde dann nicht über die Schlauchdichtungen sondern über eine Hebung oder Senkung des Flüssigkeitsspiegels im Druckausgleichsgefäß statt finden.

Gleichzeitig wird in den Werkstätten des Max-Planck-Institutes die Fertigung der noch fehlenden Komponente der beiden Detektoren, inklusive deren Gestelle und Verschiebeeinheiten mit den langen Bälgen vorangetrieben werden. Der Einbau der beiden Detektoren kann dann etwa bis Sommer nächsten Jahres erfolgen. Nach dem Ausheizen sind die Detektoren dann einsatzbereit.

Literaturverzeichnis

- [1] Gerald Miersch. *Szintillatoren zur Schwerionen-Detektion bei hohen integralen Zählraten*. Diplomarbeit, Ruprecht-Karls Universität Heidelberg, 1994. MPIH-V14-1994.
- [2] E. Jaeschke, D. Krämer, W. Arnold, G. Bisoffi, M. Blum, A. Friedrich, C. Geyer, M. Grieser, D. Habs, H.W. Heyng, B. Holzer, R. Ihde, M. Jung, K. Matl, R. Neumann, A. Noda, W. Ott, B. Povh, R. Repnow, F. Schmitt, M. Steck, and E. Steffens. The Heidelberg Test Storage Ring for Heavy Ions TSR. In *Proc. 1st Europ. Part. Acc. Conf. Rome*, pages 365–367, 1988.
- [3] D. Habs, W. Baumann, J. Berger, P. Blatt, A. Faulstich, P. Krause, G. Kilgus, R. Neumann, W. Petrich, R. Stokstad, D. Schwalm, E. Szmola, K. Welti, A. Wolf, S. Zwickler, E. Jaeschke, D. Krämer, G. Bisoffi, M. Blum, A. Friedrich, C. Geyer, M. Grieser, H.W. Heyng, B. Holzer, R. Ihde, M. Jung, K. Matl, W. Ott, B. Povh, R. Repnow, M. Steck, E. Steffens, D. Dutta, T. Kühl, D. Marx, S. Schröder, M. Gerhard, R. Grieser, G. Huber, R. Klein, M. Krieg, N. Schmidt, R. Schuch, J. Babb, L. Spruch, W. Arnold, and A. Noda. First experiments with the Heidelberg Test Storage Ring TSR. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B* 43, pages 390–410, 1989.
- [4] G. Kilgus, J. Berger, P. Blatt, M. Grieser, D. Habs, B. Hochadel, E. Jaeschke, D. Krämer, R. Neumann, G. Neureither, W. Ott, D. Schwalm, M. Steck, R. Stokstad, E. Szmola, A. Wolf, R. Schuch, A. Müller, and M. Wagner. Dielectronic recombination of hydrogenlike oxygen in a heavy-ion storage ring. *Phys.Rev.Lett.* 64, pages 737–740, 1990.
- [5] U. Schramm, J. Berger, M. Grieser, D. Habs, E. Jaeschke, G. Kilgus, D. Schwalm, A. Wolf, R. Neumann, and R. Schuch. Observation of laser-induced recombination in merged electron and proton beams. *Phys.Rev.Lett.* 67, pages 22–25, 1991.
- [6] P. Forck, M. Grieser, D. Habs, A. Lampert, R. Repnow, D. Schwalm, A. Wolf, and D. Zajfman. Dissociative recombination of cold HD^+ at the Test Storage Ring. *Phys. Rev. Lett.* 70, pages 426–429, 1993.
- [7] H.T. Schmidt, P. Forck, M. Grieser, D. Habs, J. Kenntner, G. Miersch, R. Repnow, U. Schramm, T. Schüssler, D. Schwalm, and A. Wolf. High-precision measurement of the magnetic-dipole decay rate of metastable heliumlike carbon ions in a storage ring. *Phys. Rev. Lett.* 72, pages 1616–1619, 1994.

- [8] P. Forck, C. Broude, M. Grieser, D. Habs, J. Kenntner, J. Liebmann, R. Repnow, D. Schwalm, A. Wolf, A. Amitay, and D. Zajfman. New resonances in the dissociative recombination of vibrationally cold CD^+ . *Phys. Rev. Lett.* 72, pages 2002–2005, 1994.
- [9] J. Linkemann, A. Müller, J. Kenntner, D. Habs, Schwalm. D., A. Wolf, N.R. Badnell, and M.S. Pinzola. Electron-Impact Ionization of F^{15+} Ions. *Phys. Rev. Lett.* 74, pages 4173–4176, 1995.
- [10] T. Schüssler, U. Schramm, T. Rüte, C. Broude, M. Grieser, D. Habs, D. Schwalm, and A. Wolf. Laser Stimulated Recombination Spectroscopy for the Study of Long-Range Interactions in Highly Charged Rydberg Ions. *Phys. Rev. Lett.* 75, pages 802–805, 1995.
- [11] D. Zajfman, Z. Amitay, C. Broude, P. Forck, B. Seidel, M. Grieser, D. Habs, D. Schwalm, and A. Wolf. Measurement of Branching Ratios for the Dissociative Recombination of Cold HD^+ Using Fragment Imaging. *Phys. Rev. Lett.* 75, pages 814–817, 1995.
- [12] J. Doerfert, E. Träbert, A. Wolf, D. Schwalm, and O. Uwira. Precision measurement of the electric dipole intercombination Rate in C^{2+} . *Phys. Rev. Lett.* 78, pages 4355–4358, 1997.
- [13] D. Zajfman, Z. Amitay, M. Lange, U. Hechtfisher, L. Knoll, D. Schwalm, R. Wester, A. Wolf, and X. Urbain. Curve Crossing and Branching Ratios in the Dissociative Recombination of HD^+ . *Phys. Rev. Lett.* 79, pages 1829–1832, 1997.
- [14] U. Hechtfisher, Z. Amitay, P. Forck, M. Lange, J. Linkemann, M. Schmitt, U. Schramm, D. Schwalm, R. Wester, D. Zaifman, and A. Wolf. Near-threshold photodissociation of cold CH^+ in a storage ring. *Phys. Rev. Lett.* 80, pages 2809–2812, 1998.
- [15] D. Habs, R. Grimm, M. Grieser, R. v. Hahn, C.M. Kleffner, R. Repnow, U. Schmidt-Rohr, D. Schwalm, A. Wolf, A. Schempp, H. Deitinghoff, and E. Jeaschke. A High Current Injector for the Heidelberg Test Storage Ring TSR. *Technical report, Max-Planck-Institut für Kernphysik Heidelberg*, 1991. MPIH-V1-1991.
- [16] B. Huck, H. Ingwersen, E. Jeaschke, B. Kolb, R. Repnow, and T. Walcher. The Heidelberg Heavy Ion Postaccelerator. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 3(28), 1981.
- [17] W. Arnold, P. Baumann, B. Blum, P. Brix, A. Friedrich, M. Grieser, D. Habs, E. Jaeschke, D. Krämer, B. v. Kruechten, C. Martin, K. Matl, B. Povh, R. Repnow, U. Rudnik, U. Schmidt-Rohr, H. Sailer, R. Schuch, M. Steck, E. Steffens, and C.A.

-
- Wiedner. The Heidelberg Heavy Ion Test Storage Ring TSR. In *Proc. 13th Int. Conf. On High Energy Accelerators*, pages 334–340, Novosibirsk, 1986.
- [18] G. Bisoffi, M. Grieser, E. Jaeschke, D. Krämer, and A. Noda. Radiofrequency stacking experiments at the Heidelberg Test Storage Ring. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 287, pages 320–323, 1990.
- [19] O. Uwira, A. Müller, J. Linkemann, T. Bartsch, C. Brandau, M. Schmitt, A. Wolf, D. Schwalm, R. Schuch, W. Zong, H. Lebius, W.G. Graham, J. Doerfert, and D.W. Savin. Recombination measurements at low energies with $\text{Au}^{49+,50+,51+}$ at the TSR. *Hyperfine Int.* 108, pages 149–154, 1997.
- [20] M. Grieser, D. Habs, R. v. Hahn, C. Ellert, C.M. Kleffner, J. Liebmann, R. Repnow, D. Schwalm, M. Stampfer, A. Wolf, E. Jaeschke, and S. Papureanu. Recent Developments at the Heidelberg Heavy Ion Cooler Storage Ring TSR. In *Proc. 3rd Europ. Part. Acc. Conf.*, pages 152–154, Berlin, 1992. eds. H. Henke, H. Homeyer, Ch. Petit-Jean-Genaz (ed. Frontières, Gif-sur-Yvette, 1994).
- [21] B. Hochadel, F. Albrecht, M. Grieser, D. Habs, D. Schwalm, E. Szmola, and A. Wolf. A residual-gas ionization beam profile monitor for the Heidelberg Test Storage Ring TSR. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 343, pages 401–414, 1994.
- [22] K. Unser. A torroidal D.C. beam transformer with high resolution. In *PAC 81*, Washington D.C., 1981.
- [23] M. Steck, G. Bisoffi, M. Blum, A. Friedrich, C. Geyer, M. Grieser, B. Holzer, E. Jaeschke, D. Jung, D. Krämer, K. Matl, W. Ott, and R. Repnow. Electron cooling of heavy ions. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 287, pages 324–327, 1990.
- [24] M. Schmitt. *Erzeugung energiescharfer Elektronenstrahlen*. Dissertation, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, 1999.
- [25] Frank Sprenger. Dissertation, Ruprecht-Karls Universität Heidelberg. in Vorbereitung.
- [26] J.J. Thomson. Ionization by Moving Electrified Particles. *Philosophical Magazine and Journal of Science*, 23(136):449, April 1912.
- [27] H.A. Bethe. *Ann.Physik* 5, page 325, 1930.
- [28] Wolfgang Lotz. Electron-Impact Ionization Cross-Sections for Atoms up to $Z = 108$. *Zeitschrift für Physik* 232, pages 101–107, 1970.

- [29] H.A. Bethe and E.E. Salpeter. *Quantum Mechanics of One- and Two-Electron Atoms*. Plenum Press, New York, 1957.
- [30] Glenn F. Knoll. *Radiation detection and measurement*. John Wiley and Sons, New York, Chichester, Brisbane, Toronto, Singapore, 1989. ISBN 0-471-81504-7.
- [31] R. Hofstadter. Remarks on diamond crystal counters. *Physical Review*, page 631, Februar 1948. Letters to the Editor.
- [32] M. Franklin, a. Fry, K.K. Gan, S. Han, H. Kagan, S. Kanda, D. Kania, R. Kass, S.K. Kim, R. Malchow, F. Morrow, S. Olsen, W.F. Palmer, L.S. Pan, F. Sannes, S. Schnetzer, R. Stone, Y. Sugimoto, G.B. Thomson, C. White, and S. Zhao. Development of diamond radiation detectors for SSC and LHC. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A315*, pages 39–42, 1992.
- [33] XXXVI Int. Winter Meeting on Nucl. Phys. *Diamond detectors for heavy ion measurements*, Bormio, 1998. Berdermann, E. and Blasche, K. and Stelzer, H. and Zeytouni, F. invited talk.
- [34] A.V. Krasilnikov, V.N. Amosov, and Y.A. Kaschuk. Natural Diamond Detector as a High Energy Particle Spectrometer. *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 45, page 385, 1998.
- [35] J. Angus and C. Hayman. Low-pressure, metastable growth of diamond and ‘diamondlike’ phases. *Science* 241, pages 913–921, 1988.
- [36] W. Yarbrough and R. Messier. Current issues and problems in the chemical vapor deposition of diamond. *Science* 247, pages 688–696, 1990.
- [37] P. Bergonzo, A. Brambilla, D. Tromson, C. Mer, B. Guizard, F. Foulon, and V. Amosov. CVD diamond for radiation detection devices. *Diamond and Related Materials* 10, pages 631–638, 2001.
- [38] L.S. Pan, S. Zhao, J.W. Ager III., M. Franklin, a. Fry, K.K. Gan, S. Han, H. Kagan, S. Kanda, D. Kania, R. Kass, S.K. Kim, R. Malchow, F. Morrow, S. Olsen, W.F. Palmer, Pianetta P., F. Sannes, S. Schnetzer, R. Stone, Y. Sugimoto, G.B. Thomson, and C. White. Particle- and photoinduced conductivity in type-IIa diamonds. *Journal of Applied Physics*, 74(2):1086–1095, July 1993.
- [39] T. Behnke, P. Hüntemeyer, A. Oh, J. Steuerer, A. Wagner, and W. Zeuner. The charge collection properties of CVD diamond. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 414, pages 340–356, 1998.
- [40] R. Hofstadter. Crystal counters I. *Nucleonics*, pages 2–27, April 1949.
- [41] R.S. van Heyningen and Frederick C. Brown. Transient photoconductivity in silver chloride at low temperatures. *Physical Review*, 111(2):462–471, July 1958.

-
- [42] K. Hecht. *Zeitschrift für Physik* 77, page 235, 1932.
- [43] S. Zhao. *Characterisation of the electrical properties of polycrystalline diamond films*. PhD thesis, The Ohio State University, 1994.
- [44] private Mitteilung, Peter Forck (GSI).
- [45] P. Moritz, E. Berdermann, K. Blasche, H. Stelzer, and B. Voss. Broadband electronics for CVD-diamond detectors. *Diamond and Related Materials* 10, pages 1765–1769, 2001.
- [46] C. Manfredotti, F. Fizzotti, E. Vittone, S. Bistolfi, M. Boero, and P. Polesello. Grain size effects in CVD diamond detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B93*, pages 516–520, 1994.
- [47] A.V. Krasilnikov, J. Kaneko, M. Isobe, F. Maekawa, and T. Nishitani. Fusion neutronic source deuterium-tritium neutron spectrum measurements using natural diamond detectors. *Rev. Sci. Instr.* 68, page 1720, 1997.
- [48] E.-K. Souw, R.J. Meilunas, C. Szeles, N.M. Ravindra, and F.-M. Tong. Photoconductivity of CVD diamond under bandgap and subbandgap irradiations. *Diamond and related materials* 6, pages 1157–1171, 1997.
- [49] E.-K. Souw and R.J. Meilunas. Response of CVD diamond detectors to alpha radiation. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 400*, pages 69–86, 1997.
- [50] S. Baccaro, K. Blazek, F. de Notaristefani, P. Maly, J.A. Mares, R. Pani, R. Pellegrini, and A. Soluri. Scintillation properties of YAP:Ce. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 361*, pages 209–215, 1995.
- [51] M. Moszyński, M. Kapusta, D. Wolski, W. Klamra, and B. Cederwall. Properties of the YAP:Ce scintillator. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 404*, pages 157–165, 1998.
- [52] V.G. Baryshevsky, M.V. Korzhik, V.I. Moroz, V.B. Pavlenko, and A.A. Fyodorov. YAlO₃:Ce-fast-acting scintillators for detection of ionizing radiation. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 58*, pages 291–293, 1991.
- [53] G. Blasse. Luminescence and scintillation mechanisms in inorganic scintillators. In F. De Notaristefani, P. Lecoq, and M. Schneegans, editors, *Heavy scintillators for scientific and industrial applications*, pages 85–97, Chamonix, France, September 22-26 1992. CERN-CNRS-INFN, Editions Frontieres.

- [54] A.J. Wojtowicz, J. Glodo, W. Drozdowski, and K.R. Przegietka. Electron traps and scintillation mechanism in $\text{YAlO}_3\text{:Ce}$ and $\text{LuAlO}_3\text{:Ce}$ scintillators. *Journal of Luminescence* 79, pages 275–291, 1998.
- [55] private Mitteilung Manfred Greiser, MPI für Kernphysik, Heidelberg.
- [56] E.D. Courant and H.S. Snyder. Theory of the alternating-gradient synchrotron. *Annals of Physics*, 3:1–48, 1958.
- [57] Klaus Wille. *Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen*. B.G. Teubner Stuttgart, 1992.
- [58] Bernhard Holzer. *Präzisionsmessungen an den Magneten des TSR-Speicherings*. Diplomarbeit, Ruprecht-Karls Universität Heidelberg, 1988. MPI H - V18 -1988.
- [59] Joachim Linkemann. *Elektronenstossionisation und Rekombination hochgeladener Natrium-ähnlicher Ionen*. Dissertation, Universität Stuttgart, 1995.
- [60] P. Baumann, M. Blum, A. Friedrich, C. Geyer, M. Grieser, B. Holzer, E. Jaeschke, D. Krämer, C. Martin, K. Matl, R. Mayer, W. Ott, B. Povh, R. Repnow, M. Steck, and E. Steffens. The Heidelberg heavy ion test storage ring TSR. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 268, pages 531–537, 1988.
- [61] private Mitteilung, Herr Mund, Schott Glas electronic packaging, Landshut.
- [62] W.R. Leo. *Techniques for nuclear and particle physics experiments (a how-to approach)*. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, London, Paris, Tokyo, Hong Kong, Barcelona, Budapest, 1992.
- [63] H. Hinterberger and R. Winston. Efficient light coupler for threshold Čerenkov counters. *The Review of Scientific Instruments*, 37:1094–1095, 1966.
- [64] J.F. Ziegler and J.P. Biersack. *The stopping and range of ions in solids*, volume 1. Pergamon Press, New York, 1985. ISBN 0-08-021603-X.
- [65] Gerald Kilgus. *Hochauflösende Messungen zur dielektronischen Rekombination*. Dissertation, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, 1990. MPI H - 22 - 1990.
- [66] Joachim Kenntner. *Messungen zur Elektronenstoß-Ionisation und dielektronischen Rekombination hochgeladener lithiumartiger Ionen*. Dissertation, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, 1995.
- [67] NIST atomic spectra database. <http://physics.nist.gov/cgi-bin/AtData/main-asd>.
- [68] private Mitteilung, Dr. Shan-Gui Zhou, MPI für Kernphysik, Heidelberg.

Vielen Dank ...

an alle, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Insbesondere möchte ich danken:

- Herrn **Prof. Dr. Dirk Schwalm**, für die Möglichkeit, diese Arbeit am Max-Planck-Institut für Kernphysik in seiner Gruppe durchführen zu können.
- Herrn **Prof. Dr. Andreas Wolf**, für die Betreuung dieser Arbeit, sein umfassendes Wissen, die vielen wichtigen Hinweise und seine Geduld.
- Herrn **Prof. Dr. H.J. Kluge**, für die Bereitschaft, die vorliegende Arbeit zu begutachten.
- Den Herren **Gerald Gwinner, Michael Lange** und **Michael Schnell** für viele fruchtbare Diskussionen, sowohl über physikalische, als auch über andere interessante Themen des täglichen Lebens.
- Der restlichen **Ato- und Moligruppe**: Für die gute Stimmung am Kaffeetisch.
- Herrn **Manfred Grieser** für viele gute Tips und Ratschläge, aber auch für seine fröhliche Art.
- Allen Mechanikern, Technikern und Konstrukteuren und Konstrukteurinnen des Max-Planck-Instituts, insbesondere den Herren **Volker Mallinger, Michael Reißfelder, Norbert Winkler, Karl Hahn, Karl Bechberger, Rainer Fleckenstein, Michael Frauenfeld, Karlheinz Hallatschek, Christian Kaiser, Jörg Vetter, Oliver Koschorreck, Peter Mögel, Thomas Schiffmann, Peter Werle, Thomas Weber, Peter Gahn, Rouben Kankanian** und Frau **Bettina Mörg**, ohne deren Zutun das Detektorsystem nicht hätte realisiert werden können
- Herrn **Kurt Horn**, für seine “goldenen Händchen“ und seine nette Art.
- Frau **Helga Krieger**, weil sie immer hilfbereit und stets bestens informiert war.
- Meiner Freundin **Friederike Schlindwein**, für die moralische Unterstützung während der ganzen Zeit und auch für alles Andere.
- Und last, aber ganz und gar nicht least **meinen Eltern**, die mich immer unterstützt haben, die mir mein Studium erst ermöglichten und bei denen ich mich hiermit ganz herzlich bedanken möchte.