

**Erzeugung intensiver spinpolarisierter
Elektronenstrahlen an der Beschleunigeranlage
ELSA**

Dissertation
zur
Erlangung des Doktorgrades (Dr. rer. nat.)
der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der
Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

von
Dominik Heiliger
aus
Bonn

Bonn, 2014

Dieser Forschungsbericht wurde als Dissertation von der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der Universität Bonn angenommen und ist auf dem Hochschulschriftenserver der ULB Bonn http://hss.ulb.uni-bonn.de/diss_online elektronisch publiziert.

1. Gutachter: PD Dr. Wolfgang Hillert
2. Gutachterin: Prof. Dr. Ulrike Thoma

Tag der Promotion: 21.08.2014
Erscheinungsjahr: 2014

Zusammenfassung

An der Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA des Physikalischen Instituts der Universität Bonn werden derzeit hadronenphysikalische Doppelpolarisationsexperimente im Rahmen des transregionalen Sonderforschungsbereichs SFB/TR 16 „Elektromagnetische Anregung subnuklearer Systeme“ durchgeführt. Der für diese Untersuchungen benötigte spinpolarisierte Elektronenstrahl wird in der Quelle für polarisierte Elektronen durch Bestrahlung einer Strained-Layer-Superlattice-GaAs-Photokathode mit polarisiertem Laserlicht geeigneter Wellenlänge erzeugt und anschließend nach Durchlaufen mehrerer Beschleunigungsstufen zu den Experimenten geleitet. Damit die spinpolarisierten Elektronen die GaAs-Photokathode verlassen können, muss die Austrittsarbeit durch Aufdampfen einer monoatomaren Lage aus Cäsium und Sauerstoff auf die Oberfläche der Kathode verringert werden. Bestimmte Restgasmoleküle lagern sich bevorzugt an dieser Cäsium/Sauerstoff-Schicht an, wodurch die Austrittsarbeit wieder ansteigt, bis keine Emission mehr möglich ist. Danach muss die Kathode gereinigt und wieder erneut bedampft werden. Um eine lange Einsatzzeit der Kathode zu gewährleisten, muss sich diese während des Betriebes ständig innerhalb eines Systems unter extremen Hochvakuum befinden, so dass die Anzahl der oben genannten Moleküle möglichst gering gehalten wird. Dies kann nur mit Hilfe eines Schleusensystems erreicht werden, welches das Einbringen, das Bedampfen und die Lagerung von Photokathoden ohne Belüften der Betriebskammer ermöglicht.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde das einstufige Schleusensystem der Quelle für polarisierte Elektronen durch ein neues, aus drei Kammern bestehendes System ersetzt. Die Aktivierungskammer dient zur Reinigung mit einer Strahlungsheizung und zum Bedampfen mit Cäsium und Sauerstoff, die Vorratskammer zur Lagerung und die Ladekammer zum Einbringen neuer Photokathoden. Zusätzlich kann durch den Beschuss der Photokathode mit atomarem Wasserstoff in der Ladekammer ein besseres Reinigungsergebnis bezüglich der Reinheit und Qualität der Oberfläche als durch die Reinigung mit Hitze alleine erzielt werden. Durch den Aufbau und die erfolgreiche Inbetriebnahme aller Elemente des neuen Schleusensystems ist es nun möglich bis zu drei Kathoden gleichzeitig unter extremen Hochvakuumbedingungen aufzubewahren, diese während des Betriebs zu reinigen und zu bedampfen. Dadurch wurde die Verfügbarkeit und die Zuverlässigkeit der Quelle für polarisierte Elektronen erhöht. Weiterhin konnte die Einheit für die Reinigung mit atomarem Wasserstoff in Betrieb genommen und erfolgreich an den Photokathoden getestet werden. Dieses neue Reinigungsverfahren führt zu einer deutlich längeren Verwendungsdauer der im System befindlichen Kathoden bevor diese ausgetauscht werden müssen.

Parallel zur Konzeption, dem Aufbau und der Inbetriebnahme des neuen Schleusensystems wurden im Rahmen dieser Arbeit sowohl theoretische als auch praktische Untersuchungen zu einer Intensitätserhöhung des Elektronenstrahls durchgeführt. Eine Stromerhöhung an der Quelle wirkt sich direkt auf den, den Experimenten zur Verfügung gestellten, Strahlstrom aus. Dies ist für den zukünftigen Beschleunigerbetrieb sowie die Durchführung geplanter hadronenphysikalischer Experimente gewünscht und erforderlich. Es konnte nachgewiesen werden, dass die Erzeugung eines Strahls mit 200 mA Strom und dessen Transport zur ersten Beschleunigungsstufe möglich ist.

Inhaltsverzeichnis

1	Motivation	1
1.1	Die Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA	1
1.2	Das neue Schleusensystem	3
1.3	Intensitätserhöhung	4
2	Photoemission aus GaAs-Halbleitern	7
2.1	Innerer Aufbau eines GaAs-Halbleiters und Photoemission	7
2.2	Depolarisierende Effekte	9
2.3	Negative Elektronenaffinität	9
2.4	Ladungssättigung	11
3	Reinigung von Kristalloberflächen	13
3.1	Oberflächenverunreinigungen und deren Ursachen	13
3.2	Kriterien an die Qualität einer Reinigung	15
3.3	Reinigungsverfahren	17
3.3.1	Heizreinigung	17
3.3.2	Alternative Reinigungsverfahren	19
3.4	Reinigung mit atomarem Wasserstoff	19
3.4.1	Erzeugung atomaren Wasserstoffs mittels eines heißen Filamentes	21
3.4.2	Erzeugung atomaren Wasserstoffs mittels eines Hochfrequenzresonators	21
3.4.3	Erzeugung atomaren Wasserstoffs in einer heißen Kapillare	22
4	Die 50 kV-Quelle für polarisierte Elektronen	25
4.1	Betriebskammer	25
4.2	Die GaAs/GaAsP-Photokathode	27
4.3	Hochspannungsfestigkeit und Feldemission	29
4.4	Lasersysteme	30
4.4.1	Titan-Saphir-Laser	31
4.4.2	Laserdioden	36
4.4.3	Weitere Lasersysteme	39
4.5	Vakuum	39
4.6	Transferkanal	39
4.6.1	Differentielle Pumpstrecke	40
4.6.2	Elektrostatische Ablenkung	41
4.6.3	Magnetoptik	41
4.6.4	Strahldiagnose	43

4.6.5	Polarisationsmessung	44
5	Intensitätserhöhung	45
5.1	Raumladungsbegrenzung und Strahlerzeugung	45
5.2	Raumladungsdominierter Strahltransport	49
5.2.1	Simulation des Strahltransportes	49
5.2.2	Strahldiagnose	53
5.2.3	Optimierung des Transferkanals für einen Strahlstrom von 200 mA	55
6	Das neue Schleusensystem	61
6.1	Übersicht	61
6.2	Erzeugung des Extremhochvakuums	63
6.3	Montage, Transport und Installation	72
6.4	Transport der Photokathoden	76
6.5	Die Präparationskammer	78
6.5.1	Heizreinigung	78
6.5.2	Aktivierung	79
6.6	Die Aufbewahrungskammer	82
6.6.1	Der Drehteller und Kugellager im XHV	82
6.7	Die Ladekammer	86
6.7.1	Quelle für atomaren Wasserstoff und dessen Filterung	86
6.7.2	Reinigung mit atomarem Wasserstoff	89
7	Zusammenfassung und Ausblick	99
	Literatur	101
	Abbildungsverzeichnis	107
	Tabellenverzeichnis	109

Motivation

Seit dem Jahr 2000 besteht mit der 50 kV-Quelle für polarisierte Elektronen an der Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA in Bonn (im Folgenden als 50 kV-Quelle bezeichnet) die Möglichkeit, einen Elektronenstrahl mit hohem Polarisationsgrad (ca. 80 %¹) und einem Strahlstrom von 100 mA zu erzeugen [Hil00; Hil06]. Für den zukünftigen Beschleunigerbetrieb werden wesentlich höhere Strahlintensitäten von ca. 200 mA benötigt. Um dies zu gewährleisten, müssen Photokathoden mit entsprechend hoher Quantenausbeute² eingesetzt werden. Daher, und um den stetig steigenden Anforderungen an die Zuverlässigkeit und Verfügbarkeit der 50 kV-Quelle Rechnung zu tragen, wurde im Rahmen dieser Arbeit ein neues Schleusensystem entworfen, aufgebaut und in Betrieb genommen.

Zusätzlich wurden sowohl theoretische als auch praktische Untersuchungen zu einer Intensitätserhöhung des Elektronenstrahls durchgeführt. Es konnte nachgewiesen werden, dass die Erzeugung eines Strahls mit 200 mA Strom und dessen Transport zum Linearbeschleuniger LINAC 2 durch die Optimierung der Magneto-optik des Transferkanals möglich ist.

1.1 Die Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA

Die Bonner Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA besteht aus einem Injektorbereich, einem Stretcherring und den Experimentierplätzen (siehe Abbildung 1.1). Zur Teilchenerzeugung steht am Linearbeschleuniger 1 (LINAC 1) eine thermische Elektronenquelle zur Verfügung, am Linearbeschleuniger 2 (LINAC 2) können wahlweise unpolarisierte Elektronen aus einer weiteren thermischen Quelle oder spinpolarisierte Elektronen aus der 50 kV-Quelle beschleunigt werden. Anschließend werden die Elektronen in das Booster-Synchrotron injiziert, im Standardbetrieb auf eine Energie von 1,2 GeV beschleunigt und dann in den Stretcher-Ring transferiert. Nach der Akkumulation der Ladung mehrerer Injektionen des Synchrotrons und der Nachbeschleunigung auf bis zu 3,2 GeV folgt die Extraktion über mehrere Sekunden zu den Experimentierplätzen, bevor wieder neue Elektronen erzeugt und beschleunigt werden.

Seit 2006 werden im Rahmen des transregionalen Sonderforschungsbereichs SFB/TR 16 „Elektromagnetische Anregung subnuklearer Systeme“ hadronenphysikalische Doppelpolarisationsexperimente zur Spektroskopie von Baryonenresonanzen und Photoproduktion von Mesonen am sogenannten

¹ Mit der seit August 2009 verwendeten Photokathode kann ein Strahlstrom von bis zu 250 mA bei einem Polarisationsgrad von ca. 86 % aus der Photokathode ausgelöst werden.

² Die Quantenausbeute ist das Verhältnis aus der Anzahl der auf die Photokathode eingestrahnten Photonen zu den aus der Photokathode ausgelösten Elektronen.

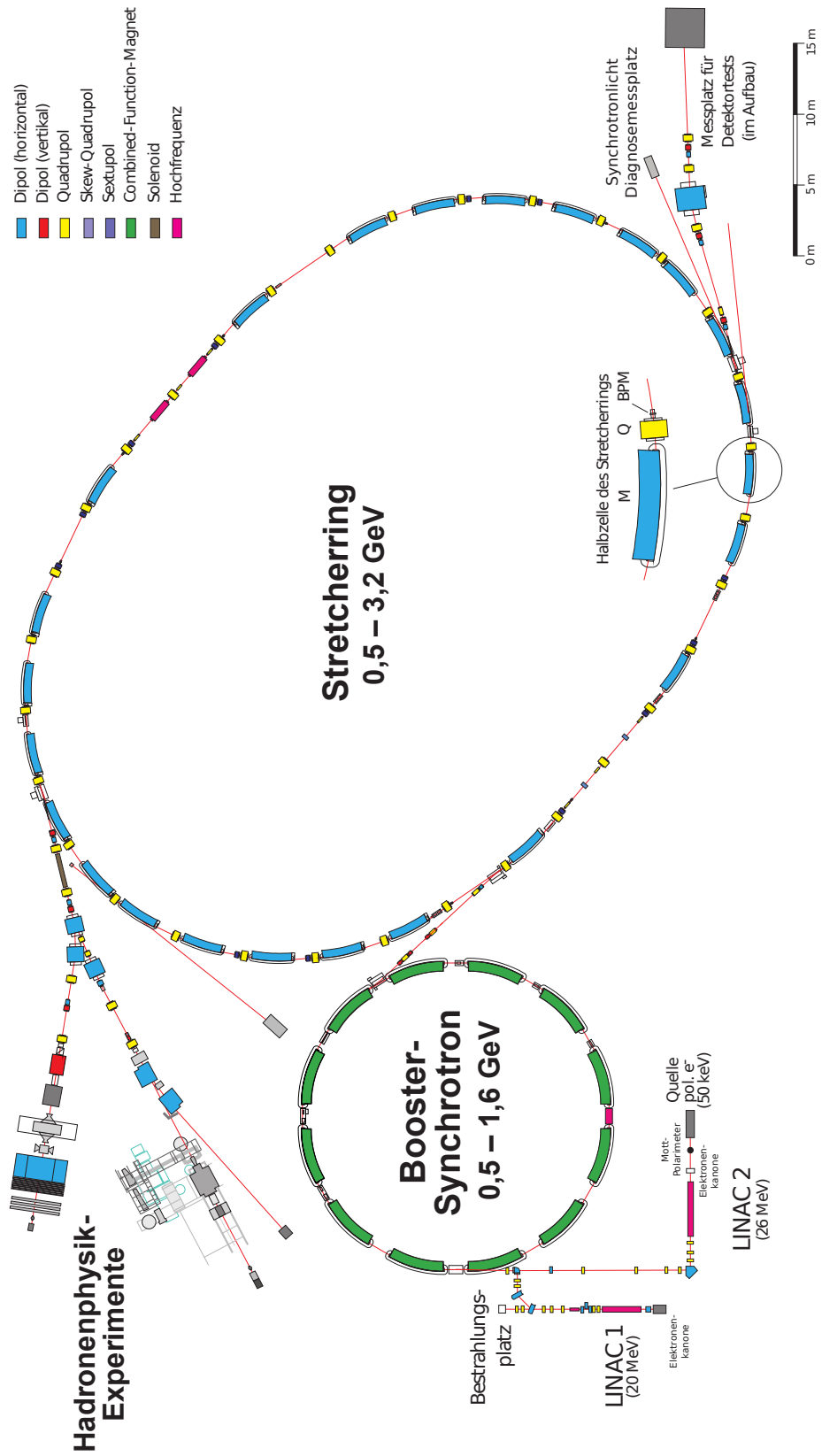


Abbildung 1.1: Übersicht über die Bonner Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA (Stand: Januar 2014).

Crystal-Barrel/TAPS-Aufbau durchgeführt [Sfb; Tho10]. Ein weiteres hadronenphysikalisches Experiment, das BGO-OD-Experiment, befindet sich derzeit am zweiten Experimentierplatz im Aufbau [Sch10]. Für beide Experimente wird nicht der primäre Elektronenstrahl genutzt, sondern es werden durch Beschuss eines Radiatortargets Bremsstrahlungsphotonen erzeugt. Bei geeigneter Wahl und Ausrichtung des Radiatortargets kann aus einem unpolarisierten Elektronenstrahl ein linear polarisierter Photonenstrahl generiert werden (vgl. [Els07]). Für eine Zirkularpolarisation des Photonenstrahls werden polarisierte Elektronen benötigt (vgl. [Kam09]). Der Photonenstrahl trifft anschließend auf das zu untersuchende Material, das Target, welches sich innerhalb des Detektoraufbaus befindet.

Ähnlich wie Anregungsspektren in der Atomphysik Rückschlüsse auf den inneren Aufbau der Atome zulassen, so enthalten Baryonenresonanzen Informationen über die Zusammensetzung der Baryonen. Jedes Baryon besteht aus drei Konstituentenquarks, die jedoch alleine nur einen geringen Teil der Gesamtmasse ausmachen. Der fehlende Teil der Masse kann über die Energie bzw. das Potential, welches durch die starke Kopplung zwischen den Konstituentenquarks erzeugt wird, erklärt werden (vgl. [Pov+99]). Es gibt verschiedene theoretische Modelle, die versuchen den Aufbau der Baryonen und deren Anregungsspektren mit Hilfe dieses Ansatzes zu bestimmen³ [KR10]. Im unteren Energiebereich stimmen die theoretischen Vorhersagen gut mit den experimentellen Ergebnissen überein. Für größere Massen werden jedoch deutlich mehr Resonanzzustände erwartet als bisher nachgewiesen wurden. Daher gibt es für die an der Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA durchgeführten Experimente einen großen Untersuchungsbedarf.

Durch die Nutzung von Photonen zur Anregung der Baryonenresonanzen bzw. Photoproduktion von Mesonen findet die Anregung ausschließlich über die elektromagnetische Wechselwirkung statt und ist frei von hadronischen Reaktionen. Dennoch sind einzelne Resonanzzustände aufgrund ihrer Breite und der Dichte der Zustände schwer zu identifizieren. Durch die Wahl sowohl eines polarisierten Photonenstrahls als auch eines polarisierten Targetmaterials innerhalb des Detektors können einzelne Resonanzen unterdrückt werden. Somit können durch die Messung mehrerer Einzel- und Doppelpolarisationsvariablen (Messgrößen), sowie die Betrachtung verschiedener Zerfallskanäle mit Hilfe des Verfahrens der Partialwellenanalyse alle Quantenzahlen der Resonanzen bestimmt und mit den theoretischen Vorhersagen verglichen werden (siehe dazu zum Beispiel [Ani+05] oder [Cb]).

Die für die Erzeugung zirkular polarisierter Photonen benötigten polarisierten Elektronen werden in der 50 kV-Quelle durch Beschuss einer Galliumarsenid-Photokathode (GaAs-Photokathode) mit zirkular polarisiertem Laserlicht ausgelöst und durch einen Transferkanal zum Linearbeschleuniger LINAC 2 transportiert. Die Anforderungen an die 50 kV-Quelle sind, dass ein Elektronenstrahl hoher Intensität und mit hohem Polarisationsgrad erzeugt, sowie eine maximale Verfügbarkeit erreicht wird. Dazu sind Photokathoden mit hoher Quantenausbeute erforderlich und es muss durch einen schnellen Austausch der Photokathoden ein nahezu unterbrechungsfreier Betrieb gewährleistet sein.

1.2 Das neue Schleusensystem

In der Betriebskammer der 50 kV-Quelle herrschen Extremhochvakuumbedingungen, um die Anlagerung von Restgasmolekülen an die empfindliche Photokathodenoberfläche zu minimieren. Neben einem niedrigen Totaldruck ($P_{\text{total}} = 1 \cdot 10^{-11}$ mbar) sind dazu im Besonderen sehr niedrige Partialdrücke bestimmter Gasarten wie zum Beispiel von Sauerstoff im Bereich von 10^{-13} mbar erforderlich. Dennoch müssen die GaAs-Photokathoden nach einer Betriebszeit von einigen Hundert Stunden aus der Betriebskammer entnommen und gereinigt werden. Nach der Reinigung wird eine Schicht aus Cäsium

³ Eine störungstheoretische Behandlung ist aufgrund der Größe der starken Kopplungskonstante, in dem Energiebereich in dem sich Baryonen bilden, nicht möglich.

und Sauerstoff⁴ aufgedampft. Dies wird als Aktivierung bezeichnet, da erst durch das Aufbringen dieser Schicht Elektronen aus der Photokathode ausgelöst werden können. Das Durchführen der Aktivierung innerhalb der Betriebskammer der 50 kV-Quelle, sowie ein Belüften der Kammer zum Einbringen einer anderen Photokathode ist aufgrund des enormen Aufwandes und der langen Pumpzeiten im Bereich von einem Jahr zum Erreichen derartiger Drücke nicht vertretbar. Das bisherige Schleusensystem bestehend aus einer einzelnen Kammer konnte zur Reinigung und Aktivierung sowie zum Austausch der Photokathode genutzt werden. Die Anzahl der gleichzeitig im System befindlichen Photokathoden war jedoch auf eine begrenzt. Durch den Aufbau des neuen Schleusensystems aus drei getrennten Kammern ist es nun möglich bis zu drei Photokathoden gleichzeitig vorzuhalten. Dadurch ergeben sich folgende Vorteile:

- Die nicht in der Betriebskammer verwendeten Photokathoden können während des Betriebs gereinigt und aktiviert werden. Somit wird die für den Wechsel einer Photokathode benötigte Zeit deutlich reduziert und die Verfügbarkeit der Quelle erhöht.
- Die Eigenschaften verschiedener Photokathoden können parallel zum Betrieb im Hinblick auf eine Maximierung der Quantenausbeute und des Polarisationsgrads untersucht werden.

Zusätzlich können die Photokathoden im neuen Schleusensystem mit atomarem Wasserstoff gereinigt werden, der mit den auf der Oberfläche befindlichen Molekülen reagiert und diese in flüchtigere Bestandteile umwandelt, so dass mit diesem Reinigungsverfahren bessere Ergebnisse bezüglich der Reinheit und Qualität der Oberfläche erzielt werden können, als mit dem bisherigen (Heiz-)Reinigungsverfahren allein⁵. Dies führt wiederum zu einer höheren Quantenausbeute und einem größeren Polarisationsgrad und damit zu einer längeren Verwendungszeit der Photokathoden.

1.3 Intensitätserhöhung

Für den zukünftigen Beschleunigerbetrieb sowie die Durchführung geplanter hadronenphysikalischer Experimente müssen wesentlich höhere Strahlintensitäten von ca. 200 mA erzeugt werden. Mit dem Aufbau des aktuellen Schleusensystems stehen neue Photokathoden mit einer deutlich höheren Quantenausbeute zur Verfügung, so dass eine routinemäßige Erzeugung eines polarisierten Elektronenstrahls mit einem Strom von 200 mA möglich ist. Zum Transport eines Strahlstroms von 200 mA muss die Optik des Transferkanals zwischen der Betriebskammer der 50 kV-Quelle und dem Linearbeschleuniger LINAC 2 vollständig neu eingestellt werden, da die Strahldynamik eines niederenergetischen Elektronenstrahls hoher Intensität von dessen Ladungsdichte abhängt.

Daher ist es das Ziel dieser Arbeit durch den Aufbau und die Inbetriebnahme des neuen Schleusensystems die Verfügbarkeit der 50 kV-Quelle zu erhöhen und einen Elektronenstrahl mit möglichst hohem Polarisationsgrad zur Verfügung zu stellen (siehe Kapitel 6). Weiterhin wurden sowohl theoretische als auch praktische Untersuchungen zur Intensitätserhöhung durchgeführt (Kapitel 5). Die theoretischen Grundlagen zur Erzeugung eines spinpolarisierten Elektronenstrahls (Kapitel 2) und die verschiedenen Reinigungsverfahren zur Beseitigung der Verschmutzungen auf der Photokathodenoberfläche (Kapitel 3

⁴ Auch wenn Sauerstoff im Restgas durch Anlagerung an die Oberfläche die Verwendungszeit einer Photokathode stark verringert, werden für den Prozess der Aktivierung geringe Mengen Sauerstoff in Verbindung mit Cäsium benötigt, um eine hohe Quantenausbeute zu erzielen.

⁵ Bei der thermischen Reinigung verbleiben bestimmte schwer lösliche Sauerstoffverbindungen auf der Photokathodenoberfläche und führen somit zu einer Abnahme der Quantenausbeute über mehrere Aktivierungszyklen bis die Photokathode für den Betrieb nicht mehr genutzt werden kann.

und 3.4) werden erläutert, sowie die Betriebseigenschaften der 50 kV-Quelle dargestellt (Kapitel 4). Abschließend wird in Kapitel 7 ein Ausblick auf zukünftige Arbeiten an der 50 kV-Quelle und dem Schleusensystem gegeben.

Photoemission aus GaAs-Halbleitern

Zur Erzeugung spinpolarisierter Elektronen existieren mehrere Verfahren (vgl. [Hil00]). An der Bonner Beschleunigeranlage wird die Photoemission aus GaAs-Halbleitern in einer Teilchenquelle genutzt, da die mit dieser Methode erzeugten Strahlströme hoher Intensität (bis zu 250 mA bei einer Pulsdauer von 1 μ s) und hohem Polarisationsgrad ($> 80\%$) nach der Transmission durch die nachfolgenden Beschleunigerstrukturen den Anforderungen für den Experimentierbetrieb genügen.

2.1 Innerer Aufbau eines GaAs-Halbleiters und Photoemission

Galliumarsenid setzt sich aus zwei gegeneinander verschobenen, kubisch flächenzentrierten Gittern, eins bestehend aus Galliumatomen, das andere aus Arsenatomen, zusammen (siehe Abbildung 2.1).

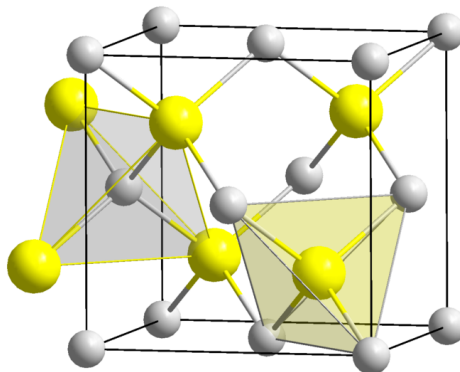


Abbildung 2.1: Die Gitterstruktur eines GaAs-Halbleiters. Galliumatome sind grau, Arsenatome gelb dargestellt [Sta].

Bei GaAs liegt das Leitungsbandmaximum direkt oberhalb des Valenzbandminimums, was die Namensgebung „direkter Halbleiter“ erklärt. Das Leitungsband ist zweifach entartet, das Valenzband spaltet aufgrund der Spin-Bahn-Wechselwirkung in ein vierfach entartetes $P_{3/2}$ -Niveau und in ein zweifach entartetes $P_{1/2}$ -Niveau auf (siehe Abbildung 2.2 links). Die Aufspaltung beträgt $\Delta = 0,34$ eV, der Bandabstand zwischen dem $P_{3/2}$ -Niveau und dem Leitungsbandminimum $E_{\text{gap}} = 1,42$ eV [CC74].

Um einen spinausgerichteten Zustand in den angeregten Niveaus im Leitungsband zu erreichen, müssen durch Wahl von links- (σ^-) oder rechts-zirkular (σ^+) polarisiertem Laserlicht mit der Energie von

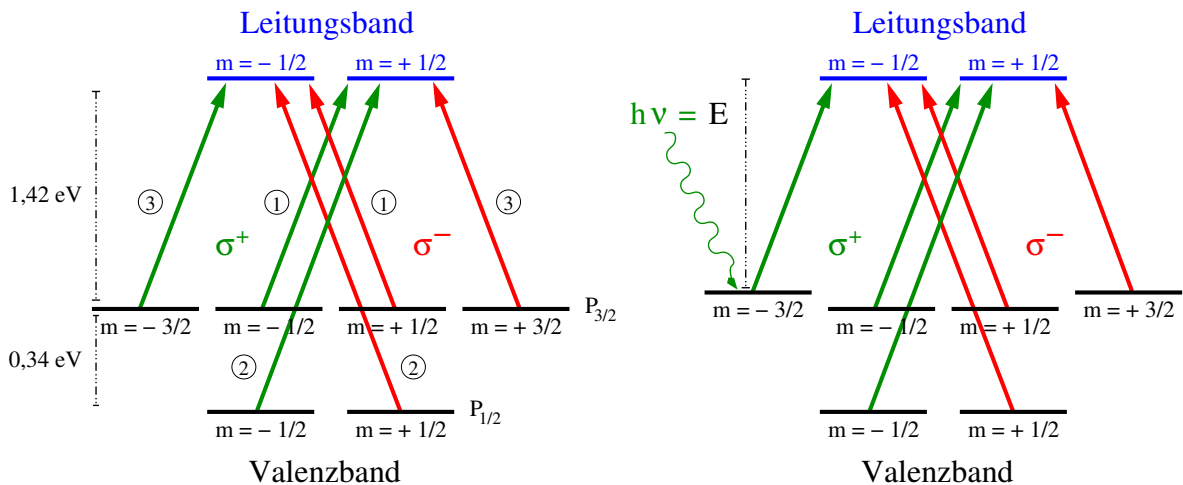


Abbildung 2.2: Energieniveaus eines reinen GaAs-Halbleiters (links) und eines Strained-Layer-Superlattice-GaAs-Halbleiters (rechts).

$E_{\text{gap}} = h\nu$ zwei der möglichen Übergänge bevorzugt werden. Aufgrund der Auswahlregeln der magnetischen Quantenzahl m sind nur Übergänge mit $\Delta m = +1$ bzw. -1 für links- bzw. rechts-zirkular polarisiertes Licht erlaubt. Die nicht normierten Übergangswahrscheinlichkeiten der einzelnen Übergänge können Abbildung 2.2 entnommen werden (eingekreiste Zahlen). Damit ergibt sich beispielsweise für rechts-zirkular polarisiertes Licht ein maximaler Polarisationsgrad von

$$P := \frac{N_{\uparrow} - N_{\downarrow}}{N_{\uparrow} + N_{\downarrow}} = \frac{1 - 3}{1 + 3} = -\frac{1}{2}, \quad (2.1)$$

mit N_{\downarrow} als Anzahl der Elektronen im Spinzustand $-1/2$ und N_{\uparrow} im Zustand $+1/2$. Analoge Überlegungen gelten für links-zirkular polarisiertes Licht.

Ein höherer Polarisationsgrad kann durch das Aufbrechen der Kristallsymmetrie erreicht werden, da diese für die Entartung der Energieniveaus verantwortlich ist. Wie in Abbildung 2.2 rechts zu erkennen ist, kann dann durch exakte Wahl der Wellenlänge des Laserlichts ein einziger Übergang ausgewählt werden, so dass sich nur Elektronen eines Spinzustandes im Leitungsband ansammeln und sich ein theoretischer Polarisationsgrad von 100 % ergibt.

Um die für die Entartung verantwortliche Symmetrie der Kristallstruktur aufzuheben, gibt es mehrere Verfahren:

- Aufbringen einer dünnen Halbleiterschicht auf ein dickeres Substrat mit einer anderen Gitterkonstante (Strained-Layer-Kristalle) [Sin],
- Aufbringen mehrerer Schichten aus verschiedenen Materialien mit gleicher Gitterkonstante (Superlattice-Kristalle) [Cic+87],
- Zusammenfügen mehrerer Schichten unterschiedlicher Materialien und unterschiedlicher Gitterkonstante (Strained-Layer-Superlattice-Kristalle) [Nak+04].

Da mit Strained-Layer-Superlattice-Kristallen die höchsten Polarisationsgrade ($> 80\%$) im Routinebetrieb erreicht werden [Aul07], wird dieser Kristalltyp für die 50 kV-Quelle an ELSA verwendet. Im Folgenden soll nur noch auf diesen Typ näher eingegangen werden. Abbildung 2.3 zeigt die Kristall-

struktur der zur Zeit in der 50 kV-Quelle verwendeten Photokathoden (näheres dazu in Abschnitt 4.2 und in [Mar+04]).

As (Schutzkappe)
Be – GaAs $5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$
GaAs _{1-x} P _x
Be – GaAs $5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$
GaAs _{1-x} P _x
⋮
Be – GaAs $5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$
GaAs _{1-x} P _x
Be – GaAs $5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$
GaAs _{1-x} P _x
GaAs _{1-y} P _y
GaAs-Buffer
GaAs-Substrat

Abbildung 2.3: Innere Struktur der derzeit in der Quelle für polarisierte Elektronen verwendeten der Strained-Layer-Superlattice-GaAs-Photokathoden.

2.2 Depolarisierende Effekte

Theoretisch sollte nach Aufhebung der Entartung des $P_{3/2}$ -Niveaus ein Polarisationsgrad von 100 % erreicht werden. Dies ist in der Praxis jedoch aufgrund folgender depolarisierender Effekte nicht möglich [FL77]:

- Aufhebung der Spin-Entartung an der Leitungsbandunterkante,
- Spin-Bahn-Wechselwirkung,
- Hyperfein-Wechselwirkung der Elektronen mit dem Kernspin der Gitteratome,
- Austauschwechselwirkung der Elektronen mit Löchern in Valenzband,
- Streuung der Elektronen an ionisierten Kristallverunreinigungen.

Die Polarisation nimmt bedingt durch obige Effekte exponentiell mit der Zeit, während der die Elektronen im Kristall verweilen, ab. Somit ist sowohl eine dünne, für die Photoemission genutzte Kristallschicht, als auch ein möglichst ungehinderter Austritt der Elektronen wünschenswert. Dies ist besonders bei der Erzeugung der sogenannten negativen Elektronenaffinität zu beachten.

2.3 Negative Elektronenaffinität

Wie bereits in Abschnitt 2.1 beschrieben wird der maximale Polarisationsgrad bei Anregung der Elektronen genau zur Leitungsbandunterkante erreicht. Elektronen in diesem energetischen Zustand können

den Kristallverband jedoch aufgrund der Energiedifferenz des Vakuumniveaus zum Leitungsbandniveau von $\Delta E \approx 5,2 \text{ eV}$ nicht verlassen. Diese als Elektronenaffinität (EA) bezeichnete Energiedifferenz muss negativ werden (also das Vakuumniveau energetisch unterhalb des Leitungsbandniveaus liegen), damit die Elektronen aus dem Kristallverband austreten können. Wie in Abbildung 2.4 gezeigt, wird dieser Zustand durch zwei Prozesse herbeigeführt. In Abbildung 2.4 (a) sind die Potentialverhältnisse in einem

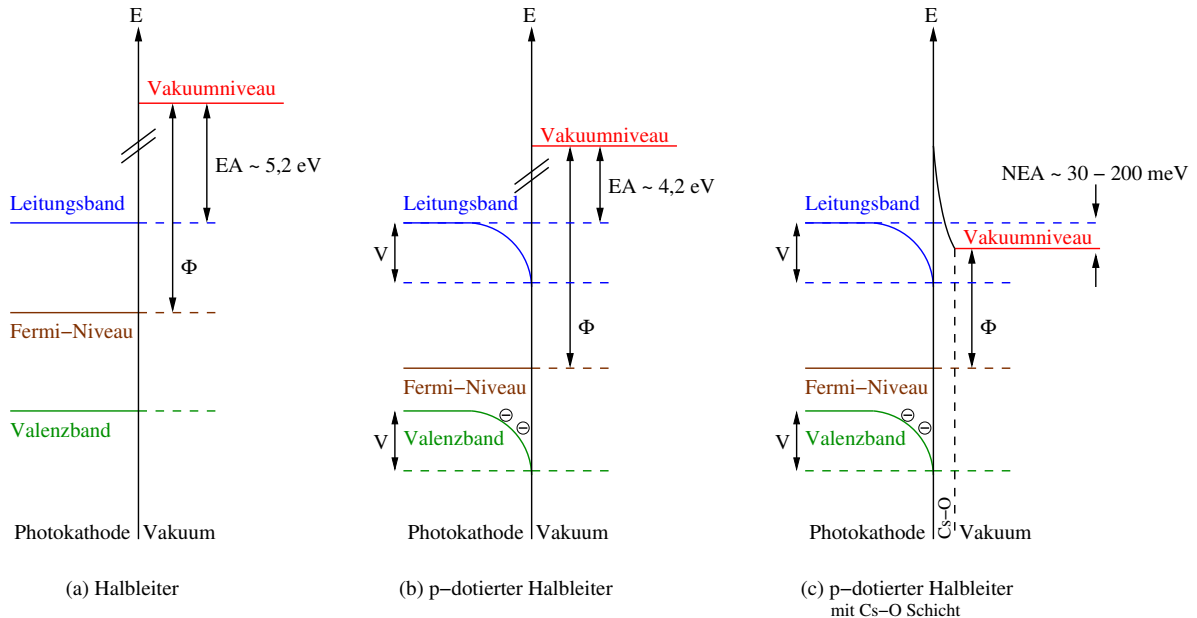


Abbildung 2.4: Erzeugung der negativen Elektronenaffinität.

reinen GaAs-Halbleiter dargestellt. Durch Aufbringen einer möglichst dünnen, aber stark p-dotierten Schicht ($5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, siehe auch Abbildung 2.3) auf der Oberfläche des Kristalls wird ähnlich wie bei einem pn-Übergang eine Bandverbiegung und damit eine positive Raumladungszone an der Oberfläche hervorgerufen, was zur Absenkung des Vakuumniveaus um ca. 1 eV führt [Kir+83]. Dies allein reicht aber nicht aus, um eine negative Elektronenaffinität (NEA) zu erzeugen (siehe Abbildung 2.4 (b)). Erst das abwechselnde Bedampfen der Kristalloberfläche mit Cäsium und Sauerstoff¹ bringt die gewünschte Absenkung des Vakuumniveaus unterhalb des Leitungsbandniveaus, es verbleibt jedoch eine dünne Potentialbarriere (siehe Abbildung 2.4 (c)). Aufgrund des Tunneleffekts kann diese Potentialbarriere von den Elektronen überwunden werden. Es gibt verschiedene Modelle, die die Absenkung aufgrund der aufgetragenen Cs,O-Schicht beschreiben. Für dünne Schichten² liefert das Dipolmodell die besten Übereinstimmungen. Andere Modelle beschreiben die Erzeugung der NEA für dickere Schichten, sind jedoch hier nicht von Interesse, da für Schichten von ca. einer Monolage die geringste Streu- und die größte Austrittswahrscheinlichkeit experimentell nachgewiesen wurden [And+00; Pas+97; MF74].

Das Aufdampfen der Cs,O-Dipolschicht wird im Folgenden als Aktivierung bezeichnet. Eine optimale Aktivierung zeichnet sich durch eine maximale Quantenausbeute aus, die bei einer Dicke von ca. einer Monolage der Cs,O-Schicht bei einem Überschuss an Cäsiumatomen erreicht wird.

¹ Es können auch andere Gase wie zum Beispiel Fluor als Oxidationsmittel verwendet werden. Aufgrund der einfacheren Handhabung und der Betriebserfahrung wird an der Bonner Beschleunigeranlage Sauerstoff benutzt.

² Die Schichtdicke der Cäsiumatome liegt bei maximal 1 bis 2 Monolagen, die von Sauerstoffatomen bei maximal 0,1 bis 0,3 Monolagen.

2.4 Ladungssättigung

Das auf die Photokathode eingestrahlte Laserlicht (auch Pumplicht genannt) mit der Leistung P und der Wellenlänge λ erzeugt einen Photostrom

$$I = \frac{\lambda \cdot e}{c \cdot h} \cdot QE \cdot P, \quad (2.2)$$

mit QE der Quantenausbeute³, c der Lichtgeschwindigkeit, e der Elementarladung und h dem Planckschen Wirkungsquantum. Bei kurzen Pulsen hoher Intensität zeigt sich jedoch, dass ein bestimmter Grenzwert an Elektronen pro Puls nicht durch Erhöhung der Laserleistung P überschritten werden kann [Woo+93]. Dieser Effekt wird als Ladungssättigung bezeichnet und kann wie folgt erklärt werden: Die durch das Pumplicht ins Leitungsband gehobenen Elektronen befinden sich ca. 1 μm unterhalb der Kristalloberfläche und müssen, um die Photokathode verlassen zu können, zur Oberfläche diffundieren. Durch Stöße mit Phononen können sie dabei Energie verlieren und in die Bandbiegungszone fallen, wodurch sie die Photokathode nicht mehr verlassen können, da ihre Energie unterhalb des Vakuumniveaus liegt. Erst nach der sogenannten Rekombinationszeit rekombinieren diese Elektronen mit den Löchern im Valenzband. Somit sammeln sich an der Oberfläche negative Ladungen an, die die für die NEA benötigte positive Raumladungszone neutralisieren und eine Emission anderer Elektronen verhindert. Um diesen Effekt zu minimieren sollte einerseits die Rekombinationszeit möglichst kurz und andererseits die Emissionswahrscheinlichkeit groß sein. Eine höhere Emissionswahrscheinlichkeit und damit auch eine höhere Quantenausbeute lässt sich durch eine weitere Absenkung des Vakuumniveaus durch eine stärkere p-Dotierung der Oberflächenschicht erreichen. Dies führt jedoch durch mehr Störstellen zu häufigeren Stößen und damit zur Depolarisation der emittierten Elektronen (vergleiche Abschnitt 2.2). Daher wird nur eine ca. 5 nm dicke Schicht an der Oberfläche stark p-dotiert. Durch die schmalere Bandbiegungszone wird die Rekombinationszeit der Elektronen mit den Löchern im Valenzband verkürzt [Tog+98; Mar+].

³ Engl.: quantum efficiency.

Reinigung von Kristalloberflächen

Für den Betrieb der 50 kV-Quelle ist eine Photokathode mit möglichst großer Quantenausbeute und hohem Polarisationsgrad wünschenswert. Wie in Kapitel 2 beschrieben, ist dafür neben dem inneren Aufbau des Kristalls auch eine optimale Aktivierung erforderlich. Hierdurch wird eine große negative Elektronenaffinität erzeugt, was den Effekt der Ladungssättigung minimiert und damit eine hohe Quantenausbeute ergibt. Zusätzlich ist die Verweilzeit der Elektronen im Kristall kurz, so dass der Einfluss der depolarisierenden Effekte gering ist und ein hoher Polarisationsgrad erreicht wird.

Für eine optimale Aktivierung muss die Kristalloberfläche vor jedem Bedampfen mit Cäsium und Sauerstoff gereinigt werden. Es gibt mehrere Kriterien, die an die Qualität der Oberfläche nach der Reinigung und damit auch an die Reinigungsverfahren gestellt werden. Im Folgenden sollen zuerst verschiedene Ursachen für Oberflächenverunreinigungen erläutert und anschließend die verschiedenen Reinigungsverfahren hinsichtlich der erreichbaren Qualität der Oberfläche bewertet werden.

3.1 Oberflächenverunreinigungen und deren Ursachen

Obwohl sich die Photokathoden permanent im Vakuum befinden, lagern sich mit der Zeit Restgasmoleküle auf der Oberfläche an. Dies führt zu einer Veränderung der Cs,O-Dipolschicht und damit zu einer Verringerung der NEA und der Quantenausbeute. Die zeitliche Veränderung der anfänglichen Quantenausbeute QE_0 wird durch

$$QE(t) = QE_0 \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (3.1)$$

beschrieben. Die Zeitkonstante τ wird als Lebensdauer bezeichnet und ist näherungsweise antiproportional zum Partialdruck verschiedener Gase. Die Lebensdauer beschreibt die Zeit bis die Quantenausbeute auf 1/e ihres Anfangswertes abgesunken ist (vgl. [Aul07]).

Die Restgaszusammensetzung in einer Apparatur nach der Evakuierung hängt von folgenden Punkten ab [Del93]:

1. der Desorption¹ von Molekülen von den Materialoberflächen und damit von den für die Kammerwände und die Komponenten innerhalb der Kammer verwendeten Materialien und deren Reinigung vor dem Einbau,

¹ Ablösung.

2. den vor dem Evakuieren in dem Volumen vorhandenen Gasen und den zu Betriebszwecken eingelassenen Gasen,
3. dem Saugvermögen der eingesetzten Vakuumpumpen für die einzelnen Gasarten.

Zu Punkt 1: Durch die Auswahl geeigneter Materialien und die Vorbehandlung aller Komponenten kann der Einfluss auf die Restgaszusammensetzung durch die Moleküle auf den Materialoberflächen bzw. durch Verunreinigungen in den Materialien und damit die Desorptionsrate minimiert werden. Eine detaillierte Beschreibung der verwendeten Materialien, deren Reinigung und weitere Maßnahmen die sowohl beim Aufbau der 50 kV-Quelle als auch beim neuen Schleusensystem angewendet wurden, ist in Abschnitt 6.2 zu finden.

Zu Punkt 2: Da alle Montagearbeiten unter normaler Atmosphäre durchgeführt wurden, sollten in der Restgaszusammensetzung keine Moleküle, die nicht auch in Luft vorkommen, auftreten. Da bei der Aktivierung jedoch Cäsium und Sauerstoff eingelassen werden, treten diese Moleküle im erhöhten Maße auf, gleiches gilt nach einer Reinigung für gallium- und arsenhaltige Moleküle. Da die Aktivierung und Reinigung im Schleusensystem durchgeführt wird, betrifft dies nicht die Betriebskammer der 50 kV-Quelle (Näheres dazu in den Kapiteln 4 und 6).

Zu Punkt 3: Vakuumpumpen besitzen für verschiedene Gasarten unterschiedliche Saugvermögen. Die Restgaszusammensetzung wird also nicht der Zusammensetzung von Luft entsprechen, da einzelne Gase mehr oder weniger stark abgepumpt werden. Durch den Einsatz mehrerer Pumptypen kann jedoch erreicht werden, dass jede Gasart von mindestens einer Pumpe abgesaugt wird. Weiterhin kann durch die Auswahl der Pumpenarten der Anteil bestimmter Gase besonders minimiert werden (siehe auch Abschnitt 6.2). Dies ist, wie im Folgenden beschrieben, für die Lebensdauer der Photokathoden von gesteigertem Interesse.

Obwohl für eine Aktivierung Sauerstoff als Oxidationsmittel verwendet wird, hebt ein starker Überschuss an Sauerstoffmolekülen die Wirkung der Cs,O-Dipolschicht auf und die Quantenausbeute sinkt ab. Weiterhin geht Sauerstoff auch mit Gallium und Arsen Bindungen ein, da Sauerstoff im Allgemeinen sehr reaktiv ist. Daher sind besonders sauerstoffhaltige Moleküle wie H₂O, CO₂, O₂ und CO mögliche schädliche Restgase. Bei Kontakt dieser Moleküle mit der Oberfläche der Photokathode kann das Sauerstoffatom vom Molekül abgespalten werden und sich an ein Molekül der Oberfläche binden. Dieser Vorgang wird dissoziative² Chemisorption genannt. Die für die Abspaltung erforderliche Energie liegt bei H₂O, CO₂ und O₂ bei ca. 4 bis 5 eV, CO hingegen hat eine Dissoziationsenergie von ca. 9 eV [Dur98]. Demnach reduzieren H₂O, CO₂ und O₂ die Lebensdauer am stärksten, der Einfluss von Kohlenstoffmonoxid auf die Lebensdauer des Kristalls ist bei geringen Partialdrücken vernachlässigbar [Wad+90; Dur98]. Aufgrund der Cs,O-Dipolschicht könnte von einer Bindung über das Dipolmoment der Moleküle (Physisorption) ausgegangen werden. Diese Annahme lässt sich jedoch wie folgt widerlegen: Einerseits besitzt O₂, obwohl es sehr schädlich ist, keinerlei Dipolmoment. Andererseits haben sowohl H₂O und CO₂, beides schädliche Gase, zwar große Dipolmomente, jedoch weist CO, welches so gut wie keine schädliche Wirkung zeigt, ein vergleichbares Dipolmoment wie CO₂ auf [Dur98].

Andere Gase kommen in Luft und damit auch im Vakuum nur in sehr geringen Anteilen (Volumenanteil $\approx 10^{-8}$ %) vor oder sind nicht stark reaktiv (Edelgase). Daher kann ein schädlicher Einfluss ausgeschlossen werden. Einzig Stickstoff und Methan kämen aufgrund ihres hohen Massenanteils in Luft als weitere schädliche Gase in Frage, haben jedoch keinen nennenswerten Einfluss auf die Lebensdauer des Kristalls [Dur98].

² Als Dissoziation wird die Aufspaltung bzw. das Aufbrechen von Molekülen in ihre Bestandteile bezeichnet.

Kohlenstoffanlagerungen, die wegen ihrer starken Bindung für die Reinigung ein Problem darstellen, treten aufgrund der Sauerstoffdissoziation von CO_2 in CO und O und der hohen Dissoziationsenergie von CO nur selten auf.

Nach den obigen Erkenntnissen kann festgehalten werden, dass die dissoziative Aufspaltung von sauerstoffhaltigen Molekülen die Hauptursache für die Abnahme der Quantenausbeute darstellt und daher sollten insbesondere die Partialdrücke von H_2O , CO_2 und O_2 in der Umgebung, in der die Photokathode nach der Aktivierung aufbewahrt wird, so niedrig wie möglich sein. Für eine Lebensdauer von ca. 200 Stunden müssen die Partialdrücke der Gase H_2O und CO_2 im Bereich von $P \approx 10^{-12}$ mbar liegen [Wad+90].

Eine weitere Verkürzung der Lebensdauer kann durch auf die Kristalloberfläche auftreffende, energiereiche Teilchen verursacht werden [All+95; Aul+97]: Bei der Beschleunigung der emittierten Elektronen mit Hilfe von elektrischen Feldern werden durch Stöße mit Restgasmolekülen Ionen gebildet, die dann aufgrund ihrer entgegengesetzten Ladung in Richtung Photokathode beschleunigt werden. Die Ionen dringen in Abhängigkeit ihrer Energie unterschiedlich tief in den Kristallverband ein und erzeugen oberflächennahe Störstellen, was wiederum zur Verringerung der Quantenausbeute und des Polarisationsgrad führt. Um den Einfluss von Ionen zu minimieren, muss zusätzlich zu den oben genannten Partialdrücken auch der Totaldruck möglichst gering sein. Die Betriebserfahrungen an der 50 kV-Quelle haben gezeigt, dass bei gepulstem Strahlbetrieb und einem Totaldruck im Bereich von $P \approx 10^{-11}$ mbar keine messbaren Schäden durch Ionen auftreten.

Eine Verschlechterung der Partialdrücke als auch des Totaldrucks kann durch die sogenannte Feldemission (siehe Abschnitt 4.3) verursacht werden. Durch die zur Beschleunigung der emittierten Elektronen angelegte Spannung werden elektrische Felder erzeugt, die zur Oberflächenemission von Elektronen von den Kammerwänden führen können. Dabei werden wiederum Restgasmoleküle von den Kammerwänden gelöst, was zu einer merklichen Verschlechterung des Vakuums führt. Feldemission kann durch geeignete Wahl der Elektroden- und Kammergeometrie unterbunden werden.

Abschließend ist zu bemerken, dass verschiedene parallel auftretende, aber voneinander unabhängige Einflüsse mit Einzellebensdauern τ_i zu einer Gesamtlebensdauer τ führen (vgl. [Aul07]):

$$\frac{1}{\tau} = \sum_i \frac{1}{\tau_i} \quad (3.2)$$

3.2 Kriterien an die Qualität einer Reinigung

Ist aufgrund der oben beschriebenen Ursachen für Verunreinigungen die Lebensdauer einer Photokathode überschritten, muss diese gereinigt werden, um sie anschließend erneut aktivieren zu können. Für eine optimale Ausbildung der Cs,O-Dipolschicht bei der Aktivierung sind mehrere Kriterien wichtig (vgl. [And+00]):

1. **Reinheit der Oberfläche:** Möglichst wenige Verunreinigungen durch Fremdatome bzw. Moleküle,
2. **Ebenheit der Oberfläche:** Die gesamte Kristalloberfläche sollte möglichst wenige und geringe Höhenunterschiede aufweisen,
3. **Keine oberflächennahen Stör- bzw. Fehlstellen im Kristallgitter,**
4. **Gallium-stabilisierte Oberfläche:** Die oberste Schicht des Kristalls besteht aus Galliumatomen.

Zu Punkt 1: Da, wie in Abschnitt 2.4 beschrieben, bei einer Aktivierung nur ca. eine Monolage Cäsiumatome an der Oberfläche angelagert wird, muss diese nach der Reinigung möglichst frei von Fremdatomen sein. Jede Verunreinigung führt zu einer Störung bei der Ausbildung der Dipolschicht (siehe Abbildung 3.1) und damit zu einer geringeren Quantenausbeute und einer Erhöhung der Streuwahrscheinlichkeit beim Austritt. Bereits eine Anlagerung von 10^{-2} Monolagen Kohlenstoffatomen führt zu

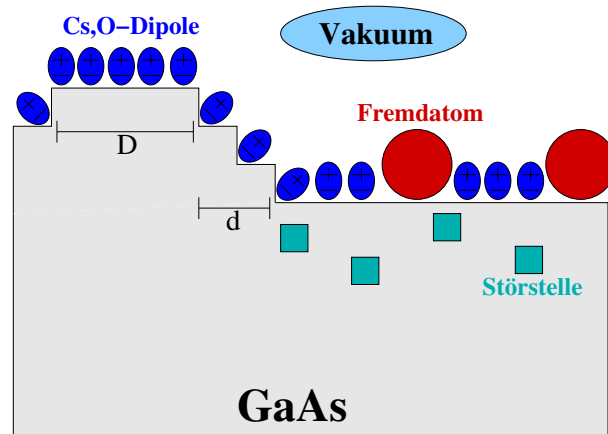


Abbildung 3.1: Oberflächenbeschaffenheit einer GaAs-Photokathode. D kennzeichnet atomar ebene Regionen, d gestufte Regionen, vgl. [And+00].

einer messbaren Verschlechterung der Quantenausbeute. Daher sollte die Anzahl der Fremdatome 1 % der Monolage nicht überschreiten. Dies ist die Anforderung an die Reinheit der Oberfläche nach der Reinigung.

Zu Punkt 2: Bei der Ausbildung der Dipolschicht spielt auch die Oberflächenrauigkeit eine wichtige Rolle. Sind atomare Stufen bzw. Höhenunterschiede auf der Oberfläche vorhanden, so führt dies zu nicht senkrecht zur Oberfläche orientierten Cs,O-Dipolen (siehe Abbildung 3.1), was wiederum aufgrund eines geringen Gesamtdipolmoments eine Verringerung der Quantenausbeute bedeutet. Zusätzlich erhöht sich die Streuwahrscheinlichkeit beim Austritt der Elektronen durch die Fehlorientierung der Dipole. Auch wenn exakte Untersuchungen über den Einfluss der Oberflächenbeschaffenheit bei der Photoemission aus GaAs-Halbleitern fehlen, weisen mehrere experimentelle Ergebnisse daraufhin, dass die NEA maximal wird, wenn die Oberfläche möglichst eben ist. Die Forderung an die Ebenheit der Oberfläche ist, dass die gesamte Fläche atomar ebener Regionen deutlich größer als die gesamte Fläche der gestuften Regionen ist.

Zu Punkt 3: Oberflächennahe Defekte in der Kristallstruktur können die Photoemission durch folgende Effekte beeinflussen:

- Streuung der Elektronen an den Stör- bzw. Fehlstellen,
- Rekombination von Photoelektronen an Störstellen und damit eine Verringerung der Quantenausbeute,
- Störung der Cs,O-Dipolschicht durch Fehl- bzw. Störstellen in der Nähe der Oberfläche,
- Aufhebung negativ geladener Akzeptorzustände durch positiv geladene As-Fehlstellen und somit eine Verringerung der NEA.

Die Defekte können einerseits während des Betriebes durch auf die Photokathode auftreffende Ionen (vgl. Abschnitt 3.1), aber auch durch die Reinigung hervorgerufen werden. Ist das Reinigungsverfahren aggressiv oder treten unerwünschte Nebeneffekte wie die Erzeugung von Ionen auf, so wird die Photokathode auch unterhalb der Oberfläche geschädigt. Daher soll ein Reinigungsverfahren nur die Verunreinigungen auf der Oberfläche entfernen und zu möglichst wenigen Defekten in der Kristallstruktur führen.

Zu Punkt 4: Ob die oberste Schicht der Photokathode aus Gallium- oder Arsenatomen gebildet wird, also gallium- oder arsen-stabilisiert ist, hat einen entscheidenden Einfluss auf die erreichbare Quantenausbeute durch eine Aktivierung. Ist die Oberfläche arsen-stabilisiert, verändert die Anlagerung der Cäsiumschicht vollständig die Anordnung der Atome nahe der Oberfläche. Bei einer gallium-stabilisierten Oberfläche hingegen findet diese Störung der Struktur nicht statt. Damit ist die Gitterstruktur einer gallium-stabilisierten Oberfläche deutlich stabiler unter der Anlagerung von Cäsium als die einer arsen-stabilisierten Oberfläche. Die höhere Stabilität führt zu einer besseren Ausrichtung der angelagerten Dipolschicht und damit zu einer größeren NEA. Demzufolge sollte nach der Reinigung der Photokathode bzw. vor deren Aktivierung die oberste Schicht aus Galliumatomen bestehen.

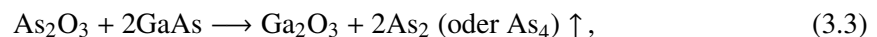
3.3 Reinigungsverfahren

Das Ergebnis eines guten Reinigungsverfahrens sollte so viele der oben aufgeführten Kriterien wie möglich erfüllen. Im Folgenden wird die thermische Reinigung, wie sie seit der Inbetriebnahme der 50 kV-Quelle angewendet wird, beschrieben und deren Vor- und Nachteile erläutert. Anschließend sollen weitere mögliche Reinigungsverfahren kurz umrissen werden, um abschließend ausführlich auf die Reinigung mit atomarem Wasserstoff einzugehen, die seit einigen Jahren aufgrund ihrer guten Reinigungsergebnisse häufig zur Reinigung von Halbleiteroberflächen in Industrie und Forschung und daher auch im neuen Schleusensystem eingesetzt wird.

3.3.1 Heizreinigung

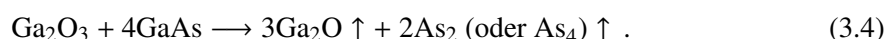
Bei diesem Verfahren wird die Photokathode, meist durch Wärmestrahlung, bis auf die gewünschte Temperatur erhitzt. In Abhängigkeit von der Temperatur und der Dauer der Reinigung desorbieren die oxid-haltigen Molekülanlagerung von der Oberfläche ins Vakuum [YI95]:

- Ab ca. 200 ° löst sich Arsenmonoxid.
- Reines Arsen desorbiert ab einer Temperatur von ca. 350 °C. Dieses entsteht, wenn Arsenoxide mit dem GaAs-Kristall zum Beispiel wie folgt reagieren:

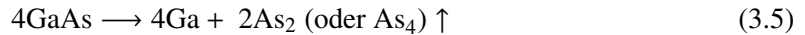


wobei der Pfeil \uparrow das flüchtige Reaktionsprodukt bezeichnet. Für eine Entfernung von Arsenoxiden reicht demzufolge eine Reinigungstemperatur von 350 °C aus.

- Galliumhaltige Oxide lösen sich generell erst bei deutlich höheren Temperaturen: Ab ca. 500 °C desorbiert Ga_2O , Ga_2O_3 hingegen verbleibt als einziges Oxid auch jenseits von 500 °C auf der Oberfläche der Photokathode. Erst nach längerer Heizzeit und Temperaturen oberhalb von 500 °C verringert sich der Anteil an Ga_2O_3 aufgrund folgender Reaktion:



Der Einfluss der Dauer der Reinigung auf die Desorption von Ga_2O_3 kann wie folgt erklärt werden: Durch das Ablösen anderer Oxide bei niedrigeren Temperaturen sind Stellen auf der Oberfläche entstanden, an denen der GaAs-Kristall direkten Kontakt zum Vakuum hat. Hier löst sich oberflächennahes Arsen und lässt Galliumatome auf der Oberfläche zurück:



Die zurückbleibenden Galliumatome wandern zum Rand der oxidfreien Stelle und reagieren dort mit Ga_2O_3 nach



zu flüchtigerem Ga_2O . Dieser Ablauf erklärt einerseits, warum zum Ablösen von Ga_2O_3 längere Reinigungszeiten benötigt werden, andererseits wird deutlich, dass dadurch eine raue Oberfläche entsteht: An den oxidfreien Stellen, die früher in Kontakt mit dem Vakuum kommen, wird mehr GaAs abgetragen als an Stellen, die mit schwer löslichen Oxiden bedeckt sind.

Um eine reine Oberfläche über thermische Desorption zu erreichen, werden hohe Temperaturen und lange Reinigungszeiten in Bereich von ein bis zwei Stunden benötigt. Neben der Rauigkeit der Oberfläche entstehen dadurch weitere Nachteile: Die zur p-Dotierung in die oberste Schicht der Photokathode eingebrachten Donatoratome diffundieren bei Temperaturen in der Nähe von 600°C aus dem Kristallverband, was zu einer Verringerung der NEA führt und die Photokathode nach einigen Reinigungen unbrauchbar macht [Cle+03].

Aus diesen Gründen sollte die Reinigungstemperatur 550°C nicht übersteigen, was aber wiederum bedeutet, dass die Oberfläche der Photokathode nie vollständig gereinigt wird. Somit wächst die Anzahl der auf der Oberfläche verbleibenden Moleküle mit jeder Reinigung bzw. Aktivierung an und die Quantenausbeute nimmt kontinuierlich über mehrere Aktivierungen ab, bis die Photokathode für den Betrieb in der 50 kV-Quelle unbrauchbar ist (siehe Abbildung 3.2).

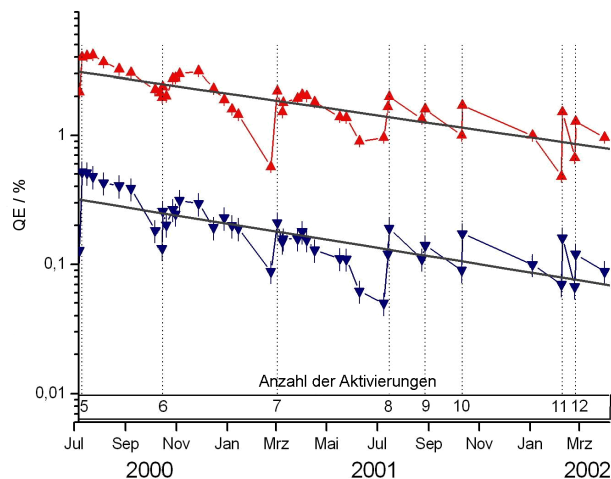


Abbildung 3.2: Abnahme der Quantenausbeute über mehrere Aktivierungszyklen. Die blauen Symbole entsprechen Messungen mit einem Laser der Wellenlänge von 830 nm , die roten einer Wellenlänge von 633 nm [EW04].

Kohlenstoffanlagerungen können wegen ihren sehr hohen Desorptionstemperaturen oberhalb der Zerstörschwelle des Kristalls nicht entfernt werden (vgl. [And+00]). Dies stellt aber wegen des geringen Vorkommens von Kohlenstoffverbindungen in der 50 kV-Quelle kein Problem dar.

Wie aus den obigen Ausführungen ersichtlich erfüllt das Verfahren der Heizreinigung weder die Forderung nach einer reinen noch nach einer ebenen Oberfläche nach der Reinigung. Eine gallium-stabilisierte Oberfläche wird durch die Reinigung zwar erreicht³, jedoch verhindert die über mehrere Reinigungszyklen zunehmende Verschmutzung die Anlagerung der Cs₂O-Dipolschicht direkt an die gallium-stabilisierte Oberfläche [Che+92]. Oberflächennahe Störstellen werden durch diese Verfahren nicht erzeugt, die thermische Behandlung führt sogar zu einer Ausheilung (eng. *thermal annealing*) bereits vorhandener Störstellen [Ter+99].

Das Verfahren der Heizreinigung wird trotz der nicht optimalen Ergebnisse sehr häufig angewendet, da es mit einem relativ einfachen Aufbau bei geringem zeitlichen Aufwand durchgeführt werden kann und somit im Verhältnis zum Aufwand gute Resultate erzielt.

3.3.2 Alternative Reinigungsverfahren

Um die Zunahme der angelagerten Verunreinigungen über mehrere Reinigungszyklen hinweg, was der Hauptnachteil des thermischen Reinigungsverfahrens ist, zu verhindern, wurden verschiedene Reinigungsverfahren auf ihre Eignung bezüglich der unter Abschnitt 3.2 genannten Punkte untersucht. Eine Übersicht über mögliche Reinigungsverfahren ist in [And+00] zu finden. Einige Verfahren, wie die nasschemische Reinigung oder die Reinigung durch Beschuss mit Ionen, sind nicht anwendbar, da sie nicht im Vakuum durchgeführt werden können und/oder den Kristall so schädigen, dass die Oberfläche nach der Reinigung sehr uneben ist und die Kristallstruktur geschädigt wird. Das beste Reinigungsverfahren ist die Reinigung mit atomarem Wasserstoff, da dieses Verfahren die meisten der geforderten Kriterien erfüllt. Die Reinigung der Photokathode durch Beschuss mit atomarem Wasserstoff bei gleichzeitiger thermischer Erwärmung des Kristalls liefert sehr gute Ergebnisse in Bezug auf die Reinheit der Oberfläche. Wie die Stabilisation der Oberfläche, deren Rauigkeit und die Anzahl der Störstellen nach der Reinigung ausfällt, hängt von dem zur Erzeugung des atomaren Wasserstoffs genutzten Verfahren ab. Daher wird im Folgenden das Verfahren zur Reinigung mit atomarem Wasserstoff erläutert, auf die verschiedenen Möglichkeiten zur Erzeugung des atomaren Wasserstoffs eingegangen und die Vor- und Nachteile der einzelnen Methoden aufgezeigt.

3.4 Reinigung mit atomarem Wasserstoff

Die hohen Temperaturen zur Entfernung von Ga₂O₃, aber auch Ga₂O bei alleiniger Heizreinigung der Photokathode, stellen besonders aufgrund der Zerstörschwelle der Kristallstruktur und der Diffusion der Donatoren ein Problem dar. Daher soll im Folgenden aufgezeigt werden, wie durch Beschuss der Oberfläche der Photokathode mit atomarem Wasserstoff die sauerstoffhaltigen Verunreinigungen in flüchtige Verbindungen umgewandelt werden können, die dann bereits bei deutlich niedrigeren Temperaturen desorbieren [IY94; Bay+05]:

Die sowieso schon leicht löslichen Arsenoxide reagieren mit atomarem Wasserstoff nach



mit $x = 1, 2$ oder 5 zu reinem Arsen und Wasser.

³ Generell kann bei GaAs eine gallium-stabilisierte Oberfläche durch Erwärmung erzeugt werden.

Ga₂O₃ wandelt sich unter Zugabe von atomarem Wasserstoff nach



in Ga₂O und Wasser um.

Ga₂O wiederum reagiert mit atomarem Wasserstoff nach



zu reinem Gallium und Wasser. Diese Reaktion findet jedoch mit einer kleineren Rate statt als die Umwandlung von Ga₂O₃.

Auch die in der 50 kV-Quelle selten vorkommenden Kohlenstoffverbindungen werden durch atomaren Wasserstoff in flüchtige Moleküle der Art CH_x (x = 1, 2, 3, 4) umgewandelt [AS86; Sug+88].

Bei welcher Temperatur der Photokathode der Beschuss mit atomarem Wasserstoff erfolgen soll, um optimale Reinigungsergebnisse zu erzielen, ist ebenso wie die Flussrate des Wasserstoffs und die Reinigungsdauer nur schwer aus der Literatur zu ermitteln. Dies liegt an den zum Teil unterschiedlichen Erzeugungsverfahren, aber auch an den Messverfahren und der Angabe der Gasmenge⁴. Dennoch können einige grundsätzliche Aussagen getroffen werden: Bei Temperaturen von ca. 200 °C finden die in Gleichung 3.8 und 3.9 beschriebenen Reaktionen zwar statt, jedoch verdampfen nur die Wassermoleküle. Die Ga₂O-Moleküle verbleiben auf der Kristalloberfläche. Da die in Gleichung 3.9 beschriebene Reaktion mit einer deutlich kleineren Rate stattfindet als die Reaktion aus Gleichung 3.8, entsteht eine Ga₂O-Schicht als Folge des Gleichgewichts aus Erzeugung (Gleichung 3.8) und Vernichtung (Gleichung 3.9) von Ga₂O. Diese Schicht verhindert den Kontakt der darunterliegenden Ga₂O₃-Moleküle mit dem atomaren Wasserstoff und führt damit zu einer sehr langsamen und ungleichmäßigen Reinigung und zu einer gallium-reichen Oberfläche [IY94].

Daher sollte eine Reinigungstemperatur gewählt werden, bei der Ga₂O thermisch abgelöst wird. Viele wissenschaftliche Publikationen sprechen sich für Temperaturen von ca. 400 °C aus [AS86; Sug+88; IY94; Yam+92]. Bei dieser Temperatur ist die Desorptionsrate jedoch relativ gering [YI95], was wiederum eine längere Reinigungsdauer und damit eine längere Verschlechterung des Vakuums bedeutet. Für kurze Reinigungszeiten ist daher eine höhere Temperatur sinnvoll, um die Ga₂O-Moleküle möglichst schnell thermisch zu lösen und den Überschuss von reinem Gallium auf der Oberfläche zu verhindern. Mit Temperaturen von bis zu 550 °C wurden bereits gute Erfahrungen gemacht [Rie11]. Diese Temperatur liegt im gleichen Bereich wie die zur Heizreinigung verwendete, jedoch ist aufgrund von Reaktion 3.8 keine raue Oberfläche zu erwarten, wie sie bei der Heizreinigung alleine auftritt. Unabhängig von der exakten Temperatur liefert die Reinigung mit atomarem Wasserstoff deutlich bessere Ergebnisse wie bei gleicher Temperatur die Heizreinigung allein.

Die in wissenschaftlichen Publikationen angegebene Flussrate bzw. Gesamtmenge an atomarem Wasserstoff schwankt zwischen 0,7 kL und 10 kL⁵ [Aka+99; Tom+06; Yam+92; Kik+94; Kha+04]. Die Angaben sind jedoch nicht direkt vergleichbar, da teilweise nur die Menge des eingelassenen molekularen Wasserstoffs⁶ ohne Kenntnis der Dissoziationsrate⁷ angegeben wurde. Außerdem wurde nicht

⁴ Häufig geht nur die Menge des eingelassenen molekularen Wasserstoffs, jedoch nicht die des reinigenden atomaren Wasserstoffs aus den Angaben hervor.

⁵ Die Einheit Langmuir [L] beschreibt wie lange eine Probe einem Gas bei einem bestimmten Druck ausgesetzt war. Für 1 L = 1,33 · 10⁻⁶ mbar · s wurde die Probe zum Beispiel eine Sekunde in einer Gasatmosphäre bei einem Druck von 1,33 · 10⁻⁶ mbar gelagert.

⁶ Molekularer Wasserstoff hat keinerlei reinigende Wirkung, da er schwach reaktiv ist. Dadurch schadet seine Einwirkung der Photokathode aber auch nicht [IY94].

⁷ Die Dissoziationsrate ist das Verhältnis aus zugeführtem molekularem und erzeugtem atomarem Wasserstoff.

die pro Flächeneinheit der Oberfläche der Photokathode auftreffende Anzahl der Wasserstoffatome bestimmt, die aber stark vom verwendeten Erzeugungsverfahren und Abstand der Photokathode zur Quelle des atomaren Wasserstoffs abhängt. Als Abschätzung für gute Reinigungsergebnisse kann hier jedoch ein Wert im Bereich von 10^{19} Wasserstoffatomen pro cm^2 angenommen werden [Aka+99; Tom+06; Yam+92; Kik+94; Kha+04; Rie11; Orl+04; Mar+04]. Ob eine deutliche Überschreitung dieses Wertes zu einer Schädigung des Kristalls führt, hängt stark vom verwendeten Erzeugungsverfahren ab und wird daher nach der Vorstellung der verschiedenen Verfahren beschrieben.

Zusätzlich zu den Kriterien in Abschnitt 3.2 ist eine hohe Dissoziationsrate und ein kleiner Öffnungswinkel des Wasserstoff-Strahls gewünscht, da so bei minimalem Gaseinlass der größte Reinigungseffekt erzielt werden kann.

3.4.1 Erzeugung atomaren Wasserstoffs mittels eines heißen Filamentes

Molekularer Wasserstoff wird bei diesem Verfahren auf ein heißes Filament geleitet (siehe Abbildung 3.3) und dissoziiert beim Kontakt mit dem ca. 2200 K bis 2400 K heißen Draht aufgrund der thermischen Energiezufuhr in atomaren Wasserstoff. Durch diese Art der Erzeugung besitzt der atomare Wasserstoff

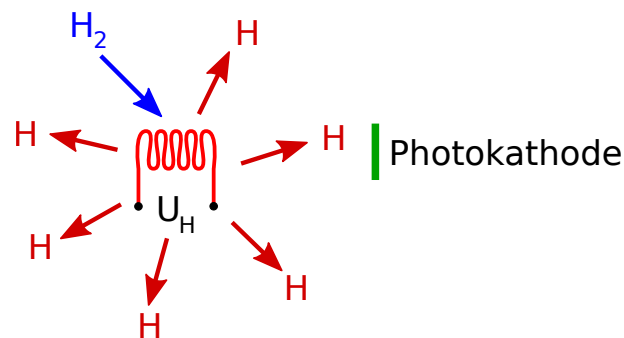


Abbildung 3.3: Erzeugung atomaren Wasserstoffs mittels eines heißen Filamentes. Das Filament wird durch ohmsches Heizen mit der Heizspannung U_H erwärmt.

eine geringe kinetische Energie beim Auftreffen auf die Photokathode, so dass keine negativen Effekte wie Störstellenerzeugung oder eine raue Oberfläche zu erwarten sind. Weiterhin ist der Aufbau einfach zu realisieren. Der Hauptnachteil des Verfahrens ist die starke Verschlechterung des Vakuums aufgrund des ungerichteten Flusses und der geringen Dissoziationsrate. Außerdem ist die Photokathode weder gegen die thermische Erwärmung durch das heiße Filament noch gegen vom Filament abdampfendes Wolfram⁸ geschützt (vgl. [Wei03; Tom+06]).

3.4.2 Erzeugung atomaren Wasserstoffs mittels eines Hochfrequenzresonators

Bei diesen Verfahren wird den Wasserstoffmolekülen durch die hochfrequenten Wechselfelder innerhalb eines Resonators genügend Energie zugeführt, um in atomaren Wasserstoff aufzubrechen (siehe Abbildung 3.4). Im Resonator bildet sich dabei ein Plasma hoher Temperatur aus. Dadurch besitzt der austretende atomare Wasserstoff eine hohe kinetische Energie und erzeugt beim Auftreffen auf die Photokathode eine raue Oberfläche mit vielen oberflächennahen Störstellen. Außerdem verringert die Anlagerung positiver Wasserstoffionen die NEA (und damit die Quantenausbeute) durch Neutralisation der negativ geladenen Akzeptoren in der stark p-dotierten Schicht [And+00; Mar+03; Bay+05]. Dem Auftreffen von Wasserstoffionen, die bei diesem Erzeugungsprozess entstehen und von den elektrischen

⁸ Der Dampfdruck von Wolfram beträgt bei 2300 K ca. 10^{-8} mbar.

Feldern stark beschleunigt werden, kann durch das Anlegen eines Magnetfeldes entgegengewirkt werden. Vorteilhaft ist der kleine Öffnungswinkel und die hohe Dissoziationsrate und die damit verbundene geringe Verschlechterung des Vakuums, sowie die gallium-stabilisierte Oberfläche nach der Reinigung (vgl. [Wei03; And+00]).

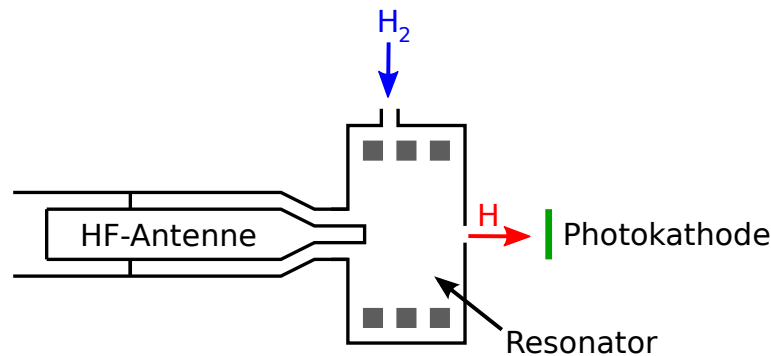


Abbildung 3.4: Erzeugung atomaren Wasserstoffs mittels eines Hochfrequenzresonators.

3.4.3 Erzeugung atomaren Wasserstoffs in einer heißen Kapillare

Die Vorteile beider oben beschriebenen Verfahren vereint die von U. Bischler und E. Bertel entwickelte Methode [BB93]: Hierbei wird molekularer Wasserstoff durch eine Kapillare geleitet, deren Ende (ca. 5 mm) typischerweise auf ca. 2000 K bis 2200 K erhitzt wird. Seit einigen Jahren sind Wasserstoff-Quellen, die auf diesem Verfahren basieren, kommerziell zu erwerben. Im Schleusensystem der 50 kV-Quelle wird eine Wasserstoff-Quelle der Firma *TECTRA* eingesetzt [Tec]. Da alle diese Quellen auf den Überlegungen von U. Bischler und E. Bertel basieren, sind deren Eigenschaften und deren Aufbau sehr ähnlich. Im Folgenden soll jedoch speziell auf die im Schleusensystem der 50 kV-Quelle eingesetzte Variante eingegangen werden.

Abbildung 3.5 zeigt schematisch deren Aufbau. Aus einem Wolfram-Filament werden durch ohmsches Heizen mit der Heizspannung U_H Elektronen gelöst und mit Hilfe der Beschleunigungsspannung U_A zur Wolfram-Kapillare beschleunigt. Die Anzahl der Elektronen wird durch die Temperatur des Filaments und damit durch die Heizspannung U_H bestimmt. Die kinetische Energie der Elektronen ergibt sich aus der Beschleunigungsspannung U_A . Damit ist eine einfache Regelung der Heizleistung über diese beiden Größen möglich. Der Vorteil dieses Verfahrens ist, dass bei geringer Leistung (ca. 60 W) das Ende der Kapillare auf Temperaturen bis zu ca. 2800 K geheizt werden kann, da nahezu 100 % der Elektronen ihre Energie vollständig beim Auftreffen in der Kapillare deponieren.

Der Einlass des molekularen Wasserstoffs erfolgt durch ein Edeltstahlröhrchen, das mit der Kapillare durch einen Keramikadapter verbunden ist und somit das Anlegen der Beschleunigungsspannung bei gleichzeitiger Erdung des Gehäuses ermöglicht. Die Erwärmung der Kammerwände und der Photokathode durch Wärmestrahlung wird durch einen wassergekühlten Kupferkollimator verhindert. Mit Hilfe eines verfahrbaren Shutters kann der Beschuss mit atomarem Wasserstoff unterbrochen werden, ohne den Gaseinlass zu stoppen.

Ähnlich wie bei der Erzeugung atomaren Wasserstoffs mittels eines heißen Filaments bricht der molekulare Wasserstoff durch die thermische Energiezufuhr auf, die er beim Passieren des heißen Endes der Kapillare durch Stöße erhält. Bei diesem Erzeugungsprozess ist die Dissoziationsrate hoch und der Öffnungswinkel klein, so dass ein großer Teil des eingelassenen Gases als atomarer Wasserstoff auf die Photokathode trifft. Zum Beispiel beträgt bei einer Temperatur von 2200 K die Dissoziationsrate bei einem

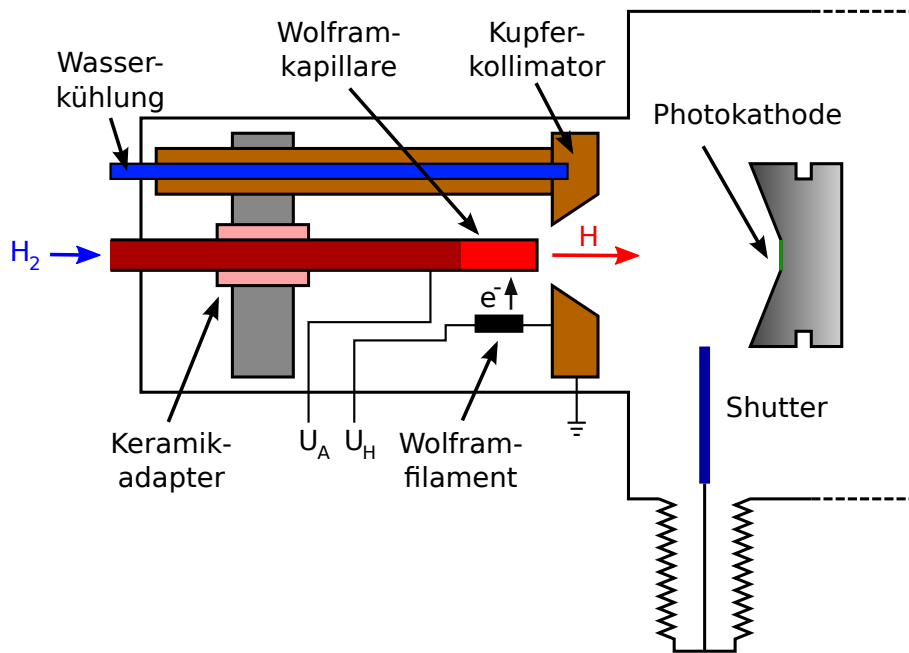


Abbildung 3.5: Erzeugung atomaren Wasserstoffs in einer heißen Kapillare.

Teilchenfluss von $3 \cdot 10^{16}$ Teilchen pro Sekunde ca. 52 % und der Strahl hat einen Öffnungswinkel von ca. 20° [Eib+98]. Zusammen mit dem bei 2200 K niedrigen Dampfdruck von Wolfram ($\leq 10^{-8}$ mbar) führt dies zu keiner unnötigen Verschlechterung des Vakuums und zu kurzen Reinigungsdauern im Zeitbereich von Minuten. Eine detaillierte Auflistung der für die Reinigung im Schleusensystem der 50 kV-Quelle gewählten Parameter findet sich in Abschnitt 6.7.2.

Aufgrund der thermischen Erzeugung des Wasserstoffs ist die kinetische Energie der Wasserstoffatome gering und es werden keine Ionen generiert. Daher treten bei der Reinigung keine negativen Effekte wie Störstellenerzeugung oder eine Neutralisation der Akzeptorzustände sowie eine raue Oberfläche auf [Wei03; Tom+06]. Ob die Oberfläche nach der Reinigung gallium-stabilisiert ist oder nicht, ist nicht eindeutig geklärt. Bei einer Reinigung mit Wasserstoff der mittels hochfrequenter Anregung erzeugt wurde, ist die Oberfläche gallium-stabilisiert, nach der Reinigung mit thermisch erzeugtem Wasserstoff arsen-stabilisiert (vgl. [And+00]). Da aber nicht nur das Reinigungsverfahren, sondern auch die Reinigungstemperatur für die Art der Stabilisation verantwortlich ist, ist ein Vergleich der Ergebnisse in wissenschaftlichen Publikationen aufgrund der verschiedenen Reinigungsverfahren bei unterschiedlichen Temperaturen schwer möglich. Gleiches trifft auch auf die Aussagen zu, ob eine deutliche Überschreitung der optimalen Reinigungsdauer zu einer Schädigung der Photokathode führt [Bay+05; Mar+03]. Es kann jedoch davon ausgegangen werden, dass bei einer Reinigung mit Wasserstoff, der in einer heißen Kapillare erzeugt wurde, eine Überschreitung der optimalen Reinigungsdauer um einen Faktor 100 keine Schädigung verursacht. Aufgrund der positiven Erfahrungen an der Quelle für polarisierte Elektronen in Mainz⁹ und der an der 50 kV-Quelle durchgeführten Messungen ist davon auszugehen, dass die gewählten Parameter (siehe Kapitel 6) zu einer sauberen, ebenen und gallium-stabilisierten Oberfläche ohne Störstellen führen. Es muss jedoch erwähnt werden, dass in beiden Anlagen keine Möglichkeit zur Oberflächenanalyse besteht. Daher stützen sich die Aussagen über die Qualität der Reinigung nur

⁹ Dort wird der gleiche Kristalltyp wie an der Bonner 50 kV-Quelle verwendet und der zur Reinigung eingesetzte Wasserstoff mit Hilfe einer heißen Kapillare aufgebrochen [Rie11].

auf die Messungen der Quantenausbeute und des Polarisationsgrads über mehrere Aktivierungen und Reinigungen hinweg und auf den Vergleich zu den Werten nach der ersten Aktivierung sowie auf Untersuchungen anderer Gruppen [Rie11; Mar+04; Or1+04]. Zusätzlich wird die Annahme einer galliumstabilisierten Oberfläche dadurch gestärkt, dass eine Reinigung bei Temperaturen ab 500 °C zu einer derartig stabilisierten Oberfläche führt [Vit+92].

Zusammenfassend ist festzuhalten, dass die Reinigung mit atomarem Wasserstoff, erzeugt durch Dissoziation innerhalb einer heißen Kapillare, wahrscheinlich alle in Kapitel 3 aufgeführten Kriterien erfüllt. Zusätzlich zeichnet sie sich durch eine geringe Belastung des Vakuums aufgrund der hohen Dissoziationsrate und des kleinen Öffnungswinkels aus und es sind keine Nachteile bekannt.

Daher wurde für die Reinigung im Schleusensystem eine Quelle für atomaren Wasserstoff eingebaut, die auf diesem Verfahren basiert. Deren Eigenschaften, die genaue Reinigungsprozedur sowie die Ergebnisse der Reinigung werden in Kapitel 6 beschrieben.

Die 50 kV-Quelle für polarisierte Elektronen

Seit der Inbetriebnahme im Jahr 2000 liefert die Quelle für polarisierte Elektronen am Elektronenbeschleuniger ELSA routinemäßig einen gepulsten Strahl mit einem Strom von 100 mA und einem Polarisationsgrad von ca. 80 %¹. Die 50 kV-Quelle inklusive des Transferkanals zum Linearbeschleuniger LINAC 2 wurde aufgrund des begrenzt zur Verfügung stehenden Raums kompakt aufgebaut. Dennoch konnten alle erforderlichen Komponenten wie Vakuumpumpen, Strahldiagnosesysteme inklusive eines Polarimeters, Magnete sowie optische Elemente installiert und ein leichter Zugang ermöglicht werden. Um eine hohe Verfügbarkeit der 50 kV-Quelle zu gewährleisten, herrschen in der Betriebskammer Extremhochvakuumbedingungen, was wiederum in einer langen Lebensdauer und damit Verwendungszeit der Photokathoden resultiert.

In diesem Kapitel werden zuerst die Betriebseigenschaften der 50 kV-Quelle und die Komponenten, die zur Generierung des Strahls benötigt werden, vorgestellt. Dazu gehören die Betriebskammer, die eingesetzten Photokathoden, sowie die Lasersysteme. Anschließend wird auf die besonderen Maßnahmen zur Erzeugung des Extremhochvakuums (XHV) eingegangen. Abschließend wird der Transferkanal zum Linearbeschleuniger inklusive seiner Komponenten beschrieben und der spezielle Aufbau aufgrund des begrenzten Raums erläutert.

Alle Angaben in diesem Kapitel, die sich auf bereits vor dieser Arbeit bestehende Systeme und Aufbauten beziehen, basieren auf den Arbeiten von W. Hillert [Hil00] und M. Gowin [Gow01]. Andere Quellen sind gesondert gekennzeichnet.

4.1 Betriebskammer

Die 50 kV-Quelle liefert bei einer Rate von 50 Hz Pulse mit einer Länge von 1 μ s, mit einer Ladung von 100 nC und einem möglichst hohen Polarisationsgrad. Der Strahlstrom von 100 mA ergibt sich aus den von den Experimenten benötigten Strömen nach der Transmission durch den Beschleuniger (ca. 0,1 %). Pulslänge und Pulsrate ergeben sich aus der Akzeptanz des netzbetriebenen Synchrotrons, die Pulsenergie aus der Energieakzeptanz des Linearbeschleunigers, die herstellerseitig mit 50 keV angegeben ist.

¹ Seit dem Tausch der Be-InGaAs/Be-AlGaAs-Strained-Layer-Superlattice-Photokathode gegen eine GaAs/GaAsP-Strained-Layer-Superlattice-Photokathode im August 2009 beträgt der Polarisationsgrad ca. 86 % und es kann ein Strahlstrom von bis zu 250 mA aus der Photokathode ausgelöst werden.

Abbildung 4.1 zeigt einen Querschnitt durch die Betriebskammer der 50 kV-Quelle. Der Kristallhalter, der die GaAs-Photokathode trägt, bildet zusammen mit dem an den Isolatoren montierten Teil der Kathode die auf einem negativen Potential von 50 kV liegende Elektrode (siehe Abbildung 4.2).

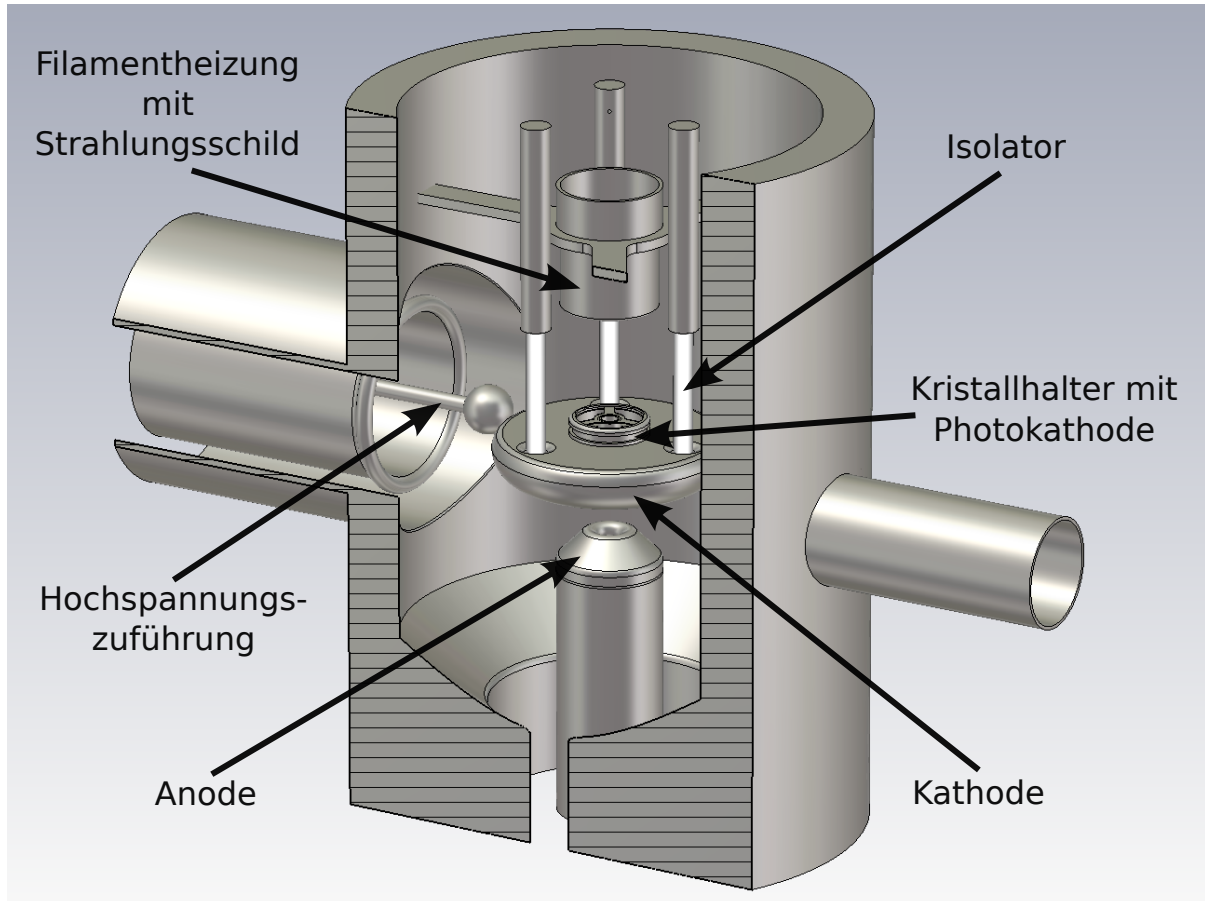


Abbildung 4.1: Aufbau der Betriebskammer der 50 kV-Quelle.

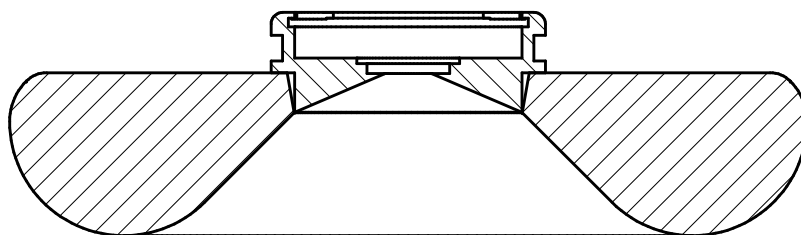


Abbildung 4.2: Schnitt durch die gesamte Kathode inklusive Kristallhalter, vgl. [Nefb].

Durch die Isolatoren ist die gesamte Kathode vom Rest des Aufbaus galvanisch getrennt, was den Vorteil bietet, dass die Anode und die äußeren Kammerwände auf Erdpotential liegen. Die Hochspannung wird mittels eines Kugelkontaktes an der Spitze eines Stabes, der durch einen vakuumdichten Isolator nach außen geführt wird, angelegt. Dieser Aufbau wird als invertierter Aufbau bezeichnet. Die gesamte Kathodeneinheit kann längs der Strahlachse mittels eines Aufzugmechanismus unter Erhaltung des Vakuums verfahren werden. Dies ist aus folgenden Gründen erforderlich:

1. zur Steuerung des maximalen Emissionsstroms,
2. zur Heizreinigung der Photokathode,
3. zur Entnahme der Photokathode samt Kristallhalter aus der Betriebskammer.

Zu Punkt 1: Wird an eine vorgegebene Elektrodengeometrie eine Spannung U angelegt, so ist diese mit dem maximalen Emissionsstrom I wie folgt verknüpft:

$$I = P \cdot U^{\frac{3}{2}}. \quad (4.1)$$

Die Perveanz P ist nur von der Elektrodengeometrie und deren Abstand² abhängig [Pie54]. Dieser als Raumladungsbegrenzung bezeichnete Effekt lässt sich wie folgt verstehen: Abhängig vom Abstand zwischen den Elektroden werden durch die angelegte Spannung elektrische Felder erzeugt. Aufgrund ihrer elektrischen Ladung heben die emittierten Elektronen diese Felder auf, so dass der maximale Emissionsstrom erreicht ist, wenn die longitudinalen Feldkomponenten an der Oberfläche der Photokathode kompensiert wurden. Bei kleinerem Abstand zwischen Anode und Kathode sind bei gleicher Spannung die elektrischen Felder größer und es werden mehr Elektronen zur Kompensation benötigt.

Zu Punkt 2: Bei der erstmaligen Inbetriebnahme der 50 kV-Quelle wurde in die Betriebskammer eine komplette Reinigungs- und Aktivierungseinheit, bestehend aus Filamentheizung, Cäsium-Dispensern und Silberrohr zum Einlass von Sauerstoff, eingebaut. Eine detaillierte Beschreibung der Komponenten und deren Funktionsweise findet sich in Abschnitt 6.5.2. Zur Heizreinigung der Photokathode kann diese nach oben bis zur Filamentheizung gefahren werden. Die Aktivierungseinheit ist jedoch beim Umbau der Betriebskammer entfernt worden (siehe Abschnitt 6.3), da die Reinigung und Aktivierung immer im Schleusensystem durchgeführt wurde und wird, um eine Verschlechterung des Vakuums in der Betriebskammer zu verhindern.

Zu Punkt 3: Nach dem Verfahren der Kathode auf die passende Höhe kann der Kristallhalter samt Photokathode mittels eines Manipulators³ aufgenommen und in andere Kammern des Systems verschoben werden. Eine detaillierte Beschreibung des Transportes findet sich in Abschnitt 6.4.

Daher lagert die GaAs-Photokathode innerhalb des Kristallhalters. Der Halter besitzt eine zylindersymmetrische Geometrie und die kegelförmige Fläche unterhalb der Photokathode hat einen Winkel von $67,5^\circ$ zur Strahlachse (siehe Abbildung 4.3). Durch diese besondere Kathodengeometrie nach *Pierce* wird im raumladungsbegrenzten Betrieb ein runder und paralleler Elektronenstrahl emittiert, da die Abstoßung der Elektronen untereinander durch radiale Feldkomponenten kompensiert wird [Pie54].

Durch mehrere Fenster der Betriebskammer können die Arbeitsschritte beim Transport der Photokathode oder die Fokussierung des Laserstrahls auf den Kristall beobachtet werden.

4.2 Die GaAs/GaAsP-Photokathode

Die $10 \text{ mm} \times 10 \text{ mm}$ große GaAs/GaAsP-Photokathode wird mittels einer sternförmigen Feder und eines Röhrchens in eine Vertiefung oberhalb einer runden Öffnung mit einem Durchmesser von $d = 8,9 \text{ mm}$ gepresst (siehe Abbildung 4.4). Da das für die Photoemission benötigte Laserlicht von unten

² Die Perveanz P ist proportional zum reziproken quadratischen Abstand d zwischen Kathode und Anode: $P \sim \frac{1}{d^2}$.

³ Die an der 50 kV-Quelle eingesetzten Manipulatoren bestehen aus einer Gabel an einer Stange, die magnetisch gekoppelt verfahren werden kann. Die Gabel greift zum Transport in eine Nut an dem Kristallhalter.

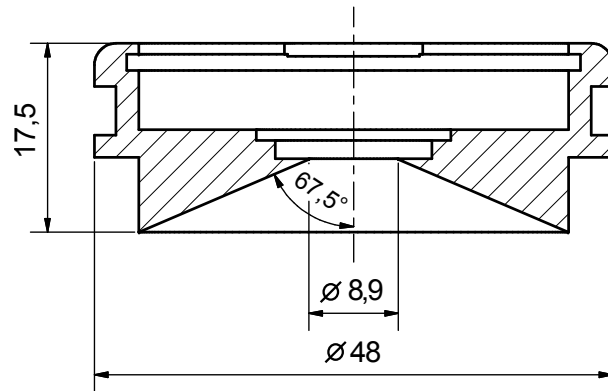


Abbildung 4.3: Schnitt durch den Kristallhalter. Längenangaben in mm, vgl. [Nefb].

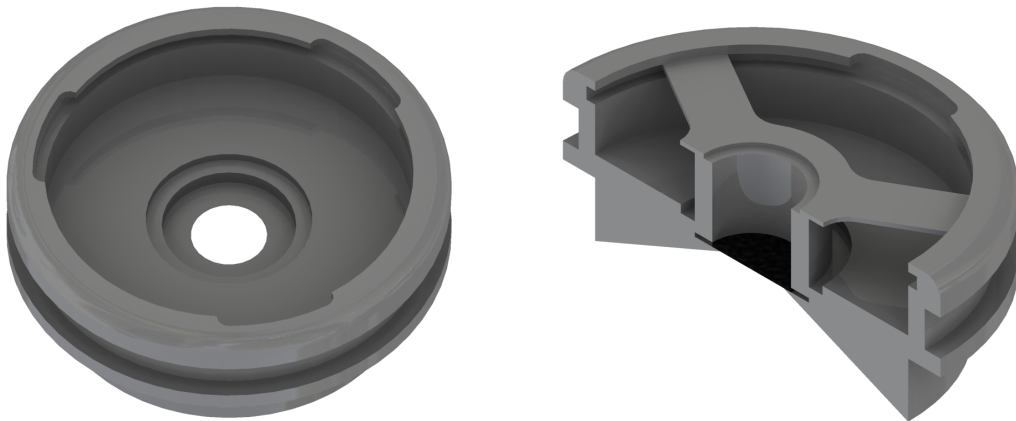


Abbildung 4.4: Dreidimensionale Darstellung des Kristallhalters (links), Schnitt durch den Kristallhalter mit Feder und Röhrchen, die den Kristall (in schwarz) in die Vertiefung pressen, vgl. [Nefb].

auf den Kristall eingestrahlt wird, ergibt sich dadurch eine runde Emissionsfläche und der emittierte Strahl ist bei gleichmäßiger Beleuchtung der Photokathode zylindersymmetrisch.

Der schematische Aufbau der derzeit in der 50 kV-Quelle eingesetzten Photokathoden ist in Abbildung 2.3 dargestellt. Auf einem $625\ \mu\text{m}$ dicken GaAs-Substrat und einer $0,2\ \mu\text{m}$ dicken GaAs-Pufferschicht wurde durch Molekularstrahlepitaxie eine $2,5\ \mu\text{m}$ dicke $\text{GaAs}_{1-y}\text{P}_y$ -Schicht aufgebracht, deren Phosphit-Anteil über die Schichtdicke von $y = 0$ auf $y = x = 0,36$ anwächst. Dies gewährleistet, dass die ebenso dicke folgende $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ -Schicht (mit $x = 0,36$ für alle Schichten) entspannt ist, da der Gitterversatz ausgeglichen wurde. Anschließend folgt die Superlattice-Struktur, die aus 14 Paaren aus $4\ \text{nm}$ dicken mit Beryllium dotierten ($5 \cdot 10^{17}\ \text{cm}^{-3}$) und $3\ \text{nm}$ dicken $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ -Schichten besteht. Abschließend wurde eine hoch p-dotierte Schicht ($5 \cdot 10^{19}\ \text{cm}^{-3}$; $5\ \text{nm}$ dick) und eine Arsen-Schutzkappe, die die GaAs-Oberfläche der Photokathode beim Kontakt mit der Atmosphäre vor Oxidation schützt, aufgebracht. Damit ergibt sich eine Gesamtdicke der Photokathode von $630\ \mu\text{m}$ [Mar+04].

Die mit diesem Kathodentyp erreichbare Quantenausbeute bei maximalem Polarisationsgrad kann Abbildung 4.6 entnommen werden: Bei $1,59\ \text{eV}$ (dies entspricht einer Wellenlänge von $780\ \text{nm}$) wird die Polarisation mit $86\ \%$ maximal bei einer Quantenausbeute von $1,2\ \%$ [Mar+04].

Messungen an der 50 kV-Quelle bestätigen diese Werte: Der Polarisationsgrad erreicht bei einer Wellenlänge von $(780 \pm 2)\ \text{nm}$ mit $(86, 7 \pm 6, 0)\ \%$ sein Maximum, die Quantenausbeute beträgt $\text{QE}(780\ \text{nm}) = (1, 0 \pm 0, 1)\ \%$. Die Abweichungen können aufgrund von Fertigungstoleranzen bei der Produktion der Photokathoden erklärt werden.

4.3 Hochspannungsfestigkeit und Feldemission

Die gesamte Kathode inklusive des Kristallhalters liegt während des Betriebes auf einem Potential von $-50\ \text{kV}$. Je nach der Geometrie und dem Abstand der Elektroden und anderer Komponenten der Kammer können dadurch so hohe elektrische Feldstärken auftreten, dass sich Elektronen aus den metallischen Oberflächen lösen und durch die elektrischen Felder beschleunigt werden. Dieser Effekt wird als Feldemission und der Elektronenstrom als Dunkelstrom bezeichnet. Da diese Elektronen nicht wie der Photostrom von der Photokathode emittiert werden, treffen sie auf die Kammerwände und lösen dabei Restgasmoleküle ab. Dies führt bereits bei Strömen von wenigen nA zu einer merklichen Verschlechterung des Vakuums. Zusätzlich können die Elektronen auf ihrem Weg auch Restgasmoleküle ionisieren, die dann in Richtung Photokathode beschleunigt werden und diese schädigen. Damit die Elektronen die Austrittsarbeit überwinden können sind theoretisch Feldstärken von ca. $3\ \text{GV/m}$ erforderlich. Aufgrund des mikroskopischen Zustands der metallischen Oberfläche realer Elektrodenanordnungen wird dieser Wert jedoch deutlich unterschritten. Experimentelle Erfahrungen zeigen, dass Feldstärken von einigen MV/m akzeptabel sind. Durch Geometrien mit möglichst großen Krümmungsradien und glatter Oberfläche kann die Feldstärke unterhalb dieser Schwelle gehalten werden. Dennoch verbleiben auf der Oberfläche kleine Unebenheiten oder Staubkörner. An diesen Stellen sind die elektrischen Felder so groß, dass Feldemission einsetzt [LS91]. Daher muss die Hochspannung schrittweise erhöht werden, bis die Unebenheiten oder Staubkörner durch einen Überschlag entfernt werden. Dieses Vorgehen wird als Konditionierung bezeichnet und muss so lange wiederholt werden, bis alle Unebenheiten und Staubanlagerungen entfernt sind und die Hochspannung stabil auf dem gewünschten Wert gehalten werden kann. Um sicher zu stellen, dass in der Betriebskammer der 50 kV-Quelle keine Feldemission auftritt, wurden folgende Maßnahmen ergriffen:

- Die Kristallhalter sowie die Elektroden und andere Komponenten der Betriebskammer besitzen keine scharfen Kanten bzw. keine kleinen Krümmungsradien.

- Die zu erwartenden Feldstärken bei einer angelegten Spannung von 50 kV wurden mit Hilfe von CST EM STUDIO®⁴ simuliert (siehe Abbildung 4.5). Die Ergebnisse zeigen, dass mit der vorhandenen Geometrie keine kritischen Feldstärken entstehen, die die Feldemission auslösen [Hei08].
- Im Rahmen einer Diplomarbeit wurden alle Kristallhalter vor ihrem Einsatz in einem eigens dafür aufgebauten und der Originalgeometrie nachempfundenen Teststand unter Vakuum auf ihre Hochspannungsfestigkeit bis 60 kV konditioniert. Alle Halter sind für den Einsatz geeignet und wurden daher beim Aufbau des neuen Schleusensystems eingesetzt⁵ [Hei08].

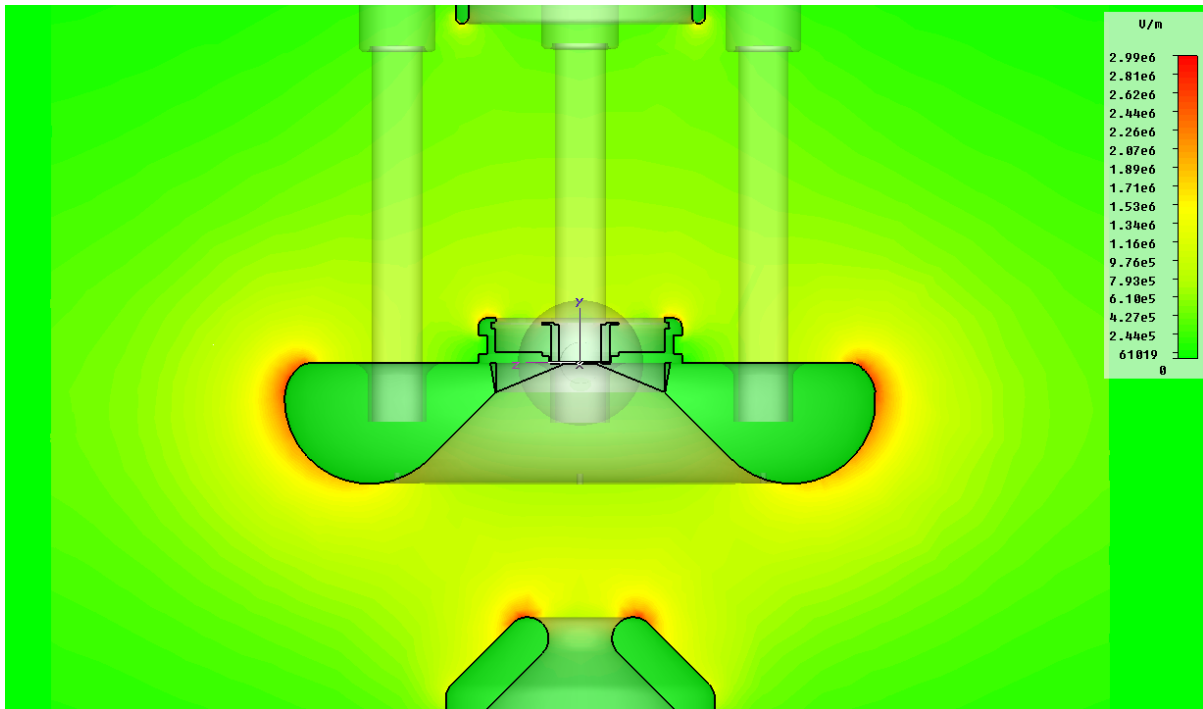


Abbildung 4.5: Simulation der elektrischen Felder bei einer Spannung zwischen den Elektroden von 50 kV [Hei08].

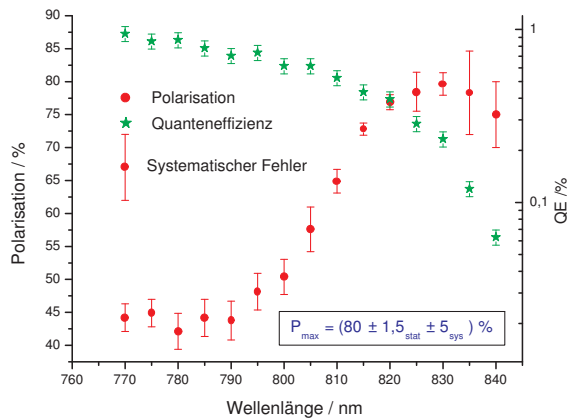
4.4 Lasersysteme

Zur Erzeugung der polarisierten Elektronen wird Laserlicht einer für die jeweilige Photokathode spezifischen Wellenlänge benötigt, um den maximalen Polarisationsgrad zu erreichen. Abbildung 4.6 zeigt die Quantenausbeute und den Polarisationsgrad der bis August 2009 verwendeten Be-InGaAs/Be-AlGaAs-Strained-Layer-Superlattice-Photokathode und der derzeit verwendeten GaAs/GaAsP-Strained-Layer-Superlattice-Photokathode in Abhängigkeit von der Wellenlänge bzw. Energie des Laserlichts. Bei der derzeit verwendeten Photokathode liegt das Maximum des Polarisationsgrades bei ca. 1,59 eV, was einer Wellenlänge von 780 nm entspricht, bei der bis 2009 verwendeten bei 830 nm. Demzufolge werden

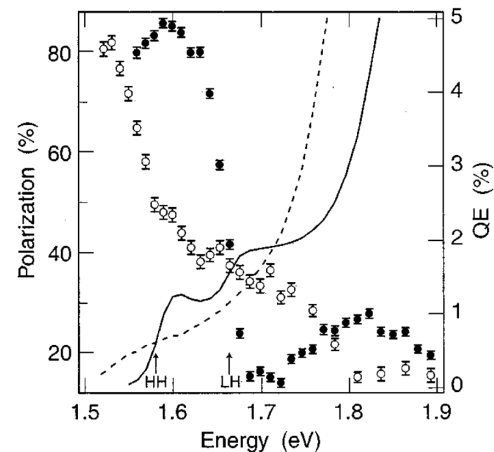
⁴ Das Programm CST EM STUDIO® löst die Maxwell-Gleichungen numerisch auf einem diskreten Gitter.

⁵ Ein bis zum Aufbau des neuen Schleusensystems verwendeter Kristallhalter, der während des Betriebes wahrscheinlich mit der Gabel eines Manipulators leicht verkratzt wurde und kleine Dunkelströme erzeugt hat, konnte im Rahmen des Anbaus des neuen Schleusensystems gegen einen unbeschädigten getauscht werden.

sowohl für den Betrieb als auch für Messungen der Parameter der Photokathoden in der Wellenlänge durchstimmbare Lasersysteme benötigt.



(a) Be-InGaAs/Be-AlGaAs (bis 2009)



(b) GaAs/GaAsP (aktuell)

Abbildung 4.6: Quantenausbeute (grüne Sterne bzw. durchgezogene Linie) und Polarisationsgrad (rote Punkte bzw. ausgefüllte Punkte) der bis August 2009 in der Betriebskammer verwendeten Be-InGaAs/Be-AlGaAs-Strained-Layer-Superlattice-Photokathode (links) und der derzeit verwendeten GaAs/GaAsP-Strained-Layer-Superlattice-Photokathode (rechts) in Abhängigkeit von der Wellenlänge bzw. Energie des Laserlichts [Mar+04].

4.4.1 Titan-Saphir-Laser

Neben der Durchstimbarkeit sind die Anforderungen an das Lasersystem, welches im Standardbetrieb genutzt wird, dass die Pulslänge $1 \mu\text{s}$ beträgt und die Energie in einem Puls zu jeder Zeit ausreicht, um einen Strom von 200 mA zu erzeugen⁶. Diese Anforderungen erfüllt ein mit Blitzlampen gepumpter Titan-Saphir-Laser, in dessen Resonator die Umlenkung durch drei Prismen die Wellenlängenselektion zwischen 750 nm und 900 nm ermöglicht (siehe Abbildung 4.7). Die Pulslänge beträgt bei einer Laserleistung von 10 kW ca. $10 \mu\text{s}$. Daher muss der Puls durch ein Pulsschneidesystem, bestehend aus einer Pockelszelle⁷ und einem Glan-Thomson-Strahlteilerwürfel, auf $1 \mu\text{s}$ gekürzt werden (siehe Abbildung 4.8).

Der beim Verlassen des Resonators linear polarisierte Laserstrahl wird standardmäßig vom Strahlteilerwürfel aus der Strahlebene gelenkt und vernichtet. Für den Zeitraum von $1 \mu\text{s}$ innerhalb der Dauer des Laserpulses dreht die Pockelszelle durch Anlegen einer Hochspannung die Strahlpolarisation um 90° und der Strahl passiert den Strahlteilerwürfel ungehindert in der Strahlebene. Sowohl der Zeitpunkt als auch die Dauer, für die die Pockelszelle die Polarisationsebene dreht, ist einstellbar, so dass ein möglichst rechteckiger Puls aus dem Gesamtpuls geschnitten werden kann und somit die Leistung über die Pulsdauer annähernd konstant ist (siehe Abbildung 4.9). Durch geeignete Detektoren kann sowohl die Wellenlänge, die Pulsform des geschnittenen und ungeschnittenen Pulses als auch die im Puls gespeicherte Energie bestimmt werden.

⁶ Im Standardbetrieb beträgt der Strahlstrom 100 mA . Im Rahmen einer Intensitätserhöhung soll jedoch ein Strom von 200 mA erzeugt werden (siehe dazu Kapitel 5).

⁷ Eine Pockelszelle ist ein elektro-optisches Element, dessen doppelbrechenden Eigenschaften durch Anlegen einer elektrischen (Hoch-)Spannung geändert werden kann.

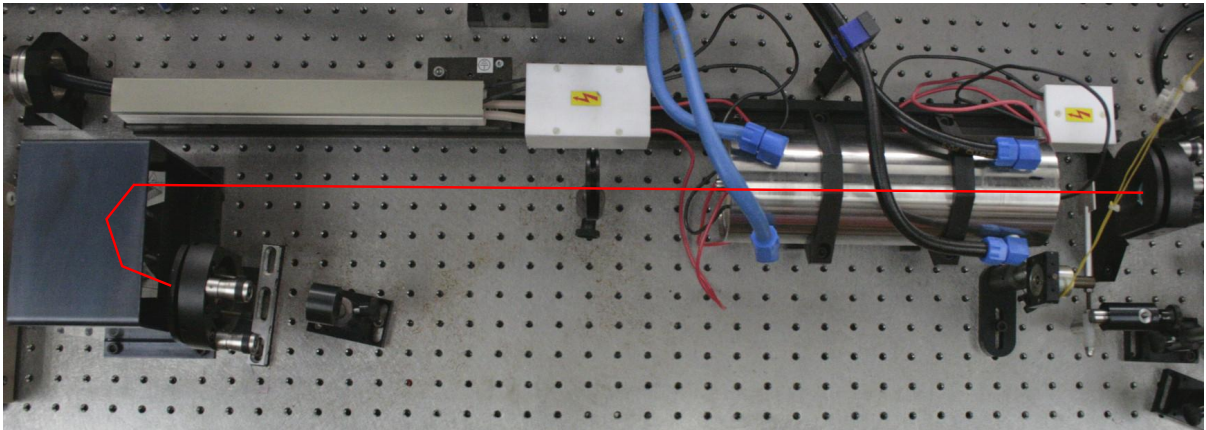


Abbildung 4.7: Resonator des Titan-Saphir-Lasers. Die drei Prismen befinden sich unter der Einhausung in der Nähe des hinteren Resonatorspiegels. Innerhalb des wassergekühlten Laserkopfes sind vier Blitzlampen um den Titan-Saphir-Kristall angeordnet. Rechts neben dem Laserkopf ist der teilreflektierende Auskoppelspiegel zu sehen.

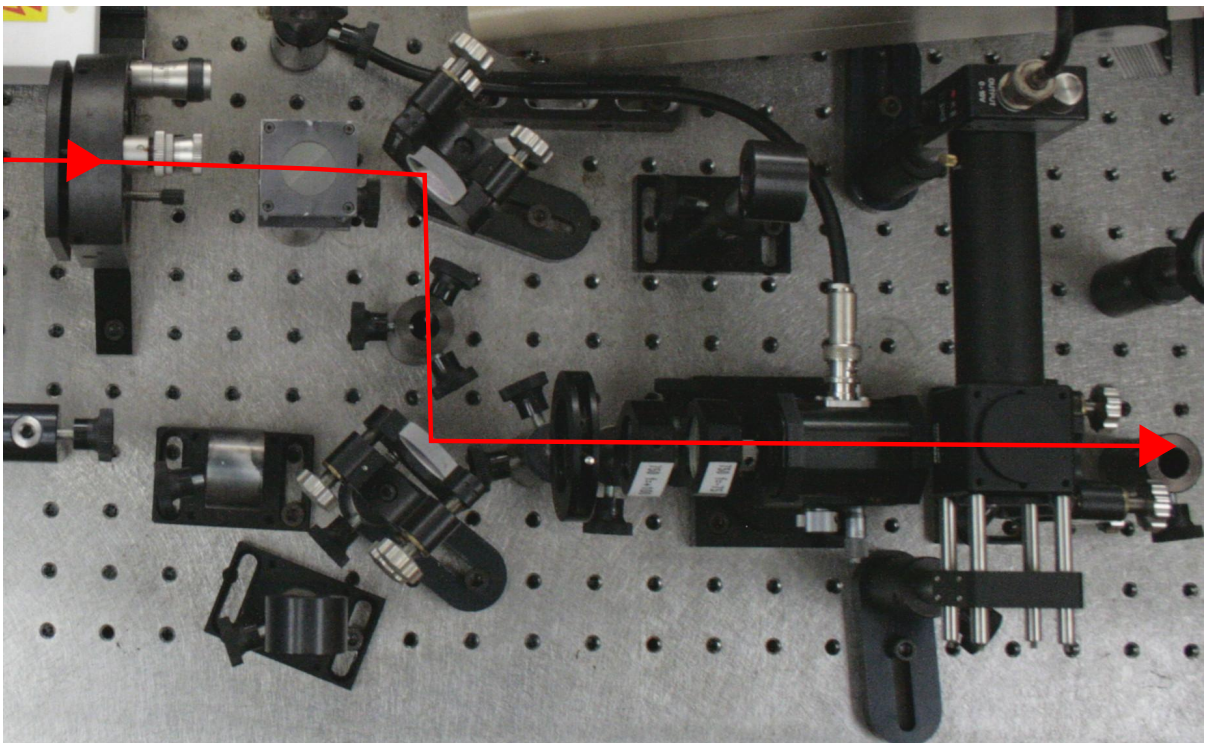


Abbildung 4.8: Optischer Aufbau hinter dem Auskoppelspiegel (vgl. Abbildung 4.7). Nach der Ablenkung durch zwei Spiegel passiert der Strahl die Pockelszelle und den eingehausten Strahlteilerwürfel, um anschließend in die Glasfaser eingekoppelt zu werden (nicht dargestellt).

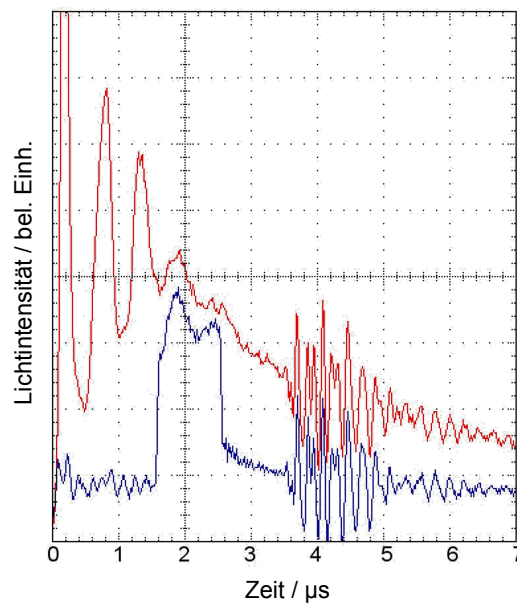


Abbildung 4.9: Ungeschnittener (rot) und geschnittener (blau) Laserpuls des Titan-Saphir-Lasers. Die Ursache für die Oszillationen zwischen $4\ \mu\text{s}$ und $5\ \mu\text{s}$ sind elektromagnetische Störungen durch den gepulsten Betrieb des Netzgeräts [EW04].

Der Laserpuls wird anschließend unter Verlust der Strahlpolarisation über eine Glasfaser zu einem optischen Aufbau unterhalb der Betriebskammer der 50 kV-Quelle geleitet. Die für die Erzeugung des polarisierten Elektronenstrahls erforderliche zirkulare Polarisation des Laserstrahls wird in zwei Schritten hergestellt. Zuerst wird unter Verlust der Hälfte der Pulsenergie der Strahl mit Hilfe eines Strahlteilerwürfels linear polarisiert und kann anschließend mittels einer Pockelszelle, je nach Polarität der angelegten Hochspannung, rechts- bzw. links-zirkular polarisiert werden. Für den Betrieb wird das zirkular polarisierte Licht über ein Prisma umgelenkt, durch ein Fenster in das evakuierte Strahlrohr eingekoppelt und von unten auf die Photokathode geleitet (siehe Abbildung 4.10).

Der vom linear polarisierenden Strahlteilerwürfel abgelenkte Strahl kann zur Messung der im Strahl gespeicherten Energie mittels einer Photodiode genutzt werden, da der Strahlteilerwürfel ein Teilungsverhältnis von 50 % aufweist.

Zur Messung der Strahlpolarisation wurde hinter der Pockelszelle ein Aufbau aus zwei Photodioden, einem Strahlteilerwürfel sowie einem $\lambda/4$ -Plättchen installiert und in Betrieb genommen (siehe Abbildung 4.10). Die Photodioden messen jeweils die durch den Strahlteilerwürfel transmittierte und die abgelenkte Leistung. Durch Einsetzen eines Prismas kann der Laserstrahl auf das $\lambda/4$ -Plättchen aus Schichtsilikat⁸ abgelenkt werden, so dass aus vollständig zirkular polarisiertem Licht wieder vollständig linear polarisiertes erzeugt wird. Dieses transmittiert dann zu 100 % durch den Strahlteilerwürfel und erzeugt nur ein Signal auf einer Photodiode⁹. Bei anfangs nicht vollständig zirkular polarisiertem Licht, fällt auf beide Photodioden Licht ein. Mit Hilfe der Stokes-Parameter¹⁰ lässt sich aus den gemessenen

⁸ Schichtsilikat bietet den Vorteil, dass es eine geringe Wellenlängenabhängigkeit des Brechungsindex ausweist und damit breitbandig als Verzögerungsplättchen eingesetzt werden kann.

⁹ Ist dies zum Beispiel bei anfangs rechts-zirkular polarisiertem Licht der Fall, so lenkt der Strahlteilerwürfel das aus links-zirkular polarisiertem Licht erzeugte linear polarisierte vollständig ab und in der anderen Photodiode wird ein Signal erzeugt.

¹⁰ Zur Beschreibung des Polarisationszustandes von Licht sind nach Stokes vier Parameter erforderlich (vgl. [Shu62]).

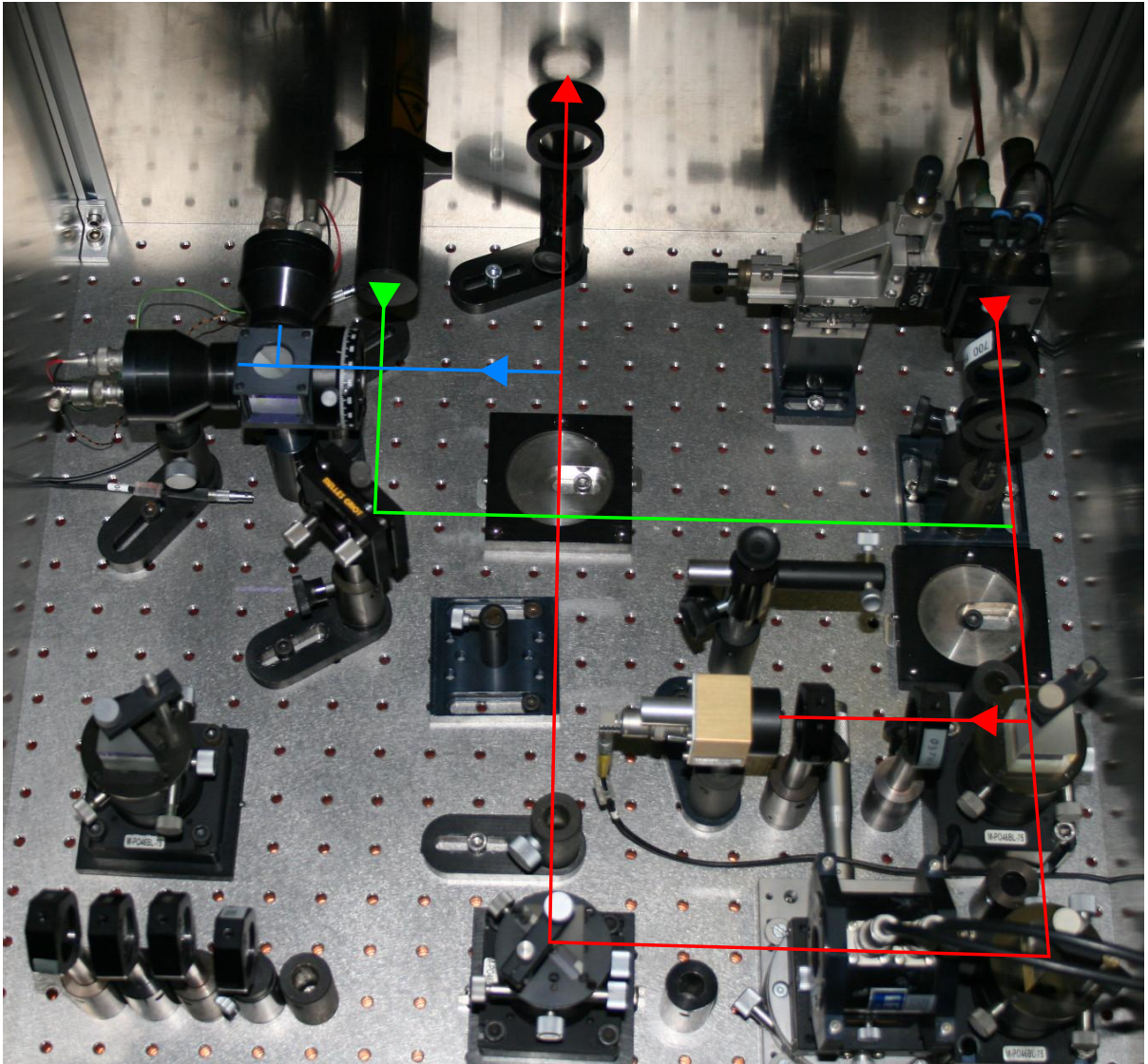


Abbildung 4.10: Optischer Aufbau unterhalb der Betriebskammer der 50 kV-Quelle. Nach dem Austritt aus der Glasfaser passiert der Laserstrahl (roter Strahlengang) einen wassergekühlten Shutter (rechts oben) und wird mittels eines Strahlteilerwürfels linear polarisiert. Anschließend wird der Strahl an der Grenzfläche eines Prismas umgelenkt, mit Hilfe einer Pockelszelle zirkular polarisiert und auf die Photokathode geleitet. Durch Einsetzen eines weiteren Prismas kann der Strahl zur Polarisationsmessung umgelenkt werden (blauer Strahlengang). Der Strahl eines Helium-Neon-Lasers (grüner Strahlengang) kann ebenfalls durch ein Prisma eingelenkt werden.

Intensitäten I_+ und I_- sowohl der Polarisationsgrad als auch das Vorzeichen der Polarisation bestimmen:

$$S_3 = \frac{I_+ - I_-}{I_+ + I_-} \quad (4.2)$$

Für einen hohen Polarisationsgrad ist die Ausrichtung der Pockelszelle von entscheidender Bedeutung. Der Laserstrahl muss möglichst parallel und mit kleinem Durchmesser durch die Pockelszelle transmittieren. Zur Justage wird der Laserstrahl mit Hilfe einer Milchglasscheibe stark aufgeweitet und durch die Positionierung der Pockelszelle ein Interferenzbild auf einem Schirm hinter der Pockelszelle erzeugt. Sind beide optischen Achsen optimal ausgerichtet, wird dieses Interferenzbild scharf abgebildet. Anschließend wird durch Variation der Hochspannung sowohl für links- als auch rechts-zirkular polarisiertes Licht der maximale Polarisationsgrad bestimmt. War die Justage erfolgreich sind Polarisationsgrade über 99 % erreichbar. Eine detaillierte Darstellung der umfangreichen Justageprozedur ist in [Gow01] zu finden.

Durch die Nachjustierung der Pockelszelle unterhalb der Betriebskammer der 50 kV-Quelle und anschließender Variation der Hochspannung konnte ein Polarisationsgrad des Laserlichts von $(99,99 \pm 0,05) \%$ für rechts-zirkular und $(99,91 \pm 0,05) \%$ für links-zirkular polarisiertes Licht bei einer Wellenlänge von 780 nm erzielt werden (siehe Abbildung 4.11). Der Polarisationsgrad wurde mit Hilfe des oben beschriebenen Aufbaus aus zwei Photodioden bestimmt und damit dessen Funktion erfolgreich getestet.

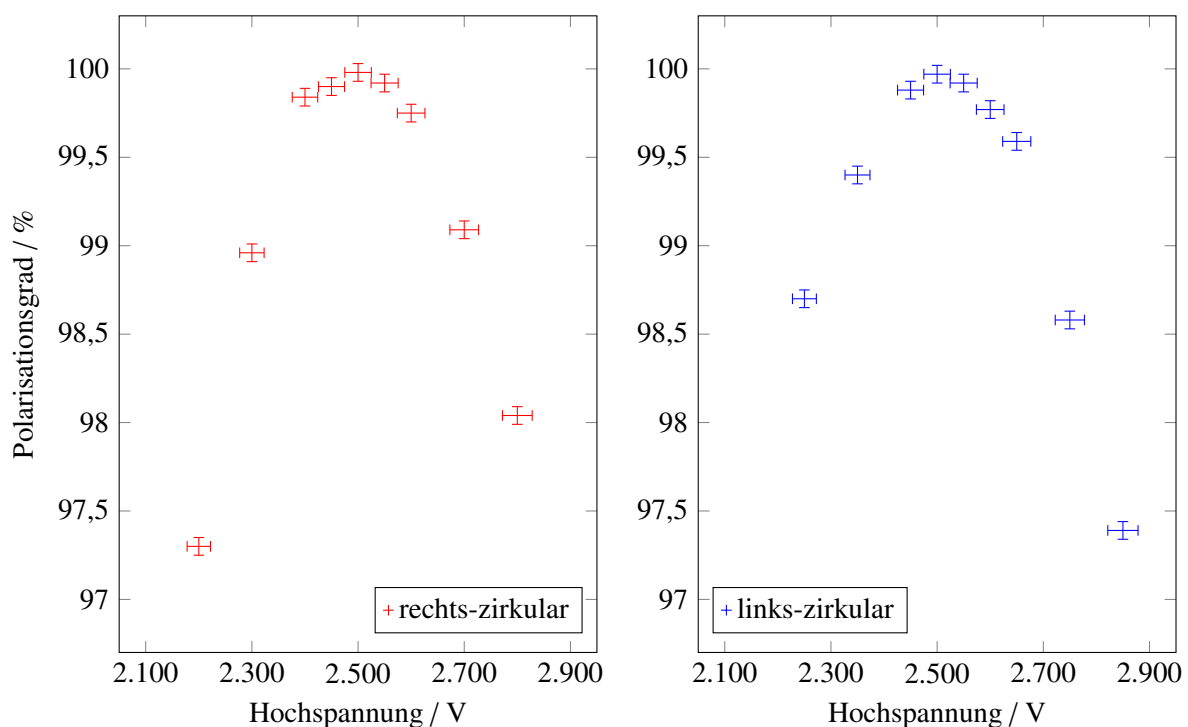


Abbildung 4.11: Polarisationsgrad des Laserlichts in Abhängigkeit der an der Pockelszelle angelegten Hochspannung für links- bzw. rechts-zirkular polarisiertes Laserlicht.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde der gesamte optische Aufbau in Hinsicht auf einen möglichst verlustfreien Strahltransport und der Erzeugung einer hohen Strahlpolarisation überarbeitet, gesäubert und neu justiert, die meisten Komponenten wurden eingehaust, was einerseits die Betriebssicherheit erhöht,

da Streustrahlung vom Gehäuse absorbiert wird, andererseits die optischen Elemente vor Staub schützt, so dass die Wartungszeiträume deutlich verlängert werden konnten.

Zusätzlich wurde das Netzgerät, welches die für die Versorgung der Blitzlampen erforderlichen Strompulse erzeugt, ausgetauscht. Jeweils zwei der vier Blitzlampen sind in Reihe geschaltet und werden von zwei vollständig identischen Kreisen des Netzgerätes angesteuert. Bevor die Blitzlampen mit dem sogenannten Hauptpuls, welcher die zum Starten des Laserprozess notwendige Energie in das System einbringt, gezündet werden können, müssen diese wie folgt vorkonditioniert werden: Beim Einschalten des Netzgerätes wird eine Zündspannung von ca. 16 kV auf die Blitzlampen gegeben, die nach dem Zünden auf ca. 400 V bei einem permanent fließendem Strom von ca. 20 mA zusammenbricht. Neben einer Überprüfungsmöglichkeit, ob keine der Blitzlampen defekt ist, wird damit der elektrische Widerstand der Gasentladungsröhren stark reduziert. Anschließend wird ein Vorpuls mit einer Spannung von 1,2 kV bei einem Strom von 60 A für eine Dauer von etwa 500 μ s auf die Lampenkreise gegeben. Zeitlich in der Mitte dieses Vorpulses liegt der Hauptpuls selbst, der in den Blitzlampen mit einer Spannung von maximal 12 kV bei einem Strom von bis zu 3000 A die Hauptentladung auslöst. Die Pulsdauer beträgt ca. 3 μ s. Um eine derartig große Leistung zur Verfügung stellen zu können, werden jeweils Kondensatorbänke mit Hilfe eines Hochspannungsnetzgerätes auf die entsprechende Spannung aufgeladen und anschließend je mit einem Thyatron auf die Blitzlampenkreise durchgeschaltet. Das Netzgerät ist über eine SPS¹¹ an das Kontrollsystem des Beschleuniger angebunden und kann somit ferngesteuert werden. Die zeitliche Ansteuerung erfolgt über ein externes Triggersignal, welches die Generierung des Vor- und Hauptpulses auslöst. Aus diesem Triggersignal wird auch das Steuersignal für die Pockelszelle des Pulsschneidesystems erzeugt, so dass diese zeitlich innerhalb des Laserpulses schaltet. Durch die Inbetriebnahme des neuen Netzgerätes und die weiter oben beschriebenen Arbeiten an den optischen Aufbauten konnte die Zuverlässigkeit und Sicherheit des Lasersystems erhöht und die Betriebsparameter hinsichtlich eines maximalen Polarisationsgrads verbessert werden.

4.4.2 Laserdioden

Für die Justage der Magnetooptik des Transferkanals, für die Messung der Quantenausbeute und der Polarisation mittels Mott-Streuung bei verschiedenen Wellenlängen wird ein Dauerstrich-Laserstrahl im Wellenlängenbereich von ca. 750 nm bis 900 nm benötigt. Bisher wurde dazu ein mit einem Argon-Ionen-Laser gepumpter Dauerstrich-Titan-Saphir-Laser benutzt, der aber aufgrund seines gegen äußere Störungen empfindlichen Aufbaus und der Lageschwankungen des Pumplaser-Strahls häufig aufwendig nachjustiert werden musste. Daher wurde dieses System durch vier Infrarot-Laserdioden ersetzt, deren Emissionswellenlänge über die Temperatur der Diode eingestellt werden kann. Dazu wurde eigens ein Aufbau aus zwei wassergekühlten Kupferblöcken mit je einem Peltier-Element entworfen und hergestellt. Zwischen den Peltier-Elementen befindet sich ein weiterer Kupferblock, der wahlweise eine der vier Laserdioden trägt (siehe Abbildung 4.12). Der Aufbau wird mit Hilfe zweier Federn zusammengedrückt, so dass bei thermischen Längenänderungen weder große Kräfte auftreten, noch der thermische Kontakt zwischen den einzelnen Elementen nachlässt.

Die Peltier-Elemente transportieren je nach Stromrichtung Energie von den wassergekühlten und damit temperaturstabilisierten Kupferblöcken zum mittleren Kupferblock hin oder weg. Damit kann die Temperatur der Diode zwischen ca. -20 °C und +60 °C eingestellt und gehalten werden. Um die Kondensation von Wasserdampf aus der Luft an dem Kupferblock und damit an der Diode bei tiefen Temperaturen zu verhindern, befindet sich um den Aufbau eine Acrylglasshaube, die mit reinem Argon befüllt wird. Der Wellenlängenbereich, der mit den Dioden abgedeckt werden kann, erstreckt sich von

¹¹ SPS steht für Speicherprogrammierbare Steuerung.

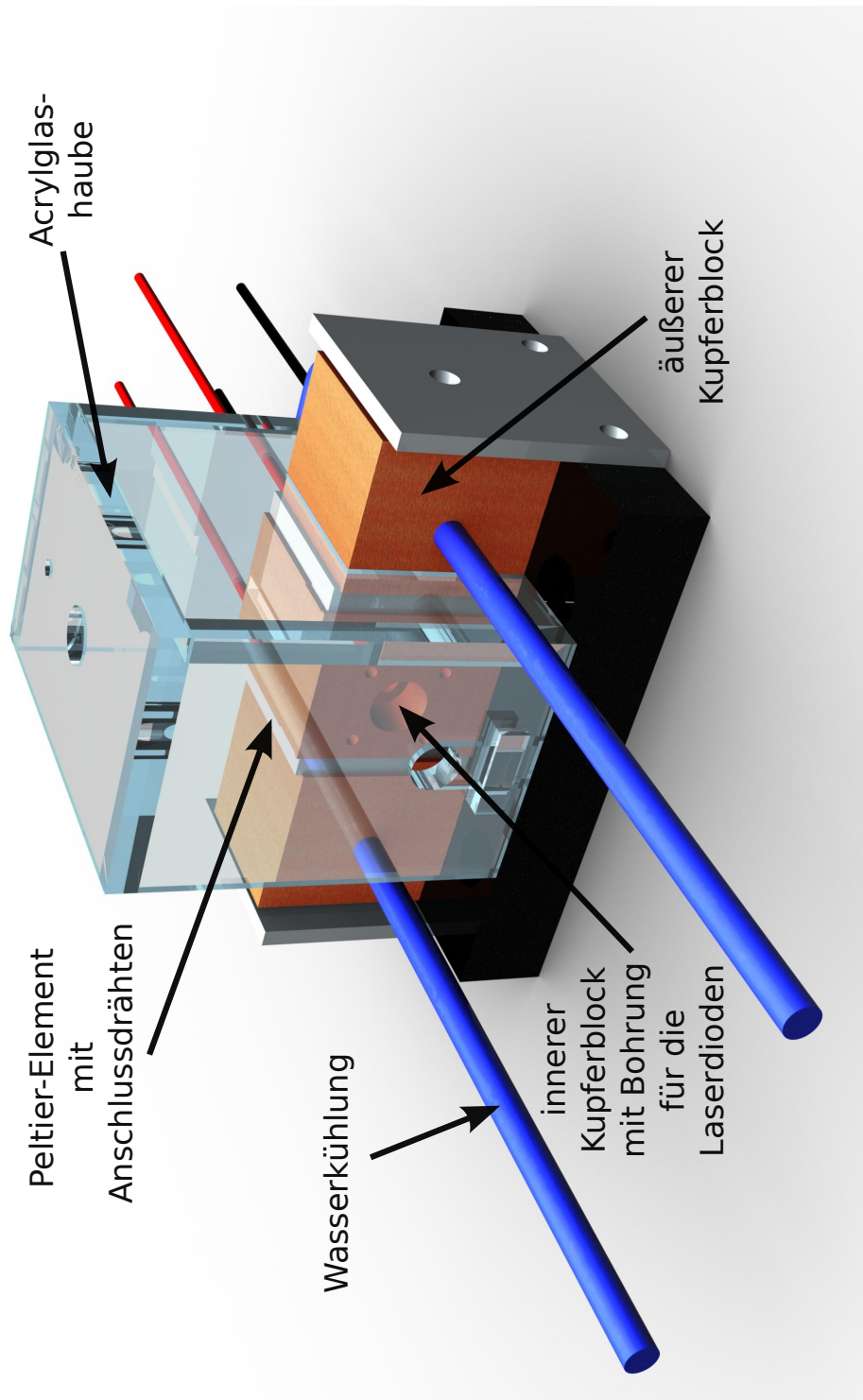


Abbildung 4.12: Aufbau zum Einstellen der Wellenlänge des von den Laserdioden emittierten Laserlichts über die Temperatur der Dioden.

Diode	P_{max} /mW	λ_{min} /nm	$\lambda_{zentral}$ /nm	λ_{max} /nm
1	50	775	785	795
2	5	770	785	810
3	40	820	830	840
4	5	830	850	870

Tabelle 4.1: Maximale Leistung P_{max} , die minimale, die zentrale und die maximale Wellenlänge (λ_{min} , $\lambda_{zentral}$, λ_{max}) der vier Infrarot-Laserdioden nach Herstellerangaben.

ca. 770 nm bis 870 nm, die benötigte Leistung von einigen μ W können alle Dioden zur Verfügung stellen (siehe Tabelle 4.1).

Abbildung 4.13 zeigt die Abhängigkeit der emittierten Wellenlänge von der Temperatur der Laserdiode „2“, welche zur Quantenausbeutemessung der derzeitigen Photokathode eingesetzt wird. Bei Laserdioden ist der Resonator durch die (teil-)reflektierenden Grenzflächen auf dem Halbleitermaterial realisiert. Eine Temperaturvariation führt zu einer Veränderung der Länge dieses Resonators und da zur Ausbildung einer stehenden Welle innerhalb des Resonators dessen Länge ein ganzzahliges Vielfaches der halben Wellenlänge sein muss, resultiert dies direkt in einer Verschiebung der Wellenlänge. Da die thermische Längenänderung des Resonators linear mit der Temperatur verläuft, wird auch eine lineare Abhängigkeit der Wellenlänge von der Temperatur erwartet [Las]. Dies konnte, wie in Abbildung 4.13 dargestellt, durch eine Ausgleichsgerade innerhalb der Fehlergrenzen bestätigt werden. Für eine Wellenlänge von 780 nm, die zur Messung der Quantenausbeute der derzeitigen Photokathode bei maximalem Polarisationsgrad erforderlich ist, muss die Temperatur der Laserdiode „2“ 2° C betragen.

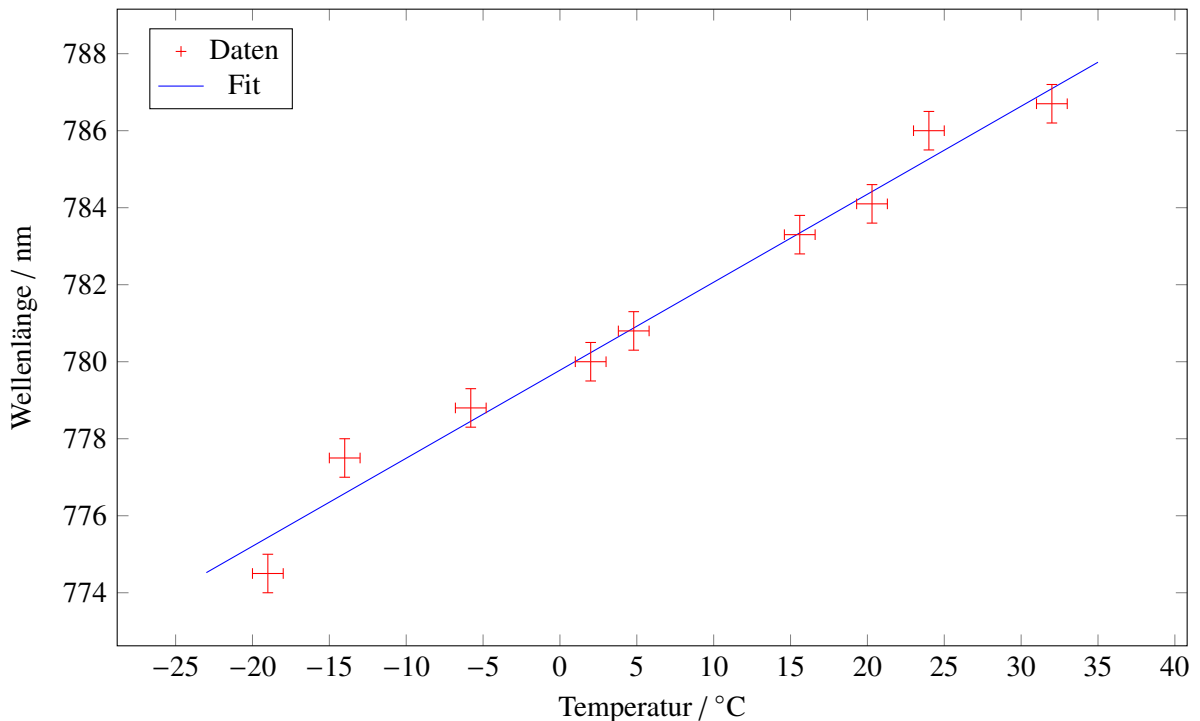


Abbildung 4.13: Abhängigkeit der emittierten Wellenlänge von der Temperatur der Laserdiode „2“.

4.4.3 Weitere Lasersysteme

Zur Justage der Optik, zur Messung der Quantenausbeute im sichtbaren Wellenlängenbereich sowie zur Erzeugung eines kontinuierlichen, unpolarisierten Elektronenstrahls geringer Intensität steht direkt unterhalb der Betriebskammer der 50 kV-Quelle ein Dauerstrich-Helium-Neon-Laser mit einer maximalen Leistung von ca. 2 mW und einer Wellenlänge von 633 nm zur Verfügung, dessen Strahl über ein Prisma auf einer Repositionsplatte bei Bedarf in den vorhandenen Strahlengang eingekoppelt werden kann.

Zur Messung des Emissionsstroms bei der Aktivierung im Schleusensystem steht ein weiterer optischer Aufbau mit einem Dauerstrich-Helium-Neon-Laser (2 mW, 633 nm) zur Verfügung (siehe auch Abschnitt 6.5.2).

4.5 Vakuum

Um eine lange Lebensdauer der Photokathode zu gewährleisten, müssen sowohl die Partialdrücke der schädlichen Gase wie H_2O , CO_2 und O_2 als auch der Totaldruck möglichst gering sein (siehe Abschnitt 3.1). Für eine Lebensdauer von ca. 200 Stunden müssen die Partialdrücke der Gase H_2O und CO_2 im Bereich von $P \approx 10^{-12}$ mbar liegen [Wad+90]. Die Betriebserfahrungen an der 50 kV-Quelle zeigen, dass ein Totaldruck im Bereich von $P_{\text{tot}} \approx 10^{-11}$ mbar ausreicht, um eine Schädigung der Photokathode durch Ionen zu verhindern. Um Drücke in diesen Bereichen erreichen zu können, müssen bereits bei der Konzeption und dem Aufbau einige Punkte, wie die Wahl und Vorbehandlung der Materialien, die Verwendung bestimmter Vakuumpumpen, sowie das Ausheizen der gesamten Apparatur nach dem Zusammenbau, berücksichtigt werden. Da beim Aufbau des neuen Schleusensystems ähnliche Maßnahmen angewendet wurden, sei für eine detaillierte Darstellung auf Abschnitt 6.2 verwiesen.

Nach dem durch den Anbau des neuen Schleusensystems erforderlichen Umbaus (siehe dazu Abschnitt 6.3) und des erneuten Evakuierens der Betriebskammer der 50 kV-Quelle ergibt sich nach einer Pumpzeit von ca. einem Jahr bei einem Totaldruck von $P_{\text{tot}} = 1,1 \cdot 10^{-11}$ mbar eine Lebensdauer der Photokathode von ca. 500 Stunden. Eine Messung der Partialdrücke ist aufgrund des Fehlens eines Massenspektrometers nicht möglich.

4.6 Transferkanal

Der Transferkanal verbindet die Betriebskammer und den Linearbeschleuniger LINAC 2 und wurde inklusive aller Komponenten auf begrenztem Raum¹² installiert (siehe Abbildung 4.14). Aufgrund der Erhaltung des Extremhochvakuums in der Betriebskammer sowie der Polarisation der Elektronen beim Strahltransport und die Integration in die bestehende Infrastruktur ergeben sich folgende besondere Anforderungen an die Magnetoptik und Vakuumeigenschaften:

- Um das Vakuum (im Besonderen die Partialdrücke der für die Photokathode schädlichen Gase) in der Betriebskammer und damit die Lebensdauer der Photokathode nicht zu beeinflussen, muss der Druckunterschied zum Linearbeschleuniger von ungefähr 6 Größenordnungen durch eine differentielle Pumpstrecke ausgeglichen werden.
- Zur Erhaltung der Polarisation des Elektronenstrahls in den nachfolgenden Beschleunigungsstrukturen muss der bei der Emission longitudinal ausgerichtete Spin transversal zum Impuls gedreht werden.

¹² Der aufgrund der bestehenden Beschleunigungsanlage zur Verfügung stehende Platz beträgt in Richtung des Linearbeschleunigers nur ca. 4 m.

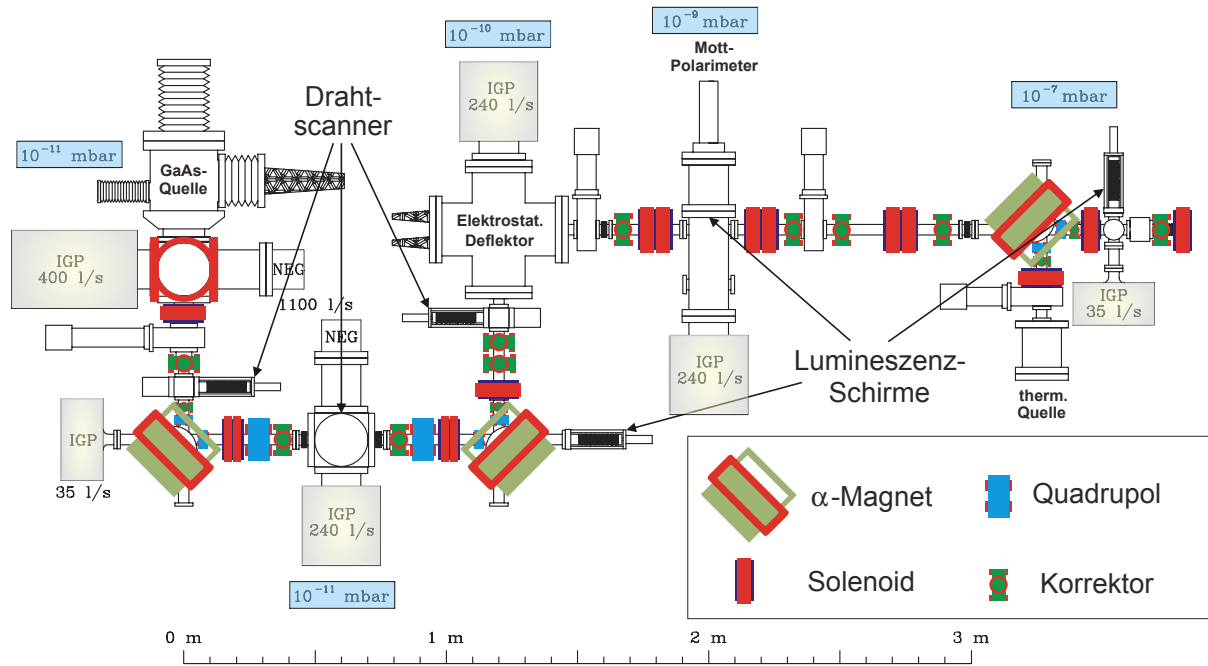


Abbildung 4.14: Das Vakuumsystem, die Magnetoptik und das Strahldiagnosesystem des Transferkanals. Die angegebenen Drücke sind die Totaldrücke in der jeweiligen Kammer, vgl. [Hil00].

- Die Strahlverluste bei der Transmission durch den Transferkanal sollen minimal sein.
- Zur Justage und Optimierung der Magnetoptik müssen ausreichend Strahldiagnosesysteme zur Verfügung stehen.
- Die direkt vor dem Linearbeschleuniger installierte thermische Quelle muss ohne Umbaumaßnahmen nutzbar sein.

In den folgenden Abschnitten wird der Aufbau des Transferkanals in Hinsicht auf die Umsetzung der oben genannten Punkte detailliert erläutert.

4.6.1 Differentielle Pumpstrecke

Da der Linearbeschleuniger aufgrund seines Aufbaus nicht ausheizbar ist, wird das Restgas von dem für die GaAs-Photokathode schädlichem Gas Wasserdampf dominiert. Der Druckunterschied im Partialdruck von H_2O liegt bei ca. 6 Größenordnungen zwischen Betriebskammer ($P_{H_2O} \sim 10^{-13}$ mbar) und dem Linearbeschleuniger ($P_{H_2O} \sim 10^{-7}$ mbar) und wird mit einer langen differentiellen Pumpstrecke ausgeglichen¹³. Die Strömung der Gase wird auf dieser Strecke durch kleine Strahlrohrdurchmesser ($\varnothing = 35$ mm) und deren große Gesamtlänge von fast 6 m behindert¹⁴. Zusätzlich ist aufgrund der kleineren Oberfläche der Rohre auch die Desorptionsrate geringer, was zu einer Verbesserung des Vakuums im Vergleich zu großen Rohrdurchmessern führt. Durch eine Vielzahl von Vakuumpumpen, die über den

¹³ Der Druckunterschied bezogen auf den Totaldruck beträgt 4 Größenordnungen (Betriebskammer: $P_{tot} \sim 10^{-11}$ mbar, Linearbeschleuniger: $P_{tot} \sim 10^{-7}$ mbar.)

¹⁴ Der Leitwert L für eine Gasströmung durch ein rundes Rohr mit dem Durchmesser d und der Länge l für Luft beträgt $L = 12,1 \cdot \frac{d^3}{l}$, wobei $[L] = l/s$, $[d] = [l] = cm$ (vgl. [Jou08]).

gesamten Transferkanal verteilt installiert sind, werden die verbleibenden rückströmenden Gase abgesaugt. Abbildung 4.14 zeigt sowohl die Vakuumpumpen mit ihrem jeweiligen Saugvermögen als auch den Verlauf des Totaldruckes über die Länge des Transferkanals.

Eine weitere Möglichkeit den Leitwert zu verkleinern, ist der Einsatz von Blenden mit geringem Durchmesser. Da aber bereits geringe Strahlrohrdurchmesser die für den Strahl zur Verfügung stehende Apertur begrenzen und damit die Transfereffizienz beeinträchtigen können, was wiederum durch Strahlverlust an den Rohrwänden zu einer Verschlechterung des Vakuums führt, wurde auf diese Maßnahme verzichtet.

Die Betriebserfahrungen als auch Messungen vor dem Umbau der 50 kV-Quelle¹⁵ haben gezeigt, dass die differentielle Pumpstrecke das Vakuum der Betriebskammer vor den Einflüssen der Druckverhältnisse im Linearbeschleuniger so schützt, dass keine messbare Verkürzung der Lebensdauer der Photokathode auftritt.

4.6.2 Elektrostatische Ablenkung

Zur Erhaltung der Polarisation des Elektronenstrahls in allen Beschleunigungsstrukturen hinter dem Linearbeschleuniger muss der nach der Photoemission longitudinal stehende Spinvektor transversal zum Impuls ausgerichtet werden. Dazu eignet sich die Ablenkung in einem elektrischen Feld, da bei einem niederenergetischen Elektronenstrahl nahezu nur der Impulsvektor gedreht wird. Für eine Energie von $E = 50 \text{ keV}$ ergibt sich für einen anfangs zu 100 % longitudinal polarisierten Elektronenstrahl eine Drehung des Spinvektor um 8° (also eine Ausrichtung des Spins bezüglich des Impulses von 82°) und damit ein nach der Drehung zu 99 % transversal polarisierter Strahl, wenn der Impulsvektor um 90° abgelenkt wurde.

Die elektrische Ablenkung wird im Transferkanal mit Hilfe eines Toruskondensators realisiert (in Abbildung 4.14 als elektrostatischer Deflektor bezeichnet). Im Gegensatz zum geometrisch naheliegenderen Zylinderkondensator fokussiert der Toruskondensator den Strahl in beiden Ebenen gleich stark. Dadurch behält ein beim Eintritt in das elektrische Feld runder Strahl seine Form auch nach der Ablenkung bei und es werden keine weiteren fokussierende Elemente zum Ausgleich benötigt.

4.6.3 Magnetooptik

Bei der Konzeption des Transferkanals wurden besondere Überlegungen beim Einsatz von Magneten zur Fokussierung und Umlenkung angestellt, da neben einer möglichst verlustfreien Transmission auch die Erhaltung der Polarisation wichtig ist. Im Folgenden sollen die Elemente des Transferkanals im Einzelnen vorgestellt und ihre Funktion hinsichtlich der oben genannten Kriterien erläutert werden.

Wie in Abbildung 4.14 zu erkennen besitzt der Transferkanal zwei magnetische und eine elektrostatische Ablenkung um jeweils 90° . Näheres zur elektrostatischen Ablenkung findet sich in Abschnitt 4.6.2. Die magnetischen Ablenkungen sind mit Hilfe sogenannter α -Magnete realisiert, die den Strahl energieunabhängig um exakt 90° ablenken. Die Bahnkurve des Elektronenstrahls beschreibt innerhalb dieser Magnete die Form des griechischen Buchstabens „Alpha“, der Strahl wird also insgesamt um 270° und damit effektiv um 90° abgelenkt. Die mehrfache 90° -Ablenkung des Strahls ist aus folgenden Gründen erforderlich:

1. kurze Bauform des Transferkanals und leichte Zugänglichkeit der Betriebskammer und des Schleunensystems,

¹⁵ Vor dem Umbau stand ein Massenspektrometer zur Messung der Restgaszusammensetzung zur Verfügung (siehe dazu [Hil00] und [Hei08]).

2. Schutz der Photokathode vor Ionen,
3. Trennung zwischen Elektronen- und Laserstrahl,
4. spiegelsymmetrische Magnetooptik.

Zu Punkt 1: Trotz der insgesamt fast sechs Meter langen differentiellen Pumpstrecke misst der Transferkanal in horizontaler Richtung nur drei Meter. Weiterhin befindet sich die Betriebskammer sowie das Schleusensystem und damit die Ebene in welcher mit den Photokathoden gearbeitet wird auf Augenhöhe und ist leicht zugänglich.

Zu Punkt 2: Die hochfrequenten Felder des Linearbeschleunigers beschleunigen Ionen in Richtung der Betriebskammer. Durch die Umlenkungen gibt es keine direkte Sicht der Photokathode auf den Eingang des Linearbeschleuniger und die Ionen können die Photokathode nicht beschädigen, da sie bereits im Transferkanal auf die Strahlrohrwände prallen.

Zu Punkt 3: Der zur Photoemission genutzte Laserstrahl muss für einen vollständigen Übertrag der Polarisation senkrecht auf die Photokathode auftreffen. Das für die Einkopplung in das Strahlrohr benötigte Fenster muss sich also an einer 90° -Ablenkung befinden. Der elektrostatische Deflektor ist hierfür ungeeignet, da zur Transmission des Laserstrahls je ein Loch in den Kondensatorplatten erforderlich wäre, was zu einer Störung des elektrischen Feldes und damit der Eigenschaften des Kondensators führen würde. Aufgrund der nur seitlich am Transferkanal liegenden Polschuhe der Magnete ist die Einkopplung an einem der α -Magnete sinnvoll.

Zu Punkt 4: Da zur Drehung des Spins und der Einkopplung des Laserstrahls bereits zwei 90° -Ablenkungen erforderlich sind, kann durch eine weitere magnetische Ablenkung ein spiegelsymmetrischer Aufbau der Magnetooptik erreicht werden. Die Symmetrieebene liegt zwischen dem ersten und zweiten α -Magneten.

Eine weitere Symmetrieebene befindet sich in der Mitte des Mott-Polarimeters (siehe dazu Abschnitt 4.6.5). Der spiegelsymmetrische Aufbau erleichtert die Optimierung der Magnetooptik: Wird mit Hilfe der Elemente vor der Symmetrieebene ein Minimum der Strahlausdehnung für beide Strahlebenen in der Symmetrieebene erzeugt, so sind die Magnetfelder der spiegelsymmetrischen Elemente identisch einzustellen, um wieder die gleichen Strahleigenschaften am Ende der symmetrisch aufgebauten Strecke zu erhalten wie an deren Beginn. Somit werden auch Störungen der Zylindersymmetrie des Strahls im ersten Teil der symmetrischen Strecke durch den identisch aufgebauten zweiten Teil vollständig kompensiert.

Durch ihre spezielle Polschuhform wirken die α -Magnete weder in der ablenkenden noch in der nicht ablenkenden Ebene fokussierend auf den Strahl, es ergibt sich aber eine unterschiedliche effektive Bahnlänge für den Elektronenstrahl in beiden Ebenen. Damit wird ein beim Eintritt in das Magnetfeld des α -Magneten zylindersymmetrischer, aber divergenter Strahl nach der Ablenkung elipsenförmig. Diese Störung der Zylindersymmetrie muss durch den Einsatz von Quadrupolmagneten kompensiert werden, damit es weiterhin möglich ist ein Minimum des Strahldurchmessers in beiden Ebenen in die Symmetrieebene zu legen.

Zur Fokussierung des Elektronenstrahls werden im Transferkanal Solenoidfelder genutzt. Diese longitudinalen Magnetfelder fokussieren in beiden Ebenen gleich stark und beeinflussen den bis zum elektrostatischen Deflektor longitudinal stehenden Spin nicht. Hinter dem Deflektor werden nur noch Doppelsolenoiden eingesetzt, da diese aufgrund der betragsmäßig gleichen, aber entgegengesetzten Bestromung der ersten und zweiten Spule im Gesamten zwar fokussieren, jedoch nicht den transversal zum Impuls stehenden Spinvektor drehen.

Da äußere Magnetfelder (zum Beispiel die Permanentmagnete der Vakuumpumpen) den niederenergetischen Strahl beeinflussen, befindet sich zur Kompensation eine Vielzahl von Korrektoren am Trans-

ferkanal. Der in Abbildung 4.14 dargestellte dritte α -Magnet dient zur Einlenkung thermisch generierter Elektronen, wenn keine polarisierte Elektronen benötigt werden.

4.6.4 Strahldiagnose

Um Position, Breite, Strahlstrom und den Polarisationsgrad bestimmen zu können, stehen verschiedene Diagnosesysteme im Transferkanal zur Verfügung: Sowohl Lumineszenzschirme als auch Drahtscanner sind zur Bestimmung von Breite und Position geeignet und sind bevorzugt an Stellen lokaler Strahlbreiteminima installiert, da hier durch eine geringe Variation der Magnetfelder festgestellt werden kann, ob ein Strahlbreiteminimum vorliegt und dies dann der optimalen Einstellung der Magnetooptik entspricht.

Lumineszenzschirme werden unter einem Winkel von 45° in den Strahlengang gefahren. Sie bestehen aus Chromoxid, welches durch die auftreffenden Elektronen zum Leuchten angeregt wird und mit Hilfe von CCD-Kameras durch Fenster im Strahlrohr beobachtet werden kann. Da der Elektronenstrahl beim Auftreffen auf die Oberfläche vernichtet wird und dabei Moleküle abgelöst werden, führt eine Messung mit diesen Schirmen zu einer in Abhängigkeit der Strahlintensität merklichen Verschlechterung des Vakuums. Ebenso würde im vorderen Bereich des Transferkanals der zur Photoemission verwendete Laserstrahl durch einen im Strahlengang befindlichen Lumineszenzschirm absorbiert, so dass die Erzeugung des Elektronenstrahls nicht möglich wäre. Daher werden die Lumineszenzschirme nur im hinteren Teil des Transferkanals benutzt.

Ein Drahtscanner besteht aus zwei $50\ \mu\text{m}$ dicken Drähten, die auf einen Rahmen eingespannt sind (siehe Abbildung 5.7) und hydropneumatisch durch den Strahl bewegt werden können, wobei die Position des Drahtes mittels eines potentiometrischen Weggebers bestimmt wird. Auf den Drähten auftreffende Elektronen erzeugen einen Stromfluss, der proportional zur deponierten Ladung ist. Durch die beiden unter 45° angebrachten Drähte und die Einbaulage kann das Strahlprofil in beiden Strahlebenen vermessen werden. Da die Drähte deutlich dünner als der einige Millimeter breite Strahl sind, kann der Strahl schrittweise abgerastert werden ohne dabei das Vakuum zu verschlechtern. Daher und da der für die Erzeugung der Elektronen benötigte Laserstrahl den Scanner während einer Messung ungehindert passieren kann, werden die Drahtscanner in der Nähe der Betriebskammer eingesetzt. Detaillierte Informationen zu den Drahtscannern sowie damit aufgenommene Strahlprofile finden sich in Abschnitt 5.2.2.

Die Polarisation des Strahls wird mit Hilfe eines Mott-Polarimeters am Ende des Transferkanals bestimmt. Somit kann sowohl die Magnetooptik als auch die Wellenlänge des Laserlichts, das zur Photoemission genutzt wird, hinsichtlich des Erreichens des maximalen Polarisationsgrades optimiert werden. Eine genaue Beschreibung der Polarisationsmessung folgt in Abschnitt 4.6.5.

In der Kammer des Mott-Polarimeters kann auch der Strahlstrom bestimmt werden, in dem die massive, metallische Halterung als Absorber in den Strahlengang gefahren wird. Die installierte Gegenfeldelektrode führt durch das Auftreffen des Strahls herausgeschlagene Sekundärelektronen wieder dem Absorber zu. Ein weiterer Strahlabsorber befindet sich kurz vor dem Linearbeschleuniger und besitzt aus Platzgründen keine Gegenfeldelektrode, was zu einem ungenaueren Messergebnis führt, da die Sekundärelektronen die deponierte Ladung verringern.

Der emittierte Photostrom, der dem vom Netzgerät nachgelieferten Strom zur Erhaltung der Hochspannung entspricht, wird induktiv mittels einer Spule mit Ferritkern gemessen, die um die Hochspannungszuführung der Kathode gewickelt ist. Für die Messung eines kontinuierlichen Emissionsstroms steht ein Analogausgang des Netzgerätes zu Verfügung. Damit ist sowohl der erzeugte als auch der transmittierte Strahlstrom und damit die Transfereffizienz messbar.

4.6.5 Polarisationsmessung

Zur Messung der Polarisation wird die spinabhängige Mottstreuung transversal polarisierter Elektronen an dünnen, unpolarisierten Goldfolien genutzt. Die Rate der gestreuten Elektronen ist sowohl vom Polarisationsgrad als auch vom Streuwinkel abhängig und wird bei einer senkrecht auf der Streuebene stehenden Strahlpolarisation und einer Energie von 50 keV unter einem Streuwinkel von 120° maximal. Bedingt durch die Spin-Bahnwechselwirkung ergeben sich unterschiedliche Zählraten in der senkrecht zur Strahlpolarisation gewählten Streuebene links und rechts vom Strahl. Die sich daraus ergebende Asymmetrie ist proportional zur Strahlpolarisation. Der Proportionalitätsfaktor ist die sogenannte Sherman-Funktion und gilt nur bei infinitesimal dünnen Folien. Da bei endlich ausgedehnten Folien elastische Vielfachstreuung und inelastische Mehrfachstreuung auftreten, muss die Sherman-Funktion mittels Foliendickeextrapolation angepasst werden (siehe dazu und zu einer detaillierten Beschreibung des gesamten Mott-Polarimeters [Gow01]). Wie in Abbildung 4.15 zu erkennen sind die zur Detektion genutzten Siliziumsperrschichtzähler in einem Winkel von 120° zur Strahlrichtung angebracht. Die

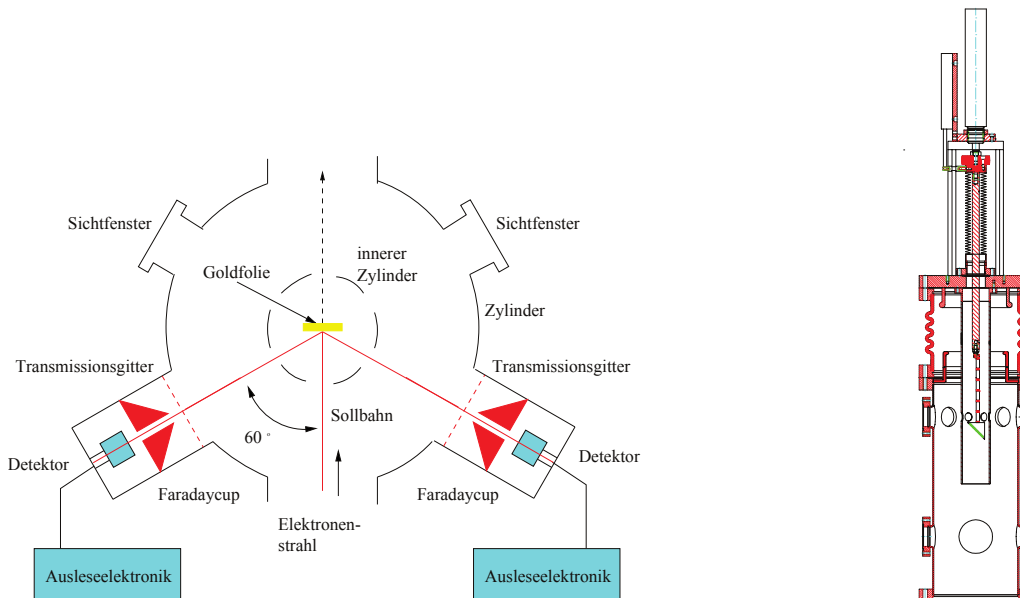


Abbildung 4.15: Schematischer Aufbau des Mott-Polarimeters an der 50 kV-Quelle (links) und Querschnitt durch die Mott-Kammer (rechts) [Hil00].

Signale werden anschließend jeweils in einem Vorverstärker, einem ladungsintegrierenden Verstärker, einem Diskriminator und einem Pulszähler verarbeitet. Durch den Wechsel der Zirkularpolarisation des zur Photoemission genutzten Laserlichts, was zu einer Drehung der Spinausrichtung um 180° führt, und die Bestimmung der jeweiligen Zählraten kann der Einfluss von apparativen Asymmetrien wie zum Beispiel unterschiedlichen Detektionswahrscheinlichkeiten ausgeschlossen werden.

Intensitätserhöhung

Wie in Kapitel 4 beschrieben, wird mit der 50 kV-Quelle im Routinebetrieb ein Strahlstrom von 100 mA bei einer Pulsladung von 100 nC und einer Pulsdauer von 1 μ s bei einem Polarisationsgrad von ca. 83 % erzeugt. Für den zukünftigen Beschleunigerbetrieb sowie die Durchführung geplanter hadronenphysikalischer Experimente werden wesentlich höhere Strahlintensitäten von ca. 200 mA benötigt. Daher wurden im Rahmen dieser Arbeit theoretische als auch praktische Untersuchungen zu einer Intensitätserhöhung des Elektronenstrahls durchgeführt. Es konnte nachgewiesen werden, dass die Erzeugung eines Strahls mit 200 mA Strom und dessen Transport zum Linearbeschleuniger LINAC 2 möglich ist.

5.1 Raumladungsbegrenzung und Strahlerzeugung

Im Betrieb der 50 kV-Quelle wird der maximale Emissionsstrom aufgrund der Raumladungsbegrenzung allein durch den Abstand d zwischen den Elektroden festgelegt (siehe Abschnitt 4.1). Dies gilt jedoch nur solange die Leistung des eingestrahlt Laserlichts pro Fläche nicht einen durch die innere Struktur der verwendeten Photokathode und deren Quantenausbeute bestimmten Wert übersteigt und der Effekt der Ladungssättigung auftritt (siehe Abschnitt 2.4).

Ob mit der Elektrodengeometrie der 50 kV-Quelle grundsätzlich ein Strahlstrom von 200 mA erzeugt werden kann, wurde bereits durch eine Messung im Rahmen einer Diplomarbeit mit der bis August 2009 verwendeten Be-InGaAs/Be-AlGaAs-Strained-Layer-Superlattice-Photokathode, deren zur Emission genutzte Fläche bei einem Durchmesser von 8 mm ca. 0,5 cm² beträgt, untersucht [Hei08]. Dabei wurde die von der Photokathode emittierte Ladung in Abhängigkeit der Energie des Laserlichts¹ bei verschiedenen Abständen der Elektroden gemessen. Die Energie des Laserlichts wird mittels einer Photodiode bestimmt, deren verstärktes Ausgangssignal integriert und anschließend digital an das Kontrollsystem übermittelt wird². Vor dem Auftreffen auf die Photodiode wird die Leistung im Laserpuls mit reflektierenden Abschwächern so weit reduziert, dass das Ausgangssignal eine lineare Abhängigkeit zur auftreffenden Energie im gesamten Messbereich aufweist. Die emittierte Ladung wird induktiv mittels einer Spule mit einem Ferritkern am Kabel des Hochspannungsnetzgerätes gemessen, in dem das verstärkte Spannungssignal der Spule integriert, digital gewandelt und an das Kontrollsystem übergeben

¹ Zur Strahlerzeugung wurde der auch im Routinebetrieb eingesetzte Titan-Saphir-Laser verwendet, dessen Wellenlänge auf das Erreichen des maximalen Polarisationsgrads abgestimmt war.

² Dazu wird der vom linear polarisierenden Strahlteilerwürfel am optischen Aufbau unterhalb der Betriebskammer der 50 kV-Quelle abgelenkte Strahl genutzt (siehe Abschnitt 4.4.1).

wird (siehe Abbildung 5.1). Der Zeitraum der Integration wird mit Hilfe eines rechteckförmigen Triggers, welcher möglichst exakt über die zu messende Pulse gelegt wird, eingestellt. Dadurch kann ein Einfluss von Störsignalen auf die Messung verhindert werden, wie sie zum Beispiel durch den gepulsten Betrieb der Blitzlampen des Titan-Saphir-Lasers auftreten. Beide Signalzweige wurden im Rahmen

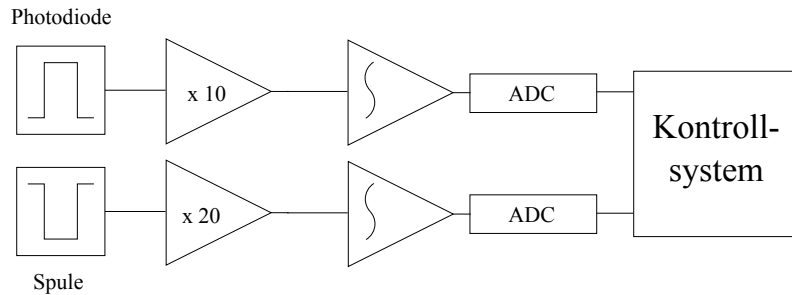


Abbildung 5.1: Signalverarbeitung des Elektronen- und Laserpulses [Hei08].

einer Diplomarbeit kalibriert, so dass die Energie des Laserlichts sowie die emittierte Ladung direkt im Kontrollsystem abgelesen werden können [Hei08]. Der gesamte elektronische Aufbau ist auf eine Signalverarbeitung im Mikrosekundenbereich ausgelegt.

Abbildung 5.2 zeigt die Messwerte mit der bis 2009 verwendeten Be-InGaAs/Be-AlGaAs-Strained-Layer-Superlattice-Photokathode für ausgewählte Abstände d zwischen den Elektroden. Der minimale Abstand von 45,9 mm und der maximale Abstand von 65,0 mm sind durch die Geometrie der Betriebskammer bestimmt.

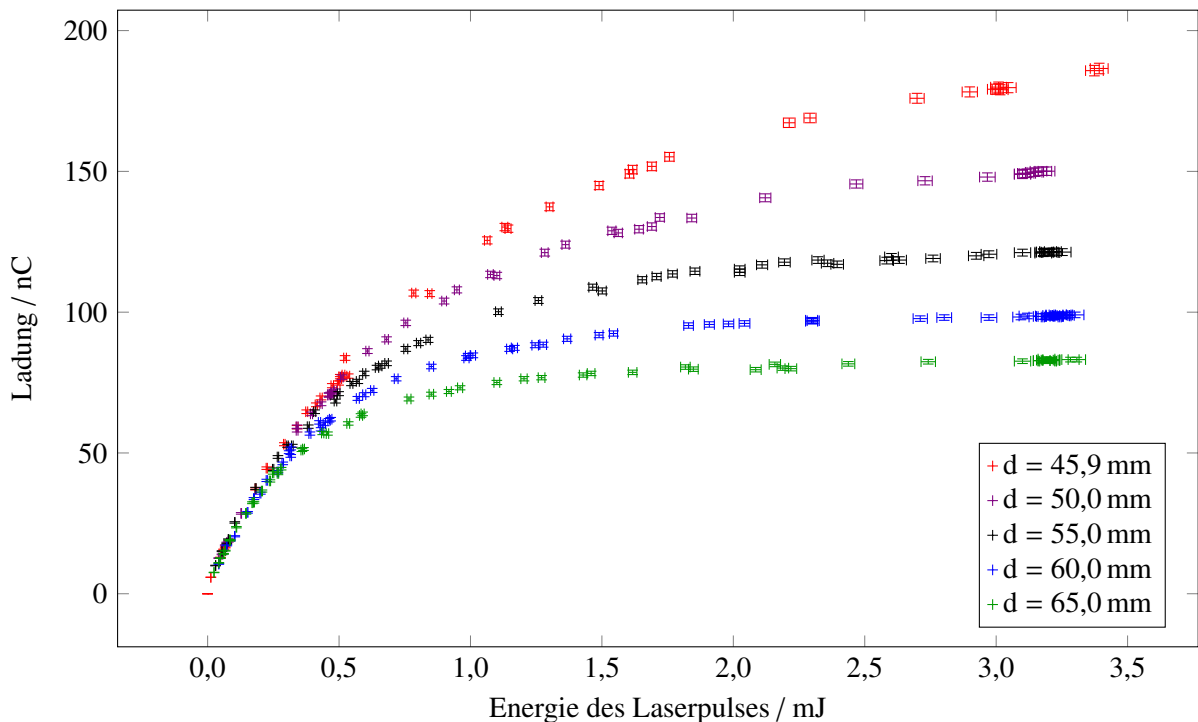


Abbildung 5.2: Messung der emittierten Ladung in Abhängigkeit der Energie des Laserlichts bei verschiedenen Abständen d zwischen Anode und Kathode mit der bis 2009 verwendeten Be-InGaAs/Be-AlGaAs-Strained-Layer-Superlattice-Photokathode [Hei08].

Für niedrige Energien des Laserlichts steigt die Ladung linear an, bis ein Sättigungsverhalten aufgrund der Raumladungsbegrenzung eintritt. Bei großen Abständen zwischen Anode und Kathode wird der raumladungsbegrenzte Maximalwert der Ladung erreicht. Für kleine Abstände wird kein konstanter Wert mit der zur Verfügung stehenden Laserleistung erreicht, der maximale Emissionsstrom liegt bei ca. 190 mA^3 (für detaillierte Informationen zur Messung sei auf [Hei08] verwiesen). Dies kann folgende Ursachen haben:

1. Die Laserleistung reicht bei der vorhandenen Quantenausbeute der Photokathode nicht aus, um in den Bereich der raumladungsbegrenzten Emission zu gelangen.
2. Da die Form des Laserpulses nicht rechteckförmig ist (siehe Abschnitt 4.4.1), werden bei der Integration des Stroms raumladungsbegrenzte und nicht raumladungsbegrenzte Emission überlagert.
3. Der Effekt der Ladungssättigung begrenzt den maximalen Emissionsstrom (siehe Abschnitt 2.4). Da die emittierte Ladung durch diesen Effekt bereits nach Pulsdauern größer als 10 ns begrenzt wird [Mar+], entspricht die Emission über einen Zeitraum von $1 \mu\text{s}$ bezogen auf den Effekt der Ladungssättigung einem quasi-kontinuierlichem Strahl. Demzufolge ist die Emission über den gesamten Zeitraum durch die Ladungssättigung begrenzt, falls dieser Effekt auftritt.

Um Punkt 1 und 3 entgegenzuwirken, müssen Photokathoden mit größerer Emissionsfläche und höherer Quantenausbeute verwendet werden, ein Emissionsstrom von 200 mA kann prinzipiell jedoch mit der vorhandenen Geometrie der Betriebskammer und den damit einstellbaren Abständen zwischen den Elektroden erreicht werden.

Nachdem im August 2009 die derzeit verwendete GaAs/GaAsP-Strained-Layer-Superlattice-Photokathode, deren Quantenausbeute bei maximalem Polarisationsgrad ca. zwölf mal höher als die der bis dahin verwendeten Be-InGaAs/Be-AlGaAs-Strained-Layer-Superlattice-Photokathode ist, zur Strahlerzeugung genutzt werden konnte, wurde die Messung bei gleichen Abständen mit diesem Photokathodentyp wiederholt (siehe Abbildung 5.3). Für alle Abstände steigt die emittierte Ladung linear⁴ mit der Energie des Laserlichts an bis der abstandsabhängige, maximale Emissionsstrom aufgrund der Raumladungsbegrenzung erreicht wird. Demzufolge ist der maximale Emissionsstrom nicht durch den Effekt der Ladungssättigung oder einer zu geringen Energie des Laserlichts, sondern ausschließlich durch die Raumladung begrenzt. Der Vergleich mit Abbildung 5.2 zeigt, dass aufgrund der höheren Quantenausbeute des neuen Photokathodentyps deutlich weniger Energie im Laserpuls erforderlich ist, um den raumladungsbegrenzten Emissionsstrom für die verschiedenen Abstände zu erreichen. Die Ursache für den nicht abrupten Übergang von linearem zu konstantem Verhalten ist die nicht rechteckförmige Laserpulsform, so dass in diesem Bereich raumladungsbegrenzte und nicht raumladungsbegrenzte Emission überlagert werden.

Ein Strahlstrom von 200 mA kann bei einem Abstand der Elektroden von $49,0 \text{ mm}$ mit den derzeit verwendeten Photokathoden im Routinebetrieb erzeugt werden. Der größere Abstand im Vergleich zur Messung mit der Be-InGaAs/Be-AlGaAs-Photokathode kann einerseits durch die erhöhte Quantenausbeute und damit dem Wegfall des Einflusses der Ladungssättigung, andererseits durch eine größere Kathodenoberfläche (Durchmesser der Emissionsfläche $8,9 \text{ mm}$, Fläche ca. $0,62 \text{ cm}^2$) erklärt werden. Auch ein Betrieb mit einem Emissionsstrom von 100 mA ist mit der neuen Photokathode bei einem Elektrodenabstand von $65,0 \text{ mm}$ weiterhin möglich.

³ Da die Pulsdauer des Emissionsstroms eine Mikrosekunde beträgt, entspricht die gemessene Ladung in nC einem Strom in mA.

⁴ Der überproportionale Anstieg bei sehr kleinen Energien des Laserlichts ($< 0,01 \text{ mJ}$) ist durch die minimale Auflösung der Photodiode bedingt.

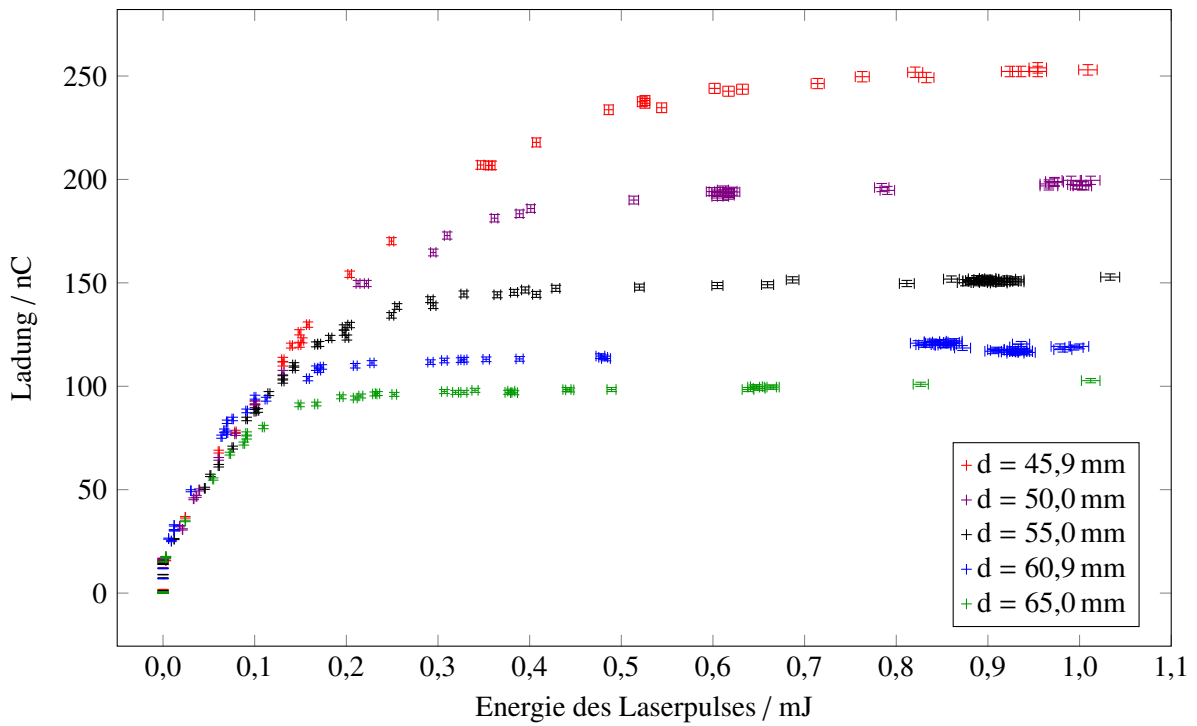


Abbildung 5.3: Messung der emittierten Ladung in Abhängigkeit der Energie des Laserlichts bei verschiedenen Abständen d zwischen Anode und Kathode mit der derzeitig verwendeten GaAs/GaAsP-Strained-Layer-Superlattice-Photokathode.

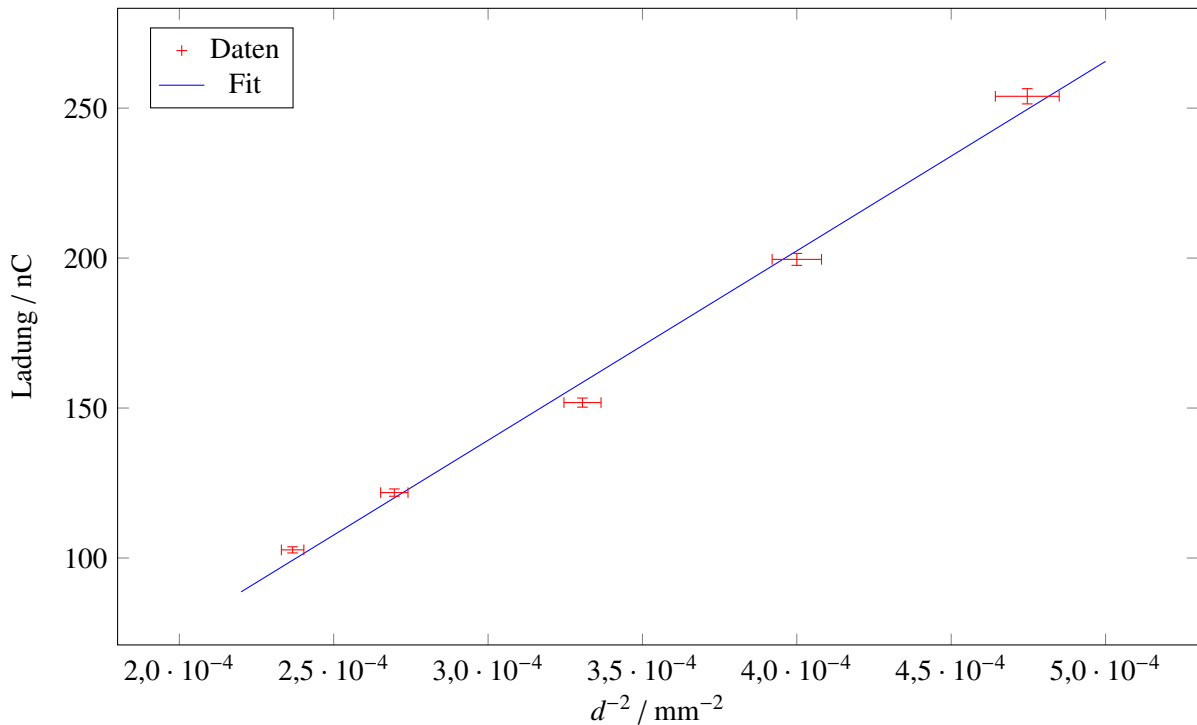


Abbildung 5.4: Zusammenhang des reziproken quadratischen Abstandes d^{-2} und der emittierten Ladung (aktuelle GaAs/GaAsP-Strained-Layer-Superlattice-Photokathode).

Abschließend ist in Abbildung 5.4 der Zusammenhang zwischen dem reziproken quadratischen Abstand d^{-2} und der raumladungsbegrenzt emittierten Ladung für die aktuelle GaAs/GaAsP-Strained-Layer-Superlattice-Photokathode dargestellt. Die erwartete lineare Abhängigkeit (siehe Abschnitt 4.1) wurde mit Hilfe einer an die Messdaten angefitzten Geraden innerhalb der Fehlergrenzen nachgewiesen und bestätigt den theoretischen Zusammenhang.

5.2 Raumladungsdominierter Strahltransport

Der Strahltransport von der Betriebskammer der 50 kV-Quelle zum Eingang des Linearbeschleunigers LINAC 2 ist aufgrund der Strahlenergie von 50 keV stark raumladungsdominiert, was zu einer Abhängigkeit der Fokussierstärken der Magnete vom Strahlstrom führt. Da die Optik des Transferkanals für einen Strahlstrom von 100 mA optimiert ist, müssen alle Magnete im Rahmen der Intensitätserhöhung neu eingestellt werden, um eine möglichst verlustfreien Transmission zu erreichen. Dazu wurden Simulationen des Strahltransportes durchgeführt, um einerseits die Durchführbarkeit der Intensitätserhöhung zu überprüfen und andererseits Startwerte zur praktischen Optimierung der Magnete zu erhalten.

5.2.1 Simulation des Strahltransportes

Die transversale Dynamik eines niederenergetischen Elektronenstrahls mit einer homogenen, zylindersymmetrischen Ladungsverteilung⁵ ohne äußere Felder unter der Annahme eines laminaren Flusses⁶ wird alleine durch zwei Größen beschrieben⁷ [Sep69; Mur+04]:

1. **Generalisierte Perveanz:** Aufgrund ihrer elektrischen Ladung stoßen sich die Elektronen gegenseitig ab, was zu einer Aufweitung des Strahls führt. Die diesen Effekt beschreibende Kraft hängt von der Ladungsdichte und damit von der Stromstärke I und dem Strahlradius r ab. Mit zunehmender Strahlenergie wachsen die vom Elektronenstrahl selbst erzeugten magnetischen Felder, welche fokussierend wirken, an und der Einfluss der Kraft sinkt. Daher ergibt sich für die Strahlaufweitung für einen rotationssymmetrischen Strahl mit konstanter Ladungsverteilung eine antiproportionale Abhängigkeit vom Strahlradius:

$$\frac{d^2 r}{ds^2} = \frac{K}{r} \quad \text{und} \quad K = \frac{eI}{2\pi\epsilon_0 m_e (\beta\gamma c)^3} \quad (5.1)$$

Die Proportionalitätskonstante K wird als generalisierte Perveanz bezeichnet. ϵ_0 ist die elektrische Feldkonstante, m_e die Elektronenmasse, e die Elementarladung, c die Lichtgeschwindigkeit und $\beta\gamma$ das Produkt der Lorentzfaktoren [Sep69].

2. **Emittanz:** Die natürliche Strahlaufweitung aufgrund der Überlagerung der einzelnen Teilchentrajektorien kann durch eine in radialer Richtung wirkende Scheinkraft, die sogenannte Emittanzkraft beschrieben werden. Die Emittanz ε entspricht der vom Strahl im Phasenraum eingenommene Fläche. Gewöhnlich wird die Fläche einer Ellipse angenommen, die alle Teilchen innerhalb einer Standardabweichung der statistischen Verteilung enthält. Die strahlaufweitende Wirkung

⁵ Es wird die sogenannte Kapchinsky-Vladimirsky-Verteilung angenommen, die die Eigenschaft besitzt, dass ihre transversale Projektion eine scharf begrenzte, homogene und elliptische Ladungsverteilung aufweist [Sep69].

⁶ Die Annahme des laminaren Flusses ist gerechtfertigt, wenn die transversale Strahldynamik durch die Raumladung dominiert wird [Mur+04; Sep69].

⁷ Dabei wird im Folgenden das in der Beschleunigerphysik übliche Koordinatensystem $\{x, z, s\}$ verwendet (siehe zum Beispiel [Wil02]).

der Emittanzkraft auf einen rotationssymmetrischen Strahl mit konstanter Ladungsverteilung und dem Radius r ist durch folgenden Zusammenhang gegeben [Buo94; Sep69]:

$$\frac{d^2 r}{ds^2} = \frac{\varepsilon^2}{r^3} \quad (5.2)$$

Beide Effekte wirken gleichzeitig auf den Strahl und ergeben zusammen die sogenannte paraxiale Differentialgleichung eines frei propagierenden Elektronenstrahls [Sep69]:

$$\frac{d^2 r}{ds^2} = \frac{\varepsilon^2}{r^3} + \frac{K}{r}. \quad (5.3)$$

Um den Elektronenstrahl fokussieren und ablenken zu können, müssen äußere elektrische und magnetische Felder auf ihn einwirken. Die Brennweite f sowie Fokussierstärken der für den Transfer des Strahls zum Linearbeschleuniger relevanten Elemente können wie folgt beschrieben werden (vgl. [Hil00]):

- **Der Toruskondensator** wirkt fokussierend in beiden transversalen Ebenen:

$$\frac{1}{f} = \int T(s) \cdot ds \quad \text{und} \quad T(s) = \frac{1}{r \cdot R}, \quad (5.4)$$

mit R der Plattenkrümmung und r dem Ablenkradius des Kondensators.

- **Solenoid** fokussieren durch ihr longitudinales Magnetfeld B_s den Elektronenstrahl in beiden transversalen Ebenen x und z (e bezeichnet die Elementarladung, p den Teilchenimpuls):

$$\frac{1}{f} = \int S(s) \cdot ds \quad \text{und} \quad S(s) = \left(\frac{e B_s(s)}{p} \right)^2 \quad (5.5)$$

- **Quadrupole** fokussieren in einer und defokussieren in der anderen transversalen Ebene. Daher ergeben sich für die x - und z -Richtung folgende Quadrupolstärken k und Brennweiten f :

$$\frac{1}{f_x} = \int k_x(s) \cdot ds \quad \text{und} \quad k_x(s) = \frac{e}{p} \frac{\partial B_z(s)}{\partial x}, \quad (5.6)$$

$$\frac{1}{f_z} = \int k_z(s) \cdot ds \quad \text{und} \quad k_z(s) = \frac{e}{p} \frac{\partial B_x(s)}{\partial z}. \quad (5.7)$$

Quadrupole überführen aufgrund ihrer nur in einer Ebene fokussierenden Wirkung einen runden in einen elliptischen Strahl (mit den Halbachsen x und z) und es ergibt sich ein gekoppeltes System von Differentialgleichungen [Sep69]:

$$\frac{d^2 x}{ds^2} + [k_x(s) + S(s) + T(s)] \cdot x - \frac{\varepsilon^2}{x^3} - \frac{2K}{x+z} = 0, \quad (5.8)$$

$$\frac{d^2 z}{ds^2} + [k_z(s) + S(s) + T(s)] \cdot z - \frac{\varepsilon^2}{z^3} - \frac{2K}{x+z} = 0. \quad (5.9)$$

Diese gekoppelten Differentialgleichungen wurden für einen Strahlstrom von 200 mA gelöst. Dazu wurde eine eigens für diesen Zweck entwickelte Software benutzt, die unter Berücksichtigung der Positionen und Fokussierstärken der Magnete, sowie bestimmter Startparameter des Strahls (siehe weiter unten) das gekoppelte Differentialgleichungssystem durch numerische Integration löst [Hil00]. Als Aus-

gangswerte dienen die für einen Strahlstrom von 100 mA ermittelten Brennweiten (siehe [Hil00]), die sukzessive vom Startpunkt der Simulation bis zum Eingang des Linearbeschleunigers variiert werden, bis folgende Bedingungen erfüllt sind: In beiden Symmetrieebenen der Magneto-optik muss der Strahldurchmesser minimal werden (siehe auch Abschnitt 4.6.3). Aufgrund der unterschiedlichen effektiven Driftlängen in den α -Magneten besitzt der Strahl unterschiedliche Ausdehnungen in den transversalen Ebenen, was mit Hilfe der Quadrupolmagnete korrigiert werden kann. Durch Veränderung der Brennweite der Solenoide und Quadrupole vor der ersten Symmetrieebene wird das Minimum der Strahlausdehnung in diese Ebene gelegt. Anschließend werden die Brennweiten der nachfolgenden Elemente aufgrund der Spiegelsymmetrie gleich gewählt. Grundsätzlich müssen unter Einhaltung der Symmetriebedingungen alle Elemente iterativ so eingestellt werden, dass der Strahldurchmesser über den gesamten Transferkanal minimal wird.

Als Startpunkt für die Lösung der paraxialen Differentialgleichungen wird das erste Strahlminimum, welches aufgrund der fokussierenden Geometrie der Elektroden auftritt und in der Nähe der Anode liegt, gewählt. Die Startwerte wie die Emittanz des Strahls, der Strahldurchmesser im ersten Minimum und die Position des ersten Minimums wurden bei vorgegebener Elektrodengeometrie mit der Software EGUN für die raumladungsbegrenzte Emission errechnet⁸ [Her88]. Für einen Durchmesser der emittierenden Photokathodenoberfläche von 8,9 mm ergibt sich ein raumladungsbegrenzter Strom von 200 mA bei einem Abstand von 53 mm zwischen Anode und Kathode⁹.

In Abbildung 5.5 ist das mit diesen Startwerten nach oben beschriebenem iterativen Vorgehen optimierte Endergebnis für einen Strahlstrom von 200 mA, dargestellt. Zusätzlich ist in Abbildung 5.5 das

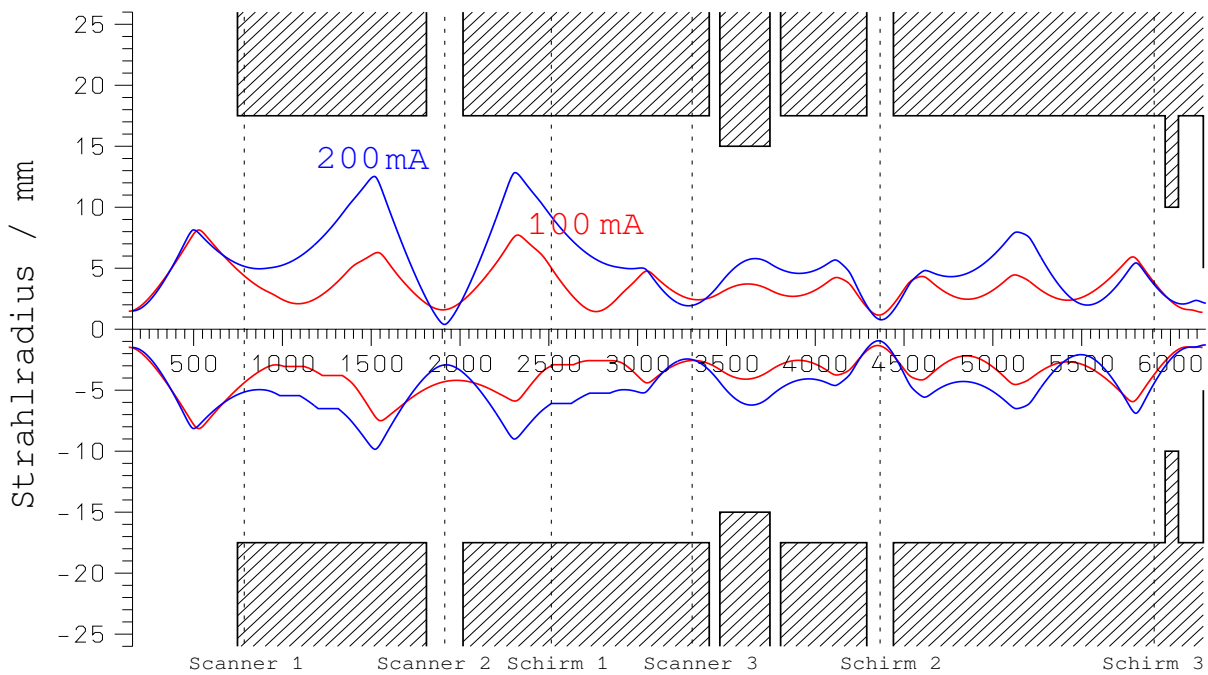


Abbildung 5.5: Graphische Darstellung der Lösung der paraxialen Differentialgleichung für Strahlströme von 100 mA (rot, Durchmesser der Photokathode $\varnothing_{pk} = 8$ mm) und 200 mA (blau, Durchmesser der Photokathode $\varnothing_{pk} = 8,9$ mm).

⁸ Die Startwerte für die Simulation mit einem Strahlstrom von 100 mA wurden vor der Inbetriebnahme der Quelle ebenfalls mit der Software EGUN ermittelt.

⁹ Die Abweichungen vom gemessenen Elektrodenabstand von 49,0 mm für einen Emissionsstrom von 200 mA (siehe Abschnitt 5.1) sind darauf zurückzuführen, dass die Software EGUN die Emission einer thermischen Kathode zugrunde legt.

als Grundlage zur Einstellung des Transferkanals für einen Strahlstrom von 100 mA genutzte Endergebnis zu sehen [Hil00]. Oberhalb der Ordinate ist der Strahlradius in x- und unterhalb der Ordinate in z-Richtung dargestellt. Die Positionen der Drahtscanner und Lumineszenzschirme ist durch gestrichelte Linien angedeutet. Die Apertur der Strahlrohre und Vakuumrezipienten ist als schraffierte Fläche dargestellt. Der Ursprung der Simulation ist die Position des ersten Strahlminimums für einen Strahlstrom von 100 mA. Der Strahlradius ist für einen Strom von 100 mA über den gesamten Transferkanal kleiner als ein Drittel der Apertur. Unter der Annahme eines definierten Strahlquerschnitts ohne Halo und in Abwesenheit störender Magnetfelder sollte demzufolge ein nahezu verlustfreier Strahltransport zum Linearbeschleuniger möglich sein. Die Betriebserfahrungen mit einem Strom von 100 mA zeigen, dass eine Transfereffizienz von nahezu 100 % routinemäßig erreicht werden konnte und bestätigen die Simulationsergebnisse.

Der Strahlradius ist aufgrund der höheren Raumladung für einen Strom von 200 mA größer als für 100 mA. Außer in der Nähe der ersten Symmetrieebene ist der Radius immer kleiner als die Hälfte der Apertur, so dass ein nahezu verlustfreier Transfer auch mit einem Strom von 200 mA möglich sein sollte. In Tabelle 5.1 sind die Brennweiten f der Solenoide im Transferkanal für einen Strahlstrom von 100 mA (simuliert und im Betrieb verwendet) sowie für einen Strom von 200 mA (simuliert) aufgelistet. Die geringen Änderungen der Brennweiten, die für einen nahezu verlustfreien Strahltransport bei einem Strahlstrom von 200 mA erforderlich sind, liegen im Einstellbereich der existierenden Magneto-optik.

Magnet	100 mA $f_{\text{simuliert}}$	100 mA f_{Betrieb}	200 mA $f_{\text{simuliert}}$
Solenoid 1	188 mm	195 mm	165 mm
Solenoid 2	200 mm	215 mm	200 mm
Solenoid 3	200 mm	215 mm	200 mm
Solenoid 4	145 mm	172 mm	180 mm
D-Solenoid 1	120 mm	116 mm	200 mm
D-Solenoid 2	120 mm	118 mm	200 mm
D-Solenoid 3	190 mm	233 mm	300 mm
Solenoid 5	150 mm	186 mm	115 mm
Solenoid 6	100 mm	unbekannt	100 mm

Tabelle 5.1: Brennweiten f der (Doppel-)Solenoide im Transferkanal.

Zusätzlich zur Optimierung der Magneto-optik wurde durch weitere Simulationen überprüft, dass die Raumladung die für die Strahlaufweitung dominierende Größe ist. Dazu wurde bei den für einen Strahltransport von 200 mA optimalen Magneteinstellungen die Emittanz des Strahls um eine Größenordnung verändert. Einzig die Brennweiten der Quadrupole wurden angepasst, um die Symmetriebedingungen weiterhin zu erfüllen. Abbildung 5.6 zeigt die Simulationsergebnisse für einen Strahlstrom von 200 mA mit einer Emittanz von 3π mm mrad (blau) und mit einer Emittanz von 30π mm mrad (rot) bei einem Durchmesser der Photokathode von 8,9 mm. Die geringen Änderungen der Strahlquerschnitte über den Transferkanal bei einer Vergrößerung der Emittanz um einen Faktor 10 bestätigen, dass der Strahltransport zwischen der Betriebskammer der 50 kV-Quelle und dem Linearbeschleuniger stark raumladungsdominiert ist¹⁰. Daher ist eine Bestimmung der Emittanz durch eine Messung der Strahldurchmesser unter Variation der Magneto-optik und damit eine Verifikation dieses Startparameters der Simulation nicht möglich.

¹⁰ Im Vergleich musste, wie oben beschrieben, für die Erhöhung des Strahlstroms von 100 mA auf 200 mA die gesamte Magneto-optik neu eingestellt werden, um Strahldurchmesser größer als die Apertur zu vermeiden.

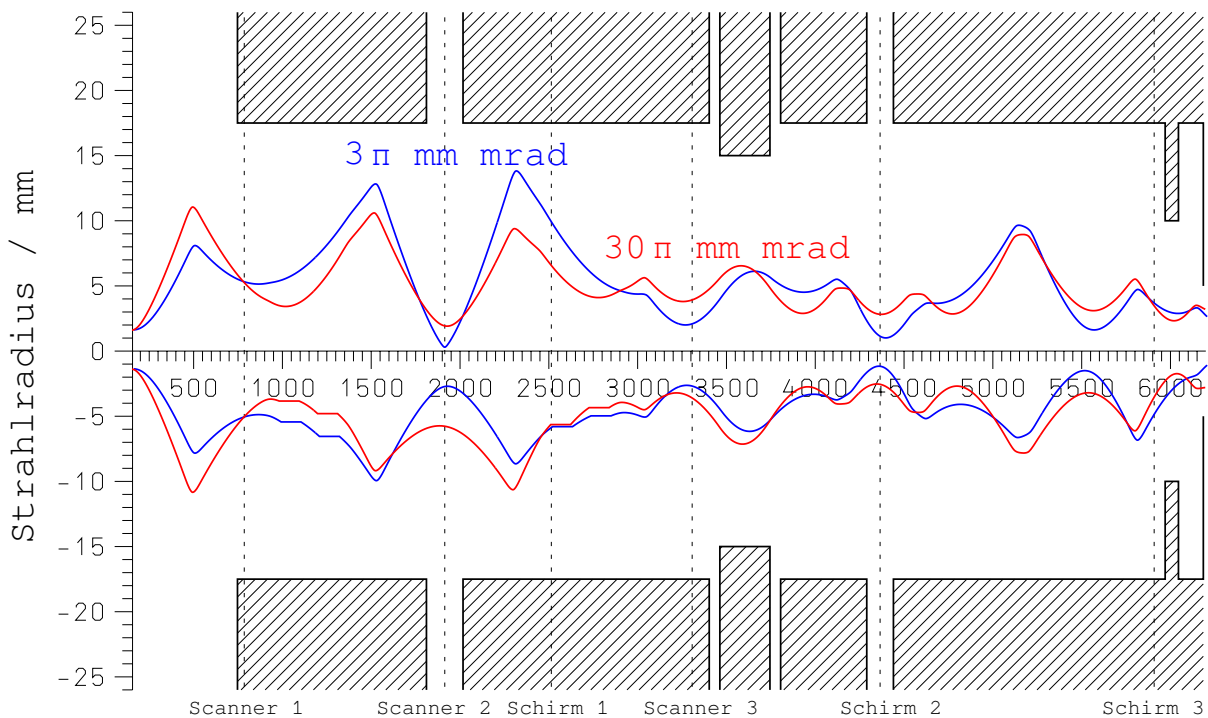


Abbildung 5.6: Graphische Darstellung der Lösung der paraxialen Differentialgleichung für einen Strahlstrom von 200 mA mit einer Emittanz von 3π mm mrad (blau) und mit einer Emittanz von 30π mm mrad (rot). Durchmesser der Photokathode $\varnothing_{pk} = 8,9$ mm.

5.2.2 Strahldiagnose

Zur Optimierung der Magnetoptik müssen Position und Breite des Strahls an verschiedenen Stellen im Transferkanal gemessen werden können. Durch den spiegelsymmetrischen Aufbau der Optik reduziert sich die Anzahl der benötigten Strahldiagnosesysteme, da die Fokussierstärken der Magnete vor und hinter der Symmetrieebene gleich gewählt werden müssen. Im vorderen Bereich des Transferkanals, also in der Nähe der Betriebskammer, werden Drahtscanner eingesetzt, da diese das Vakuum im Gegensatz zu den im hinteren Teil der Strahlführung eingesetzten Lumineszenzschirmen nicht verschlechtern¹¹ (siehe auch Abschnitt 4.6.4).

Ein Drahtscanner besteht aus zwei $50\ \mu\text{m}$ dünnen Drähten, die auf einem $2,5\ \text{mm}$ dicken Rahmen unter 45° befestigt sind (siehe Abbildung 5.7 und 5.8). Durch die zwei Drähte und die Einbaulage kann der Strahl nacheinander in beiden Ebenen abgerastert werden. Während der Drahtscanner hydro-pneumatisch mit einer Geschwindigkeit von ca. 1 cm pro Sekunde durch das Strahlrohr bewegt wird, sammelt er die Elektronen des Strahls in Abhängigkeit seiner Position auf. Der zur Strahlerzeugung genutzte Titan-Saphir-Laser erzeugt Elektronenpulse mit einer Länge von $1\ \mu\text{s}$ mit einer Wiederholrate von 50 Hz, so dass die Ladung in einem zeitlichen Abstand von 20 ms für $1\ \mu\text{s}$ gemessen wird. Die Bewegung des Drahtscanners während dieser Zeit kann vernachlässigt werden. Der Drahtscanner wird mittels einer durch Pressluft angesteuerten Hydraulik, gefüllt mit Öl, verfahren. Durch die Inkompressibilität des Öls wird der Druck der Pressluft gleichmäßig auf den Stempel des Drahtscanners übertragen und ein konstanter Vorschub gewährleistet, der für die Strahlprofilmessung erforderlich ist. Die auf-

¹¹ Der Druck im Transferkanal in der Nähe der Betriebskammer liegt im Bereich von $1 \cdot 10^{-11}$ mbar. Die Drahtscanner können aufgrund ihres Aufbaus ohne eine deutliche Verschlechterung des Vakuums in diesem Druckbereich betrieben werden.

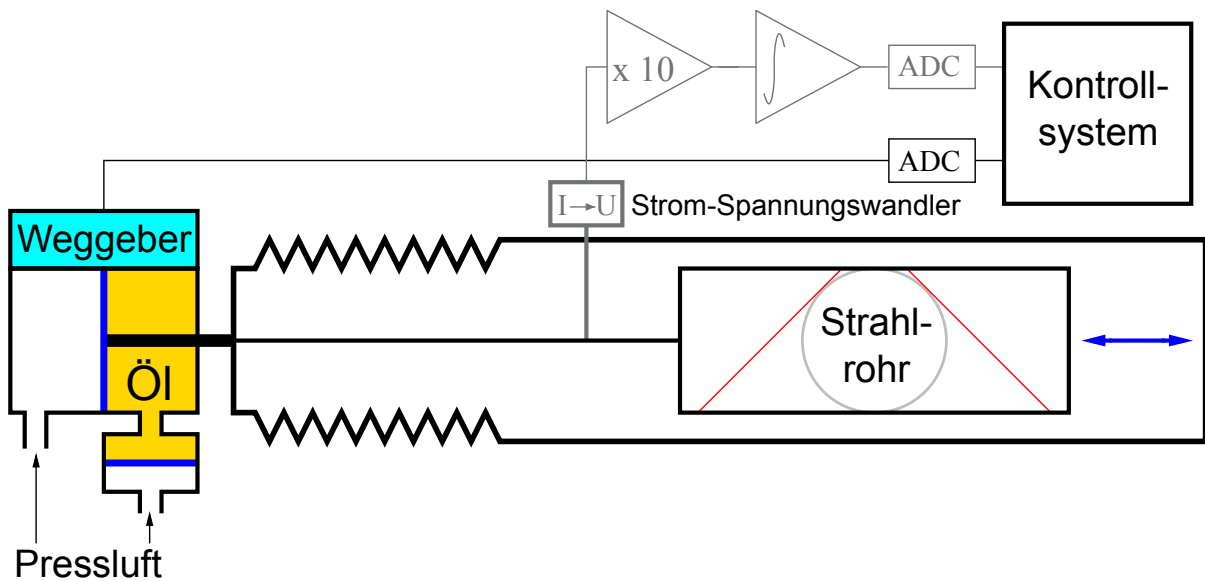


Abbildung 5.7: Schematische Darstellung eines Drahtscanners und der Signal verarbeitenden Elektronik.

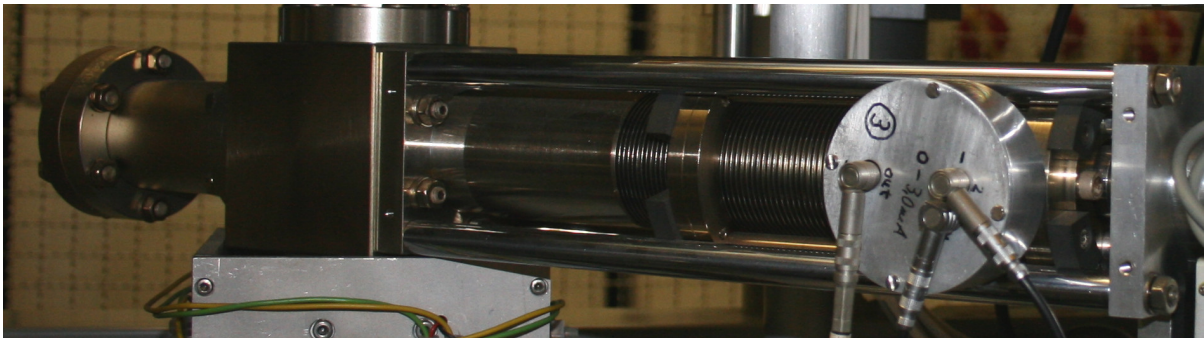


Abbildung 5.8: Der dritte Scanner im Transferkanal inklusive Strom-Spannungswandler und Vorverstärker im runden Gehäuse.

gesammelte Ladung wird mittels eines Strom-Spannungswandlers in ein Spannungssignal konvertiert und anschließend verstärkt (siehe Abbildung 5.9). Da bei einer Gesamtladung von 100 nC bis 200 nC pro Puls ein entsprechend kleiner Strom erzeugt wird, muss der gesamte Aufbau bis einschließlich des Verstärkers gut gegen Störeinflüsse abgeschirmt sein. Daher sind die Drahtscanner vollständig koaxial aufgebaut, wobei der Außenleiter durch dessen Gehäuse realisiert ist. Der Strom-Spannungswandler ist zusammen mit dem Vorverstärker in einer metallischen Box direkt auf das Gehäuse des Drahtscanners geschraubt und mit dem Innenleiter über einen auf 50 Ω angepassten SMB-Koaxialstecker verbunden (siehe Abbildung 5.8).

Das Spannungssignal wird anschließend nochmals verstärkt, integriert und digitalisiert an das Kontrollsystem des Beschleunigers zur weiteren Auswertung übergeben (siehe Abbildung 5.7). Die Position des Drahtscanners wird mittels eines potentiometrischen Weggebers bestimmt und ebenfalls digitalisiert an das Kontrollsystem übergeben. Die Integration und Digitalisierung der Werte wird mit Hilfe eines Triggersignals (vgl. Abschnitt 5.1) zeitlich gestartet und gestoppt. Aufgrund des gepulsten Strahlstroms muss der Integrator die Integration zeitlich mit Beginn des Stromsignals starten und mit dessen Ende stoppen. Mit Ende des Integrationszeitraums wird der so erhaltene Ladungswert an den Analog-Digital-

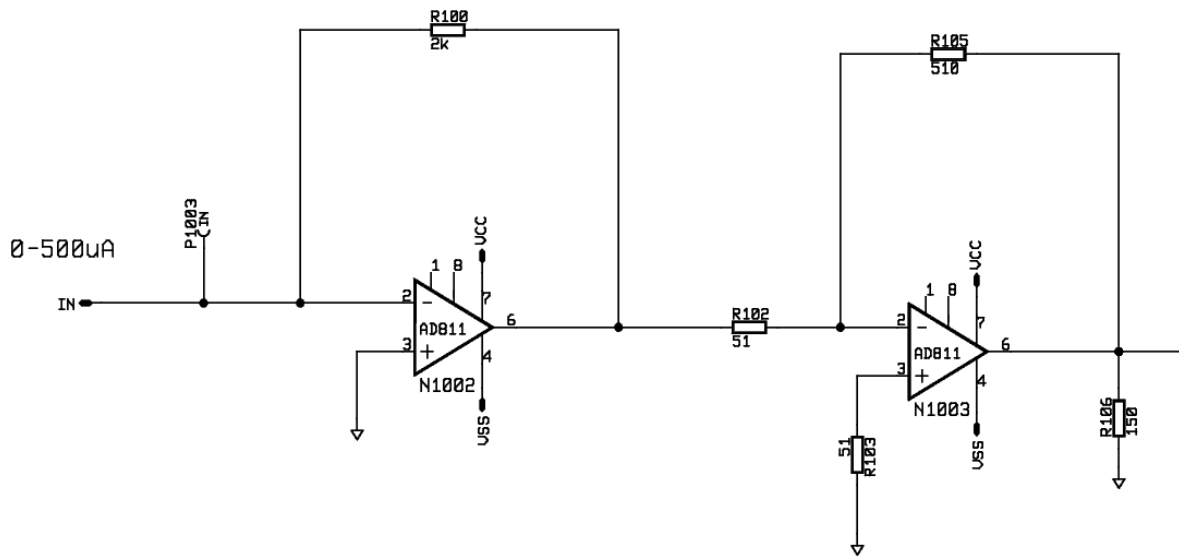


Abbildung 5.9: Schaltplan des Strom-Spannungswandlers und des Vorverstärkers [Lin].

Wandler übermittelt. Dieser schickt den Wert über einen sogenannten VMEbus¹² an das Kontrollsystem des Beschleunigers und setzt den Integrator wieder in seinen Anfangszustand zurück. Die Digitalisierung der Position des Drahtscanners wird durch die gleichen Triggersignale ausgelöst, so dass zu jedem Ladungswert die dazu gehörige Position an das Kontrollsystem gesendet wird. Die gesamte dazu erforderliche Elektronik wurde im Hause entwickelt und ist auf eine Signalverarbeitung im Mikrosekundenbereich ausgelegt.

5.2.3 Optimierung des Transferkanals für einen Strahlstrom von 200 mA

Um die Annahme eines scharf begrenzten, elliptischen und homogenen Strahlprofils verifizieren zu können, sowie zur Justage der Magneto-optik für einen Strahlstrom von 200 mA wurden umfangreiche Messungen durchgeführt, deren Ergebnisse im Folgenden vorgestellt werden: In Abbildung 5.10 sind zwei Strahlprofilmessungen in horizontaler Ebene mit dem ersten Drahtscanner bei einem Strahlstrom von 100 mA und gleichen Einstellungen der Magneto-optik dargestellt. Bei einer Messung (violette Kurve) zeigte sich ein deutlicher Untergrund, der aufgrund des scharf begrenzten Strahlprofils nicht erwartet wurde. Grundsätzlich muss berücksichtigt werden, dass der Untergrund, verursacht durch die 2,5 mm dicken Bügel an denen die Scannerdrähte befestigt sind, zu groß dargestellt ist. Die Bügel befinden sich während der gesamten Messung innerhalb des Strahlrohrs und nehmen aufgrund ihres größeren Querschnitts ca. 100-mal so viel Ladung auf wie die 50 μm dünnen Scannerdrähte selbst. Dennoch befinden sich demnach Elektronen in der Nähe der Strahlrohrwand. Um deren Herkunft zu klären, wurde die Größe des Strahlflecks des Laserlichts, welches zur Photoemission auf den Kristall fokussiert wird, mit Hilfe einer Blende verändert. Trifft das Licht nur auf den Kristall selbst, verschwindet der Untergrund bei der Messung mit dem ersten Drahtscanner (siehe Abbildung 5.10 (grüne Kurve)) fast vollständig. Wird hingegen auch der Kristallhalter bestrahlt, werden auch von dessen Oberfläche¹³ Elektronen emittiert, die ungerichtet durch das elektrische Feld beschleunigt werden und auf die Strahlrohrwände treffen. Einige

¹² VME steht für Versa Module Eurocard.

¹³ Bei einer Aktivierung wird auch die Oberfläche des Kristallhalters mit Cäsium und Sauerstoff bedampft, so dass durch die verringerte Austrittsarbeit auch eine Photoemission von dessen Oberfläche möglich ist.

dieser Elektronen erreichen die Position des ersten Drahtscanners und erzeugen den erhöhten Untergrund (siehe Abbildung 5.10 (violette Kurve)). Daher sollte der Blendendurchmesser stets so gewählt werden, dass nur die Photokathode selbst mit Laserlicht bestrahlt wird. Der Strahlfleck sollte jedoch auch nicht kleiner als der Durchmesser der Photokathode sein, da sonst nicht die gesamte Photokathodenoberfläche zur Emission genutzt wird und durch den Effekt der Ladungssättigung nicht mehr der raumladungsbegrenzte Emissionstrom erreicht wird. Über die Messung des Untergrunds im ersten Drahtscanner kann dieser Durchmesser komfortabel ermittelt werden.

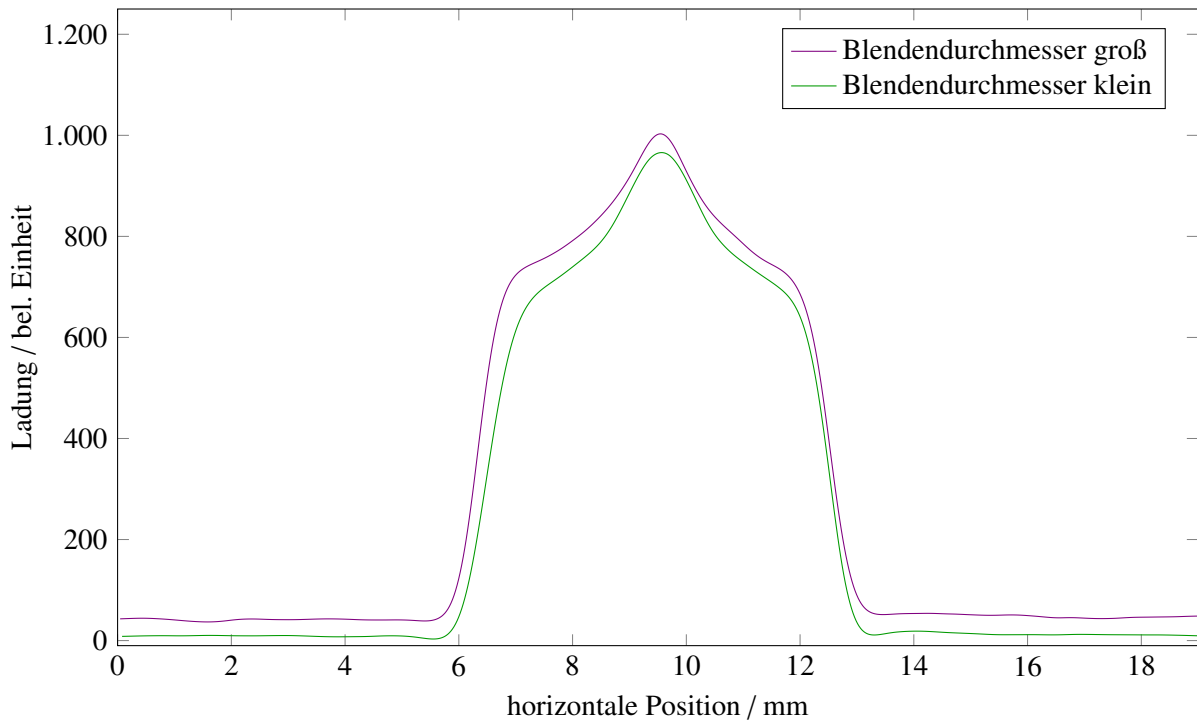


Abbildung 5.10: Strahlprofilmessung in horizontaler Ebene mit dem ersten Drahtscanner bei einem Strom von 100 mA mit vollständig geöffneter Blende (violett) und verkleinertem Blendendurchmesser (grün).

Abbildung 5.11 zeigt eine Messung mit dem ersten Drahtscanner bei einem Strahlstrom von 200 mA sowohl in horizontaler als auch in vertikaler Ebene bei vollständig geöffneter Blende. Sowohl durch die größere beleuchtete Fläche des Kristallhalters als auch durch eine höhere Pulsleistung des Laserlichts zur Erzeugung von 200 mA Strahlstrom ist der Untergrund höher als bei der Messung mit 100 mA Strom. Dies bestätigt zusätzlich die obige Erklärung als Ursache für den Untergrund.

Um die Annahme eines scharf begrenzten, elliptischen und homogenen Strahlprofils zu verifizieren, wurde, wie in Abbildung 5.11 zu erkennen ist, für beide Ebenen ein elliptisches Strahlprofil an die Messung gefittet. Aufgrund der zylindersymmetrischen Emissionsfläche der Photokathode, der Elektrodengeometrie und der Position des ersten Drahtscanners¹⁴ wird ein zylindersymmetrisches Strahlprofil bei dieser Messung erwartet. Das dargestellte Strahlprofil ist in beiden Ebenen annähernd elliptisch, die Abweichungen können durch folgende Ursachen erklärt werden:

1. nicht homogenes, transversales Strahlprofil des Laserlichts,

¹⁴ Zwischen der Kathode und dem ersten Drahtscanner befindet sich als einziges Element ein Solenoid, der die Zylindersymmetrie des Strahls erhält.

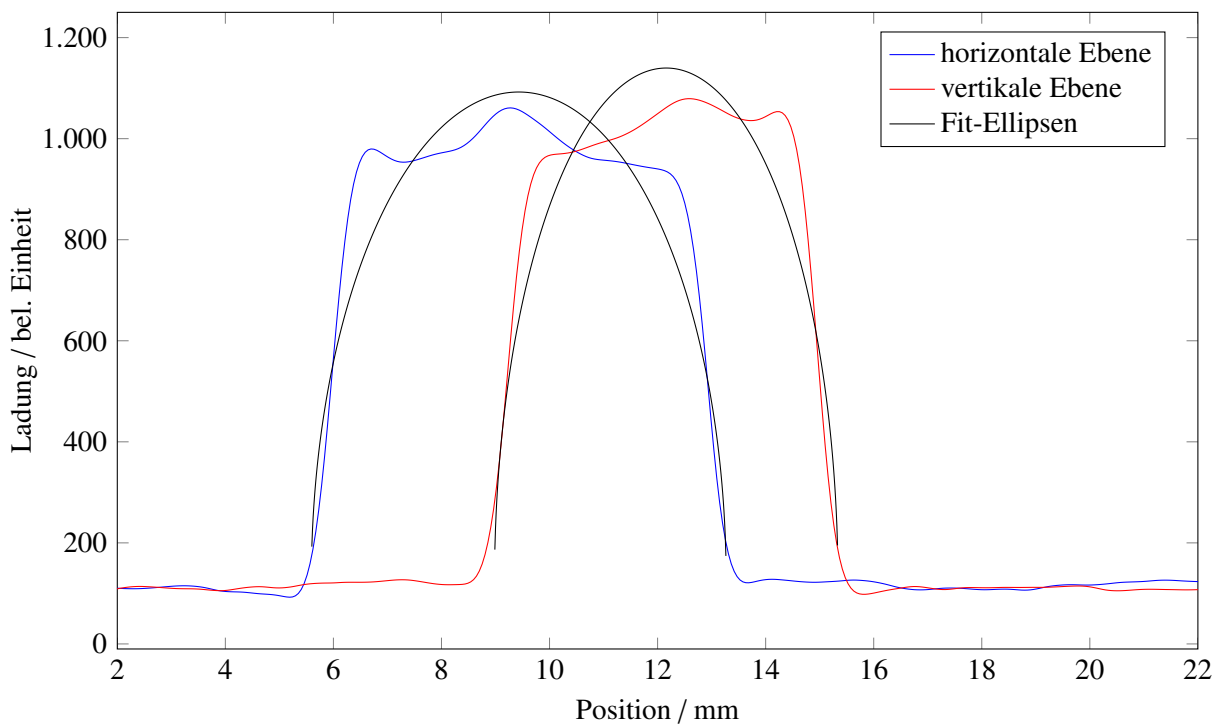


Abbildung 5.11: Strahlprofilmessung mit dem ersten Drahtscanner bei einem Strom von 200 mA.

2. ungleichmäßig emittierende Photokathodenoberfläche,
3. störende Magnetfelder.

Zu Punkt 1: Eine nicht homogene, transversale Intensitätsverteilung des Laserlichts führt zu einem ortsabhängigem Emissionsstrom, falls die Laserleistung nicht über die gesamte Photokathodenoberfläche ausreicht, um die raumladungsbedingte Grenze des Emissionsstroms zu erreichen. Das Strahlprofil des zur Photoemission genutzten Titan-Saphir-Lasers ist nicht bekannt, jedoch ist aufgrund des Transportes durch die 80 m lange Glasfaser zur 50 kV-Quelle (siehe Abschnitt 4.4.1) zu erwarten, dass der Laserstrahl diese mit einem homogenen Strahlprofil verlässt.

Zu Punkt 2: Eine ortsabhängig emittierende Photokathodenoberfläche kann einerseits durch Fehler in der Kristallstruktur, andererseits durch Anlagerung von Restgasmolekülen bzw. einer ungleichmäßigen Reinigung verursacht werden. Durch beide Ursachen wird die raumladungsbegrenzte Emission aufgrund der geringeren Quantenausbeute an diesen Stellen der Oberfläche und aufgrund des Effekts der Ladungssättigung nicht erreicht. Ein Vergleich mehrerer Strahlprofilmessungen mit dem ersten Drahtscanner, die mit verschiedenen Photokathoden bei jeweils gleichem Strom und Brennweiten der Magnete aufgenommen wurden, ergaben dieselben Abweichungen vom elliptischen Profil in beiden Strahlebenen, so dass die Emissionseigenschaften der Photokathode als Ursache ausgeschlossen werden können.

Zu Punkt 3: Im Transferkanal sind mehrere Ionengetterpumpen installiert (siehe Abbildung 4.14), in denen Permanentmagnete verbaut sind. Da die Pumpen nahe am Strahlrohr angeflanscht sind, um die Pumpleistung nicht durch geringe Leitwerte zu reduzieren, wirken diese Magnetfelder auf den Strahl und führen zu einer Ladungsumverteilung. Innerhalb einer Diplomarbeit wurden detaillierte Messungen zum Einfluss des Magnetfeldes der ersten Ionengetterpumpen unterhalb der Betriebskammer durchge-

führt und es konnte nachgewiesen werden, dass die beobachteten Abweichungen von der elliptischen Form in beiden Ebenen durch diese Störfelder erklärt werden können [Hei08].

Daher können als Ursache für die Ladungsumverteilung die von außen einwirkenden Störfelder angenommen und eine ungleichmäßig emittierende Photokathodenoberfläche ausgeschlossen werden. Ein inhomogenes transversales Strahlprofil des Laserlichts ist unwahrscheinlich. Die Annahme eines scharf begrenzten und in jeder Ebene annähernd elliptischen und homogenen Strahlprofils ist damit bestätigt. Insgesamt ist das Strahlprofil elliptisch und nicht wie erwartet zylindersymmetrisch (die Halbachsen der angefitteten Ellipsen und damit der Strahlradius ist in beiden Ebenen unterschiedlich). Auch dies kann durch das Störfeld der Ionengetterpumpe erklärt werden [Hei08].

Abbildung 5.12 zeigt eine Strahlprofilmessung mit dem dritten Drahtscanner im Transferkanal. Wie

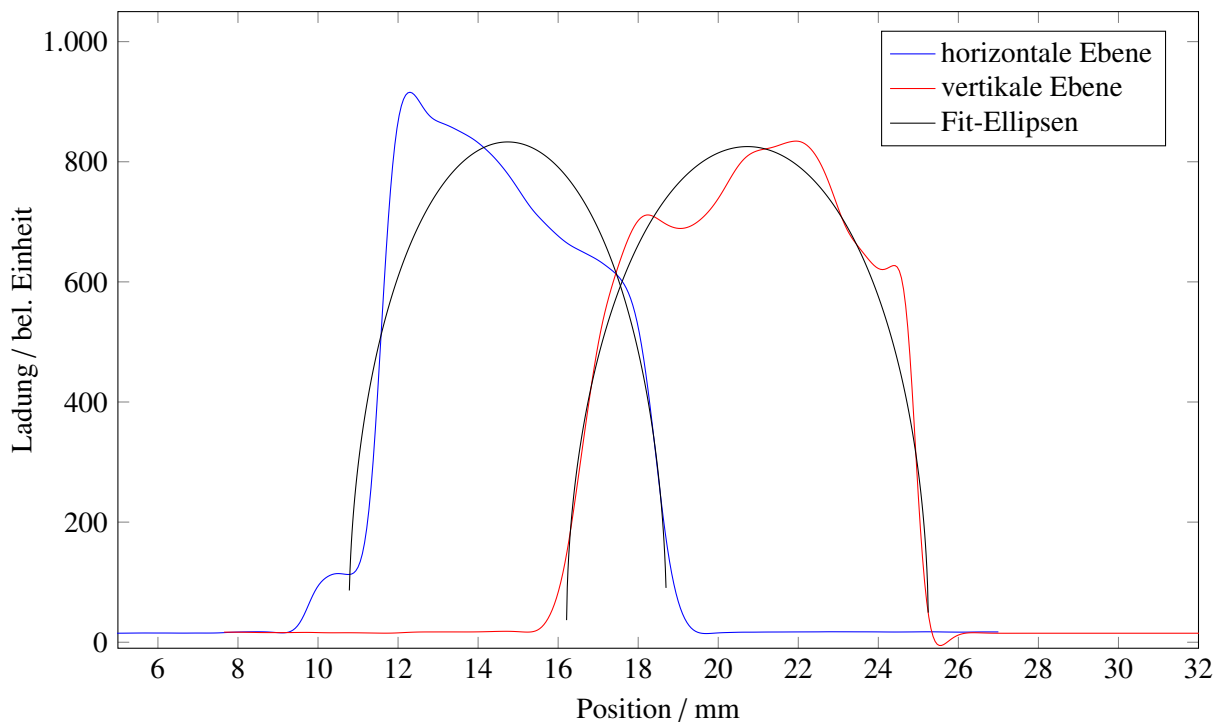


Abbildung 5.12: Strahlprofilmessung mit dem dritten Drahtscanner bei einem Strom von 200 mA.

die angefitteten elliptischen Profile zeigen, ist der Strahl auch am dritten Scanner scharf begrenzt. Die Abweichungen von einem elliptischen Strahlprofil in beiden Ebenen sind deutlicher zu erkennen, was jedoch aufgrund der größeren Anzahl der Störfelder, die auf den Strahl eingewirkt haben, bis er die Position des dritten Drahtscanner erreicht, erwartet wurde. Somit konnten die Annahmen für die Lösung der paraxialen Differentialgleichungen bestätigt, sowie die Funktionsfähigkeit aller Diagnosesysteme gezeigt werden.

Zur Justage der Magnetoptik werden die Messdaten zur Auswertung und Aufbereitung an das Kontrollsystem des Beschleunigers übergeben. Im entsprechenden Menü werden die letzten fünf Strahlprofilmessungen grafisch angezeigt und die Ergebnisse des angefitteten elliptischen Profils aufgeführt, um die Entwicklung unter Variation der Magnetoptik beobachten zu können (siehe Abbildung 5.13). Bei allen Strahlprofilmessungen muss beachtet werden, dass bei nicht optimal eingestellter Magnetoptik eine erhebliche Verschlechterung des Vakuums und damit eine Verkürzung der Lebensdauer der Photokathode auftreten kann. Weiterhin müssen die Elektronenpulse für diese Messungen mit einer Wiederholrate

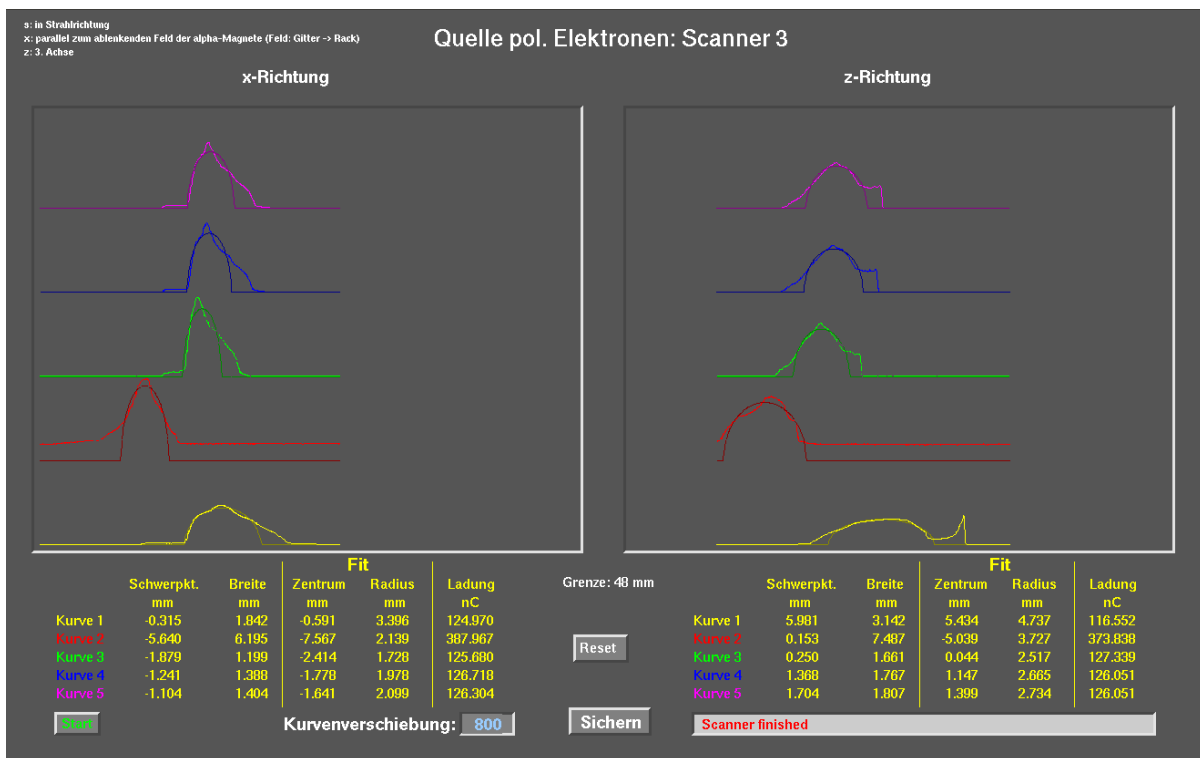


Abbildung 5.13: Kontrollsystemmenü zur Auswertung der Strahlprofilmessung (hier für den dritten Drahtscanner im Transferkanal).

von 50 Hz erzeugt werden, was wiederum die Blitzlampen des Titan-Saphir-Lasers belastet. Daher und aufgrund der Vielzahl an Magneten¹⁵, deren Feldstärke verändert werden können, ist die Optimierung der Magnetooptik sowohl sehr zeitaufwendig als auch die Anzahl der Messungen auf ein Minimum zu beschränken. Die im Rahmen dieser Arbeit zur Verfügung stehende Messzeit war aufgrund des Ausfalls der 50 kV-Quelle durch den Anbau des neuen Schliessensystems und die Arbeiten zur Wiederinbetriebnahme, sowie durch den parallel laufenden Beschleunigerbetrieb begrenzt. Daher war eine endgültige Optimierung der Magnetooptik für einen Transport eines Strahlstroms von 200 mA nicht möglich. Jedoch konnte im Rahmen dieser Arbeit die Magnetooptik so justiert werden, dass bei einem Emissionsstrom von 200 mA ein Strom von 180 mA mit dem Strahlabsorber in der Mottkammer und damit kurz vor dem Eingang des Linearbeschleunigers gemessen werden konnte.

¹⁵ Zusätzlich zu den fokussierenden Elementen gibt es 14 Korrektoren im Transferkanal, um die Einflüsse der Störfelder zu kompensieren.

Das neue Schleusensystem

Das neue Schleusensystem wurde bereits im Jahr 2000 nach der Inbetriebnahme der 50 kV-Quelle konzipiert. Im Rahmen dieser Arbeit wurden die Konzepte und Planungen überarbeitet und erweitert, sowie an den aktuellen Stand der Technik angepasst. Nach der Beschaffung der einzelnen Komponenten wurde das System vollständig aufgebaut und in Betrieb genommen.

Das folgende Kapitel gibt zunächst eine kurze Übersicht über das neue Schleusensystem und beschreibt die zum Erreichen des Extremhochvakuums notwendigen Maßnahmen. Anschließend wird die Installation an der 50 kV-Quelle beschrieben und der Transfer der Photokathoden zwischen den drei Kammern und der Betriebskammer erläutert. Abschließend wird jede Kammern einzeln detailliert mit ihren Komponenten und ihrem Einsatzzweck erläutert und im besonderen auf die Reinigung mit atomarem Wasserstoff und die Aktivierungsprozedur eingegangen.

6.1 Übersicht

Das neue Schleusensystem besteht aus drei durch Ultrahochvakuumventile (im Folgenden als UHV-Ventile bezeichnet) voneinander getrennte Kammern, in denen Extremhochvakuumbedingungen herrschen. Um ein derartig gutes Vakuum zu erreichen, müssen alle Komponenten und Materialien bereits bei der Planung und dem Aufbau auf deren Tauglichkeit geprüft und das gesamte System so ausgelegt werden, dass der Gaseintrag möglichst gering ist. In Abschnitt 6.2 wird beschrieben, durch welche Vorgehensweise und Maßnahmen das Extremhochvakuum in allen Kammern hergestellt werden konnte.

Da bereits die 50 kV-Quelle inklusive Transferkanal auf begrenztem Raum aufgebaut wurde, steht für die Integration des neuen Schleusensystems in den vorhandenen Aufbau nur wenig Platz zur Verfügung. Um auf der nur 115 cm x 60 cm großen Grundplatte des neuen Schleusensystems dennoch drei Kammern inklusive aller Komponenten innerhalb der Kammern sowie die zur Erzeugung des Extremhochvakuums benötigten Pumpen unterbringen zu können, wurde eine der Kammern in der Ebene oberhalb der anderen Kammern installiert (siehe Abbildung 6.1). Zusätzlich ist der gesamte Aufbau sehr kompakt, was wiederum zu erhöhtem Aufwand bei der Konzeption und Montage sowie der Auswahl der Komponenten führte.

Auf einer Ebene mit der Betriebskammer der 50 kV-Quelle befindet sich die Präparationskammer und die Aufbewahrungskammer. In der Ladekammer, welche oberhalb der Aufbewahrungskammer installiert ist, können die Photokathoden mit atomarem Wasserstoff gereinigt werden (siehe Abschnitt 6.7), sowie neue Kristalle samt Halter in das System eingebracht werden. Dazu muss die Ladekammer belüf-

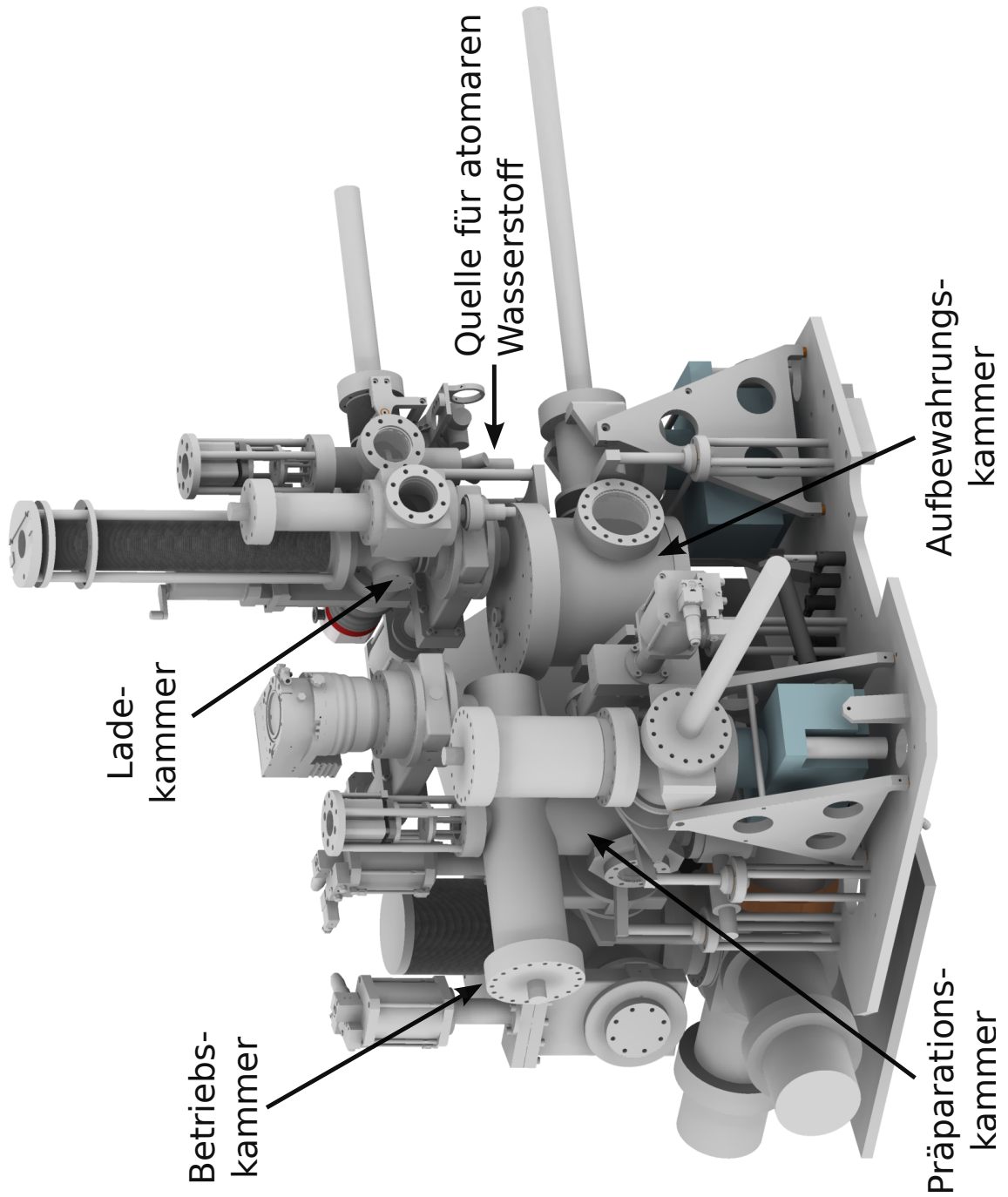


Abbildung 6.1: Dreidimensionale Übersicht des neuen Schleusensystems, vgl. [Nefb].

tet, der neue Kristall eingebracht und anschließend wieder ein so gutes Vakuum erzeugt werden, dass das Vakuum der anderen Kammern beim Transfer der Photokathoden nicht verschlechtert wird. Aufgrund des zeitlichen und technischen Aufwands zur Erzeugung des Vakuums sollte die Häufigkeit mit der neue Photokathoden in das System eingebracht werden, auf ein Minimum beschränkt werden. Daher können in der Aufbewahrungskammer Photokathoden unter Extremhochvakuumbedingungen gelagert werden (siehe Abschnitt 6.6). Die Präparationskammer dient zur thermischen Reinigung und/oder Aktivierung der Photokathoden (siehe Abschnitt 6.5). Durch den sehr kompakten Aufbau in zwei Ebenen konnten alle für die Vorbereitung der Photokathoden für den Betrieb in der 50 kV-Quelle erforderlichen Komponenten trotz des begrenzten Raums installiert und erfolgreich in Betrieb genommen, sowie die gewünschten Vakuumbedingungen erreicht werden.

6.2 Erzeugung des Extremhochvakuums

Wie in Abschnitt 4.5 beschrieben sind für eine Lebensdauer der Photokathode im Bereich von einigen hundert Stunden, sowohl ein Totaldruck von $P_{\text{tot}} \approx 10^{-11}$ mbar, als auch Partialdrücke der schädlichen Gase kleiner als 10^{-12} mbar erforderlich. Um derartig niedrige Drücke zu erreichen, müssen bereits bei der Konzeption und dem Aufbau einige Punkte, wie die Wahl und Vorbehandlung der Materialien, die Verwendung bestimmter Vakuumpumpen, sowie das Ausheizen der gesamten Apparatur nach dem Zusammenbau, berücksichtigt werden¹.

Wird ein nicht ausgeheizter Edelstahl-Vakuumrezipient evakuiert, ergibt sich exemplarisch der in Abbildung 6.2 dargestellte zeitliche Verlauf des Drucks. Zuerst werden die Moleküle innerhalb des Volumens abgesaugt, was in Abhängigkeit der Pumpleistung der angeschlossenen Pumpen exponentiell mit der Zeit innerhalb weniger Minuten erfolgt. Anschließend wird der Druck durch die Desorption der Moleküle von der Oberfläche der Kammerwände dominiert und zeigt während dieses Prozesses eine zur Zeit reziproke Abhängigkeit. Bei Raumtemperatur dauert es mehrere Monate bis sich so viele der an der Kammerwand angelagerten Moleküle gelöst haben, dass der Druck durch den Prozess der Diffusion beherrscht wird und mit einer zeitlichen Abhängigkeit von $t^{-1/2}$ abfällt. Dabei diffundieren im Edelstahl gebundene Verunreinigungen, vor allem Wasserstoff, zur Oberfläche, lösen sich von dieser und gelangen so in das Volumen der Kammer. Sind die meisten dieser Moleküle aus dem Material herausdiffundiert, was innerhalb für den technischen Einsatz interessanten Zeitskalen bei Raumtemperatur nicht auftritt, wird der erreichbare Enddruck durch die Permeation von Wasserstoff durch Edelstahl bestimmt. Edelstahl ist prinzipiell für Wasserstoff durchlässig und die Rate mit der die Moleküle die Kammerwand durchdringen, hängt von der Umgebungstemperatur, nicht jedoch von der Zeit ab. Alle oben erläuterten Prozesse mit Ausnahme des Evakuierens des Volumens sind temperaturabhängig. Alle Zeitspannen in Abbildung 6.2 sind exemplarisch gewählt, da die exakte Dauer von der vorhandenen Pumpleistung, der Oberfläche der Kammer, sowie der Vorbehandlung und eventueller Lecks abhängt [Del93]. Dennoch zeigt der zeitliche Verlauf des Druckes deutlich, dass zur Erzeugung eines Druckes im Extremhochvakuumbereich, ein Evakuieren mit großer Pumpleistung alleine nicht ausreicht, sondern von der Konzeption eines Systems beginnend, über die Wahl der Materialien und deren Behandlung bis hin zu den Montagebedingungen eine Vielzahl von Maßnahmen getroffen werden muss, um das gewünschte Vakuum in endlicher Zeit zu erreichen. Diese Maßnahmen werden im Folgenden detailliert bezüglich des neuen Schleusensystems beschrieben:

Da für den Betrieb der 50 kV-Quelle und des Schleusensystems die Temperatur nicht beliebig abgesenkt werden kann, um den Zugang und die Bedienbarkeit zu gewährleisten, ist die Permeation des

¹ Die Konzeption und Vorgehensweise wurde bereits beim Aufbau der 50 kV-Quelle erarbeitet und aufgrund ihres Erfolges auch für das neue Schleusensystem angewendet (siehe [Hil00].)

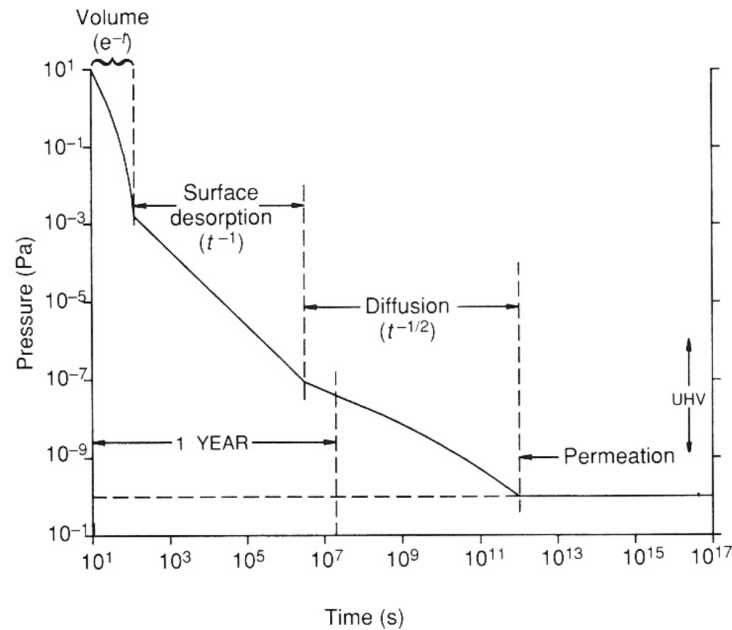


Abbildung 6.2: Zeitlicher Verlauf des Drucks in einem nicht ausgeheizten Vakuumsystem [Del93].

Wasserstoffs durch die Kammerwand nur innerhalb enger Grenzen durch eine Temperaturstabilisierung durch Klimatisierung des Installationsortes beeinflussbar.

Als Materialien wurden hauptsächlich kohlenstoffarme Edelstähle zum Rezipientenbau, MACOR^{®2} als Isolatoren, Molybdän als Strahlungsschilde und Tantal als Heizdrähte verwendet. Alle Materialien haben einen niedrigen Dampfdruck, einen hohen Schmelzpunkt und sind gut bearbeitbar. Kohlenstoffarme Edelstähle bieten einerseits den Vorteil, dass sich schwer lösliche Kohlenstoffverunreinigungen nicht auf der Oberfläche der Photokathode anlagern. Andererseits lassen sich diese austenitischen Stähle gut schweißen und schmieden und spannungsarm glühen [Nefa].

Die Konzentration von Verunreinigungen und Wasserstoff in den Materialien und damit die Anzahl an Molekülen, die aus dem Material diffundieren, kann durch das sogenannte Ausglühen minimiert werden. Dazu wurde jede einzelne Komponenten des neuen Schleusensystems vor ihrem Einbau bei ca. 1050° C (Edelstähle) bzw. bei 800° C (Molybdän und MACOR[®]) im Hochvakuum ausgeglüht.

Um die Desorption der auf der Oberfläche angelagerten Moleküle zu verringern, wurde nach der Montage jede Kammer des Schleusensystems evakuiert und für sieben Tage auf 250° C erwärmt. Durch dieses sogenannte Ausheizen lösen sich Verunreinigungen, im Besonderen der aus der Luft kondensierte Wasserdampf, von den Oberflächen der Kammern deutlich schneller als bei Raumtemperatur und die Desorptionsrate kann erheblich abgesenkt werden [Mam+14]. Hierbei ist zu beachten, dass beim Ausheizen des neuen Schleusensystems thermische Längenänderungen im Bereich von Millimetern auftreten. Daher muss durch besondere Maßnahmen verhindert werden, dass die dabei entstehenden Kräfte die Materialien so belasten, dass Undichtigkeiten entstehen (siehe dazu Abschnitt 6.3).

Durch oben beschriebenes Vorgehen konnte sowohl die Desorptionsrate als auch die Druckverschlechterung durch Diffusion so verringert werden, dass die Zeitspanne bis der Prozess der Permeation den Druck dominiert innerhalb weniger Monate nach dem Evakuieren und Ausheizen erreicht wird.

Zusätzlich zu diesen Maßnahmen muss bereits bei der Konzeption und Montage darauf geachtet wer-

² MACOR[®] ist eine maschinell bearbeitbare Glaskeramik für Industrieanwendungen hergestellt von Corning, Inc..

den, dass keine sogenannten virtuellen Lecks entstehen. Als virtuelle Lecks werden Restgaseinschlüsse in Hohlräumen mit kleinen Öffnungen innerhalb einer Vakuumapparatur bezeichnet. Dies kann zum Beispiel bei Verschraubungen auftreten, bei denen Restgas im Sackloch eingeschlossen wurde und aufgrund des geringen Leitwertes des Gewindengangs der Schraube und der Gewindebohrung nur langsam entweichen kann.

Die Entstehung von virtuellen Lecks wird verhindert, indem durch seitliche Entgasungsbohrungen in Sacklöcher oder ähnliche Hohlräume und das einseitige Abfeilen der Gewinde jeder verwendeten Schraube, der Leitwert so erhöht wird, dass das Restgas gut abgepumpt werden kann. Dieser erhebliche Mehraufwand ist notwendig, da die Restgaseinschlüsse je nach Leitwert über Zeiträume im Bereich von Jahren das Vakuum verschlechtern.

Weiterhin wurden alle Flanschverbindungen und Pumpanschlüsse im Durchmesser so gewählt, dass die Gasströmung nicht behindert wird. Gleiches gilt für den inneren Aufbau der Kammern. Alle Flansche sind mit weichgeglühtem, thermoversilbertem Kupfer als Dichtungsmaterial miteinander verbunden. Metalldichtungen können nur einmal verwendet werden, da beim Verschrauben je eine Schneidkante der Flansche in das Dichtungsmaterial getrieben wird. Da die Dichtungen durch Ausglühen sehr weich sind, kann die Kante tief eindringen. Das Silber verhindert einerseits die Oxidation des Kupfers, welches außerhalb der Schneidkante liegt und damit eine mögliche Oxidation unter der Schneidkante hinweg zur Vakuumseite hin, andererseits dient es als Schmiermittel, so dass auch nach dem Ausheizen die Dichtung wieder leicht entfernt werden kann, falls Modifikationen an der Kammer vorgenommen werden müssen.

Wie in Abbildung 6.3 zu erkennen ist, sind alle Kammern durch Ganzmetall-Ultrahochvakuumventile voneinander getrennt. Dies bietet den Vorteil, dass eine Druckverschlechterung in einer Kammer das Vakuum der anderen Kammern nicht beeinflusst. Eine Druckverschlechterung kann sowohl im Standardbetrieb durch die Reinigung oder Aktivierung der Photokathoden, durch das Einbringen eines neuen Kristalls, als auch durch unvorhersehbar auftretende Undichtigkeiten entstehen.

Die Montage der Komponenten wurde in einem staubfreien Zelt unter Reinraumbedingungen durchgeführt, um den Eintrag an Schmutz- und Staubpartikeln zu minimieren. Zusätzlich wurden alle Teile direkt vor dem Einbau in Ultraschallbädern in Isopropanol gereinigt, um Verunreinigungen, besonders Öle oder Fette, zu entfernen.

Zum erstmaligen Erzeugen des Vakuums, zum Aufrechterhalten, sowie zum Abpumpen im Betrieb entstehender Moleküle werden im neuen Schleusensystem verschiedene ölfreie Pumptypen eingesetzt:

- **Non-Evaporable Getter-Pumpen (NEG-Pumpen):** Dieser Pumptyp basiert auf der chemischen Bindung von Restgasmolekülen in speziellen Gettermaterialien, die meist aus einer Mischung aus Aluminium, Zirkonium, Titan, Vanadium und Eisen gesintert wurden. Durch das Aufbringen des Gettermaterials auf dünnen Blechen oder in Scheibenform entsteht eine große Oberfläche. Dies erhöht die Wahrscheinlichkeit, dass ein Gasteilchen auf das Material auftrifft und an dessen Oberfläche gebunden werden kann.

NEG-Pumpen pumpen reaktive Gase wie Sauerstoff, Kohlenmonoxid, Kohlenstoffdioxid und Stickstoff, indem die Moleküle bei Kontakt mit dem Gettermaterial aufgebrochen und dann die atomaren Bestandteile irreversibel gebunden werden. Wasserstoff geht keine feste Bindung ein, sondern diffundiert in das Gettermaterial, wo er als feste Lösung verbleibt. Wasserdampf und Kohlenwasserstoffe werden am Gettermaterial in ihre Bestandteile aufgebrochen und dann jeweils wie oben beschrieben gebunden. Edelgase können nicht gepumpt werden, da sie keine chemische Bindung mit dem Gettermaterial eingehen.

Bei Kontakt mit Luft bei Normaldruck wie beim Herstellungsprozess oder nach langen Einsatzzeiten sammeln sich immer mehr fest gebundene Molekülbestandteile auf der Oberfläche an. Über

diese Schicht lagern sich weitere schwach gebundene gleichartige, aber nicht aufgebrochene Moleküle an, bis das Gettermaterial vollständig mit Oxiden und Karbiden bedeckt ist und keine Moleküle mehr binden kann. Nach dem Einbau einer NEG-Pumpe muss diese daher durch Erwärmen auf 450°C ³ zuerst aktiviert werden. Dabei diffundieren die auf der Oberfläche fest gebundenen Molekülbestandteile in das Gettermaterial hinein. Die schwach gebundenen Moleküle auf der Oberfläche desorbieren in die Vakuumkammer, ebenso Wasserstoff, der als einziges Gas reversibel innerhalb des Gettermaterials gebunden ist. Dadurch entsteht eine saubere Oberfläche, die für die Bindung neuer Moleküle wieder einsatzbereit ist.

NEG-Pumpen können bei Nachlassen der Pumpleistung mit der Zeit durch Erwärmen so oft reaktiviert werden bis das gesamte Gettermaterial mit irreversibel gebundenen Molekülbestandteilen gesättigt ist. Dann muss das Gettermaterial der Pumpe ausgetauscht werden.

Während einer Aktivierung einer NEG-Pumpe muss der Druck in der Vakuumkammer kleiner als 10^{-4} mbar sein, um einerseits die Korrosion der Heizelemente und Überschläge zwischen spannungsführenden und anderen Teilen der Pumpe und andererseits die Kontamination des Gettermaterials aufgrund einer hohen aufgenommenen Menge an Gas während des Aktivierungsprozess zu vermeiden. Gleiches gilt auch für den Betrieb: NEG-Pumpen können erst bei niedrigen Basisdrücken zur weiteren Verbesserung des Vakuums eingesetzt werden. Demzufolge muss zum Evakuieren einer Vakuumkammer und zur Aktivierung der NEG-Pumpen zusätzlich ein anderer Pumpentyp an der Kammer installiert sein, der die vom Gettermaterial desorbierenden Moleküle aus dem System abtransportiert, da sich sonst vor und nach einer Aktivierung einer NEG-Pumpe nahezu die gleichen Druckverhältnisse einstellen würden.

Die Saugleistung von NEG-Pumpen liegt zwischen 20 l/s bis 3500 l/s für Wasserstoff und hängt von der bereits aufgenommenen Gasmenge ab⁴. Es können Enddrücke kleiner als 10^{-11} mbar erreicht werden. Die Vorteile von NEG-Pumpen sind, dass sie nach ihrer Aktivierung ohne jede Energieversorgung permanent pumpen und keine Magnetfelder erzeugen. Weiterhin sind sie bei kleinen aufgenommenen Gasmengen vollkommen wartungsfrei und zur Atmosphäre abgeschlossen, so dass ein Stromausfall weder die Pumpe noch das System beeinflusst (vgl. [Neg]).

- **Ionen-Getter-Pumpen (IGPs):** Ähnlich wie bei NEG-Pumpen werden auch bei diesem Pumpentyp die Restgasmoleküle in einem Gettermaterial gebunden, jedoch werden bei einer IGP in das Volumen der Pumpe eintretende Moleküle durch Stöße mit Elektronen ionisiert und durch ein elektrisches Feld zur Kathode hin beschleunigt. Beim Auftreffen auf die mit Titan als Gettermaterial beschichteten Kathode lösen sich einerseits Elektronen, die beschleunigt durch das elektrische Feld weitere Ionen durch Stöße erzeugen können und andererseits Titan, dass sich auf den umgebenen Wänden und der Anode niederschlägt. Frisch abgelöstes Titan ist extrem reaktiv, so dass Gase wie Stickstoff, Sauerstoff, Kohlenmonoxid, Kohlenstoffdioxid und Wasserdampf aufgebrochen und gebunden werden.

Um die Ionisationswahrscheinlichkeit zu erhöhen, müssen die Elektronen eine möglichst große Strecke zurücklegen. Daher befindet sich um die Elektroden ein Permanentmagnet, der die Elektronen aufgrund der Lorentzkraft auf eine Kreisbahn zwingt.

Für den Einsatz von IGPs muss ein Basisdruck von weniger 10^{-3} mbar in der Kammer herrschen, da sonst die benötigte Leistung zum Erzeugen der Hochspannung zu groß wird und das Getterma-

³ Je nach Gettermaterial unterscheiden sich die Aktivierungstemperaturen. Das im neuen Schleusensystem verwendete Material St172 des Hersteller *SAES Getters* muss zur Aktivierung für ca. 45 min auf 450°C erwärmt werden.

⁴ Bei derartig niedrigen Drücken, wie sie im Schleusensystem herrschen, ist die aufgenommene Gasmenge so gering, dass eine NEG-Pumpe mehrere Jahrzehnte genutzt werden kann, ohne dass sich die Pumpleistung merklich verringert.

terial der Pumpe zu schnell gesättigt ist⁵. Nach der Sättigung der Pumpe müssen die gebundenen Moleküle durch Erhitzen über mehrere Stunden auf bis zu 350° C wieder abgelöst werden. Da eine IGP keinen Gasauslass besitzt, müssen die desorbierenden Moleküle mit einer Pumpe mit Gasauslass abgepumpt werden, gleiches gilt für das Erzeugen des Basisdrucks zum Einschalten der IGP.

Der sich aus dem fehlenden Gasauslass ergebende Vorteil ist, dass ein Stromausfall nicht zum Belüften der Kammer führt. Weiterhin ist die Pumpe wartungsfrei, da sie keine beweglichen Teile hat. Ein Nachteil ist der eingebaute Permanentmagnet, dessen Magnetfeld andere Komponenten aber auch eine magnetoptische Strahlführung beeinflussen kann. Der erreichbare Enddruck liegt unterhalb 10^{-11} mbar und die verfügbaren Pumpleistungen zwischen 0,2 l/s bis 1000 l/s. Edelgase werden von einer klassischen als Diode designten IGP nur schlecht gepumpt. Innerhalb einer als Triode aufgebauten IGP werden auch Edelgase effektiv gepumpt, da durch die gewählte Geometrie deutlich mehr Titan abgelöst wird und die Edelgasatome unter sich begräbt (vgl. [Igp]).

- **Turbovakuumpumpen (TVPs):** Turbopumpen sind mechanische Pumpen, die abwechselnd aus einem Rotor und einem Stator mit kleiner werdenden Öffnungswinkeln zur Abgasseite der Pumpe aufgebaut sind. Die Rotoren drehen sich so schnell, dass die mittlere Bahngeschwindigkeit der Rotorblätter in der Größenordnung der thermischen Geschwindigkeit der Gasteilchen liegt. Bei Berührung eines Gasteilchens mit einem Rotorblatt findet ein Impulsübertrag statt, der aufgrund der Neigung der Rotorblätter die Teilchen in Richtung Gasauslass der Pumpe beschleunigt. Innerhalb der Pumpe muss die mittlere freie Weglänge der Teilchen in der Größenordnung des Abstands der Rotorblätter liegen, da sonst durch Stöße mit anderen Molekülen die Geschwindigkeitskomponenten in Richtung Gasauslass verloren geht. Aufgrund der beim Pumpen entstehenden Druckdifferenz bildet sich eine Gasrückströmung aus. Diese Rückströmung kann durch den Einsatz einer sogenannten Holweckstufe stark verringert werden. Turbopumpen mit Holweckstufe werden als Turbodragpumpen bezeichnet und erreichen hohe gasartabhängige Kompressionsverhältnisse im Bereich von 10^6 bis 10^{12} .

Alle Turbopumpen benötigen ein Vorvakuum auf der Gasauslassseite, da die erreichbaren Kompressionsverhältnisse nicht ausreichen, um gegen Atmosphärendruck anzuarbeiten. Zusätzlich wäre die Wärmeentwicklung bei dauerhaftem Betrieb gegen Atmosphärendruck zu groß bzw. die Motorleistung nicht ausreichend.

Mit Turbodragpumpen können Enddrücke von $< 5 \cdot 10^{-10}$ mbar bei Saugvermögen von 10 l/s bis 3000 l/s erreicht werden (vgl. [Pfe]).

Turbopumpen pumpen alle Gasarten druckunabhängig und aufgrund ihres Funktionsprinzips transportieren sie beim Evakuieren das Gas nach außen ab. Dies ist für das erstmalige Evakuieren eines Volumens notwendig, da andere, wie oben beschriebene, Pumpentypen das abgepumpte Gas in sich aufnehmen und daher erst bei niedrigen Drücken eingesetzt werden können.

Der Hauptnachteil einer TVP besteht darin, dass sich bei einem längeren Stromausfall ihre Drehzahl bis zum Stillstand verringert, was zu einem Belüften der angeschlossenen Kammer führt. Außerdem muss die Pumpe für Wartungsarbeiten ausgeschaltet werden. Daher sind alle TVPs am neuen Schleusensystem durch Vakuumventile abtrennbar, so dass auch bei einem Stromausfall das Vakuum in der Kammer erhalten bleibt.

Nach dem Aufbau des neuen Schleusensystems wurde jede Kammer mit Hilfe einer Turbopumpe evakuiert und anschließend sieben Tage ausgeheizt. Die desorbierenden Moleküle werden durch

⁵ Die am Schleusensystem verwendeten Ionen-Getter-Pumpen können bei einem Druck von 10^{-6} mbar für ca. 80.000 Stunden betrieben werden.

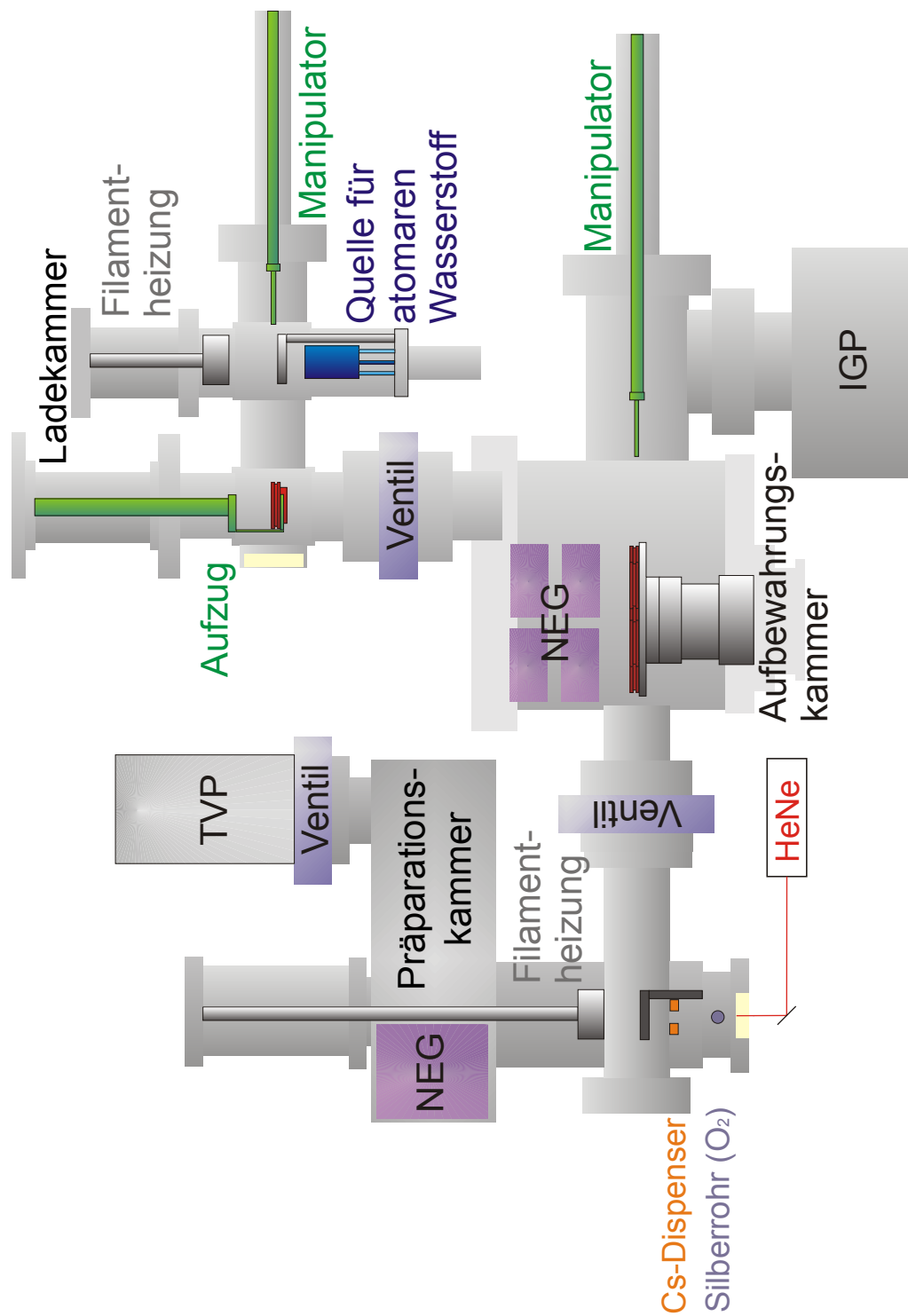


Abbildung 6.3: Schematische Übersicht des neuen Schleusensystems.

Kammer	P_{total} /mbar	verwendeter Pumptyp
Aufbewahrungskammer	$5 \cdot 10^{-12}$	NEG, IGP
Präparationskammer	$< 1 \cdot 10^{-11}$	NEG, IGP, (TVP)
Ladekammer	$5 \cdot 10^{-11}$	NEG, (TVP)

Tabelle 6.1: Totaldrücke in den verschiedenen Kammern des neuen Schleusensystems und die in der jeweiligen Kammer eingesetzten Pumptypen. Bei der Wasserstoffreinigung in der Ladekammer bzw. der Heizreinigung und Aktivierung in der Präparationskammer kann jeweils eine Turbovakuumpumpe durch Öffnen eines Vakuumventils zugeschaltet werden, um den Druck während des Betriebes möglichst niedrig zu halten.

die Turbovakuumpumpe nach außen abgeführt. Am letzten Tag des Ausheizens werden die NEG- und IG-Pumpen durch Erwärmen gereinigt und für den Betrieb vorbereitet. Anschließend wird die gesamte Kammer inklusive der Pumpen abgekühlt und nach Erreichen der Raumtemperatur werden alle Ventile geschlossen, so dass die Kammer auch bei einem Stromausfall von der Atmosphäre abgetrennt bleibt. Das Vakuum wird ab diesem Zeitpunkt durch die in den Kammern eingebauten NEG- und IG-Pumpen aufrecht erhalten.

Sowohl beim Erwärmen auf 250° C als auch beim Abkühlen ergeben sich thermische Längenänderungen im Bereich von Millimetern. Daher muss einerseits die Befestigung der Kammern so konzipiert sein, dass keine Kräfte auf die Flanschverbindungen oder andere Komponenten des Systems einwirken und zu Undichtigkeiten führen (siehe Abschnitt 6.3), andererseits muss die Temperatur langsam verändert werden, damit keine Spannungen durch Temperaturgradienten über die Kammern entstehen. Deshalb wurden alle Kammern zum Ausheizen mit Aluminiumfolie, die einen deutlich höheren Wärmeleitkoeffizienten als Edelstahl hat und damit eine gleichmäßige Erwärmung sicherstellt, ummantelt und die Erwärmung mit 10° C pro Stunde durchgeführt. Daraus ergibt sich eine Zeitspanne bis zum Erreichen der Endtemperatur von ca. 23 Stunden, was nahezu drei vollen Arbeitstagen entspricht. Um die Belastung der NEG und IG-Pumpen nach ihrer Aktivierung durch den erhöhten Druck bei 250° C möglichst gering zu halten, wird die Abkühlung auf Raumtemperatur mit 20° C pro Stunde innerhalb eines Arbeitstages durchgeführt.

In Abbildung 6.3 sind die verwendeten Pumpen in den Kammern gezeigt. Durch den Einsatz der verschiedenen Pumptypen werden alle im Schleusensystem vorkommenden oder durch den Betrieb entstehenden Gasarten abgepumpt und es wurden die in Tabelle 6.1 aufgeführten Totaldrücke erreicht.

Um Drücke im Ultrahoch- bzw. Extremhochvakuumbereich messen zu können, müssen besondere Druckmessröhren verwendet werden. Die meisten Messröhren für niedrige Druckbereiche basieren auf der Messung des Stroms, der bei der Ionisation der Restgasmoleküle mit Hilfe eines Elektronenstrahls entsteht.

In der Präparationskammer und der Ladekammer werden sogenannte Kaltkathoden-Messröhren nach Penning verwendet. Sie bestehen aus zwei Elektroden zwischen denen eine Hochspannung angelegt ist. Die Elektronen verlassen aufgrund der Hochspannung das Kathodenmaterial und ionisieren auf ihrem Weg zu Anode die Restgasmoleküle. Um die Ionisationswahrscheinlichkeit zu erhöhen werden die Elektronen durch Magnetfelder auf Kreisbahnen gezwungen. Kaltkathoden-Messröhren können Drücke bis ca. $1 \cdot 10^{-11}$ mbar bestimmen.

Die Vorteile dieses Messröhrentyps sind die kalte Emission der Elektronen, so dass beim Betrieb weder Licht noch Wärmestrahlung emittiert werden, sowie der robuste Aufbau. Daher kann dieser Messröhrentyp zur Überwachung des Druckes während der Aktivierung verwendet werden, bei der die Anwesenheit einer zusätzlichen Lichtquelle die Bestimmung der Quantenausbeute verfälschen würde (siehe Abschnitt 6.5.2).

Nachteilig ist die Anfälligkeit gegen Verschmutzung bei Drücken über 10^{-1} mbar und dass das Ka-

thodenmaterial selbst eine Bindung mit Restgasmolekülen eingeht und damit eine Verfälschung des Messwertes speziell bei niedrigen Drücken hervorgerufen wird (vgl. [Pfe]). Die bei der Heizreinigung und Aktivierung in der Präparationskammer und der Wasserstoffreinigung in der Ladekammer freigesetzten Moleküle können demzufolge zu einer mit der Anzahl der Reinigungen bzw. Aktivierungen anwachsenden Verfälschung der Druckmessung führen.

Um Drücke im Bereich unterhalb von $1 \cdot 10^{-11}$ mbar messen zu können, werden spezielle Heißkathoden-Messröhren nach Bayard-Alpert verwendet. Sie bestehen aus einer beheizten Kathode, die sich unmittelbar neben einer zylindrischen Gitteranode befindet (siehe Abbildung 6.4). In der Mitte der



Abbildung 6.4: Die in der Aufbewahrungskammer installierte Heißkathodenmessröhre. Gut zu erkennen ist das hell leuchtende Filament und der zylindrische Anodenkäfgen.

zylindrischen Anode ist ein dünner Draht als Kollektor für die Ionen verbaut. Zwischen den Elektroden liegt eine Spannung von ca. 100 V an. Die Elektronen werden thermisch aus der Kathode gelöst und ionisieren auf ihrem Weg zur Anode die Restgasmoleküle, die wiederum auf den auf Massepotential liegenden Kollektor treffen. Der Ionenstrom hängt neben dem Druck auch von Elektronenstrom ab, der deshalb konstant gehalten werden muss. Die untere Messgrenze von $1 \cdot 10^{-12}$ mbar ist primär durch die Genauigkeit der Strommessung gegeben. Es gibt jedoch zwei Effekte, die das Messergebnis auch oberhalb dieser Schwelle verfälschen (vgl. [Pfe]):

- **Röntgenbremsstrahlung:** Treffen die Elektronen auf das Anodenmaterial wird Röntgenstrahlung emittiert. Ein Teil dieser Strahlung trifft auf den Kollektor und löst dort Photoelektronen aus, die zur Anode hin beschleunigt werden. Dies erhöht den am Kollektor gemessenen Strom und verfälscht die Druckmessung. Die untere Messgrenze, limitiert durch diesen Effekt, wird daher als Röntgengrenze bezeichnet.
- **Ionendesorption:** Die auf die Anode auftreffenden Elektronen lösen Moleküle von deren Oberfläche und ionisieren diese. Dieser zusätzliche Ionenstrom erhöht den gemessenen Druck.

Beide Effekte lassen sich durch einen möglichst kleinen Oberfläche der Anode, also durch dünne Drähte, verringern. Zusätzlich kann durch einen kleinen Durchmesser des Kollektordrahtes der Effekt der Rönt-

genbremsstrahlung reduziert werden. Jedoch können die Drähte nicht beliebig dünn gewählt werden, da die mechanische Stabilität besonders bei Erwärmung durch die Wärmestrahlung des Heizfilaments gewährleistet sein muss.

Der Effekt der Ionendesorption kann durch ein sauberes Anodengitter, also eine geringe Anzahl von angelagerten Molekülen, reduziert werden. Um dies zu erreichen, wird das Anodengitter auf eine Temperatur von ca. 800° C erhitzt, so dass die Moleküle von den Drähten abdampfen.

Damit der Einfluss der Röntgenbremsstrahlung berücksichtigt werden kann, besitzt die verwendete Messröhre eine zusätzliche sogenannte Modulatorelektrode, die wahlweise auf dem Potential der Anode oder des Kollektors liegt. Liegt die Modulatorelektrode auf Anodenpotential fließt der gesamte Ionenstrom J_1 , bestehend aus druckabhängigen Ionenstrom J_P und durch Röntgenstrahlung erzeugtem Reststrom J_R , über den Kollektor ab und es gilt:

$$J_1 = J_P + J_R \quad (6.1)$$

Liegt die Modulatorelektrode auf Kollektorpotential, so fließt ein konstanter Anteil $(1 - \alpha)J_P$ des druckabhängigen Ionenstroms⁶ über sie ab. Der restliche Strom J_2 trifft auf den Kollektor und es gilt:

$$J_2 = J_1 - (1 - \alpha)J_P \quad (6.2)$$

Damit ergibt sich:

$$J_P = \frac{J_1 - J_2}{(1 - \alpha)} \quad (6.3)$$

Da die Ionenströme jeweils proportional zu den Drücken sind, gilt:

$$P = \frac{P_1 - P_2}{(1 - \alpha)} \quad (6.4)$$

mit P dem tatsächlichen Druck, P_1 und P_2 dem gemessenen Druck, wenn die Modulatorelektrode auf Anodenpotential bzw. Kollektorpotential liegt und α dem Modulationsfaktor [Bal]. Um den Modulationsfaktor zu bestimmen, muss der Druck mehrere Größenordnungen oberhalb der Röntgengrenze liegen, da dann der Anteil des durch Röntgenstrahlung erzeugtem Reststrom J_R im Vergleich zum druckabhängigen Ionenstrom J_P vernachlässigt werden kann und damit nach Gleichung 6.1 $J_1 = J_P$ gilt. Somit folgt aus Gleichung 6.2:

$$\alpha = \frac{J_2}{J_1} = \frac{P_2}{P_1} \quad (6.5)$$

Während des Ausheizens der Aufbewahrungskammer konnte der Modulationsfaktor bei einem Druck von ca. $5 \cdot 10^{-8}$ mbar zu $\alpha = 0,29$ bestimmt werden. Damit ist bekannt, welcher Anteil des druckabhängigen Ionenstroms für den Fall, dass die Modulatorelektrode auf Kollektorpotential liegt zu dieser abfließt und es kann mit Hilfe von Gleichung 6.4 der tatsächliche Druck bestimmt werden. Dies wurde nach mehrmonatiger Pumpzeit nach dem Ausheizen durchgeführt und der Druck zu $5 \cdot 10^{-12}$ mbar ermittelt (siehe Tabelle 6.1).

Somit ist mit der verwendeten Heißkathoden-Messröhren eine Druckmessung bis $1 \cdot 10^{-12}$ mbar, sowie eine Korrektur des durch Röntgenbremsstrahlung erzeugten Stroms möglich. Die Nachteile dieses Messröhrentyps sind der filigrane Aufbau sowie die Licht- und Wärmestrahlung im Betrieb.

Abschließend soll die aus dem erreichten Druck von $5 \cdot 10^{-12}$ mbar resultierende Desorptionsrate mit Literaturwerten verglichen werden. Die Oberfläche der Aufbewahrungskammer ohne inneren Aufbau

⁶ Zwar treffen auch Röntgenstrahlen auf die Modulatorelektrode und erzeugen dort einen zusätzlichen Strom, jedoch wird der Anteil der Röntgenstrahlung, die auf den Kollektor trifft, dadurch nicht reduziert.

sowie an den Topf angeschlossenen Komponenten beträgt ca. 2800 cm^2 und die Pumpleistung für Wasserstoff ca. 1300 l/s . Damit ergibt sich eine Desorptionsrate von $2,4 \cdot 10^{-12} \text{ mbar l s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$. Vergleichswerte für eine Ausheiztemperatur von 250° C und eine Dauer von 30 Stunden betragen $4,7 \cdot 10^{-12} \text{ mbar l s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ [Mam+14]. Wird noch die zusätzliche Oberfläche durch den inneren Aufbau und die angeflanschten Komponenten berücksichtigt, so liegt die Desorptionsrate im Bereich von $1,0 \cdot 10^{-12} \text{ mbar l s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$. Diese niedrige Rate konnte nur durch die Wahl und Behandlung der Materialien als auch alle weiteren Maßnahmen wie zum Beispiel das Verhindern von Restgaseinschlüssen (virtuelle Lecks) und die Montage unter Reinraumbedingungen erreicht werden. Die Abweichung vom Vergleichswert kann über die deutlich längere Ausheizdauer erklärt werden.

6.3 Montage, Transport und Installation

Der Aufbau des neuen Schleusensystems wurde in einem staubfreien Zelt unter Reinraumbedingungen durchgeführt, so dass nach der Montage das gesamte System mit einem Gesamtgewicht von ca. 500 kg zur 50 kV -Quelle transportiert werden musste. Daher und aufgrund des zum Erzeugen des Extremhochvakuums notwendigen Ausheizens sowie des Anbaus an die bestehende 50 kV -Quelle ergeben sich folgende Anforderungen an die Trägerkonstruktion:

1. Der Transport des gesamten Aufbaus muss sowohl mit Kran als auch mit Gabelstaplern möglich sein.
2. Die Höhe der Kammern des neuen Schleusensystems muss der Höhe des Anschlussflansch der 50 kV -Quelle entsprechen.
3. Alle Kammern des neuen Schleusensystems müssen so auf Stützen befestigt sein, dass aufgrund der thermischen Längenänderungen beim Ausheizen keine Kräfte auf die Flanschverbindungen entstehen, was wiederum zu Undichtigkeiten führen kann.

Zu Punkt 1: Alle Komponenten des neuen Schleusensystems wurden auf einer 20 mm dicken planparallelen mit Trägern verstärkten Aluminiumplatte als Grundplatte aufgebaut (siehe Abbildung 6.1), die mit einer zweiten Platte oberhalb der Komponenten starr verbunden werden kann. Auf der zweiten Platte ist eine Kranhalterung über dem Schwerpunkt des Systems befestigt, so dass ein stabiler Transport sowohl mit Kran als auch Gabelstapler möglich ist.

Zu Punkt 2: Die Höhe der Stützen der Kammern wurden an die Höhe des Anschlussflansches angepasst. Zur Feineinstellung sowie zur horizontalen Ausrichtung ist die gesamte Grundplatte in der Höhe verstellbar. Dazu wird die Platte von fünf Schraubfüßen getragen, die zusätzlich durch den Einsatz von sogenanntem Gleitmaterial⁷ mit wenig Reibung auf den Traversen der tragenden Säulen eine Justage in horizontaler Ebene ermöglichen.

Zu Punkt 3: Aufgrund des festen Anschlussflansches an der 50 kV -Quelle mussten die drei Kammern des Schleusensystems mittig aufgehängt werden, damit durch die thermischen Längenänderungen beim Ausheizen keine Kräfte auf die Flanschverbindungen wirken. Zusätzlich wurden durch den Einsatz von kurzen Membranbälgen zwischen allen Kammern des Schleusensystems und der Betriebskammer der 50 kV -Quelle bewegliche Verbindungen verbaut, um dennoch auftretende Kräfte abzufangen.

⁷ Es handelt sich um eine gesinterte Legierung mit gleichmäßig eingelagertem Festschmierstoff hergestellt von der Federal-Mogul Deva GmbH.

Um das neue Schleusensystem mit allen Kammern und Elementen in die bestehende Anlage integrieren zu können, muss dessen Aufbau sehr kompakt sein. Daher befindet sich die Ladekammer in einer zweiten Ebene oberhalb der Aufbewahrungskammer (siehe Abbildung 6.3).

Alle Komponenten des neuen Schleusensystems wurden nach ihrer Fertigung und vor dem Ein- bzw. Zusammenbau auf ihre Funktion getestet und in kleineren Einheiten vormontiert. Im Anschluss wurde nach der Fertigstellung der Grundplatte zuerst die Aufbewahrungskammer aufgebaut. Diese besteht im Wesentlichen aus den Lagerplätzen für bis zu sechs Photokathoden und den zur Erzeugung des Vakuums notwendigen Pumpen (siehe Abschnitt 6.6 und Abbildung 6.5). Da die anderen Kammern keine

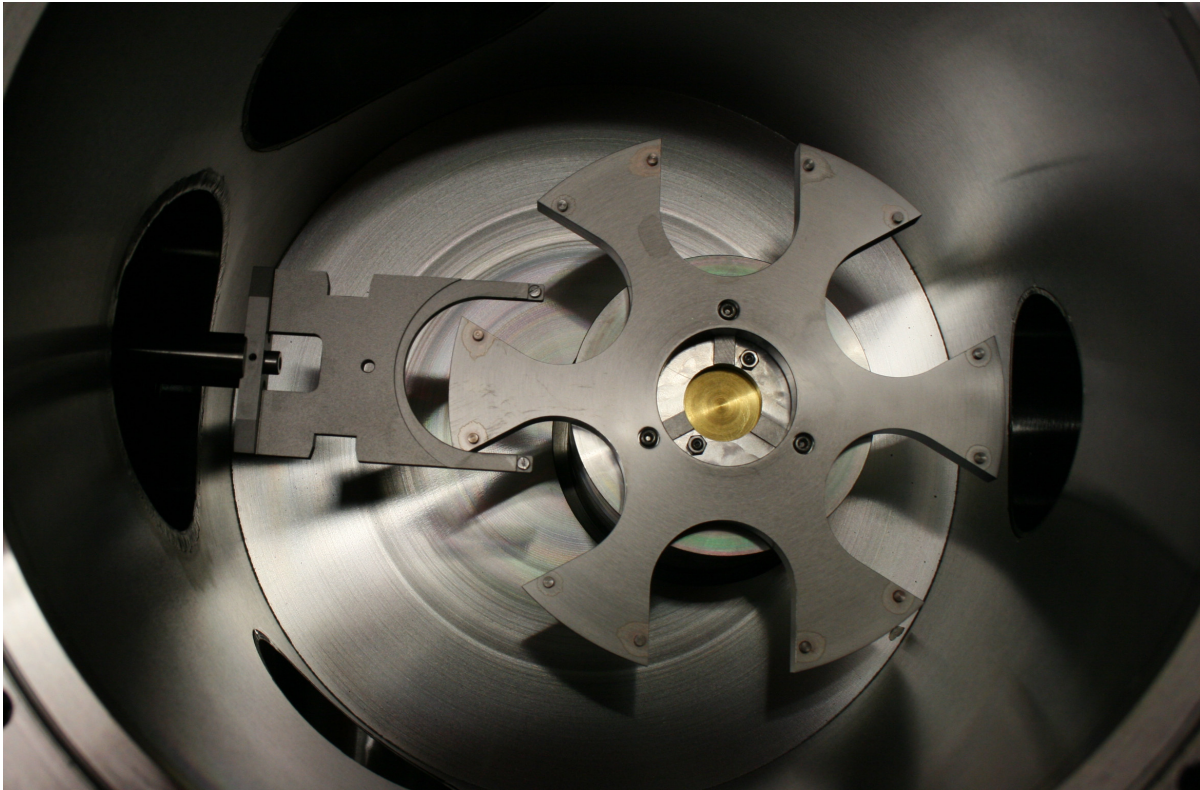


Abbildung 6.5: Sicht von oben in die Aufbewahrungskammer. Neben den sechs Ablageplätzen für die Photokathoden ist auch die Gabel eines Manipulators zu sehen (siehe dazu Abschnitt 6.4).

Lagerplätze in entsprechender Anzahl besitzen und damit ein Einbringen der Photokathoden ohne Belüften der Aufbewahrungskammer nicht möglich ist, wurden die Halter inklusive der Photokathoden zum Abschluss der Montage der Kammer auf die dafür vorgesehenen Plätze gelegt. Anschließend wurde die Kammer mit Hilfe einer TVP evakuiert und einer Dichtheitsprüfung⁸ unterzogen. Da keine Undichtigkeiten gefunden wurden, wurde die Aufbewahrungskammer, wie in Abschnitt 6.2 beschrieben, ausgeheizt und nach dem Abkühlen auf Raumtemperatur durch ein Ventil von der TVP abgetrennt.

Durch das Auftreten verschiedener, nicht erwarteter Schwierigkeiten, musste die Aufbewahrungskammer mehrfach geöffnet, modifiziert, auf Dichtheit geprüft und erneut ausgeheizt werden. Eine detaillierte Beschreibung dieses Vorgangs ist in Abschnitt 6.6.1 zu finden. Da diese Verzögerung jedoch

⁸ Um die Dichtheit zu prüfen, werden die gesamte Apparatur und im Besonderen Flanschverbindungen und Schweißnähte mit dem Edelgas Helium umspült. Falls eine Undichtigkeit vorhanden ist, dringt Helium ins Innere der Kammer ein und kann mittels eines Massenspektrometers an der Abgasseite der TVP nachgewiesen werden. Helium wird eingesetzt, da es in Luft nur in geringem Anteil vorkommt, nicht reaktiv ist und aufgrund seiner geringer Masse die TVP zügig erreicht.

keinen Einfluss auf das grundsätzliche Vorgehen hatte, soll an dieser Stelle nicht darauf eingegangen werden und das weitere Vorgehen bei der Montage der anderen Kammern beschrieben werden.

Nach der Demontage der TVP konnte an das Ventil die Präparationskammer angeflanscht, eine Dichtungsprüfung durchgeführt und alle Komponenten der Präparationskammer auf ihre Funktion getestet werden. Da ein Flansch der Präparationskammer nach dem Transport mit einem an der 50 kV-Quelle montiertem Vakuumventil verbunden werden soll (siehe Abbildung 6.1), konnte die Kammer erst am endgültigen Einsatzort ausgeheizt und vollständig in Betrieb genommen werden.

Zuletzt wurde die Ladekammer an das Ventil oberhalb der Aufbewahrungskammer montiert (siehe Abbildung 6.3 und 6.6), evakuiert, auf Dichtheit geprüft und ausgeheizt. Damit war das neue Schleusensystems vollständig montiert und transportbereit.

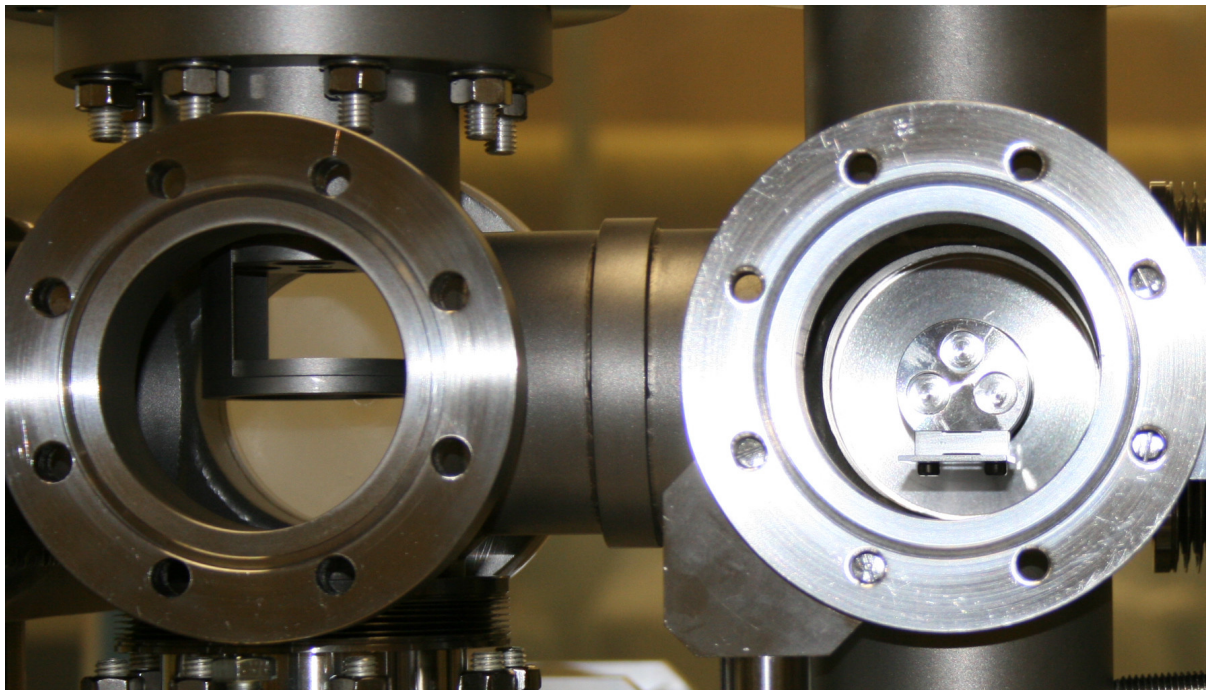


Abbildung 6.6: Die Ladekammer während der Montage. Links ist der Ablagering des Aufzugs und rechts der Shutter für die Wasserstoffreinigung zu sehen (siehe dazu Abschnitt 6.7.2).

Bei der Planung und Durchführung des Transportes mussten folgende Punkte beachtet werden:

- Da bereits sowohl die Aufbewahrungskammer und Ladekammer ausgeheizt als auch die Präparationskammer fertig montiert und auf Dichtheit geprüft wurde, dürfen während des Transportes keine Undichtigkeiten entstehen. Daher muss die gesamte Trägerkonstruktion so stabil sein, dass keine Kräfte auf die Kammern und Flanschverbindungen einwirken. Dies wurde durch die bereits weiter oben beschriebene starre Konstruktion aus zwei Platten erreicht.
- Die in der Aufbewahrungskammer liegenden Halter inklusive der Photokathoden dürfen nicht durch Erschütterungen aus ihren Lagerplätzen fallen oder durch Stöße beschädigt werden. Der Transport muss also möglichst erschütterungsfrei und vibrationsarm erfolgen. Durch langsame Bewegungen (geringe Beschleunigungen) und entsprechende Dämpfung durch Schaumstoff und ähnlichen Materialien konnte dies sicher gestellt werden.
- Die Unterbrechung der Stromversorgung während des Transportes darf keine Auswirkungen auf

die Funktion der Komponenten des neuen Schleusensystems haben. Die Vakuumventile sind in geschlossener Stellung verriegelt, NEG-Pumpen arbeiten ohne äußere Energiezufuhr und das Ausschalten der IG-Pumpen führt nur zu einem kurzzeitigen Anstieg bestimmter Partialdrücke der Gase, die speziell durch IGPs gepumpt werden. Dennoch sollte der Transport und die Wiederinbetriebnahme aller Pumpen in möglichst kurzer Zeit erfolgen.

- Aufgrund der kompakten Bauform der 50 kV-Quelle und des Transferkanals ist der für Rangierarbeiten zur Verfügung stehende Platz begrenzt. Daher musste die Platte, welche das neue Schleusensystem trägt, mit mehreren Ausschnitten versehen werden, damit die gesamte Konstruktion mit Hilfe eines Krans senkrecht von oben auf die endgültige Position abgelassen werden kann.

Aufgrund der sorgfältigen Planung und Vorbereitung konnte der Transport ohne Komplikationen innerhalb weniger Stunden durchgeführt und das neue Schleusensystem sowohl in horizontaler als auch in vertikaler Richtung so positioniert werden, dass der Flansch des Vakuumventils der 50 kV-Quelle mit dem Verbindungsflansch der Präparationskammer verbunden werden konnte. Nachdem alle Pumpen wieder in Betrieb genommen wurden, wurde die Präparationskammer mit Hilfe einer TVP evakuiert und auf Dichtheit geprüft. Anschließend wurde die Präparationskammer ausgeheizt und der gewünschte Enddruck erreicht (siehe Tabelle 6.1). Somit sind alle drei Kammern des neuen Schleusensystems inklusive ihrer Teilkomponenten betriebsbereit.

Beim Ausheizen der Präparationskammer wurde jedoch durch einen geplatzten Pressluftschlauch kurzzeitig die Flanschverbindung zwischen Vakuumventil und der 50 kV-Quelle einer ungleichmäßigen Temperaturverteilung ausgesetzt, so dass diese undicht wurde und der Totaldruck in der Betriebskammer der 50 kV-Quelle von $1,0 \cdot 10^{-11}$ mbar auf ca. $7 \cdot 10^{-11}$ mbar anstieg. Da die Betriebskammer zum Beheben der Undichtigkeit belüftet werden musste, wurden im gleichen Zuge einige Umbaumaßnahmen vorgenommen:

- Das Gettermaterial einer seit dem Aufbau der 50 kV-Quelle betriebenen NEG-Pumpe wurde ausgetauscht.
- Das Massenspektrometer wurde durch eine weitere NEG-Pumpe ersetzt.
- Die in der Betriebskammer verbaute Aktivierungseinheit, bestehend aus Cäsium-Dispensern und einem Silberrohr, wurde entfernt und stattdessen ein Ultrahochvakuumventil und eine TVP angebaut.

Die Veränderungen dienen der Verbesserung des Vakuums durch mehr Pumpleistung und weniger Oberfläche, von der Moleküle desorbieren können. Zusätzlich kann über die TVP die Betriebskammer evakuiert werden. Nach Abschluss des Umbaus wurde eine Dichtheitsprüfung durchgeführt, die Betriebskammer ausgeheizt und ein Druck von $P_{\text{tot}} = 1,1 \cdot 10^{-11}$ mbar erreicht. Durch weitere Dichtheitsprüfungen konnten an der Betriebskammer keine messbaren Undichtigkeiten festgestellt werden, jedoch wurde durch die thermische Belastung beim Ausheizen der Betriebskammer eine Flanschverbindung zum Transferkanal undicht. Da sich diese Undichtigkeit unterhalb eines Vakuumventils befand, hatte sie keinen Einfluss auf den Druck in der Betriebskammer und konnte durch das Anbringen einer vakuumdichten Schelle um die Undichtigkeit herum behoben werden. Im Innenraum der Schelle herrscht ein Druck von ca. 1 mbar, so dass die Menge des einströmenden Gases um einen Faktor 1000 unteretzt werden konnte und kein messbarer Einfluss auf das Vakuum im Transferkanal besteht.

Aufgrund der erhöhten Pumpleistung und der verringerten Oberfläche in der Betriebskammer wurde nach dem Ausheizen ein niedrigerer Druck als vor dem Umbau erwartet. Der Enddruck liegt jedoch mit $1,1 \cdot 10^{-11}$ mbar leicht höher als vor dem Umbau. Da die Ursache im Inneren der Betriebskammer liegen

muss⁹, müsste die Kammer zum Auffinden der Ursache erneut geöffnet werden. Dies würde einerseits zum Ausfall der Quelle für eine nicht vorhersehbare Zeitspanne während des Auffindens führen und andererseits würde der Transferkanal beim Ausheizen erneut einer thermischen Belastung ausgesetzt, was aufgrund der bereits vorhandenen Undichtigkeit vermieden werden sollte. Daher und da bei einem Enddruck von $1,1 \cdot 10^{-11}$ mbar bei geöffnetem Ventil zum Transferkanal eine Lebensdauer von 500 Stunden (siehe auch Abschnitt 4.5) erreicht werden konnte, wurde von einem erneuten Belüften der Betriebskammer abgesehen.

6.4 Transport der Photokathoden

In den folgenden Abschnitten werden die drei Kammern des neuen Schleusensystems einzeln mit ihrem jeweiligen Einsatzzweck beschrieben.

Zuerst soll jedoch ein Überblick darüber gegeben werden, wie die Photokathoden zwischen den Kammern transportiert werden und wie eine neue Photokathode in das System eingebracht werden kann. In jeder Kammer des neuen Schleusensystems ist ein sogenannter Manipulator installiert. Wie in Abbildung 6.7 und 6.8 zu erkennen ist, besteht ein Manipulator aus einer Stange, an deren Ende eine Gabel befestigt ist. Die Stange, die auf mehreren Kugellagern aufliegt, kann mit Hilfe einer magnetischen Kopplung von außen sowohl vor und zurück bewegt als auch gedreht werden. Die magnetische Kopp-

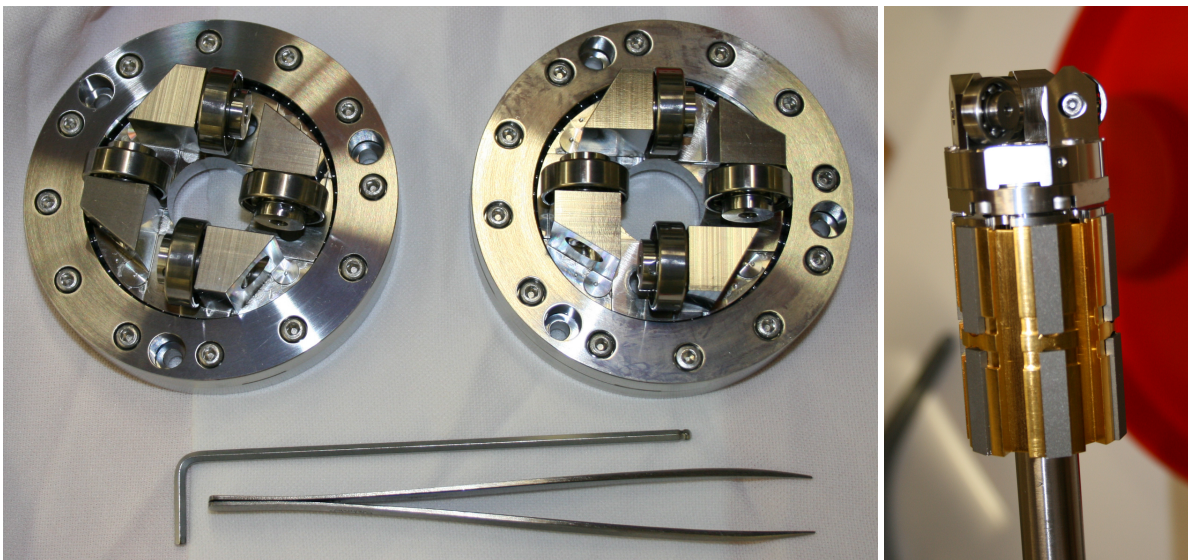


Abbildung 6.7: Innerer Aufbau eines Manipulators. Links sind zwei der vorderen Kugellager und rechts ein vergoldeter Weicheisenkern, der die Magnete innerhalb der Vakuumapparatur trägt, und das hintere Kugellager an der Manipulatorstange zu sehen.

lung bietet den Vorteil, dass keine Durchführung benötigt wird, das System also nach außen komplett geschlossen ist und die äußeren Magnete zum Ausheizen oder zum Transport des Schleusensystems entfernt werden können. Der gesamte Manipulator ist an einem Membranbalg montiert, so dass eine Kippung in beiden Ebenen senkrecht zur Stange eingestellt werden kann, was zu einem horizontalen bzw. vertikalen Versatz der Gabel führt. Somit können die Ablageplätze der Photokathoden in jeder Kammer mit den Manipulatoren angefahren, mittels der Verstellmöglichkeiten die Gabel in die Nut der

⁹ Denkbar ist zum Beispiel ein virtuelles Leck in einer der neuen NEG-Pumpen, eine defekte NEG-Pumpe oder eine Verunreinigung im Material.

Kristallhalter eingefädelt (siehe Abbildung 6.8) und anschließend durch Verkippen des Manipulators aus dem Ablagering gehoben werden. Die beiden Schrauben an der Spitze der Gabel verhindern ein Verrutschen des Halters während des Transportes.

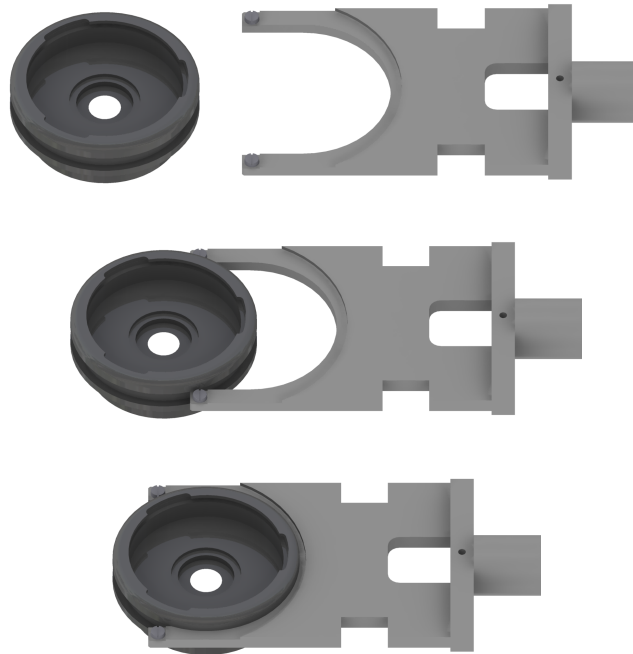


Abbildung 6.8: Zum Transport eines Kristallhalters greift die Gabel des Manipulators in die Nut des Kristallhalters, vgl. [Neff].

In jeder Kammer des Schleusensystem befindet sich mindestens ein Ablagering, auf dem die Kristallhalter platziert werden können, um anschließend gereinigt, aktiviert oder gelagert zu werden. Ein weiterer Ablageplatz befindet sich in der Betriebskammer der 50 kV-Quelle sowie im Aufzug zwischen der Ladekammer und der Aufbewahrungskammer (siehe Abbildung 6.3). Alle Kammern sind mit Sichtfenstern ausgestattet, um die Übernahme der Photokathoden von außen beobachten zu können.

Der Transport der Photokathoden im Schleusensystem soll nun exemplarisch an einer neu eingebrachten Photokathode erläutert werden: Eine neu in das System einzubringende Photokathode wird nach dem Belüften der Ladekammer samt Halter auf deren Ablagering platziert. Nach anschließendem Evakuieren und Ausheizen der Ladekammer kann das Ventil zur Aufbewahrungskammer geöffnet werden. Die Photokathode wird mittels des Manipulators aufgenommen, aus dem Ablagering gehoben und im Aufzug abgelegt. Der Manipulator der Aufbewahrungskammer kann die Photokathode, nachdem der Aufzug heruntergefahren ist, übernehmen und, wenn gewünscht, auf einen Lagerplatz ablegen oder in die Präparationskammer transportieren. Dort kann die Photokathode gereinigt und aktiviert und anschließend zur Strahlerzeugung in die Betriebskammer der 50 kV-Quelle überführt werden. Es können also sämtliche Ablageplätze des Systems erreicht und die Photokathoden zwischen den Kammern transportiert werden.

6.5 Die Präparationskammer

Die Präparationskammer dient zur Reinigung und (Re-)Aktivierung der Photokathoden. Sie befindet sich, durch UHV-Ventile abgetrennt, zwischen der Betriebskammer der 50 kV-Quelle und der Aufbewahrungskammer (siehe Abbildung 6.1 und 6.3). Ein weiteres Ventil trennt die zum Ausheizen benutzte TVP von dieser Kammer ab. Neben einer IG-Pumpe unterhalb des Manipulators und zwei NEG-Pumpen befindet sich hinter einem Sichtfenster der Ablagering mit Reinigungs- und Aktivierungseinheit. Ein weiteres Sichtfenster befindet sich unterhalb des Ablagerings.

6.5.1 Heizreinigung

Die Reinigungseinheit besteht aus einem Tantal-Heizdraht innerhalb zweier zylindrischer Molybdän-Strahlungsschilde, die an einem Membranbalg montiert sind und pneumatisch von oben über die auf dem Ablagering liegende Photokathode abgesenkt werden können. Die ineinander gesetzten Strahlungsschilde schließen mit dem Kristallhalter bündig ab, so dass die vom Heizdraht erzeugte Wärmestrahlung von diesen zur Photokathode reflektiert wird und nicht die Kammerwände erwärmt. Durch ohmsches Heizen des Drahtes mit einer Leistung von ca. 45 W kann so eine Temperatur der Photokathode von 550° C bei einer Erwärmung der Kammerwände von maximal 10° C erreicht werden.

Eine Photokathode muss vor der erstmaligen Verwendung¹⁰ und im Betrieb, wenn die Lebensdauer überschritten wurde, gereinigt werden, bevor sie erneut aktiviert werden kann. Wie in Abschnitt 3.3.1 beschrieben, ist die Heizreinigung ein häufig verwendetes Reinigungsverfahren, bei dem die Moleküle von der Oberfläche der Photokathode aufgrund der thermischen Energiezufuhr desorbieren. Das Verfahren der Heizreinigung wird trotz der nicht optimalen Ergebnisse angewendet, da es mit einem relativ einfachen Aufbau bei geringem zeitlichen Aufwand durchgeführt werden kann und somit im Verhältnis zum Aufwand gute Resultate erzielt. Daher wird auch im neuen Schleusensystem die Photokathode solange thermisch gereinigt, bis sie für den Betrieb unbrauchbar ist und erst dann durch Beschuss mit atomarem Wasserstoff wieder aufbereitet (siehe auch Abschnitt 3.4 und 6.7.2).

Die derzeit verwendeten Photokathoden werden über einen Zeitraum von ca. 90 Minuten auf 550° C erhitzt. Dabei steigt der Druck in der Präparationskammer durch die desorbierenden Moleküle auf ca. $P_{\text{tot}} \approx 10^{-9}$ mbar. Die Temperatur wird berührungslos mittels eines Infrarotpyrometers, dessen Optik über einen Spiegel durch ein Sichtfenster auf die Photokathode fokussiert ist, gemessen. Das Pyrometer misst schmalbandig im Wellenlängenbereich von 0,91 μm bis 0,97 μm ab einer Objekttemperatur von 500° C. Für diesen Wellenlängenbereich ist Glas nahezu vollständig transparent. Durch Einbringen eines weiteren, baugleichen Fensters in den Strahlengang konnte eine Absenkung der gemessenen Temperatur im Bereich der Auflösung des Pyrometers von 3° C gemessen werden. Diese Temperaturdifferenz wurde als Offset in der Messung berücksichtigt. Eine weitere Fehlerquelle ergibt sich aus dem angenommenen Emissionsgrad der GaAs-Photokathode, welcher mit deren Oberflächenrauigkeit variiert. Durch die Änderung des am Pyrometer eingestellten Emissionsgrads über einen Bereich von $\pm 15\%$ um den vom Pyrometerhersteller angegebenen Wert von 0,7 wurde eine Beeinflussung des Messergebnisses von $\pm 5^\circ\text{C}$ festgestellt. Damit ist der Fehler in dem für die Heizreinigung interessanten Temperaturbereich kleiner als 1 % und eine Beschädigung der Photokathode durch eine zu hohe Temperatur kann ausgeschlossen werden.

Nachdem die Photokathode nach ca. 3-4 Stunden auf Raumtemperatur abgekühlt und der Druck wieder auf $P_{\text{tot}} < 10^{-11}$ mbar gesunken ist, sollte möglichst zügig mit der Aktivierungsprozedur begonnen

¹⁰ Die Oberfläche einer erstmalig verwendeten Photokathode ist durch eine Arsen-Schutzschicht vor Verunreinigungen geschützt. Diese Schicht dampft zusammen mit den auf ihr angelagerten Molekülen bei der ersten Heizreinigung ab.

werden (siehe dazu Abschnitt 6.5.2), um eine erneute Verschmutzung durch Restgasmoleküle zu verhindern.

Um verschiedene Reinigungstemperaturen, auch unterhalb des Messbereich des Pyrometers, direkt einstellen zu können, wurde die Temperatur T der Photokathode in Abhängigkeit des durch den Heizdraht fließenden Stroms I bzw. der elektrischen Leistung P gemessen. Da die Photokathode ausschließlich durch Wärmestrahlung erwärmt wird, besteht zwischen der Temperatur T und dem Strom I folgender Zusammenhang: $T^4 \sim I^2$. Durch Logarithmieren beider Größen zur Basis e ergibt sich eine lineare Abhängigkeit (siehe Abbildung 6.9). Aus den Parametern der Fit-Funktion $f(x) = ax + b$ kann die Abhängigkeit zwischen Temperatur und Heizstrom wie folgt ermittelt werden:

$$T [^\circ\text{C}] = \exp(a \cdot \ln(I) + b), \quad (6.6)$$

mit $a = 0.838 \pm 0.006$ und $b = 5.001 \pm 0.009$.

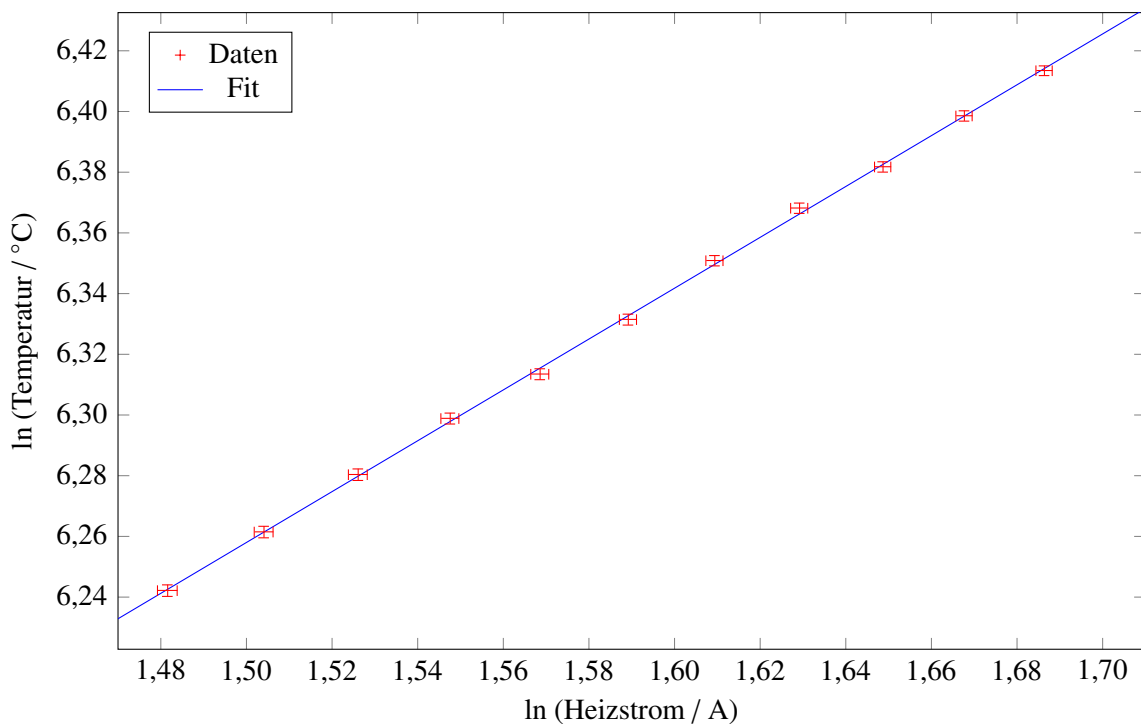


Abbildung 6.9: Zusammenhang zwischen logarithmierter Kristalltemperatur und logarithmierten Heizstrom.

6.5.2 Aktivierung

Wie in Abschnitt 2.3 beschrieben, muss zur Erzeugung der negativen Elektronenaffinität eine ca. eine Monolage dicke Schicht aus Cäsium- und Sauerstoffmolekülen auf die gereinigte Kristalloberfläche aufgedampft werden.

Abbildung 6.10 zeigt schematisch den Aufbau der Aktivierungseinheit sowie ein Foto des Aufbaus vor dem Einbau in die Präparationskammer. Unterhalb des Ablagerings der Photokathode sind drei Cäsium-Dispenser angebracht. Das an Chromoxide gebundene Cäsium wird durch ohmsches Heizen der Dispenser freigesetzt und lagert sich auf der Oberfläche der Photokathode an. Sauerstoff wird über

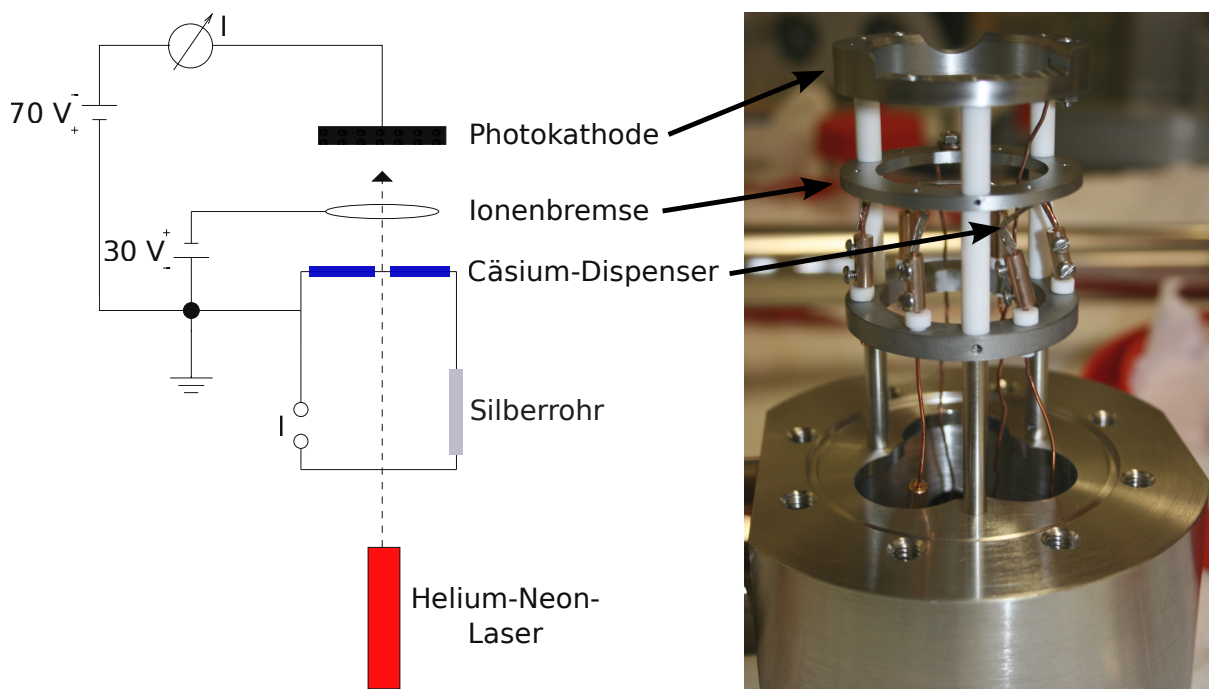


Abbildung 6.10: Schematische Darstellung der Aktivierungseinheit in der Präparationskammer (links) und ein Foto des Aufbaus (rechts).

ein dünnwandiges mit Mantelheizleitern erwärmtes Silberrohr¹¹ eingelassen, welches seitlich inklusive einer Wasserkühlung montiert ist. Während des abwechselnden Bedampfens mit Cäsium und Sauerstoff liegt zwischen dem als Kathode genutzten Ablagering und der Anode eine Ziehspannung von 100 V an. Durch die permanente Bestrahlung der Photokathode mit Licht eines Helium-Neon-Lasers kann der während der Aktivierung emittierte Photostrom über den vom Netzgerät nachgelieferten Strom bestimmt werden. Die Gegenfeldelektrode (in Abbildung 6.10 als Ionenbremse bezeichnet) verhindert ein Auftreffen von Ionen auf den Kristall, die von den Cäsium-Dispensern emittiert werden oder durch Stöße der Elektronen mit Restgasmolekülen entstehen.

Die Aktivierung erfolgt nach dem sogenannten Nagoya¹²-Verfahren [Mor+00]: Zuerst wird die Photokathode mit Cäsium bedampft, bis der Emissionsstrom nach Durchlaufen eines Maximums wieder ein Minimum annimmt. Durch Einlassen von Sauerstoff steigt der Strom wieder auf ein Maximum und wird im Anschluss durch Cäsium wieder auf ein Minimum abgesenkt. Das abwechselnde Bedampfen mit Sauerstoff und Cäsium wird so oft wiederholt, bis die Steigerung des Emissionsstroms zum nächsten Maximum nur noch gering ausfällt, was nach ca. fünf bis sieben Zyklen der Fall ist. Abbildung 6.11 zeigt eine typische Aktivierungsprozedur mit mehreren Zyklen nach dem Nagoya-Verfahren. Das erste Bedampfen mit Cäsium ist nicht dargestellt. Ein Maß für den Erfolg der Aktivierung ist die erreichte Quantenausbeute. Die Quantenausbeute ist das Verhältnis aus emittierten Elektronen (vom Netzgerät nachgelieferter Strom) und eingestrahlt Photonen (Leistung des Laserlicht gemessen mit einem Leistungsmesskopf) und ist die einzige Messgröße, die zur Beurteilung der Qualität der Aktivierung an der 50 kV-Quelle zur Verfügung steht.

¹¹ Durch ein auf ca. 450°C geheiztes Silberrohr diffundieren ausschließlich Sauerstoffmoleküle. Da bei der Aktivierung nur geringe Mengen an Sauerstoff benötigt werden, reicht der Partialdruck in Luft aus und es kann auf eine gesonderte Zufuhr verzichtet werden.

¹² Namensgebend ist die Universitätsstadt Nagoya in Japan.

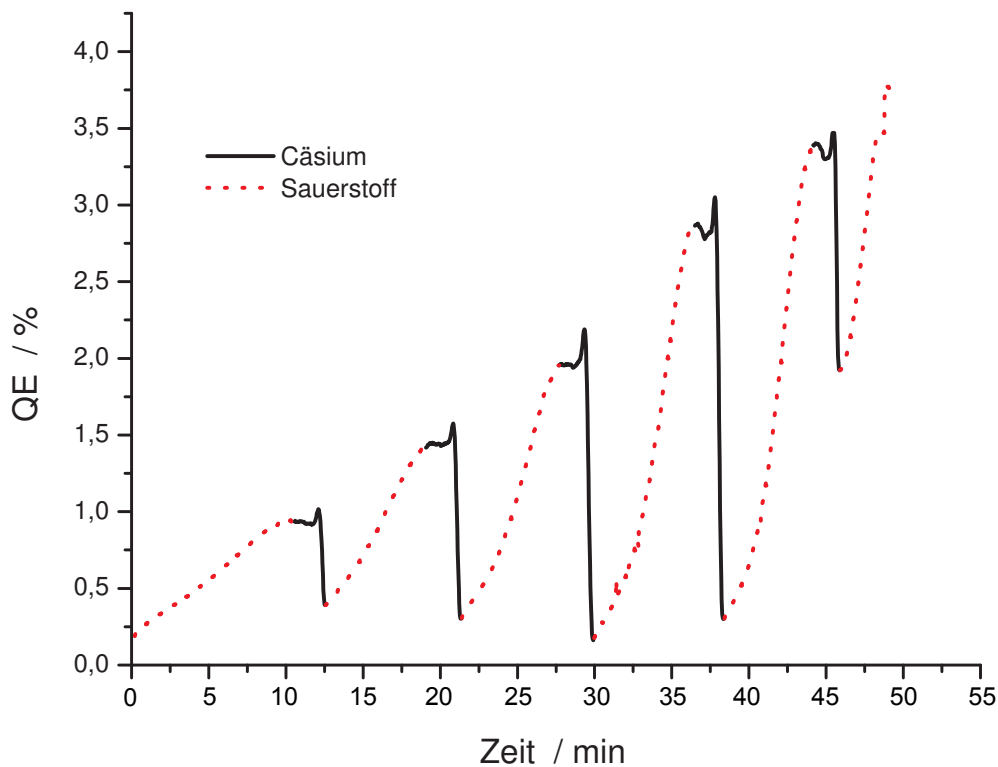


Abbildung 6.11: Eine typische Aktivierungsprozedur an der 50 kV-Quelle. Das erste Bedampfen mit Cäsium ist nicht dargestellt [Gow01].

Obwohl es weitere, vom Ergebnis gleichwertige, Aktivierungsprozeduren gibt (siehe [Mor+00]), wird das Nagoya-Verfahren aufgrund der folgenden Vorteile angewendet:

- Die Reinheit der Kristalloberfläche sowie der Cäsium-Dispenser kann anhand des Stromverlaufs beim ersten Bedampfen mit Cäsium beurteilt werden. Der erste Anstieg des Emissionsstroms ist umso geringer, je weniger Verunreinigungen sich neben dem Cäsium auf der Kristalloberfläche anlagern. Eine perfekt reine Photokathode würde durch eine Cäsiumschicht alleine nicht emittieren, da ohne Oxidationsmittel keine negative Elektronenaffinität entsteht. Durch alleiniges Bedampfen mit Cäsium kann nur ein Emissionsstrom erzeugt werden, da sich immer geringe Mengen an Verunreinigungen auf der Oberfläche oder im Restgas befinden, die als Oxidationsmittel dienen. Diese geringen Mengen an Verunreinigungen können jedoch nach einiger Zeit des Bedampfens mit Cäsium aufgrund des großen Überschuss an Cäsiumatomen vernachlässigt werden und der Emissionsstrom bricht ein. Ist die Menge an Verunreinigungen so groß, dass kein deutlicher Überschuss an Cäsiumatomen erreicht wird, wie zum Beispiel bei einer unvollständigen Reinigung oder falls die Cäsium-Dispenser längere Zeit nicht benutzt wurden und sich an deren Oberfläche Restgasmoleküle angesammelt haben, kann der Emissionsstrom durch das Bedampfen mit Cäsium nicht minimiert werden.

Durch diese Überprüfungsmöglichkeit kann die Aktivierung bereits zu Beginn abgebrochen und eine unnötige Verwendung des in den Dispensern begrenzt vorhandenen Cäsiums vermieden werden.

- Eine Maximierung der Lebensdauer kann wie folgt erreicht werden: Wird kurz vor dem Erreichen des Maximums des Emissionsstroms im letzten Zyklus die Sauerstoffzufuhr gestoppt, so steigt der

Strom aufgrund der im Restgas vorhandenen Sauerstoffmoleküle weiter an. Erst nach Durchlaufen des Maximums führen die Restgasoxide zu einer Minderung der Quantenausbeute, was insgesamt zu einer Verlängerung der Lebensdauer führt.

6.6 Die Aufbewahrungskammer

Hauptbestandteil der Aufbewahrungskammer ist ein drehbarer Teller (im Folgenden als Drehteller bezeichnet) mit sechs Ablageplätzen zur Lagerung der Kristallhalter (siehe Abbildung 6.13). Um bei langen Lagerungszeiten die Verunreinigung der Photokathodenoberflächen durch Restgasmoleküle zu minimieren, wurde ein Druck in der Kammer von $P_{\text{tot}} \approx 1 \cdot 10^{-11}$ mbar angestrebt und mit einem Enddruck von $P_{\text{tot}} = 5 \cdot 10^{-12}$ mbar die Anforderung übertroffen. Um derartig niedrige Drücke zu erreichen, muss die Pumpleistung entsprechend groß sein und darf nicht durch Rohr- oder Kammerquerschnitte vermindert werden. Daher wurden in der Aufbewahrungskammer vier NEG-Module direkt oberhalb des Drehtellers an den Deckel der Kammer befestigt, so dass einerseits das Restgas direkt an den Photokathoden abgepumpt wird und andererseits die komplette Pumpleistung der NEGs zu Verfügung steht (siehe Abbildung 6.3). Für die Aktivierung müssen die Module durch ohmsches Heizen auf 450°C erhitzt werden. Dazu sind alle Module in Reihe mit Kupferleitern galvanisch verbunden. Die Isolation zur Halterung am Deckel der Aufbewahrungskammer ist mittels Isolatoren aus MACOR[®] realisiert. Um die thermische Belastung der Photokathoden während des Aktivierens der NEG-Pumpen zu begrenzen, ist unterhalb der Pumpen ein Strahlungsschild aus Edelstahl installiert. Die gesamte Pumpeinheit inklusive des Strahlungsschilds ist nicht fest mit der Halterung verschraubt, sondern ist schwimmend gelagert, so dass bei der Erwärmung der NEG-Pumpen keine thermischen Kräfte aufgrund der Längenänderung auf die Elemente einwirken (siehe Abbildung 6.12). Zusätzlich zu den NEG-Pumpen befindet sich, wie in der Präparationskammer, unterhalb des Manipulators eine IG-Pumpe. Die Aufbewahrungskammer ist durch je ein UHV-Ventil von der Präparationskammer und der oberhalb angeflanschten Ladekammer abgetrennt (siehe Abbildung 6.1 und 6.3). Durch ein Sichtfenster kann die Position des Drehtellers und die Übernahme der Kristallhalter beobachtet werden.

6.6.1 Der Drehteller und Kugellager im XHV

In diesem Abschnitt soll zuerst der Aufbau des Drehtellers beschrieben und anschließend auf die Probleme nach der Erzeugung des Extremhochvakuums sowie deren Lösung eingegangen werden, die zum endgültigen Design geführt haben.

Wie in Abbildung 6.13 und 6.5 zu erkennen, besteht die gesamte, im Hause selbst entwickelte und gefertigte Einheit aus einem Teller mit sechs Ablageplätzen für Photokathoden, der auf einem Kugellager aufliegt, welches magnetisch gekoppelt von außen bewegt werden kann. Das Kugellager besteht aus einer oberen und unteren äußeren und einer inneren Lagerschale, auf deren Laufflächen Siliziumnitridkugeln innerhalb eines Edelstahlkäfigs die Last des Tellers und der Kristallhalter tragen. Keramische Kugeln wurden eingesetzt, da sie unempfindlich gegen Stöße und Schläge sowie gegen thermische Belastungen sind, sehr präzise gefertigt¹³ und aufgrund der Materialpaarung mit Edelstahl schmiermittelfrei verwendet werden können. Der thermische Ausdehnungskoeffizient ist etwas geringer als der von Edelstahl, so dass das Kugellager problemlos ausgeheizt werden kann [Nefa].

Auf dem durch Vergolden vor Oxidation geschütztem Weicheisenkern innerhalb des Kugellagers befinden sich vier Magnete, die durch eine 1,2 mm dünne Edelstahlwand an weitere vier Magnete außerhalb der Vakuumkammer koppeln und so eine Drehung des Tellers von außen ermöglichen. Ein Her-

¹³ Die Fertigungstoleranzen liegen bei $\pm 0,001$ mm.

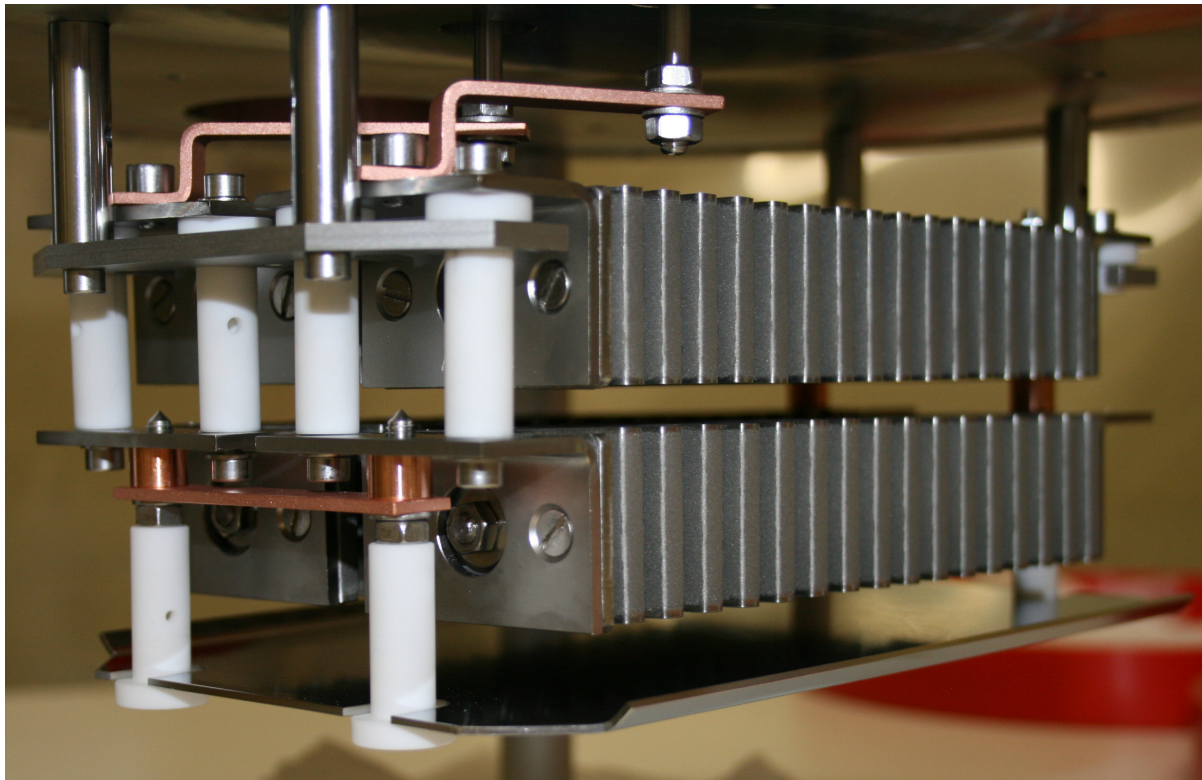


Abbildung 6.12: Die Pumpeinheit bestehend aus vier NEG-Modulen oberhalb des Drehtellers. Links ist die Aufhängung mittels MACOR[®] als Isolator und die elektrischen Verbindungen in Form von Kupferleitern zu erkennen. Unterhalb der Module ist das Strahlungsschild aus Edelstahl montiert.

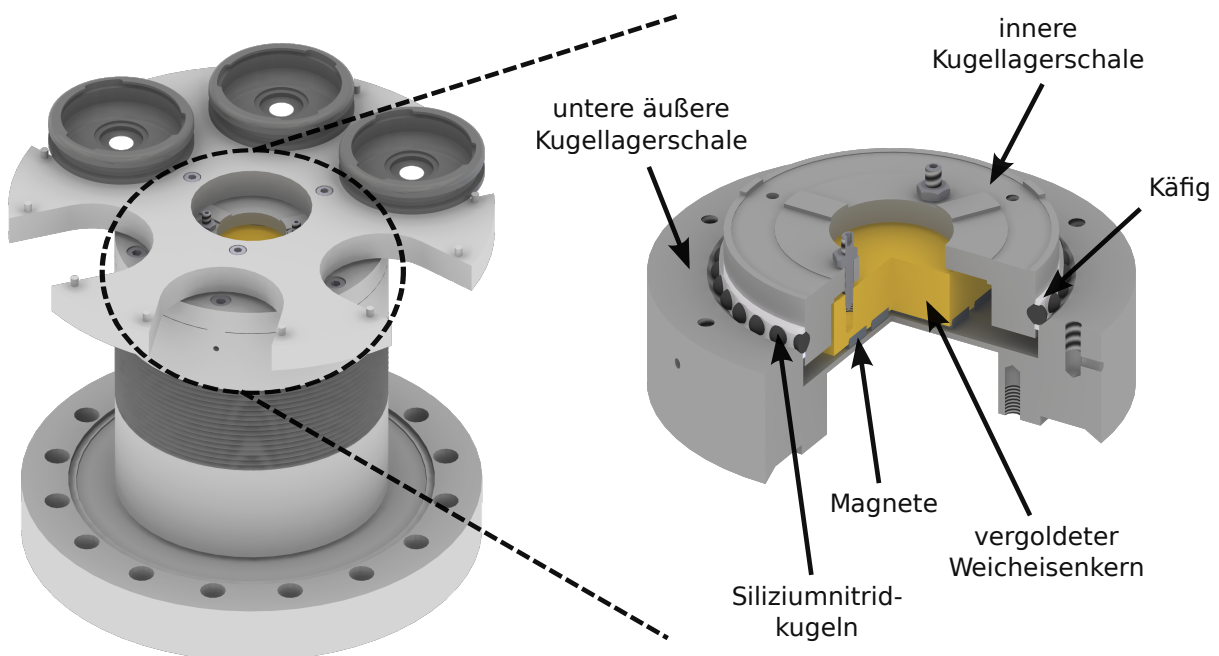


Abbildung 6.13: Drehteller in der Aufbewahrungskammer und Schnitt durch die magnetische Kopplung und das Kugellager, vgl. [Nefb].

unterrutschen der Kristallhalter von den Ablageplätzen wird durch je zwei Stifte am Rand des Tellers verhindert.

Die gesamte Einheit ist auf einem Membranbalg montiert und kann somit auch in der Höhe verfahren werden (siehe Abbildung 6.14). Dies ist erforderlich, um nach der Aufnahme einer Photokathode mit dem Manipulator der Aufbewahrungskammer den Drehteller soweit absenken zu können, dass der Manipulator über diesen in die Präparationskammer gefahren werden kann.

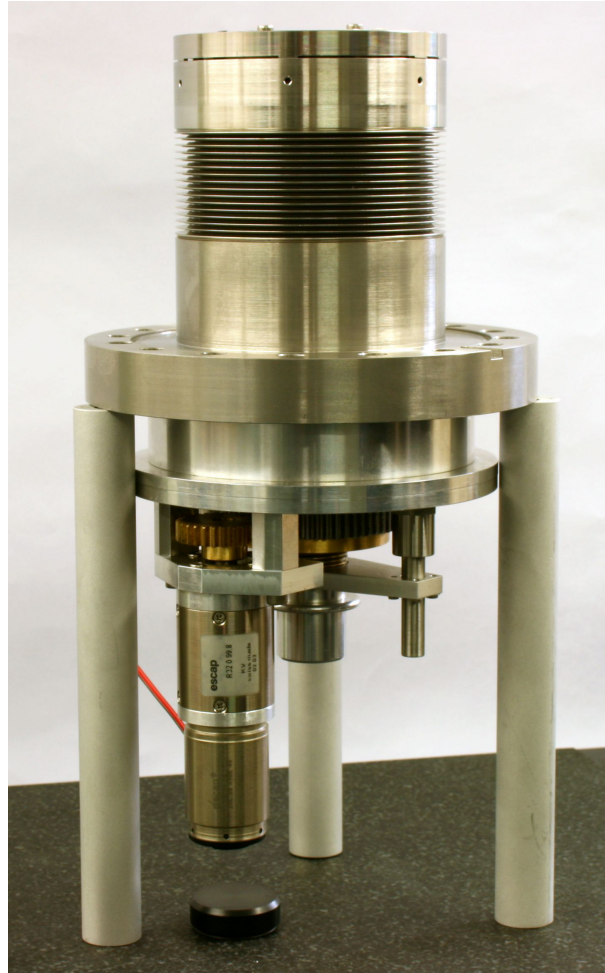


Abbildung 6.14: Die bewegliche Mechanik des Drehtellers vor der Montage in der Aufbewahrungskammer. Unterhalb des Flansches ist der Motor sowie die zur Übersetzung verwendeten Zahnräder zu sehen, mit dessen Hilfe die Ablageplätze des Drehtellers (hier noch nicht montiert) oberhalb des Flansches über einen Balg in der Höhe verfahren werden können.

Der beschriebene Aufbau entspricht dem endgültigen Design und ist so in der Aufbewahrungskammer verbaut. Beim erstmaligen Zusammenbau der Aufbewahrungskammer wurden die Kugeln nicht durch einen Käfig getrennt. Dadurch konnte das Lager mit mehr Kugeln bestückt werden, was die Tragfähigkeit des Lagers erhöht. Der Drehteller wurde vor dem Einbau ausführlichen Funktionstests unter Vakuumbedingungen in einem Teststand unterzogen, um mechanische Verformungen auszuschließen und die Leichtläufigkeit des Lagers sicher zu stellen. Anschließend wurde der Drehmechanismus in die Aufbewahrungskammer eingebaut, erneut getestet, um nach der Demontage der nicht im Vakuum befindlichen Teile, die Kammer zu evakuieren und auszuheizen.

Nach Abschluss des Ausheizens klemmte der Drehmechanismus, so dass die Kammer zur Untersuchung der Ursache geöffnet werden musste. Da die Edelstahllaufflächen, wie alle verbauten Edelstahlkomponenten ausgeglüht wurden, haben sie eine geringe Oberflächenfestigkeit und die Siliziumnitridkugeln können sich eindrücken. Daher wurden als erste Maßnahme die Laufflächen nachgeschliffen und die Kammer erneut ausgeheizt. Obwohl das Kugellager vor dem Ausheizen unter Vakuum leicht drehbar war, klemmte der Mechanismus danach erneut.

Das erneute Belüften der Kammer führte zu einem Lösen der Blockade, so dass davon ausgegangen werden kann, dass durch die Reinheit der Oberflächen und das Fehlen von Schmiermitteln die erhöhte Reibung nach dem Ausheizen zu einem Verklemmen führt. Ein Beschichten der Edelstahlkomponenten mit Wolframdisulfid führt zu einer Verringerung der Reibung und wurde von der NASA zur Beschichtung von Kugellagern für Einsätze im Weltraum benutzt [Bra69]. Da Schwefel zur selben Hauptgruppe des Periodensystems wie Sauerstoff gehört und keine Untersuchungen des Dampfdruckes bzw. der Desorptionsrate von Wolframdisulfid oder ähnlichen, als Schmiermittel eingesetzten Stoffen bei vergleichbar niedrigen Drücken bekannt sind, wurde auf deren Einsatz verzichtet, um einen die Lebensdauer der Photokathode verkürzenden Gaseintrag zu vermeiden.

Stattdessen wurde ein Edelstahlkäfig hergestellt, der die Siliziumnitridkugeln von einander trennt und damit die Reibung des gleichen Materials bei entgegengesetzter Bewegungsrichtung der Kontaktflächen verhindert. Abbildung 6.15 zeigt exemplarisch zwei Kugeln, deren Kontaktflächen sich bei gleicher Bewegungsrichtung und ohne Käfig in entgegengesetzter Richtung bewegen, was zu einer hohen Reibung führt.

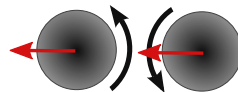


Abbildung 6.15: Reibung zwischen den Siliziumnitridkugel ohne Käfig. Die Bewegungsrichtung ist in rot dargestellt; die Kontaktflächen der Kugel bewegen sich dann entgegengesetzt.

Um weitere thermische Belastungen des Materials der Aufbewahrungskammer durch wiederholtes Ausheizen zu vermeiden, wurde das Kugellager inklusive Käfig in einem ausschließlich für diesen Zweck aufgebauten Teststand auf seine Funktionsfähigkeit nach dem Ausheizen untersucht. Nach erfolgreichem Abschluss des Tests wurde der Drehmechanismus in der Aufbewahrungskammer eingebaut und diese ausgeheizt. Auch unter Originalbedingungen bewegte sich der Drehteller leichtläufig.

Ungefähr ein Jahr nach dem Transport und der Installation des neuen Schleusensystems wurde das Laufverhalten des Drehtellers schwergängiger. Dies deutet auf Kaltverschweißung der Materialien hin, da durch das permanente Abpumpen des Restgases die Oberflächenreinheit weiter erhöht wurde.

Um zu verhindern, dass durch ein Verklemmen des Drehtellers die Photokathoden nicht mehr erreichbar sind und zusätzlich kein Ablageplatz mehr zur Verfügung steht, wurde der Drehteller von außen so festgesetzt, dass eine Ablageposition weiterhin genutzt werden kann. Zusätzlich können Photokathoden auch auf den Ablagerungen der einzelnen Kammern gelagert werden (siehe Abschnitt 6.4), so dass anstatt der ursprünglich geplanten sechs Ablageplätze nur drei Photokathoden gleichzeitig im System aufbewahrt werden können.

Dennoch wird durch die Verfügbarkeit mehrerer Photokathoden die Zeit, die für einen Austausch der im Einsatz befindlichen Photokathode erforderlich ist, deutlich reduziert, da im Schleusensystem während des Betriebs der 50 kV-Quelle eine andere Photokathode gereinigt und aktiviert werden kann.

6.7 Die Ladekammer

Die Ladekammer kann einerseits zur Reinigung mit atomarem Wasserstoff, andererseits zum Einbringen neuer Photokathoden in das Schleusensystem genutzt werden und befindet sich durch ein UHV-Ventil abgetrennt oberhalb der Aufbewahrungskammer (siehe Abbildung 6.1 und 6.3). Zur Wasserstoffreinigung steht eine Quelle für atomaren Wasserstoff inklusive einer Dosier- und Reinigungseinheit für Wasserstoff, sowie eine, mit der in der Präparationskammer baugleiche, Filamentheizung zur Verfügung (siehe Abschnitt 6.7.1 und 6.7.2). Zum Abpumpen der desorbierenden Gase wird eine durch ein UHV-Ventil abtrennbare TVP und eine NEG-Pumpe genutzt.

Soll eine neue Photokathode eingebracht werden, muss die Ladekammer belüftet und die Filamentheizung ausgebaut werden, um den Kristallhalter auf dem Ablagering zu platzieren. Nach erneutem Evakuieren und Ausheizen kann die Photokathode mit Hilfe des Manipulators und des Aufzugmechanismus in die Aufbewahrungskammer transportiert werden. Zwei Sichtfenster ermöglichen das Beobachten des Transportes.

6.7.1 Quelle für atomaren Wasserstoff und dessen Filterung

In diesem Abschnitt wird die Funktion und der Aufbau der gesamten Wasserstoff-Reinigungseinheit, bestehend aus Dosier- und Filterteil, der Quelle für atomaren Wasserstoff sowie der Filamentheizung beschrieben. Im anschließenden Abschnitt werden sowohl theoretische Vorbereitungen als auch Messungen, deren Ergebnisse und die Erfahrungen mit diesem Reinigungsverfahren dargestellt.

Abbildung 6.16 zeigt schematisch den Aufbau der gesamten Wasserstoff-Reinigungseinheit, welche zusammen mit der Ladekammer ausgeheizt wurde. Da zur Reinigung der Photokathoden ein möglichst hoher Reinheitsgrad des in das Schleusensystem eingelassenen Wasserstoffs wünschenswert ist, ist eine Filtereinheit in Form eines beheizbaren Palladium-Röhrchens verbaut. Palladium wird ab einer Temperatur von ca. 150° C ausschließlich durchlässig für Wasserstoffmoleküle und kann damit zur Filterung benutzt werden, ähnlich wie das bei der Aktivierung verwendete Silberrohr für Sauerstoffmoleküle [KG60]. Abbildung 6.17 zeigt einen Schnitt durch die Filtereinheit, die im Rahmen dieser Arbeit entworfen, aufgebaut und im Routinebetrieb eingesetzt wurde. Die gesamte Einheit ist mit allen Komponenten und Anschlüssen ca. 15 cm lang und ihr Durchmesser beträgt ca. 5 cm, da aufgrund des begrenzten Raumes, der für die Installation des neuen Schleusensystems zur Verfügung steht, ein kompakter Aufbau erforderlich ist (Abbildung 6.18 zeigt den inneren Aufbau der Filtereinheit während der Montage). Die minimale Größe ist dadurch bestimmt, dass die Oberfläche des Palladiumröhrchens nicht beliebig klein gewählt werden konnte, um die benötigte Diffusionsrate durch das Palladium zu erhalten und der Heizdraht eine minimale Länge bei gewünschter Heizleistung besitzen muss. Das Palladiumröhrchen in der Mitte des Aufbaus ist einseitig an ein Edelstahlrohr, welches wiederum mit einer Flanschverbindung mit einem Reservoir verbunden ist, vakuumverlötet. Dies bietet den Vorteil, dass die gesamte Wasserstoff-Reinigungseinheit bis zum Palladiumröhrchen evakuiert und ausgeheizt werden konnte und somit ein möglichst hoher Reinheitsgrad des eingelassenen Wasserstoff erreicht wird. Eine Modifikation oder ein Austausch des umgebenen Aufbaus ist ohne Belüften möglich. Um das Palladiumröhrchen herum befindet sich ein spiralförmig gewickelter Heizdraht aus einer Eisen-Chrom-Aluminium-Legierung¹⁴ innerhalb eines Keramikadapters, der sowohl zur Stabilisierung des Drahtes als auch zur thermischen Isolation dient. Die ohmsche Heizleistung von $P = 68 \text{ W}$ ist durch die maximale Oberflächenbelastbarkeit des Drahtes gegeben. Ein ca. 1 mm vom Ende des Palladiumröhrchens entfernt installiertes Thermoelement wird zur Temperaturbestimmung verwendet. Der wassergekühlte

¹⁴ Diese Legierung ist speziell für oxidative Umgebungen geeignet und versprödet in Wasserstoffatmosphäre nur wenig [Kan].

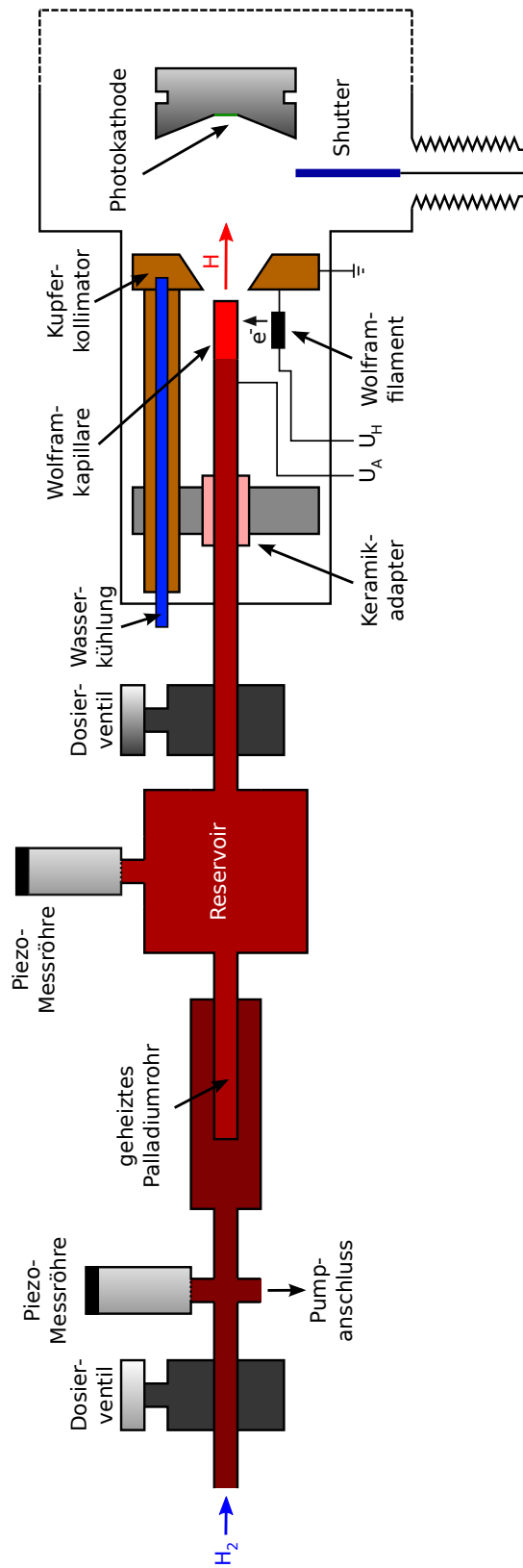


Abbildung 6.16: Filterung, Einlass und Dissoziation von Wasserstoff in der Ladekammer.

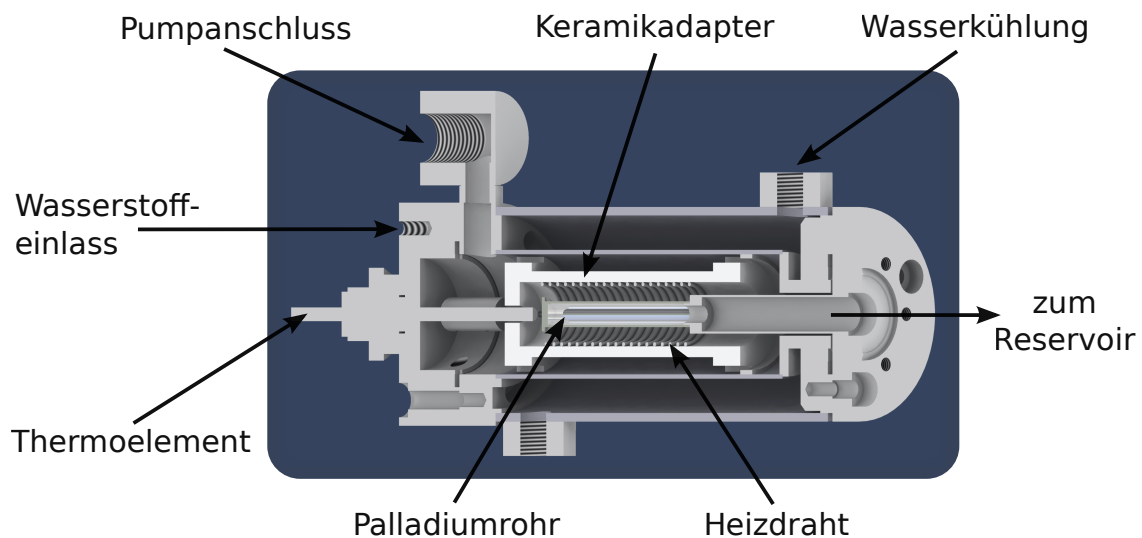


Abbildung 6.17: Dreidimensionale Übersicht des Wasserstoff-Filters.

doppelwandige Aufbau verhindert eine Erwärmung der Außenwände. Das Volumen um das Palladiumröhrchen herum wird über einen Pumpanschluss evakuiert, um anschließend hochreinen Wasserstoff¹⁵ aus einer Gasflasche über ein Dosierventil einzulassen. Der Druck wird gasartunabhängig mit Hilfe einer Druckmessröhre bestimmt, die über Piezo-Kristalle direkt die auf eine Fläche einwirkende Kraft bestimmt. Trotz der hohen Reinheit des Wasserstoffs ist die Filterung erforderlich, da der Druckminderer der Gasflasche, die Zuleitungen und das Dosierventil vor dem Palladiumrohr nicht ausgeheizt werden können und somit der Reinheitsgrad des eingelassenen Wasserstoff ohne zusätzliche Filterung sinken würde. Die Verwendung von hochreinem Wasserstoff trotz der Filterung ist erforderlich, um das Palladiumröhrchen vor unnötigen Verunreinigungen, die auf Dauer zu einer Reduzierung der Diffusionsrate führen, zu schützen.

Der mittels des Palladiumröhrchens gefilterte Wasserstoff wird in einem Reservoir angesammelt und anschließend über ein kalibriertes Feindosierventil (siehe Abschnitt 6.7.2) in die Quelle für atomaren Wasserstoff eingelassen. Auch hier wird der Druck mit Hilfe einer Piezo-Durckmessröhre bestimmt. Wie bereits in Abschnitt 3.4.3 beschrieben, wird der molekulare Wasserstoff in einer ca. 2200 K heißen Kapillare durch die thermische Energiezufuhr in atomaren Wasserstoff aufgebrochen und in Richtung Photokathode geleitet.

Ein im Hause für den Einsatz unter Extremvakuumbedingungen konzipierter und gefertigter Shutter, bestehend aus einem kohlenstoffarmen Edelstahlblech, welches an einem Membranbalg befestigt ist, kann pneumatisch über die Auslassöffnung der Quelle für atomaren Wasserstoff gefahren werden und dient zur sofortigen Unterbrechung der Wasserstoffzufuhr und verhindert zusätzlich die Erwärmung der Photokathode durch die heiße Kapillare außerhalb der Reinigungszeit.

Während der Reinigung mit atomarem Wasserstoff wird die Photokathode über Wärmestrahlung von einer Filamentheizung, die baugleich mit der in der Präparationskammer verwendeten ist, erwärmt, um die Desorption der Moleküle von der Oberfläche zu beschleunigen (siehe dazu Abschnitt 6.5.1 und Kapitel 3.4). Da eine Temperaturkalibration dieser Heizeinheit aufgrund des Fehlens eines Pyrometers nicht in der Ladekammer durchgeführt werden kann, wurde hier die Heizeinheit des bis zur Installation des neuen Schleusensystems verwendeten „alten“ Schleusensystems eingebaut, deren Kalibration bereits bekannt ist (siehe dazu [Hil00]).

¹⁵ Es handelt sich um kommerziell erworbenen Wasserstoff mit einem Reinheitsgrad von 99,9999 %.

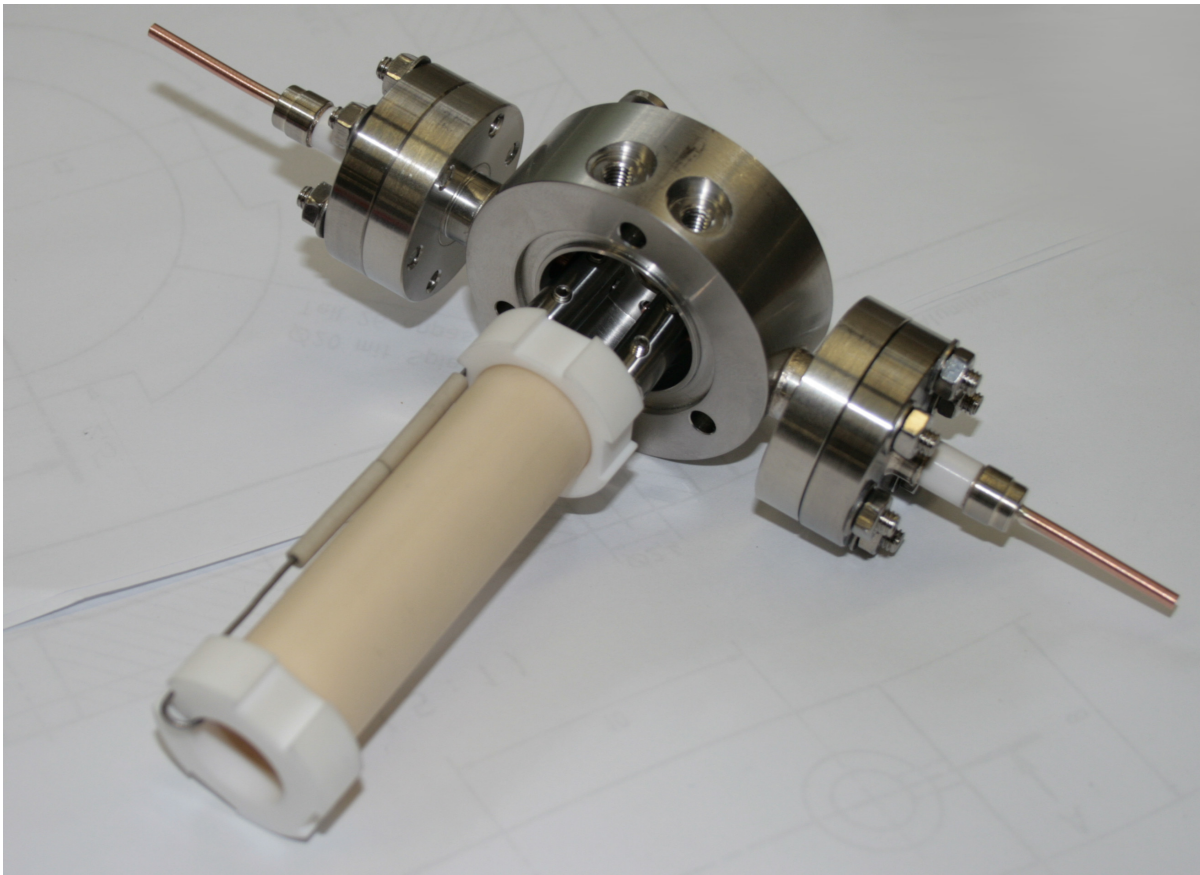


Abbildung 6.18: Der innere Aufbau der Filtereinheit inklusive Keramikadapter, innerhalb dessen das Palladiumröhrchen und der Heizdraht montiert ist, sowie die elektrischen Anschlüsse und Flanschverbindungen.

6.7.2 Reinigung mit atomarem Wasserstoff

Wie bereits in Kapitel 3.4 beschrieben, werden gute Reinigungsergebnisse durch Beschuss der Photokathodenoberfläche mit ca. 10^{19} Wasserstoffatomen pro cm^2 bei einer Temperatur der Photokathode von 550°C erwartet. Da in der Quelle für atomaren Wasserstoff mit steigendem Teilchenfluss weniger Moleküle in ihre atomaren Bestandteile aufgebrochen werden, muss ein sinnvolles Verhältnis zwischen Reinigungszeit und Teilchenfluss gewählt werden, um die erforderliche Anzahl zu erreichen. Die temperaturabhängige Dissoziationsrate¹⁶ $\alpha(P, T)$ ergibt sich im thermodynamischen Gleichgewicht zu

$$\alpha(P, T) = \sqrt{\frac{K_P(T)}{4P + K_P(T)}} \quad (6.7)$$

mit $\log[K_P(T)] = -23700/T + 6,35$ als Gleichgewichtskonstante und P dem Druck im heißen Ende der Kapillare [Eib+98].

Der Druck P im heißen Ende der Kapillare mit dem Leitwert L_{Kap} hängt mit dem Teilchenfluss J durch die Kapillare über die Boltzmannkonstante k_B und die Temperatur T wie folgt zusammen (siehe

¹⁶ Die Dissoziationsrate ist das Verhältnis aus zugeführtem molekularem und erzeugtem atomarem Wasserstoff.

zum Beispiel [Jou08]):

$$P [\text{mbar}] = \frac{1}{L_{\text{Kap}} [\text{l/s}]} \cdot J [\text{1/s}] \cdot 10 \cdot k_B T [\text{J}] \quad (6.8)$$

Nach Gleichung 6.7 wächst die Dissoziationsrate mit steigender Temperatur der Wolframkapillare. Die obere Grenze der Temperatur wird einerseits durch die zur Verfügung stehende elektrische Leistung zum Heizen der Kapillare über Elektronenbeschuss (siehe Abschnitt 3.4.3), primär aber durch den Dampfdruck von Wolfram bestimmt. Mit steigender Temperatur erhöht sich der Dampfdruck und damit die daraus resultierende Verschmutzung durch Abdampfen von Wolfram. Daher wurde für die Reinigung eine Temperatur der Kapillare von 2200 K gewählt, um eine hohe Dissoziationsrate bei einem Dampfdruck kleiner als $1 \cdot 10^{-9}$ mbar zu erhalten [Jon+27].

Die Temperatur der Kapillare wird berührungslos mit Hilfe eines Thermoelements in der Nähe des heißen Endes der Kapillare gemessen. Daher und aufgrund der thermischen Ausdehnung der einzelnen Komponenten kann die so ermittelte Temperatur von der tatsächlichen abweichen [Tec]. Um zu überprüfen, ob die gemessene Temperatur mit der gewünschten Temperatur übereinstimmt, und im Besonderen ein Ansteigen der Temperatur über 2200 K zu verhindern, wurde die Erwärmung des Endes der Kapillare unter Berücksichtigung der Originalgeometrie und der zur Heizung erforderlichen elektrischen Leistung mit dem Programm CST Studio Suite® simuliert. In Abbildung 6.19 ist die zur Simulation verwendete Geometrie und der Temperaturverlauf bei einer elektrischen Leistung von 29 W dargestellt. Für

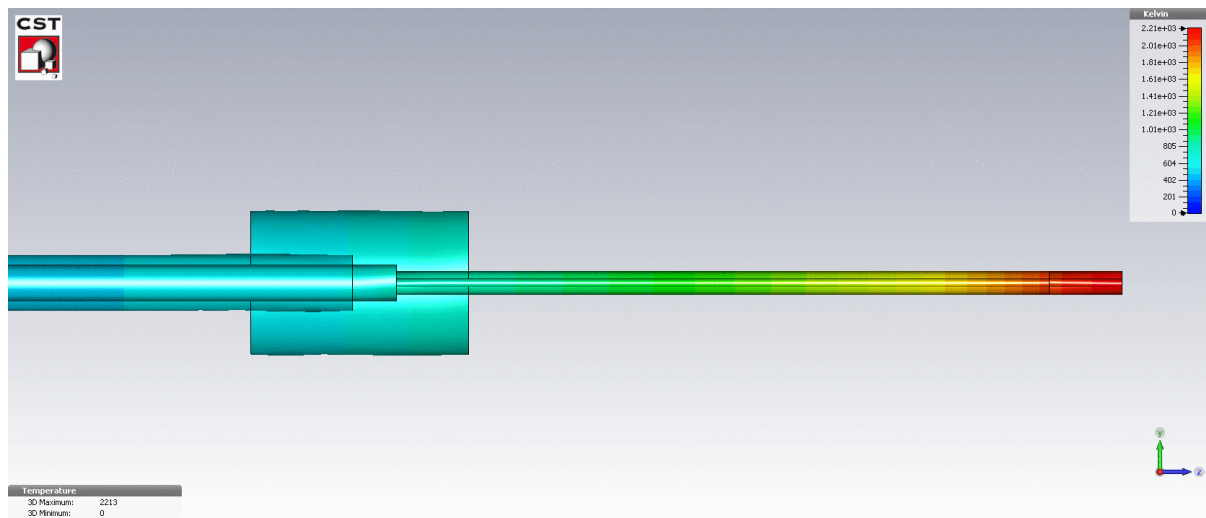


Abbildung 6.19: Temperaturverlauf für eine elektrische Leistung von 29 W.

die Simulation wurde angenommen, dass die gesamte durch Elektronenbeschuss eingebrachte Leistung in den letzten 5 mm der Wolframkapillare aufgenommen wird und daher auch dort das Maximum der Temperatur entsteht. Im Gleichgewichtszustand sind aufgenommene und abgestrahlte Leistung gleich groß. Da die Kapillare von einem wassergekühlten Kupferschild umgeben ist, kann eine Rückwirkung der Wärmestrahlung auf die Kapillare vernachlässigt werden. Die Wolframkapillare ist über einen Keramikadapter mit einem Edelstahlröhrchen verbunden, durch das der Wasserstoff einströmt. Unter Berücksichtigung der Wärmeleitfähigkeiten und Emissionsgrade der verschiedenen Materialien wurde die Temperatur des heißen Endes der Kapillare für elektrische Leistungen im Intervall von fünfzehn bis vierzig Watt mit einer Schrittweite von einem Watt simuliert (siehe Abbildung 6.20). Die durch die Erwärmung um ΔT und die Aufspaltung der Wasserstoffmoleküle abgeführte Leistung P_T und P_{diss} kann

wie folgt berechnet werden:

$$P_{\text{ges}} = P_{\text{T}} + P_{\text{diss}} = (C \cdot \Delta T + \Delta E_{\text{diss}}) \frac{dm}{dt} \quad (6.9)$$

mit C der Wärmekapazität und ΔE_{diss} der Dissoziationsenergie von Wasserstoff sowie $\frac{dm}{dt}$ dem Massenfluss. Für einen Fluss von 10^{17} Molekülen pro Sekunde¹⁷ und einer Temperaturdifferenz von $\Delta T = 2000$ K beträgt $P_{\text{ges}} \approx 0,1$ W und wurde daher in der Simulation nicht berücksichtigt. In Abbildung

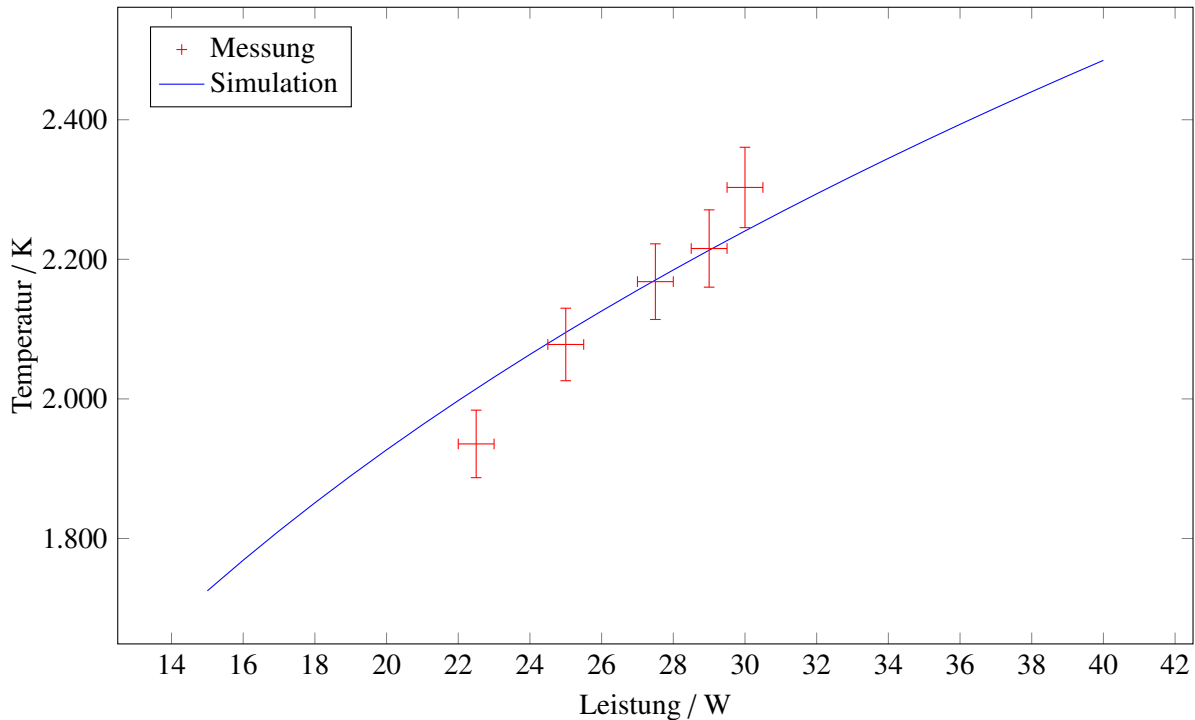


Abbildung 6.20: Temperatur der Kapillare in Abhängigkeit der elektrischen Leistung.

6.20 sind neben den simulierten Daten auch die mit dem Thermoelement gemessenen Temperaturen im Bereich von 1900 K bis 2300 K¹⁸ dargestellt. Diese stimmen innerhalb der Fehlergrenzen mit der Simulation überein. Für die gewünschte Betriebstemperatur des Endes der Kapillare von 2200 K wird eine elektrische Leistung von ca. 29 W benötigt. In Abbildung 6.19 ist der Temperaturverlauf für diesen Fall dargestellt. Zusätzlich konnte durch den Einlass von einem Fluss von ca. $1 \cdot 10^{17}$ Wasserstoffmolekülen pro Sekunde experimentell bestätigt werden, dass die durch den Wasserstoff aufgenommene Leistung zu keiner messbaren Änderung der Temperatur der Kapillare im thermischen Gleichgewicht führt. Damit kann die Temperatur des heißen Endes der Kapillare ausreichend präzise eingestellt und eine Überhitzung, welche zu einer Verschmutzung durch Abdampfen von Wolfram führt, ausgeschlossen werden.

Für die bei der Reinigung eingestellte Temperatur des heißen Endes der Wolframkapillare von 2200 K

¹⁷ Dies entspricht ca. dem Dreifachen des zur Reinigung verwendeten Teilchenflusses.

¹⁸ Die Zeit bis sich bei einer bestimmten elektrischen Leistung ein thermisches Gleichgewicht eingestellt hat, beträgt ca. 30 min. Aufgrund der hohen Kapillartemperatur verschlechtert sich in dieser Zeitspanne das Vakuum merklich und es dauert mehrere Stunden bis sich wieder der Anfangsdruck einstellt. Zusätzlich wird die gesamte Kammer und deren Komponenten durch die Messung belastet. Daher wurde der Messbereich auf den für den Betrieb relevanten Bereich beschränkt.

zeigt Abbildung 6.21 den Zusammenhang zwischen Teilchenfluss und Dissoziationsrate nach Gleichung 6.7. Die Dissoziationsrate beträgt für geringe Teilchenflüsse nahezu 100 %, da mehr Energie zur Verfügung steht als zum Aufbrechen aller Moleküle benötigt wird. Mit steigender Molekülanzahl bricht die Rate ein, da nicht mehr alle Moleküle die erforderliche Energie zur Aufspaltung durch Stöße mit den heißen Wänden der Kapillare erhalten. Für sehr hohe Teilchenflüsse verteilt sich die Energie auf so viele Moleküle, dass keine Dissoziation mehr statt findet und die Rate asymptotisch gegen Null geht. Folgende Aspekte wurden bei der Wahl der Reinigungszeit berücksichtigt:

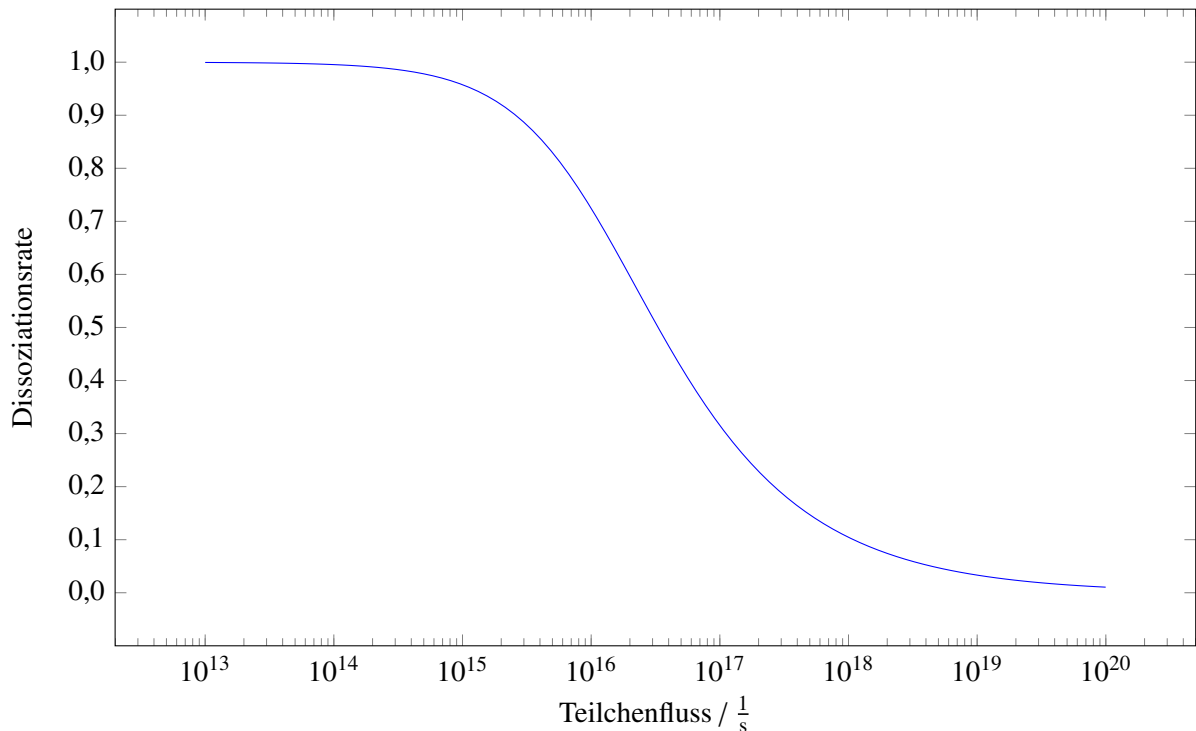


Abbildung 6.21: Dissoziationsrate in Abhängigkeit vom Teilchenfluss.

- Reinigungszeiten oberhalb einer Stunde sind aufgrund der thermischen Beanspruchung der Komponenten, insbesondere der Photokathode nicht sinnvoll.
- Nach dem Beginn des Einlassens des Wasserstoffs vergehen einige Sekunden bis sich stabile Verhältnisse eingestellt haben. Daher sind Reinigungszeiten unterhalb einer Minute nicht handhabbar.
- Der Druck soll während des Reinigungsvorgangs so wenig wie möglich ansteigen. Molekularer Wasserstoff hat zwar keine schädliche Wirkung auf die Photokathode, jedoch verschlechtert er ohne Nutzen das Vakuum und verkürzt die Zeit, bis die NEG-Pumpe reaktiviert werden muss. Da der Anteil von molekularem Wasserstoff bei hohen Teilchenflüssen und damit geringen Dissoziationsraten groß ist, sollte ein Teilchenfluss gewählt werden, bei der die Verkürzung der Reinigungsdauer im Vergleich zur zusätzlichen Verschlechterung des Druckes überproportional ist.

Aufgrund dieser Überlegungen wurde ein Fluss von molekularem Wasserstoff von $3 \cdot 10^{16} \text{ s}^{-1}$ gewählt, bei dem die Dissoziationsrate 52 % und die daraus resultierende Reinigungszeit ca. 11 Minuten be-

trägt, um die geforderte Anzahl von ca. 10^{19} Wasserstoffatomen pro cm^2 Photokathodenoberfläche zu erzielen¹⁹.

Da der Teilchenfluss nicht direkt gemessen werden kann, wurden zwei verschiedene Methoden zu dessen Bestimmung angewendet und verglichen:

1. Das Feindosierventil, durch das der gefilterte molekulare Wasserstoff aus dem Reservoir in die Quelle für atomaren Wasserstoff eingelassen wird, wurde kalibriert und anschließend über den Druck in der Kammer die effektive Pumpleistung ermittelt.
2. Die effektive Pumpleistung wurde aus den Herstellerangaben und den Leitwerten der Komponenten der Ladekammer am Ort der Messröhre errechnet.

Zu Punkt 1: Um das Feindosierventil zu kalibrieren, wurde dies an einen Lecksucher angeschlossen, der vorher sowohl mit einem internen als auch mit einem externen Helium-Testleck²⁰ kalibriert wurde. Bei konstantem Vordruck konnte so ein Zusammenhang zwischen der Stellung des Handrades des Feindosierventils und damit verschiedener Leitwerte und der Heliumleckrate ermittelt werden. Da der Leitwert bei molekularem Fluss antiproportional von der Wurzel der Masse der Moleküle abhängt, müssen die gemessenen Heliumleckraten für Wasserstoff umgerechnet werden²¹.

Bei konstantem Teilchenfluss J stellt sich in einer Vakuumkammer der Druck P_{Kammer} bei einer effektiven Pumpleistung $S_{\text{Pump,eff}}$ ein²² [Jou08].

$$J [1/\text{s}] = P_{\text{Kammer}} [\text{mbar}] \cdot S_{\text{Pump,eff}} [1/\text{s}] \cdot (10 \cdot k_{\text{B}} T)^{-1} [\text{J}] \quad (6.10)$$

Somit konnte nach dem Einbau des Feindosierventils an der Ladekammer der Gleichgewichtsdruck, der sich in der Kammer bei Einlass der zuvor ermittelten Gasflüsse einstellt, gemessen und daraus die effektive Pumpleistung für atomaren Wasserstoff am Ort der Messröhre zu $S_{\text{Pump,eff}} = (292 \pm 20) \text{ l/s}$ bestimmt werden.

Zu Punkt 2: Alternativ kann die effektive Pumpleistung am Ort der Messröhre auch aus den herstellerseitig angegebenen totalen Pumpleistungen für Wasserstoff und den Leitwerten innerhalb der Ladekammer durch reziproke Addition berechnet werden (siehe Tabelle 6.2). Als effektive Gesamtpumpleistung für atomaren Wasserstoff am Ort der Messröhre ergibt sich $S_{\text{Pump,eff}} = 305 \text{ l/s}$ und bestätigt innerhalb der Fehlergrenzen den aus der Kalibration des Feindosierventil ermittelten Wert.

¹⁹ Beim Aufbrechen des molekularen Wasserstoffs in seine atomaren Bestandteile verdoppelt sich die Anzahl der Teilchen. Somit ergibt ein Fluss von molekularem Wasserstoff von $3 \cdot 10^{16}$ Teilchen pro Sekunde $1,5 \cdot 10^{16}$ Wasserstoffmoleküle und $3 \cdot 10^{16}$ Wasserstoffatome pro Sekunde. Andererseits treffen nicht alle Teilchen auf die Photokathode auf. Bei einer Temperatur der Kapillare von 2200 K ist der Öffnungswinkel des Strahls der Wasserstoffatome 10° und bei einem Abstand von ca. 3 cm zwischen Öffnung der Kapillare und der Photokathode ergibt sich eine Aufweitung des Strahls auf eine Fläche von $0,9 \text{ cm}^2$ [Eib+98]. Die Fläche der Photokathode beträgt $0,6 \text{ cm}^2$. Somit gleichen sich diese Effekte bei einer Dissoziationsrate von ca. 50 % nahezu aus. Da bei der Reinigung mit atomarem Wasserstoff jedoch nicht alle Parameter wie die Temperatur der Kapillare, die eingelassene Teilchenanzahl, usw. exakt bekannt sind und eine ungefähre Kenntnis des Teilchenflusses ausreicht, um gute Reinigungsergebnisse zu erzielen, kann auf eine Einbeziehung dieser Effekte in die Berechnung des Teilchenflusses, auch bei einer Änderung der Dissoziationsrate, verzichtet werden.

²⁰ Ein kalibriertes Testleck besteht aus einem Heliumreservoir, dessen Flanschverbindung durch eine Blende einen definierten Leitwert und damit einen bestimmten Fluss für das austretende Helium besitzt [Pfe].

²¹ Für den Leitwert L gilt $L \sim \frac{1}{\sqrt{m}}$, wobei m die Molekülmasse bezeichnet. Daher ist der Leitwert und damit auch die Leckrate für Wasserstoff um einen Faktor $\sqrt{2}$ höher als für Helium [Jou08].

²² Auch durch Desorption von Restgasmolekülen von den Kammerwänden entsteht ein Teilchenfluss, der einen Basisdruck P_0 auch ohne extern eingelassene Teilchen verursacht. Dieser ist jedoch mehrere Größenordnungen kleiner als der aufgrund der eingelassenen Teilchen entstehende Druck und hat daher einen vernachlässigbaren Einfluss auf die Kalibration.

Pumtyp	$S_{\text{total}} / \text{mbar l/s}$	$S_{\text{Pump,eff}} / \text{l/s}$
TVP	48	43
NEG	600	262
Gesamt	–	305

Tabelle 6.2: Pumpleistungen der in der Ladekammer eingesetzten Pumpen für Wasserstoff.

Damit kann unter der Annahme, dass die Pumpleistung konstant ist²³ über den von der Messröhre angezeigten Druck auf den Teilchenfluss wie folgt geschlossen werden:

$$J [\text{l/s}] = P_{\text{Kammer}} [\text{mbar}] \cdot 1,7 \cdot 10^{22} \frac{1}{\text{mbar s}} \quad (6.11)$$

Da die zur Druckbestimmung verwendete Messröhre für Luft kalibriert ist und für Wasserstoff den Druck um den Faktor 2,4 zu klein anzeigt, ist der in Gleichung 6.11 angegebene Wert von $1,7 \cdot 10^{22} \frac{1}{\text{mbar s}}$ um diesen Faktor größer als er sich aus Gleichung 6.10 und der effektiven Pumpleistung für Wasserstoff ergeben würde. Bei der Berechnung der effektiven Pumpleistung für Wasserstoff wurde dieser Faktor berücksichtigt. Gleichung 6.11 ist jedoch von praktischem Nutzen, da für die Einstellung eines Teilchenflusses im Betrieb der von der Messröhre angezeigte Wert von Interesse ist und außerhalb der Reinigungszeit die Kalibration auf Luft zur Druckbestimmung sinnvoll ist.

Abschließend kann festgehalten werden, dass die Kalibration des Teilchenflusses auf den Druck in der Ladekammer aufgrund der vielen Fehlerquellen keine präzise Einstellung zulässt²⁴. Für die erfolgreiche Reinigung mit atomarem Wasserstoff reicht diese Genauigkeit jedoch aus, wie im Folgenden gezeigt wird.

Zur Reinigung mit atomarem Wasserstoff muss zuerst die Filtereinheit vorbereitet und das Reservoir mit Wasserstoff befüllt werden. Das Palladiumrohr wird dazu auf der Einlassseite evakuiert und vorgeheizt. Dies verhindert einerseits die Anlagerung von Verunreinigungen aus dem Restgas am Palladium. Andererseits darf die Temperatur des Palladiumrohrs, während es der Wasserstoffatmosphäre ausgesetzt ist, nicht unterhalb von 150°C liegen, da sich sonst der Wasserstoff in die Gitterstruktur des Palladiums einlagert und zu dessen Versprödung führt [KG60]. Aufgrund der Baugröße der Filtereinheit und der für den Heizdraht zulässigen Oberflächenbelastung ergibt sich eine maximale elektrische Heizleistung von $P = 68 \text{ W}$. Damit kann bei einem Wasserstoffdruck im Reservoir von $P_{\text{Reservoir}} = 33 \text{ mbar}$ die Temperatur während der gesamten Reinigung über 150°C gehalten werden.

Während der Vorbereitung der Filtereinheit wird die Photokathode wie bereits in Abschnitt 6.5.1 beschrieben auf 550°C erwärmt und die Quelle für atomaren Wasserstoff durch Heizen der Kapillare auf 2200 K in Betrieb genommen. Zuletzt wird nach Gleichung 6.11 anhand des Kammerdrucks mit Hilfe des Dosierventils die gewünschte Flussrate eingestellt und der Shutter für die Reinigungsdauer pneumatisch verfahren, so dass der atomare Wasserstoff auf die Photokathode auftrifft.

Nach der Reinigung kann die Photokathode in der Präparationskammer aktiviert werden, um über die erreichbare Quantenausbeute eine Aussage über die Qualität der Reinigung zu erhalten. Ein weiteres Indiz für die Reinheit der Photokathodenoberfläche ist der Verlauf des Photostroms und damit der Quantenausbeute beim ersten Bedampfen mit Cäsium (siehe Abschnitt 6.5.2), da durch Cäsium allei-

²³ Da sich die Leitwerte innerhalb der Kammer ebenso wie die Pumpleistung der TVP nicht verändern und NEG-Pumpen erst bei einem hohen Grad der Sättigung geringere Pumpleistungen aufweisen, ist diese Annahme gerechtfertigt. Das Gettermaterial der in der Ladekammer eingebauten NEG-Pumpe ist bei einem Teilchenfluss von $3 \cdot 10^{-16} \text{ s}^{-1}$ nach ca. 300 Stunden mit Wasserstoff gesättigt, was ca. 1650 Reinigungen entspricht.

²⁴ Eine präzisere Kalibration ist mit einem kommerziell erwerblichen Massenflussregler möglich. Da diese jedoch nicht ausgeheizt werden können, wurde zu Gunsten der Reinheit des Wasserstoffs auf diese Methode verzichtet.

ne keine Photoemission stattfinden kann und somit ein größerer Anteil an Verunreinigungen zu einem höherem Photostrom führt.

Zur Überprüfung der Funktionsfähigkeit aller Komponenten und als erster Test des neuen Reinigungsverfahrens wurde eine Photokathode, deren Quantenausbeute nach der ersten Aktivierung ca. 1 % betrug und durch die Lagerung reduziert war, thermisch gereinigt. Durch die folgenden Aktivierung konnte wieder eine Quantenausbeute von ca. 1 % erreicht werden. Anschließend wurde die Photokathode mit atomarem Wasserstoff gereinigt und erneut aktiviert. Eine Steigerung der Quantenausbeute durch die Reinigung mit atomarem Wasserstoff wurde nicht erwartet, da diese nicht über ihren anfänglichen Maximalwert gesteigert werden kann. Jedoch konnte ein deutlicher Unterschied des Emissionsstroms und damit der Quantenausbeute beim ersten Bedampfen mit Cäsium gemessen werden. Abbildung 6.22 zeigt den Verlauf der Quantenausbeute während einer Aktivierungsprozedur nach einer thermischen Reinigung. Das erste Maximum der Quantenausbeute entsteht durch Bedampfen mit Cäsium, die folgenden Zyklen durch abwechselndes Bedampfen mit Sauerstoff und Cäsium (siehe auch zum Vergleich Abbildung 6.11).

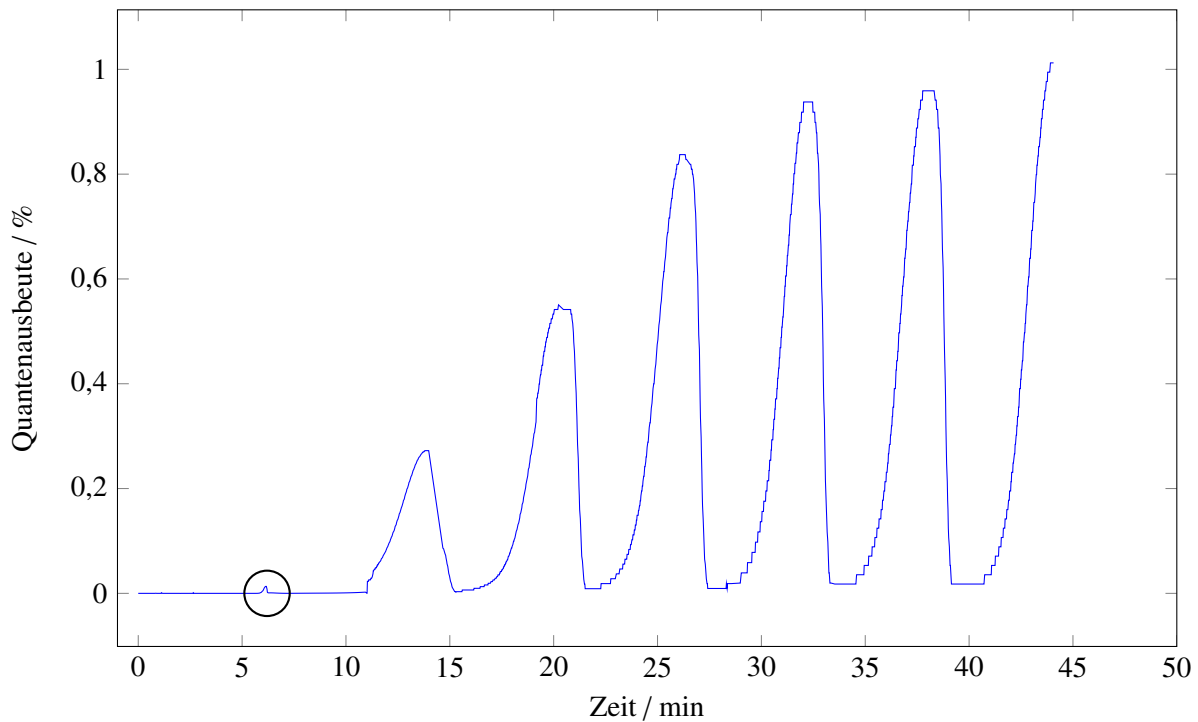


Abbildung 6.22: Verlauf der Quantenausbeute während einer Aktivierungsprozedur nach einer thermischen Reinigung. Das erste Maximum beim Bedampfen mit Cäsium liegt innerhalb des Kreises und ist in Abbildung 6.24 vergrößert dargestellt.

Abbildung 6.23 zeigt den Verlauf der Quantenausbeute während einer Aktivierungsprozedur nach einer Reinigung mit atomarem Wasserstoff, Abbildung 6.24 das erste Maximum der Quantenausbeute beider Aktivierungen vergrößert. Die Lichtleistung zu Beginn der Aktivierung und damit beim ersten Maximum der Quantenausbeute betrug bei beiden Messungen 1,7 mW ($\lambda = 633$ nm). Damit sind die dargestellten Quantenausbeuten direkt mit den entsprechenden Emissionsströmen verknüpft. Im Fall der Aktivierung nach der thermischen Reinigung stieg der Emissionsstrom deutlich über die Messgrenze von ca. 115 nA, bei der Aktivierung nach der Reinigung mit atomarem Wasserstoff wurde ein Maximalwert des Emissionsstrom von ca. 34 nA nicht überschritten.

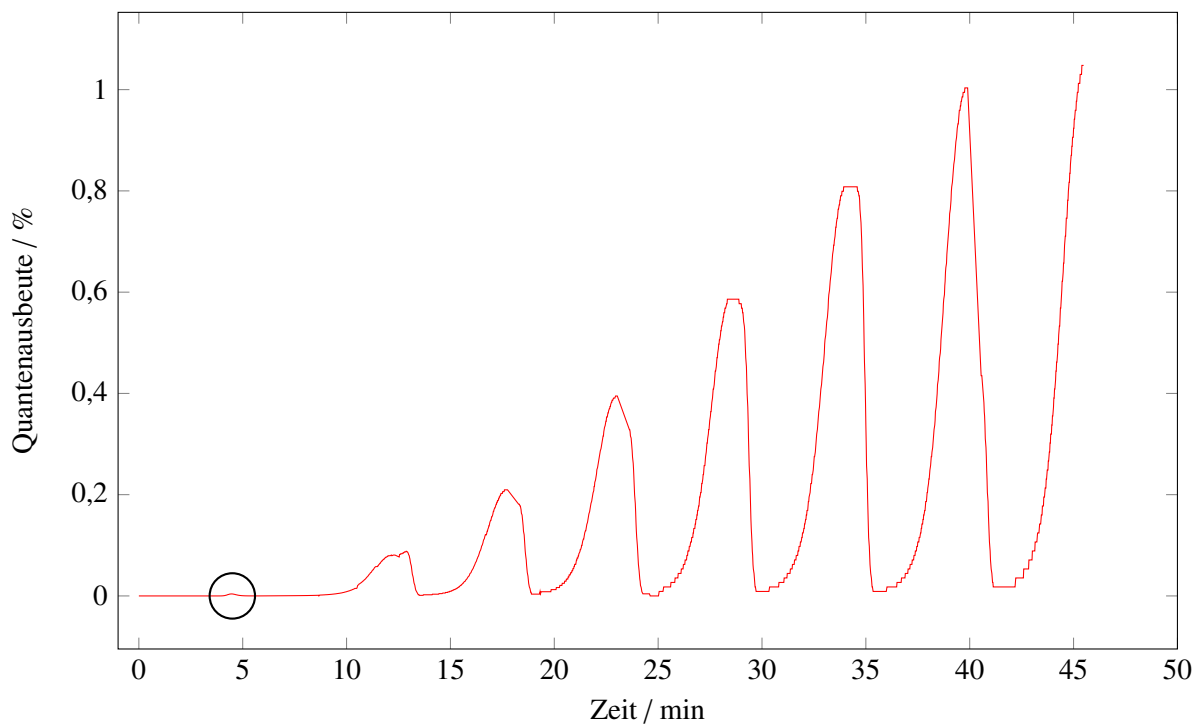


Abbildung 6.23: Verlauf der Quantenausbeute während einer Aktivierungsprozedur nach einer Reinigung mit atomarem Wasserstoff. Das erste Maximum beim Bedampfen mit Cäsium liegt innerhalb des Kreises und ist in Abbildung 6.24 vergrößert dargestellt.

Auch wenn keine quantitative Aussage über die Reinheit der Photokathodenoberfläche nach der Reinigung mit atomarem Wasserstoff aus der Messung abgeleitet werden kann, bestätigt sie deren Erfolg und belegt, dass die Anzahl der Verunreinigungen im Vergleich zur thermischen Reinigung allein reduziert werden konnte.

Um eine Steigerung der Quantenausbeute im Vergleich zur Heizreinigung beobachten zu können, muss die Photokathode zunächst so verunreinigt werden, dass sie durch das thermische Reinigungsverfahren nicht wieder ihren anfänglichen Wert von ca. 1 % bei einer Wellenlänge von $\lambda = 633$ nm erreicht. Durch mehrfaches Bedampfen der Photokathode mit Sauerstoff²⁵ und anschließender thermischer Reinigung und Aktivierung, wurde die Quantenausbeute sukzessive auf 0,3 % gesenkt. Nach der folgenden Reinigung mit atomarem Wasserstoff und der Aktivierung der Photokathode konnte der anfängliche Wert der Quantenausbeute von ca. 1 % wieder hergestellt werden.

Die Messungen zeigen, dass die Reinigung mit atomarem Wasserstoff mit den oben beschriebenen Parametern die Photokathodenoberfläche besser säubert als die Heizreinigung, sowie dass die anfängliche Quantenausbeute auch nach einer starken Verschmutzung bzw. einer Vielzahl von Aktivierungen wieder erreicht wird. Dies führt zu einer deutlich längeren Verwendungsdauer der im System befindlichen Photokathoden bevor diese durch neue ersetzt werden müssen.

Somit ist das gesamte System, bestehend aus Filter- und Dosiereinheit sowie der Quelle für atomaren Wasserstoff, betriebsbereit und sein erfolgreicher Einsatz konnte gezeigt werden. Auf weitere Messungen, insbesondere ob ein geringerer Fluss von Wasserstoffatomen oder eine niedrigere Temperatur der

²⁵ Hierzu wurde das auch zur Aktivierung verwendete Silberrohr genutzt und ca. die 30-fache Menge im Vergleich zu einer gesamten Aktivierungsprozedur eingelassen.

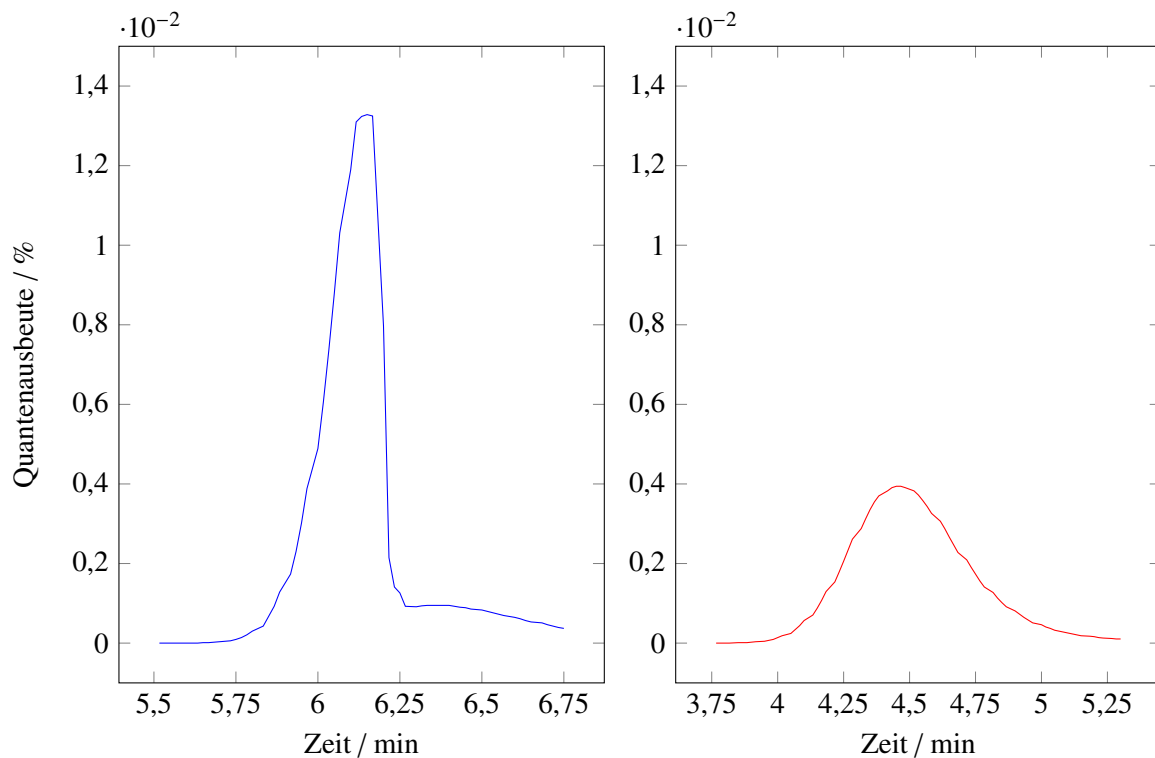


Abbildung 6.24: Erstes Maximum des Emissionsstroms und damit der Quantenausbeute beim ersten Bedampfen mit Cäsium während einer Aktivierungsprozedur nach einer thermischen Reinigung (blau) und während einer Aktivierungsprozedur nach einer Reinigung mit atomarem Wasserstoff (rot).

Photokathode für die gleiche Reinheit ausreichend ist, wurde aufgrund der Belastung der für den Betrieb der 50 kV-Quelle eingesetzten Photokathoden sowie der Komponenten der Ladekammer verzichtet.

Insgesamt konnte durch die längere Verwendbarkeit der Photokathoden und da die Zeit für den Austausch einer verschmutzten Photokathode durch die parallel zum Betrieb durchführbare Reinigung und Aktivierung deutlich reduziert wurde, die Verfügbarkeit der 50 kV-Quelle auf nahezu 100 % erhöht werden.

Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein neues, dreistufiges Schleusensystem für die 50 kV-Quelle konzipiert, aufgebaut und in Betrieb genommen. In diesem System können bis zu drei Photokathoden unter extremen Hochvakuumbedingungen gelagert und vor ihrem Einsatz parallel zum Beschleunigerbetrieb sowohl thermisch als auch mit atomarem Wasserstoff gereinigt und anschließend aktiviert werden.

Das System zur Reinigung mit atomarem Wasserstoff, bestehend aus einer Filter- und Dosiereinheit sowie einer Quelle für atomaren Wasserstoff, wurde aufgebaut, in Betrieb genommen und sein erfolgreicher Einsatz konnte durch Messungen bestätigt werden. Durch die Möglichkeit zur Reinigung der Photokathoden mit atomarem Wasserstoff werden die Anforderungen an die Qualität der Reinigung bezüglich der Reinheit und Ebenheit der Photokathodenoberfläche, sowie der Anzahl der oberflächennahen Störstellen deutlich besser erfüllt als durch das bisher verwendete Heizreinigungsverfahren allein. Dies führt zu einer erheblich längeren Verwendungsdauer der im System befindlichen Photokathoden bevor diese durch neue ersetzt werden müssen. Dadurch und da die Zeit für den Austausch einer verschmutzten Photokathode durch die parallel zum Betrieb durchführbare Reinigung und Aktivierung stark reduziert werden konnte, wurde die Verfügbarkeit der 50 kV-Quelle auf nahezu 100 % erhöht.

Weiterhin stehen nun Photokathoden mit höherer Quantenausbeute und größerer Emissionsfläche zur Verfügung, so dass ein Strahlstrom von 200 mA im Routinebetrieb erzeugt werden kann. Dies ist für den zukünftigen Beschleunigerbetrieb sowie die Durchführung geplanter hadronenphysikalischer Experimente gewünscht und erforderlich. Der Strahltransport zum Linearbeschleuniger LINAC 2 wurde zuerst simuliert, um einen Ausgangspunkt für die Justage der Magnetoptik des Transferkanals zu erhalten sowie um die grundsätzliche Durchführbarkeit einer Intensitätserhöhung zu überprüfen. Die zur Verfügung stehenden Strahl Diagnosesysteme wurden überarbeitet und anschließend mit der Optimierung der Magnetoptik begonnen. Es konnte ein Strahlstrom von 180 mA zum Eingang des Linearbeschleunigers transportiert werden. Damit konnte die Durchführbarkeit der Intensitätserhöhung sowohl theoretisch als auch praktisch gezeigt werden.

Durch zukünftige Untersuchungen sollte die Magnetoptik des Transferkanals weiter optimiert werden, so dass die gewünschten 200 mA Strahlstrom am Eingang des Linearbeschleunigers bereit stehen, um anschließend den Experimenten zugeführt werden zu können. Weiterhin können nun im neuen Schleusensystem verschiedene Photokathoden hinsichtlich ihrer Eigenschaften wie Quantenausbeute und Polarisationsgrad parallel zum Betrieb der 50 kV-Quelle untersucht werden, um unterschiedliche Anforderungen an den Elektronenstrahl zu erfüllen.

Literatur

- [AS86] K. Asakawa und S. Sugata, „Damage and contamination-free GaAs and AlGaAs etching using a novel ultrahigh-vacuum reactive ion beam etching system with etched surface monitoring and cleaning method“, *J. Vac. Sci. Technol. A* 4 (1986).
- [Aka+99] T. Akatsu u. a., „GaAs wafer bonding by atomic hydrogen surface cleaning“, *Journal Applied Physics* 86.12 (1999).
- [All+95] R. Alley u. a., „The Stanford linear accelerator polarized electron source“, *Nucl. Instr. Meth. A*.365 (1995) 1.
- [And+00] V. Andreev u. a., „Atomic and electronic engineering of p-GaAs-(Cs,O)-vacuum interface“, *AIP Conference Proceedings 570, SPIN 2000: 14th International Spin Physics Symposium*, 2000 901 –907.
- [Ani+05] A. Anisovich u. a., „Partial wave decomposition of pion and photoproduction amplitudes“, *Eur. Phys. J. A*.24 (2005) 111.
- [Aul+97] K. Aulenbacher u. a., „The Mami source of polarized electrons“, *Nucl. Instr. Meth. A*.391 (1997) 498.
- [Aul07] K. Aulenbacher, *Erzeugung intensiver hochpolarisierter Elektronenstrahlen mit hoher Symmetrie unter Helizitätswechsel*, Universität Mainz, 2007.
- [BB93] U. Bischler und E. Bertel, „Simple Source of atomic hydrogen for ultrahigh vacuum applications“, *J. Vac. Sci. Technol. A* 11 (1993).
- [Bal] *Automatisches UHV-Ionisationsvakuummeter IMG 040*, Balzers Aktiengesellschaft für Hochvakuumtechnik und Dünne Schichten, FL-9496 Balzers.
- [Bay+05] M. Baylac u. a., „Effects of atomic hydrogen and deuterium exposure on high polarization GaAs photocathodes“, *Phys. Rev. ST Accel. Beams* 8 (2005).
- [Bra69] W. A. Brainard, „THE THERMAL STABILITY AND FRICTION OF THE DISULFIDES, DISELENDIDES, AND DITELLURIDES OF MOLYBDENUM AND TUNGSTEN IN VACUUM (10^{-9} TO 10^{-6} TORR)“, Techn. Ber., Cleveland, Ohio: Lewis Research Center, 1969.
- [Buo94] J. Buon, „Beam Phase Space and Emittance“, *CERN Yellow Report* (1994), CERN-94-01.
- [CC74] J. Chelikowsky und M. Cohen, „Electronic Structure of GaAs“, *Phys. Rev. Lett.* 32 (1974) 674.

- [Cb] *Crystal-Barrel*, URL: <http://wwwnew.hiskp.uni-bonn.de/cb/>, Jan. 2013.
- [Che+92] W. Chen u. a., „Work function, electron affinity, and band bending at decapped GaAs(100) surfaces“, *J. Vac. Sci. Technol. B* 10(4) (1992) 1886–1890.
- [Cic+87] F. Ciccacci u. a., „GaAs/AlAs MONOLAYER SUPERLATTICES: A NEW CANDIDATE FOR A HIGHLY SPIN-POLARIZED ELECTRON SOURCE“, *Solid State Communications* 62.1 (1987) 1–3.
- [Cle+03] J. E. Clendenin u. a., „Recent Progress at SLAC Extracting High Charge from Highly-Polarized Photocathodes for Future-Collider Applications“, *10th Workshop on Polarized Sources and Targets*, Sep. 2003.
- [Del93] T. A. Delchar, *Vacuum Physics and Techniques*, Chapman und Hall, 1993.
- [Dur98] D. Durek, „Untersuchung des Einflusses von Gasen auf die Photoemission an Galliumarsenid-Kristallen - Ein Beitrag zur vakuumtechnischen Auslegung von Quellen polarisierter Elektronen“, BONN-IR-98-07, Diss., Universität Bonn, Mai 1998.
- [EW04] M. Eberhardt und J. Wittschen, *The 50 keV Source of Polarized Electrons at ELSA: Past and Future*, Seminarvortrag, 2004.
- [Eib+98] C. Eibl u. a., „Quantitative characterization of a highly effective atomic hydrogen doser“, *J. Vac. Sci. Technol. A* 16 (1998).
- [Els07] D. Elsner, „Untersuchung kleiner Partialwellenbeiträge in der Nähe dominierender Resonanzzustände des Protons mit linear polarisierten Photonen“, Diss., Universität Bonn, Apr. 2007.
- [FL77] G. Fishman und G. Lampel, „Spin relaxation of photoelectrons in p-type gallium arsenide“, *Physical Review B* 16.2 (Juli 1977).
- [Gow01] M. Gowin, „Optimierung der laserinduzierten Photoemission zur Erzeugung polarisierter Elektronenstrahlen an der 50 keV-Quelle der Bonner Beschleunigeranlage ELSA“, BONN-IR-2001-10, Diss., Universität Bonn, 2001.
- [Hei08] D. Heiliger, *Die Erzeugung eines spinpolarisierten Elektronenstrahls für die Beschleunigeranlage ELSA*, Universität Bonn, 2008.
- [Her88] W. B. Herrmannsfeldt, *EGUN - AN ELECTRON OPTICS AND GUN DESIGN PROGRAM*, University Stanford, California 94309, Okt. 1988.
- [Hil00] W. Hillert, *Erzeugung eines Nutzstrahls spinpolarisierter Elektronen an der Beschleunigeranlage ELSA*, Universität Bonn, 2000.
- [Hil06] W. Hillert, „The Bonn Electron Stretcher Accelerator ELSA: Past and future“, *The European Physical Journal A* 28 (2006) 139–148.
- [IY94] Y. Ide und M. Yamada, „Role of Ga₂O in the removal of GaAs surface oxides induced by atomic hydrogen“, *J. Vac. Sci. Technol. A* 12 (1994).
- [Igp] VARIAN, August 2013, URL: <http://www.home.agilent.com>.

- [Jon+27] H. Jones u. a., „THE RATES OF EVAPORATION AND THE VAPOR PRESSURES OF TUNGSTEN, MOLYBDENUM, PLATINUM, NICKEL, IRON, COPPER AND SILVER“, *Physical Review* 30 (Aug. 1927).
- [Jou08] K. Jouston, *Handbook of Vacuum Technology*, Wiley-VCH, 2008.
- [KG60] O. M. Katz und E. A. Gulbransen, „Permeability and Diffusivity of Hydrogen Through a Palladium Tube“, *The Review of Scientific Instruments* 31.6 (Juni 1960) 615–617.
- [KR10] E. Klempt und J.-M. Richard, „Baryon Spectroscopy“, *Rev. Mod. Phys* 82 (2010) 1095.
- [Kam09] S. Kammer, „Strahlpolarimetrie am CBELSA/TAPS Experiment“, Diss., Universität Bonn, Okt. 2009.
- [Kan] Kanthal, *Produktdatenblatt Kanthal A-1*.
- [Kha+04] A. Khatiri u. a., „Atomic hydrogen cleaning of GaAs(0 0 1): a scanning tunnelling microscopy study“, *Surface Science* 548 (2004).
- [Kik+94] T. Kikawa u. a., „Atomic hydrogen cleaning of GaAs and InP surfaces studied by photoemission spectroscopy“, *Surface Science* 316 (1994) 238 –246.
- [Kir+83] J. Kirschner u. a., „Energy- and Spin-Analysis of Polarized Photoelectrons from NEA GaAsP“, *Appl. Phys. A30* (1983) 177–183.
- [LS91] R. V. Latham und N. S.Xu, „“Electron pin-holes“: the limiting defect for insulating high voltages by vacuum, a basis for new cold cathode electron sources“, *Vacuum* 42.18 (1991) 1173–1181.
- [Las] *Test and Characterization of Laser Diodes: Determination of Principal Parameters*, Newport Corporation, Dez. 1999.
- [Lin] W. Lindenberg, *Schaltplan*.
- [MF74] R. U. Martinelli und D. G. Fisher, „The Application of Semiconductors with Negative Electron Affinity Surfaces to Electron Emission Devices“, *Proceedings of the IEEE*, Bd. 62, 10, Okt. 1974.
- [Mam+14] M. A. A. Mamun u. a., „Effect of heat treatments and coatings on the outgassing rate of stainless steel chambers“, *J. Vac. Sci. Technol. A* 32.2 (2014).
- [Mar+03] T. Maruyama u. a., „Atomic hydrogen cleaning of polarized GaAs photocathodes“, *Applied Physics Letters* 82.23 (2003).
- [Mar+04] T. Maruyama u. a., „Systematic study of polarized electron emission from strained GaAs/GaAsP superlattice photocathodes“, *Applied Physics Letters* 85.13 (2004).
- [Mar+] T. Maruyama u. a., „Suppression of the Surface Charge Limit in Strained GaAs Photocathodes“, *CP675, Spin 2002: 15 th Int'l. Spin Physics Symposium and Workshop on Polarized Electron*.
- [Mor+00] S. D. Moré u. a., „Cesiumoxide-GaAs Interface and layer thickness in NEA surface formation“, *AIP Conference Proceedings 570, SPIN 2000: 14th International Spin Physics Symposium*, 2000 916 –919.

- [Mur+04] B. Muratori u. a., „SPACE CHARGE EFFECTS FOR THE ERL PROTOTYPE AT DARESBURY LABORATORY“, *Proceedings of EPAC 2004*, Lucerne, Switzerland, 2004.
- [Nak+04] T. Nakanishi u. a., „Highly Polarized Electrons From GaAs-GaAsP and InGaAs-AlGaAs Strained Layer Superlattice Photocathodes“, *Proceedings of LINAC 2004*, Lübeck, Germany, 2004.
- [Nefa] B. Neff, *persönliche Mitteilung*.
- [Nefb] B. Neff, *technische Zeichnungen*.
- [Neg] SAES GETTERS, August 2013, URL: <http://www.saesgetters.com/>.
- [Orl+04] D. Orlov u. a., „Performance of the Cold Photocathode Gun at the Electron Target of the Heidelberg TSR“, *Proceedings of the 16th International Spin Physics Symposium and Workshop on Polarized Electron Sources and Polarimeters*, Okt. 2004.
- [Pas+97] S. Pastuszka u. a., „Elucidation of activation layer model by means of measurements of photoelectron energy distribution curves“, *AIP Conference Proceedings*, Bd. 421, Aug. 1997 493–494.
- [Pfe] *Vacuum Technology Know How - Pfeiffer Vacuum*, Okt. 2009.
- [Pie54] J. R. Pierce, „Theory and Design of Electron Beams“, Techn. Ber., D. van Nostrand Company, INC., 1954.
- [Pov+99] B. Povh u. a., *Teilchen und Kerne*, Springer, 1999.
- [Rie11] E. J. Riehn, „Photokathoden mit internem DBR-Reflektor als Quellen hochintensiver spinpolarisierter Elektronenstrahlen“, Diss., Universität Mainz, Juli 2011.
- [Sch10] H. Schmieden, „The BGO-Opendipole Setup at Elsa“, *International Journal of Modern Physics E*.19 (2010) 1043–1054.
- [Sep69] A. Septier, „Focusing of Charged Particles“, *Academic Press* (1969).
- [Sfb] *Sonderforschungsbereich Transregio 16: Subnuclear Structure of Matter - Elektromagnetische Anregung subnuklearer Systeme*, URL: <http://sfb-tr16.physik.uni-bonn.de>, Januar 2014.
- [Shu62] W. A. Shurcliff, *Polarized Light: Production and Use*, Harvard University Press, 1962.
- [Sin] C. K. Sinclair, „HIGH INTENSITY POLARIZED ELECTRON SOURCES“, *High-Energy Physics with Polarized Beams and Polarized Targets*.
- [Sta] S. State,
URL: <http://de.wikipedia.org/wiki/Galliumarsenid> (besucht am 7–2013).
- [Sug+88] S. Sugata u. a.,
„GaAs cleaning with a hydrogen radical beam gun in an ultrahigh-vacuum system“, *J. Vac. Sci. Technol. B* 6 (1988).
- [Tec] *tetra - H-flux - Atomic Hydrogen Source*, tetra GmbH, Frankfurt, Okt. 2004.
- [Ter+99] O. E. Tereshchenko u. a., „Atomic structure and electronic properties of HCl-isopropanol treated and vacuum annealed GaAs(100) surface“, *Applied Surface Science* 142 (1999) 75 –80.
- [Tho10] U. Thoma, „Baryon spectroscopy: Recent results from the Crystal Barrel/TAPS experiment at ELSA“, *AIP Conf. Proc.* 2010 1257.

-
- [Tog+98] K. Togawa u. a., „Surface charge limit in NEA superlattice photocathodes of polarized electron source“, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 414 (1998) 431–445.
- [Tom+06] P. Tomkiewicz u. a., „Comparative study of the GaAs(1 0 0) surface cleaned by atomic hydrogen“, *Applied Surface Science* 252 (2006) 7647–7658.
- [Vit+92] I. Vitomirov u. a., „Geometric ordering, surface chemistry, band bending, and work function at decapped GaAs(100) surfaces“, *Phys. Rev. B* 46 (1992) 13293–13302.
- [Wad+90] T. Wada u. a., „Influence of Exposure to CO, CO₂ and H₂O on the Stability of GaAs Photocathodes“, *Japanese Journal of Applied Physics* 29.10 (Okt. 1990) 2087 –2091.
- [Wei03] U. Weigel, „Cold Intense Electron Beams from Gallium Arsenide Photocathodes“, Diss., Universität Heidelberg, Nov. 2003.
- [Wil02] K. Wille, *Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen*, Teubner Verlag, 2002.
- [Woo+93] M. Woods u. a., „Observation of a charge limit for semiconductor photocathodes“, *J. Appl. Phys.* 73 (1993) 8531.
- [YI95] M. Yamada und Y. Ide, „Anomalous behaviors observed in the isothermal desorption of GaAs surfaces oxides“, *Surface Science* 339 (1995) L914 –L918.
- [Yam+92] M. Yamada u. a., „Interaction of atomic hydrogen with GaAs (001) surface oxide: volatile Ga-oxide formation“, *Applied Surface Science* 70/71 (1992) 531 –535.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Übersicht über die Bonner Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA (Stand: Januar 2014).	2
2.1	Die Gitterstruktur eines GaAs-Halbleiters.	7
2.2	Energieniveaus eines GaAs-Halbleiters.	8
2.3	Innere Struktur der Strained-Layer-Superlattice-GaAs-Photokathoden.	9
2.4	Erzeugung der negativen Elektronenaffinität.	10
3.1	Oberflächenbeschaffenheit einer GaAs-Photokathode.	16
3.2	Abnahme der Quantenausbeute über mehrere Aktivierungszyklen.	18
3.3	Erzeugung atomaren Wasserstoffs mittels eines heißen Filamentes.	21
3.4	Erzeugung atomaren Wasserstoffs mittels eines Hochfrequenzresonators.	22
3.5	Erzeugung atomaren Wasserstoffs in einer heißen Kapillare.	23
4.1	Aufbau der Betriebskammer der 50 kV-Quelle.	26
4.2	Schnitt durch die gesamte Kathode inklusive Kristallhalter.	26
4.3	Schnitt durch den Kristallhalter.	28
4.4	Dreidimensionale Darstellung des Kristallhalters.	28
4.5	Simulation der elektrischen Felder bei einer Spannung zwischen den Elektroden von 50 kV.	30
4.6	Quantenausbeute und Polarisationsgrad der Photokathoden.	31
4.7	Resonator des Titan-Saphir-Lasers.	32
4.8	Optischer Aufbau hinter dem Auskoppelspiegel.	32
4.9	Laserpuls des Titan-Saphir-Lasers.	33
4.10	Optischer Aufbau unterhalb der Betriebskammer der 50 kV-Quelle.	34
4.11	Polarisationsgrad des Laserlichts in Abhängigkeit der an der Pockelszelle angelegten Hochspannung.	35
4.12	Aufbau zum Einstellen der Wellenlänge des von den Laserdioden emittierten Laserlichts über die Temperatur der Dioden.	37
4.13	Abhängigkeit der emittierten Wellenlänge von der Temperatur der Laserdiode.	38
4.14	Das Vakuumsystem, die Magneto-optik und das Strahl Diagnosesystem des Transferkanals.	40
4.15	Schematischer Aufbau des Mott-Polarimeters an der 50 kV-Quelle.	44
5.1	Signalverarbeitung des Elektronen- und Laserpulses.	46
5.2	Messung der emittierten Ladung in Abhängigkeit der Energie des Laserlichts bei verschiedenen Abständen d zwischen Anode und Kathode.	46

5.3	Messung der emittierten Ladung in Abhängigkeit der Energie des Laserlichts bei verschiedenen Abständen d zwischen Anode und Kathode.	48
5.4	Zusammenhang des reziproken quadratischen Abstandes d^{-2} und der emittierten Ladung.	48
5.5	Graphische Darstellung der Lösung der paraxialen Differentialgleichung.	51
5.6	Graphische Darstellung der Lösung der paraxialen Differentialgleichung für verschiedene Strahlemittanzen.	53
5.7	Schematische Darstellung eines Drahtscanners und der Signal verarbeitenden Elektronik.	54
5.8	Der dritte Scanner im Transferkanal.	54
5.9	Schaltplan des Strom-Spannungswandlers und des Vorverstärkers.	55
5.10	Strahlprofilmessung in horizontaler Ebene mit dem ersten Drahtscanner bei einem Strom von 100 mA.	56
5.11	Strahlprofilmessung mit dem ersten Drahtscanner bei einem Strom von 200 mA.	57
5.12	Strahlprofilmessung mit dem dritten Drahtscanner bei einem Strom von 200 mA.	58
5.13	Kontrollsystemmenü zur Auswertung der Strahlprofilmessung.	59
6.1	Dreidimensionale Übersicht des neuen Schleusensystems.	62
6.2	Zeitlicher Verlauf des Drucks in einem nicht ausgeheizten Vakuumsystem.	64
6.3	Schematische Übersicht des neuen Schleusensystems.	68
6.4	Heißkathodenmessröhre.	70
6.5	Sicht von oben in die Aufbewahrungskammer.	73
6.6	Die Ladekammer während der Montage.	74
6.7	Innerer Aufbau eines Manipulators.	76
6.8	Transport eines Kristallhalter mit Hilfe eines Manipulators.	77
6.9	Zusammenhang zwischen logarithmierter Kristalltemperatur und logarithmierten Heizstrom.	79
6.10	Aktivierungseinheit in der Präparationskammer.	80
6.11	Eine typische Aktivierungsprozedur.	81
6.12	Die Pumpeinheit bestehend aus vier NEG-Modulen oberhalb des Drehtellers.	83
6.13	Drehteller in der Aufbewahrungskammer.	83
6.14	Die bewegliche Mechanik des Drehtellers vor der Montage in der Aufbewahrungskammer.	84
6.15	Reibung zwischen den Kugeln ohne Käfig.	85
6.16	Filterung, Einlass und Dissoziation von Wasserstoff in der Ladekammer.	87
6.17	Dreidimensionale Übersicht des Wasserstoff-Filters.	88
6.18	Der innere Aufbau der Filtereinheit.	89
6.19	Temperaturverlauf für eine elektrische Leistung von 29 W.	90
6.20	Temperatur der Kapillare in Abhängigkeit der elektrischen Leistung.	91
6.21	Dissoziationsrate in Abhängigkeit vom Teilchenfluss.	92
6.22	Verlauf der Quantenausbeute während einer Aktivierungsprozedur nach einer thermischen Reinigung.	95
6.23	Verlauf der Quantenausbeute während einer Aktivierungsprozedur nach einer Reinigung mit atomarem Wasserstoff.	96
6.24	Erstes Maximum des Emissionsstroms und damit der Quantenausbeute beim ersten Bedampfen mit Cäsium.	97

Tabellenverzeichnis

4.1	Maximale Leistung P_{max} , die minimale, die zentrale und die maximale Wellenlänge (λ_{min} , $\lambda_{zentral}$, λ_{max}) der vier Infrarot-Laserdioden nach Herstellerangaben.	38
5.1	Brennweiten f der (Doppel-)Solenoiden im Transferkanal.	52
6.1	Totaldrücke in den verschiedenen Kammern des neuen Schleusensystems und die in der jeweiligen Kammer eingesetzten Pumptypen.	69
6.2	Pumpleistungen der in der Ladekammer eingesetzten Pumpen für Wasserstoff.	94

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei den Personen bedanken, ohne deren Unterstützung diese Arbeit nicht entstanden wäre. Ich danke:

- Meinen Eltern Marianne und Kurt Heiliger für ihre Unterstützung und ihren Beistand in meinem gesamten bisherigen Leben. Ich bin sehr froh, dass sie mir den Weg, auch für meinen Erfolg im Studium, durch ihre Erziehung und die Vermittlung von Werten bereits sehr früh in meinem Leben geebnet haben und mich bis heute begleiten.
- Meiner Partnerin Julia Rieck für ihre Liebe, Geduld und moralische Ermutigung, besonders in der Endphase meiner Arbeit. Ich empfinde es als sehr großes Glück, dass ich eine so außergewöhnliche Frau gefunden habe, die mich in meinem gesamten Leben unterstützt.
- Herrn Priv.-Doz. Dr. Wolfgang Hillert für sein Vertrauen in meine Fähigkeiten und die Möglichkeit selbstständig und mit vielen Freiheiten wissenschaftlich Arbeiten zu dürfen. Das Thema dieser Arbeit hat mir sowohl fachlich als auch bezogen auf meine persönlichen Fähigkeiten sehr gelegen und ich habe die Zeit bei ELSA mit Herrn Hillert als Doktorvater sehr genossen.
- Herrn B. Neff, der mir sehr viel, auch neben der eigentlichen Arbeit, beigebracht hat. Die enge und persönliche Zusammenarbeit hat mir sehr viel Spaß gemacht und ich konnte durch ihn über die Physik hinaus viele ingenieurwissenschaftliche Fragestellungen klären. Besonders sein Einsatz bis in das Rentenalter hinein hat meine Promotion erst ermöglicht. Gefühlt hatte ich mit Herrn Neff einen zweiten Doktorvater.
- Frau Prof. Dr. Ulrike Thoma für die Übernahme des Koreferats, sowie Herrn Prof. Dr. Bastian Kubis und Herrn Prof. Dr. Hans-Josef Fabry für die Mitarbeit in der Prüfungskommission.
- Meinen Bürokollegen Manuel Schedler, Thorsten Pusch und Christine Reinsch für die sehr angenehme und fröhliche Zeit, aber auch für die Hilfe bei physikalischen Fragestellungen.
- Herrn Dr. Frank Frommberger und Dennis Proft, die mir jederzeit schnell und unkompliziert bei softwaretechnischen Problemen halfen.
- Philipp Hänisch für die ingenieurwissenschaftliche Unterstützung als Nachfolger von Herrn Neff, sowie für die Ruhe bei den Transfers der Photokathoden im neuen Schleusensystem.
- Herrn M. Brock für seine extrem unkomplizierte und hilfsbereite Art, was mir sehr viel Zeit erspart hat.
- Herrn Dr. Andreas Dieckmann für die Hilfe bei Problemen im elektronischen Bereich.

- Herrn Michael Humpert und Herrn Hans Bücking für die software- und hardwareseitige Unterstützung bei der Inbetriebnahme des neuen Schleusensystem.
- Jens-Peter Thiry, Jan Schmidt, Manuel Schedler, Jens Zappai und Sven Zander für das Korrekturlesen meiner Arbeit und die hilfreichen, fachlichen Anregungen.
- Der „guten Seele“ der ELSA-Gruppe, Sabine Germann.
- Generell allen aktuellen sowie ehemaligen wissenschaftlichen und fest angestellten Mitarbeitern der ELSA-Gruppe für das angenehme und stets von Hilfsbereitschaft geprägte Arbeitsklima.

Die obige Liste ließe sich noch um viele Namen erweitern, ich hoffe auch allen hier nicht erwähnten Personen ist mein Dank bewusst.

DANKE !!!