

Untersuchungen zur Lebensdauer von NEA- Photokathoden bei der Extraktion sehr hoher mittlerer Ströme

Dissertation
zur Erlangung des Grades
,Doktor der Naturwissenschaften'

am Fachbereich Physik, Mathematik und Informatik
der Johannes Gutenberg-Universität
in Mainz

von
Roman Barday
geboren in Protvino

Mainz 2007

Inhaltsverzeichnis

1	Motivation und Einleitung	3
1.1	Konzept zur Erzeugung polarisierter Elektronen.....	3
1.2	Derzeitige Anwendung von polarisierten Elektronen an Beschleunigern	4
1.3	Limitierung der existierenden Quellen	5
1.4	Polarisierte Quellen als „Showstopper“ zukünftiger Projekte	6
1.5	Ziel dieser Arbeit	9
2	Physikalischer Hintergrund.....	11
2.1	Struktur von GaAs	11
2.1.1	Polarisierte Elektronen aus GaAs	12
2.1.2	Hochpolarisierende Photokathoden	13
2.1.3	NEA-Photokathoden	15
2.1.4	Herstellung der NEA-Oberfläche in der Praxis	19
2.1.5	Modell der Photoemission	20
2.1.6	„Charge limit“ Effekt.....	24
2.2	Zerstörung der NEA-Oberfläche	25
2.2.1	Vakuumlebensdauer und Ladungslebensdauer.....	26
2.2.2	Chemische Modifikation durch oxidierende Substanzen	27
2.2.3	Zerstörung der NEA-Oberfläche durch Ionenbombardement	28
2.2.4	Feldemissions-induzierte Prozesse	29
2.2.5	Zusätzliche Zerstörung durch strahlinduzierte Prozesse	30
3	Basisaufbau für Experimente	31
3.1	Analyse des Potentials der vorhandenen Quelle für Hochstromexperimente. 31	
3.2	Der vorhandene apparative Aufbau	33
4	Neue experimentelle Ansätze	36
4.1	NEG Beschichtung	36
4.1.1	Wirkung einer NEG Beschichtung	37
4.1.2	Magnetronsputtern	39
4.1.3	Beschichtung von Bauteilen und Eigenschaften der NEG Filme	42
4.1.4	Aktivierung des NEG's.	43
4.1.5	Beschichtung der Vakuumkammer der Kanone	44
4.2	Hochleistungslaser	46
4.3	Photokathode	48
4.4	Strahlenergieerückgewinnung	51
5	Experimente und Resultate.....	54
5.1	Erwärmung der Photokathode	54
5.1.1	Eichung der Temperaturskala	56
5.2	Zusätzliches Ionenbombardement durch Ioneneinfang in der Strahlführung. 58	
5.2.1	Strahlpotential	61

5.2.2	Experiment zum Nachweis von Ionenrückströmung.....	63
5.3	Auswirkung der geringen Strahlverluste in der Strahlführung.....	65
5.3.1	Messung von Transmissionsverlusten	65
5.3.2	Vakuumverschlechterung im Faraday Cup durch strahlinduzierte Desorption.....	67
5.4	Rückströmung der Gase aus der Strahlführung in Abwesenheit des Strahls..	73
5.5	Bombardement der GaAs Photokathode mit Ionen	73
5.5.1	Versuch der Abschätzung der Stärke des Ionenbombardments.....	75
5.6	Ladungslebensdauer bei Anregung mit verschiedenen Photonenenergien.....	78
6	Experimente mit Energierückgewinnung zur Erzeugung extremer Ströme	80
6.1	Simulation des Kollektors mit SCALA	81
6.2	Impulsbetrieb des Kollektors und „Charge limit“ Effekt	81
6.3	Effizienz des Kollektors: Bedeutung von Sekundärelektronen	83
6.3.1	Bildung der Sekundärelektronen	86
6.3.2	Vergleich eines gebremsten mit einem ungebremsten Strahl im Hinblick auf die strahlinduzierte Desorption.....	89
6.3.3	Auswahl des Materials und Bremsenergie.....	90
6.4	Fazit	91
7	Vorschläge für die weitere Optimierung der Ladungslebensdauer	92
8	Zusammenfassung und Perspektiven für den Betrieb bei Strömen im Multimilliamperebereich.....	96
Anhang A	99
Anhang B	100
Anhang C	102
9	Literaturverzeichnis	105

1 Motivation und Einleitung

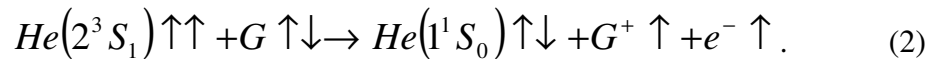
Man bezeichnet einen Elektronenstrahl als polarisiert, wenn die Spins der Elektronen eine Vorzugsorientierung besitzen. Die Polarisation P eines Elektronenstrahls ist als

$$P = \frac{N \uparrow - N \downarrow}{N \uparrow + N \downarrow} \quad (1)$$

definiert, hier ist $N \uparrow$ die Anzahl der Elektronen, die den „Spin-Up“ und $N \downarrow$ die Anzahl der Elektronen, die den „Spin-Down“ besitzen. Falls eine Achse existiert, für die gilt, dass $N \uparrow \neq N \downarrow$, spricht man von einem polarisierten Strahl.

1.1 Konzept zur Erzeugung polarisierter Elektronen

Zur Zeit existieren mehrere Methoden zur Erzeugung polarisierter Elektronen. Die sogenannte „Helium Afterglow“ Quelle z.B. basiert auf der chemischen Ionisation angeregter He Atome mit einem anderen Gas. ^4He Atome können z.B. durch Gasentladung angeregt und dann durch Laserstrahlung im Zustand 2^3S_1 polarisiert werden. Der Zustand 2^3S_1 liegt ~ 20 eV über dem Grundzustand. Deswegen können sich polarisierte Elektronen aus der Reaktion mit einem anderen Gas (G), wie z.B. Kohlendioxid oder Stickstoff ergeben:



Mit dieser Methode kann man bis zu $200 \mu\text{A}$ Strom mit 60% Elektronenpolarisation erzielen [1], allerdings mit relativ schlechter Qualität des Elektronenstrahls. Diese Methode wurde daher noch nie an einem Beschleuniger eingesetzt.

Anfang der 60-er Jahre wurde entdeckt, dass die Elektronenspins sich in einem Speicherring durch Synchrotronstrahlung in eine bevorzugte Richtung ausrichten, nämlich antiparallel zum Magnetfeld und damit senkrecht zur Flugrichtung des Elektronenstrahls [2]. Der Aufbau der transversalen Polarisation verläuft dabei exponentiell mit der Zeit:

$$P = P_\infty \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_p}\right) \right] \quad (3)$$

wobei $P_\infty = \frac{8}{5\sqrt{3}} = 92.4\%$ die maximal erreichte Polarisation und

$\tau_p = \frac{8}{5\sqrt{3}} \frac{mcR}{\hbar} \left(\frac{mc^2}{E}\right)^5 \frac{mcR^2}{e^2}$ die charakteristische Polarisationszeit ist. Hier ist m die Ruhemasse des Elektrons, c die Lichtgeschwindigkeit, \hbar die Plancksche Konstante,

e die Elementarladung und E die Energie der Elektronen, die sich im Speicherring mit dem Radius R bewegen. Aufgrund der starken Energieabhängigkeit kann diese Methode nur für einen hochenergetischen Strahl angewendet werden (Tabelle 1).

Maschine	Radius, m	Energie, GeV	Polarisationszeit, Minuten
ELSA	10,8	1.2	880
		3.5	5
PETRA	367	15	110
HERA	608	27.5	25
LEP	4250	104	10

Tabelle 1. Polarisationszeit an verschiedenen Beschleunigern.

Eine weitere Möglichkeit zur Erzeugung polarisierter Elektronen besteht in Elektronenemission aus einem Festkörper (v. a. aus Halbleitern) bei der Beleuchtung mit zirkular polarisiertem Licht. Die Vorteile dieser Methode liegen in der hohen Brillanz des Strahls und in der Möglichkeit, die Elektronenpolarisation schnell durch Umschalten der Lichtpolarisation zu wechseln.

1.2 Derzeitige Anwendung von polarisierten Elektronen an Beschleunigern

Die modernen Quellen polarisierter Elektronen basieren auf dem Prinzip der Photoemission von Elektronen aus GaAs-Halbleiterkristallen bei der Beleuchtung mit zirkular polarisiertem Laserlicht. Die auf dieser polarisierten Quelle basierenden, bereits existierenden Beschleuniger können sowohl mit c.w. Strahl betrieben werden, wie z.B. in Mainz am Mainzer Mikrotron (MAMI) [3] und am Beschleuniger CEBAF am Thomas Jefferson National Laboratory (TJNAF), als auch gepulst, wie z.B. am Linearbeschleuniger des Stanford Linear Accelerator Centers (SLAC) [4], MIT Bates [5], oder ELSA [6,7]. In Tabelle 2 sind die Betriebsparameter der polarisierten Quellen dargestellt.

Quelle	C.W.		Gepulst		
	MAMI	CEBAF	SLAC	MIT-Bates	ELSA
Elektronen Energie, keV	100	100	120	60	50
Pulslänge	-	-	2ns	35 μ s	1 μ s
Wiederholungsfrequenz, Hz	-	-	120	600	50
Mittlerer Strom, μ A	<200	<200	4	40	5
Extrahierte Ladung, Coulomb	100	500	1	140	1

Tabelle 2. Vergleich der Betriebsparameter der polarisierten Quellen, die an Beschleunigeranlagen eingesetzt werden.

Alle diese an sich sehr unterschiedlichen Maschinen haben aber gemeinsam, dass der mittlere Strom einige 100 μ A nicht übertrifft. Obwohl diese Limitierung in der

Regel auf die Konzeption der Beschleuniger bzw. der dort installierten Experimente zurückzuführen ist, würde eine weitere Steigerung des Strahlstroms auch durch die begrenzte Leistungsfähigkeit der polarisierten Quellen verhindert werden.

1.3 Limitierung der existierenden Quellen

Das Problem beim Einsatz einer polarisierten Photoquelle ist, eine ausreichend große Verfügbarkeit des Elektronenstrahls

$$V = 1 - \frac{t_{Ausfall}}{t_{Exp}} \quad (4)$$

zu erreichen. Die Hauptursache für Ausfallzeiten der Photoquelle liegt an der ständigen Abnahme der Quantenausbeute der Photokathode. Die Quantenausbeute ist definiert als Zahl der emittierten Elektronen pro auftreffendes Photon:

$$QE = \frac{N_{el}}{N_{ph}} \quad (5)$$

Je höher der Elektronenstrom ist, desto schneller nimmt die Quantenausbeute ab und umso kleiner ist gleichzeitig die Verfügbarkeit der Photokathode. Bislang konnten in Quellen an Beschleunigern nicht mehr als einige hundert Coulomb bei hoher Polarisation und einem Elektronenstrom von $\sim 100 \mu\text{A}$ kontinuierlich produziert werden. Die Verfügbarkeit des Strahls hängt von der Betriebsweise der Quelle der polarisierten Elektronen ab, wie z.B. der Stromstärke und den Vakuumbedingungen.

Um den Elektronenstrom konstant zu halten, muss die Laserleistung ständig erhöht werden (Abb. 1). Wenn die maximale Laserleistung erreicht wird, oder man die Laserleistung aus anderen Gründen nicht mehr erhöhen darf, kann der Abfall der Quantenausbeute, bzw. des Stromes, nicht mehr kompensiert werden, und das Experiment muss beendet werden. Danach muss eine neue Reaktivierung der Photokathode in einer speziellen Präparationskammer vorgenommen werden. Dies ist jedoch ein komplizierter technischer Ablauf, der selbst im günstigsten Falle ungefähr zwei Stunden dauert. Außerdem lassen sich die Kathoden nur 6-8 mal reaktivieren. Danach müssen neue Kathoden eingesetzt werden.

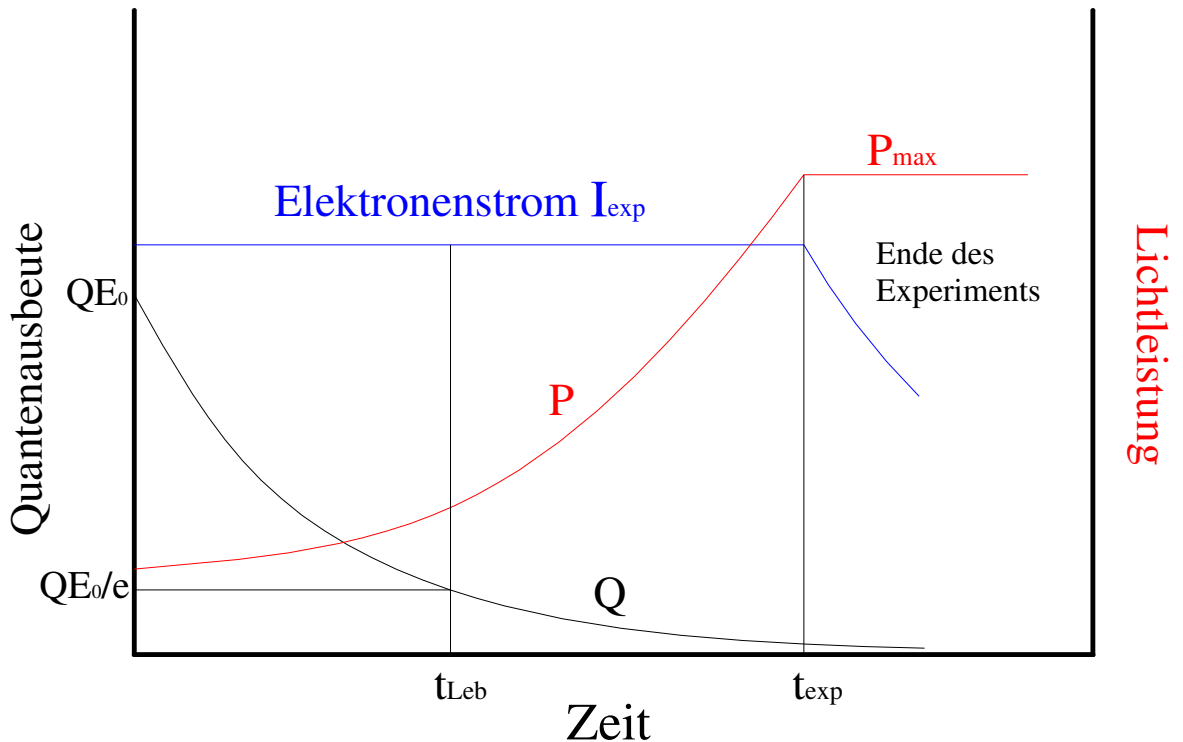


Abbildung 1. Schematische Darstellung der Bedingungen bei Strahlzeit.

Als Maß für die Qualität der polarisierten Quelle dient die Kathodenlebensdauer τ . Dies ist die Zeit, in der die Quantenausbeute auf $1/e$ des Anfangswerts abgesunken ist. In vielen (aber nicht in allen) Fällen ist der Abfall exponentiell, so dass man die Lebensdauer mit der Zeitkonstante τ der Exponentialfunktion identifizieren kann:

$$QE(t) = QE_0 e^{-\frac{t}{\tau}}. \quad (6)$$

1.4 Polarisierte Quellen als „Showstopper“ zukünftiger Projekte

Zukünftige Projekte wie z.B. EIC (Electron Ion Collider) oder das Aufpolarisieren von Antiprotonen erfordern mittlere Stromstärken im Bereich von 1 mA bis zu 1 A. Um hier erfolgreich arbeiten zu können, müssen Ladungsmengen von einigen tausend Coulomb in kurzer Zeit kontinuierlich produziert werden.

1) EIC

In letzter Zeit hat eine Initiative der USA, einen EIC zu bauen, großes Interesse geweckt. EIC, die neue Generation der Collider, bietet Untersuchungsmöglichkeiten der grundsätzlichen Eigenschaften der Materie bei hoher Energie. Die Maschine soll die Spinverteilung von Quarks und Gluonen in Hadronen untersuchen. Sie soll eine Antwort auf die Frage finden, wie Quarks und Gluonen den Spin des Nukleons bilden. Solche Maschinen benötigen hohe Energie (einige GeV), Luminosität (10^{33} - 10^{34} $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$) und Polarisation des Elektronenstrahls ($\sim 80\%$).

Eine Realisierungsmöglichkeit der Maschine wurde bereits entworfen [8]. ELIC (Electron Light-Ion Collider) basiert auf einem ERL (Energy Recovery Linac) am

Jefferson Lab und einem 50-100 GeV Speicherring für polarisierte Ionen. Abb.2 zeigt ein prinzipielles Schema des ELICs. Der longitudinal polarisierte Elektronenstrahl wird in einer polarisierten Quelle erzeugt und in den CEBAF Beschleuniger injiziert. Nach der Beschleunigung der Elektronen bis 5-10 GeV wird der Elektronenstrahl mit Ionen zur Kollision gebracht. Abhängig von der Luminosität ist ein mittlerer Elektronenstrom von 0.24 bis 2.5 A im Wechselwirkungspunkt erforderlich. Eine der wichtigsten Herausforderungen in diesem Projekt ist die Erzeugung und Beschleunigung des Elektronenstrahls mit hohem mittleren und Spitzenstrom und betrifft daher unmittelbar die Problemstellung dieser Arbeit.

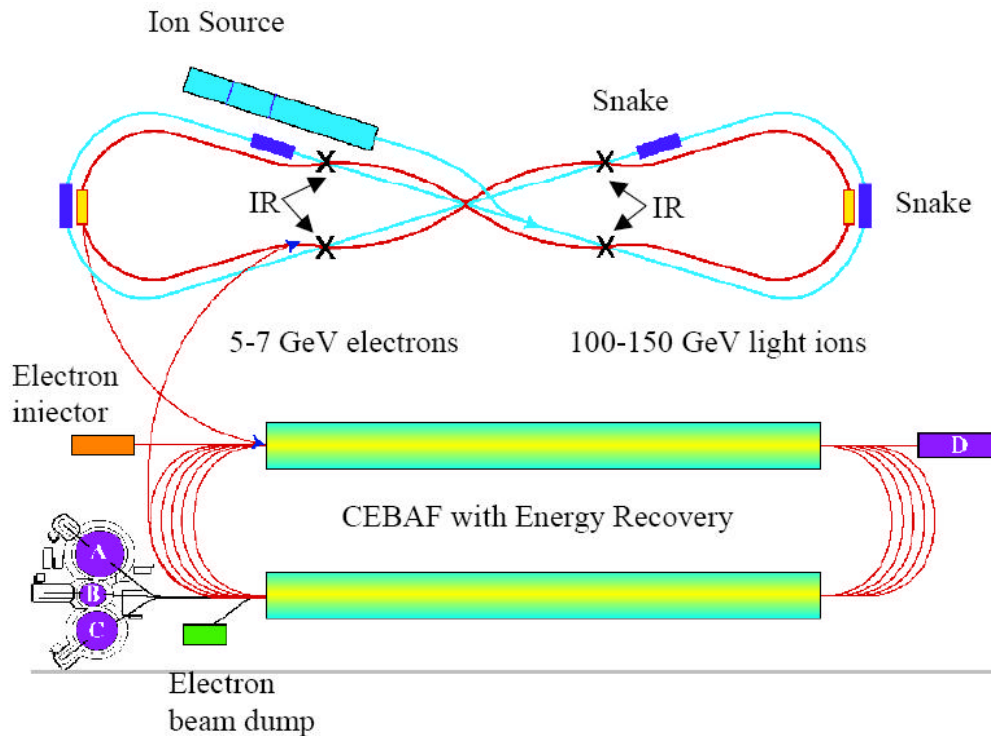


Abbildung 2. Das prinzipielle Schema des ELICs.

Um die Quelle der polarisierten Elektronen zu entlasten, wird zusätzlich ein Speicherring eingebaut [9]. Die Zahl der Umläufe des Elektronenstrahls im Speicherring R ist durch

- 1) den begrenzten mittleren Strom der Quelle, (R also möglichst groß)
- 2) die Strahllebensdauer im Speicherring, (R also möglichst klein)

eingegrenzt. Als Kompromiss wurde $R=100$ gewählt. Damit ist eine mittlere Stromstärke der Elektronen von 2.5 mA bis 25 mA vom ELIC Injektor erforderlich (was nach wie vor den Strom der existierenden Quellen um zwei Größenordnungen übertrifft). Nach der Beschleunigung im ERL werden die mit den Ionen zeitlich synchronisierten Elektronen in einen Speicherring injiziert und dort mit den Ionen beschossen. Nach 100 Umläufen im Speicherring werden Elektronen herausgezogen und in den Linac für die Energierückgewinnung zurückgelenkt. Zur gleichen Zeit wird für die Beschleunigung ein neuer Puls in den Linac injiziert.

2) ANTIPROTONENPOLARISATOR

Seit 2005 wird im Institut für Kernphysik in Mainz ein neues Konzept zur Polarisation von Antiprotonen untersucht. Das Prinzip der Antiprotonenpolarisation ist ähnlich zu dem des Elektronenkühlers. Läuft ein polarisierter Elektronenstrahl mit kleiner relativer Geschwindigkeit parallel zum Antiprotonenstrahl, kann er auf diesen Polarisation übertragen (Abb. 3).

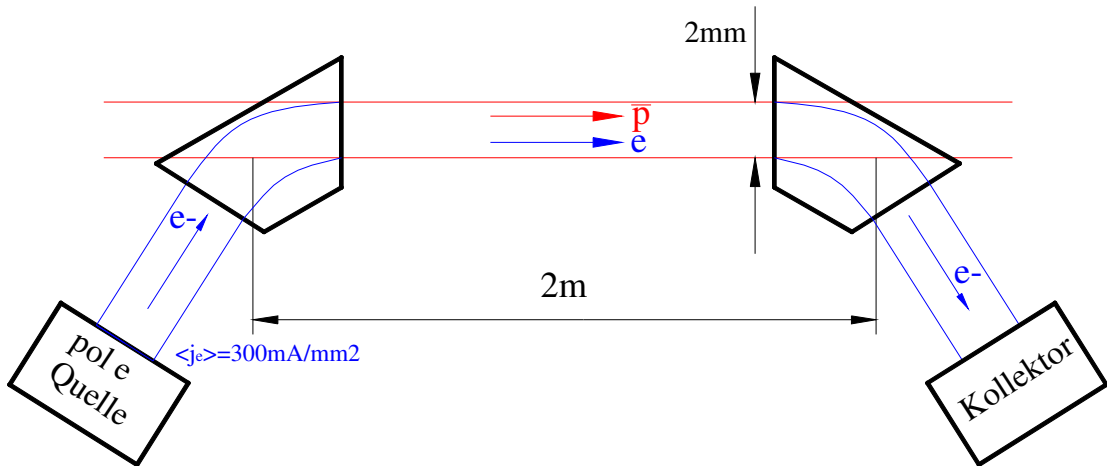


Abbildung 3. Das prinzipielle Schema des Antiprotonenpolarisators.

Hier kann eine Aufpolarisationszeit von 1.5 Stunden erreicht werden. Dafür muss der Elektronenstrahl mit dem Spitzenstrom 36 A und einem mittleren Strom von 960 mA auf der Überlappungsstrecke Elektronen-Antiprotonenstrahl von 2 m zur Verfügung stehen (Tabelle 3).

Kinetische Energie, keV	65
Mittlerer Strom, mA	960
Spitzenstrom, A	36
Wiederholungsfrequenz, MHz	2
Pulslänge, ns	13,3
Emittanz, π mm mrad	12
Überlappungsstrecke, m	2
Polarisationszeit, Stunden	1,5
Benötigte Ladungsmenge, C	5100

Tabelle 3. Parameter des Elektronenstrahls.

Während die geforderten Parameter des Elektronenstrahls wahrscheinlich erreichbar sind, ist die begrenzte Verfügbarkeit heutiger polarisierter Quellen ein limitierender Faktor für dieses Projekt. Wegen der niedrigen kinetischen Energie des Elektronenstrahls muss die Möglichkeit, den Elektronenstrahl rezirkulieren zu lassen (und damit den mittleren Strom der polarisierten Kanone zu reduzieren), noch untersucht werden.

1.5 Ziel dieser Arbeit

I. Wie man sieht, gibt es noch einen erheblichen Unterschied zwischen derzeitigen polarisierten Quellen und den Anforderungen der zukünftigen Projekte. Das Ziel dieser Arbeit besteht in der Untersuchung von Lebensdauereffekten bei sehr hohen Strömen, um nicht auf ‚Extrapolationen‘ angewiesen zu sein. Es sollte überprüft werden, ob es bei hohen Strömen ‚nichtlineare‘ Effekte gibt, die die Kathodenlebensdauer limitieren, bzw. ob in jedem Bereich zwischen der Ladung pro Kathodenlebensdauer und den Stromstärken ein in etwa antiproportionaler Zusammenhang besteht.

II. Strahlstromstärken von ~1 mA können an der Quelle PKA1 des Beschleunigers MAMI produziert, aber wegen der begrenzten Mikrowellenleistung und der Raumladungseffekte nicht bis auf 1.5 GeV beschleunigt werden. Trotzdem sind Experimente mit hohem mittleren Strom auch für MAMI, bzw. für die Quellen mit niedrigem Elektronenstrom wichtig, denn die Ursachen für die Abnahme der Quantenausbeute der GaAs Photokathode sind bis jetzt noch nicht vollständig erforscht. Auf jeden Fall tragen aber stromabhängige Effekte zur begrenzten Lebensdauer bei. Es muss angestrebt werden, die vorhandene Lebensdauer durch apparative Verbesserungen noch zu erhöhen. Die zu bestimmenden Lebensdauern würden bei den typischen Strömen an MAMI viele hundert Stunden betragen, was systematische Experimente fast unmöglich macht. Um den Einfluss strahlstrominduzierter Effekte auf die Kathodenlebensdauer effektiver untersuchen zu können, braucht man daher bedeutend höhere Stromstärken (siehe Anhang A).

III. Diese Arbeit beschäftigt sich im Wesentlichen mit GaAs-Photokathoden als Quellen für die polarisierten Elektronen. GaAs-Photokathoden haben jedoch noch eine Anwendung als Quelle unpolarisierter Elektronen. Die neue Generation beschleunigerbasierter Lichtquellen verlangt einen Elektronenstrahl mit extrem niedriger Emittanz und hohem Spitzenstrom. Die normalisierte transversale Strahlemittanz bei einer homogenen Beleuchtung der Kathode ist durch

$$\varepsilon_{rms}^n = 2\pi r \sqrt{\frac{E_{therm}}{mc^2}} \quad (7)$$

bestimmt, wobei r der Laserspot auf der Kathode und E_{therm} die thermische Energie ist. Es gibt im Moment 3 Kandidaten als Photokathoden für diese Quellen: GaAs [10] und etwas stabilere Alkalitelluride (KCsTe) [11,12] und Alkaliantimonide (K₂CsSb) [13].

Photokathode	λ , nm	E_{therm} , meV
KCsTe	260	300
K ₂ CsSb	530	600
GaAs	800	40
	510	100

Tabelle 4. Eigenschaften von Photokathode für Lichtquellen.

Wie man in Tabelle 4 sieht, eignen sich am besten GaAs-Photokathoden aufgrund ihrer exzellenten thermischen Strahlemittanz als Quellen für Beschleuniger basierte Lichtquellen, u.a. auch für Freie Elektronen Laser (FEL's). Wegen ihrer begrenzten

Stabilität wurde sie jedoch bislang nur in d.c. Quellen eingesetzt. Vielversprechende Ergebnisse wurden bereits erzielt [14]. In dieser Arbeit wurde untersucht, wie relevant diese Resultate für die polarisierten Quellen sind.

2 Physikalischer Hintergrund

Wie schon in Kapitel 1 gezeigt wurde, basieren moderne polarisierte Quellen auf GaAs-Photokathoden. In diesem Kapitel werden die Struktur des GaAs-Kristalls und der Mechanismus der Photoemission beschrieben. Es wird die Abhängigkeit der Quantenausbeute und der Polarisation von der Photonenenergie besprochen. Weiterhin beschäftigt sich dieses Kapitel mit der Entstehung der NEA-Oberfläche. Es werden auch die NEA-Oberfläche zerstörenden Effekte diskutiert.

2.1 Struktur von GaAs

GaAs gehört zu den III-V Halbleitern. Abb. 4 zeigt die Bandstruktur des GaAs-Kristalls. Wie man sieht, fällt das Maximum des Valenzbandes mit dem Minimum des Leitungsbandes am gleichen Wellenvektor des Elektrons zusammen, bei $k=0$, dem sogenannten Γ -Punkt. In diesem Fall spricht man von einem direkten Halbleiter, denn ein Elektron kann durch einen einstufigen, direkten Prozess ins Leitungsband angehoben werden. Der Abstand zwischen dem Maximum des Valenzbandes und dem Minimum des Leitungsbandes am Γ -Punkt wird Energielücke E_g genannt. Er beträgt für GaAs bei einer Temperatur von 300 K 1.42 eV.

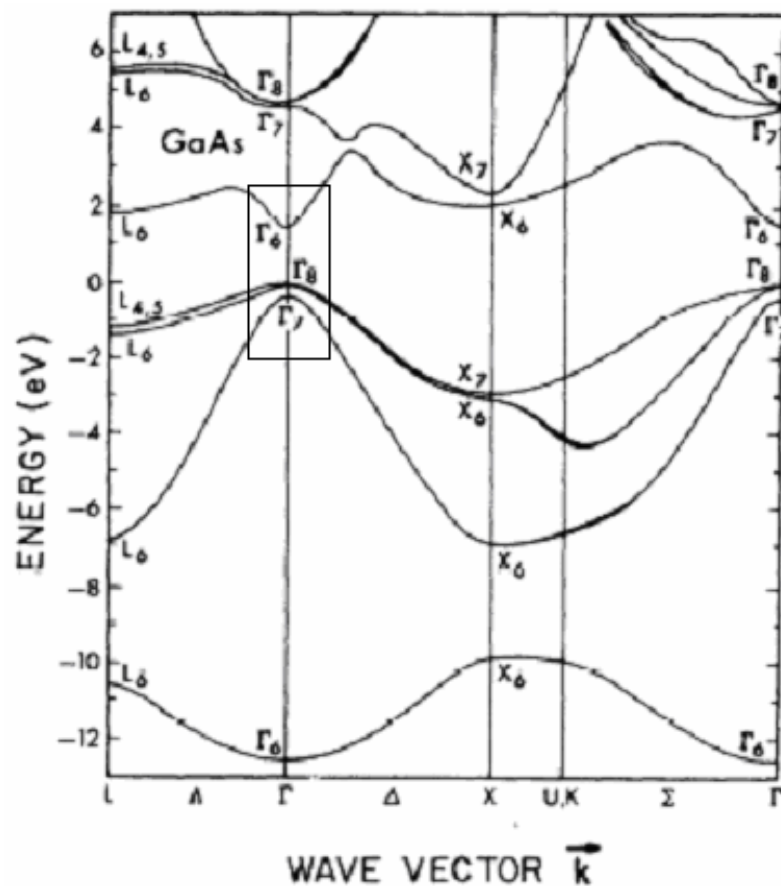


Abbildung 4. Bandstruktur von GaAs nach Chelikowsky [15].

2.1.1 Polarisierte Elektronen aus GaAs

Die Bandstruktur eines idealen GaAs-Kristalls ist noch einmal vergrößert in Abb.5 dargestellt. Man erkennt hier, dass das oberste Valenzband bei $k=0$ in ein $P_{3/2}$ (Γ_8) und ein $P_{1/2}$ (Γ_7) Band aufgespalten ist. Dabei sind die beiden Bänder um die Energie Δ separiert. Diese Feinstrukturaufspaltung beträgt in GaAs 0.34 eV.

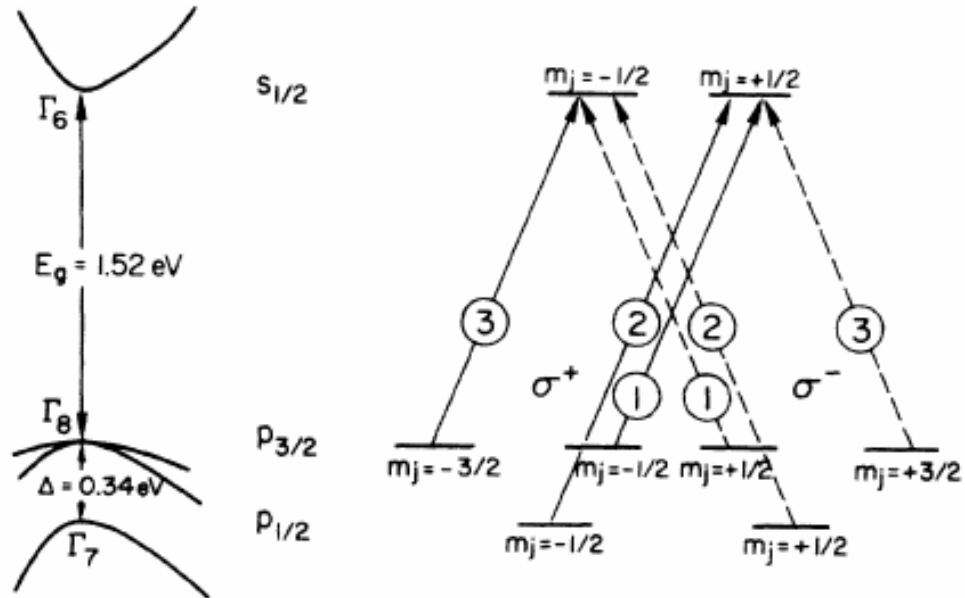


Abbildung 5. Bandstruktur von GaAs am Γ -Punkt bei $T=0$ und Absorption polarisierten Lichtes [16].

Die Tatsache, dass das oberste Valenzband vierfach entartet ist, ist für die Produktion des polarisierten Elektronenstrahls von großer Bedeutung. Wird der Kristall mit dem Polarisationszustand σ^+ und der Photonenenergie

$$E_g < \hbar\omega < E_g + \Delta \quad (8)$$

bestrahlt, dann sind nach den Auswahlregeln nur Übergänge mit $\Delta m_j = +1$ ($\Delta m_j = -1$ für σ^- Licht) erlaubt: aus dem Zustand $P_{3/2}$ ($m_j = -3/2, -1/2$) in $S_{1/2}$ ($m_j = -1/2, +1/2$). Die Übergänge $|3/2, 1/2\rangle$ in $|1/2, -1/2\rangle$ und $|3/2, 3/2\rangle$ in $|1/2, 1/2\rangle$ sind verboten.

Die Übergangswahrscheinlichkeiten aus dem Valenzband ins Leitungsband sind proportional zum Quadrat des Matrixelements $\langle f | \hat{H} | i \rangle$, dabei sind $|i\rangle$ und $|f\rangle$ Anfangs- und Endzustand und \hat{H} der Dipoloperator. Die Berechnung des Verhältnisses der erlaubten Übergangswahrscheinlichkeiten ergibt:

$$\frac{|\langle 1/2, -1/2 | \hat{H} | 3/2, -3/2 \rangle|^2}{|\langle 1/2, 1/2 | \hat{H} | 3/2, -1/2 \rangle|^2} = \frac{3}{1} \quad (9)$$

Das bedeutet, dass das $S_{1/2}$ -Niveau mit $m_j=-1/2$ dreimal stärker besetzt ist als mit $m_j=+1/2$, solange die Bedingung (8) erfüllt ist.

Wenn $N \uparrow$ die Zahl der Elektronen im Zustand $|1/2, 1/2\rangle$ ist und $N \downarrow$ die Zahl der Elektronen im Zustand $|1/2, -1/2\rangle$, dann ist die theoretische Polarisation aus der Gleichung (1) $P = \frac{1-3}{1+3} = -0.5$ für σ^+ Licht und $P = \frac{3-1}{1+3} = +0.5$ für σ^- Licht. Der Vektor der Elektronenspinpolarisation \vec{P} ist folglich antiparallel zum Drehimpulsvektor der Photonen orientiert.

Solange für die Photonenenergie gilt: $E_g < \hbar\omega < E_g + \Delta$, sind nur Übergänge „1“ und „3“ (Abb.5) aus dem Zustand $P_{3/2}$ in den Zustand $S_{1/2}$ möglich. Wenn die Photonenenergie aber größer als $E_g + \Delta$ ist, dann sind auch Übergänge „2“ aus dem Zustand $P_{1/2}$ möglich. Damit werden zusätzliche Elektronen im Zustand $|1/2, 1/2\rangle$ erzeugt, deswegen sinkt die Polarisation, sobald diese Übergänge beitragen, schnell auf Null ab.

2.1.2 Hochpolarisierende Photokathoden

Die Leistungsfähigkeit einer polarisierten Elektronenquelle ist durch ihren Gütefaktor (Figure of Merit)

$$FOM = P^2 I \quad (10)$$

bestimmt, wobei P die Polarisation des Elektronenstrahls und I seine Stromstärke ist. Der maximale Experimentierstrom ist oft durch die Messapparatur begrenzt, so dass die einzige Möglichkeit, den Gütefaktor zu verbessern, bzw. die Messzeit des Experiments zu minimieren, die Erhöhung der Polarisation ist.

Um eine Polarisation zu erzielen, die höher als 50% ist, muss die Entartung des $P_{3/2}$ -Niveaus aufgehoben werden. Dann ist bei geeigneter Photonenenergie nur ein Übergang möglich und man kann im Leitungsband ein vollständig polarisiertes Elektronenensemble erwarten. Ein Brechen der Symmetrie des Gitters führt zur Aufspaltung der Niveaus $|3/2, \pm 3/2\rangle$ und $|3/2, \pm 1/2\rangle$. Eine Möglichkeit, diese Symmetriebrechung in der Praxis zu realisieren, ist die Deformation (mechanische Verformung) des Kristallgitters durch Kombination von Materialien mit unterschiedlicher Gitterkonstante (Strained Layer), was zuerst im Jahr 1991 gelang [17]. Damals wurde die Emission der polarisierten Elektronen aus deformierten $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -Schichten untersucht. Die Elektronenpolarisation betrug dabei 70%.

Die aktive Schicht mit Gitterkonstante a wird auf dem Substrat mit einer anderen (normalerweise kleineren) Gitterkonstante a_0 aufgewachsen. Da das Gittervolumen unverändert bleibt und $a_0 < a$ ist, ist die Gitterstruktur der aktiven Schicht entlang dem Normal zur Oberfläche ausgedehnt (Abb.6). Die dabei entstehende Deformation kann durch

$$\varepsilon = \frac{a - a_0}{a} \quad (11)$$

bestimmt werden (ϵ beträgt typischerweise 1%).

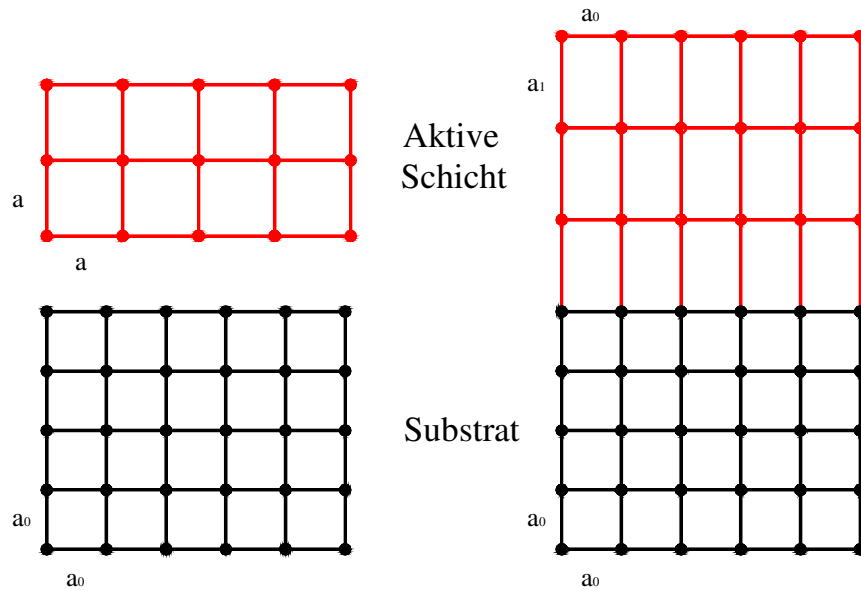


Abbildung 6. Deformierung der Gitterstruktur.

Eine Ausdehnung der Gitterstruktur in Richtung senkrecht zur Oberfläche führt zur Aufspaltung der Valenzbandzustände. Die Größe der Aufspaltung ΔE_{Strain} ist proportional zur Deformation ϵ und liegt bei ca. 50 meV. Bei geeigneter Photonenenergie ist jetzt nur ein Übergang möglich (Abb.7).

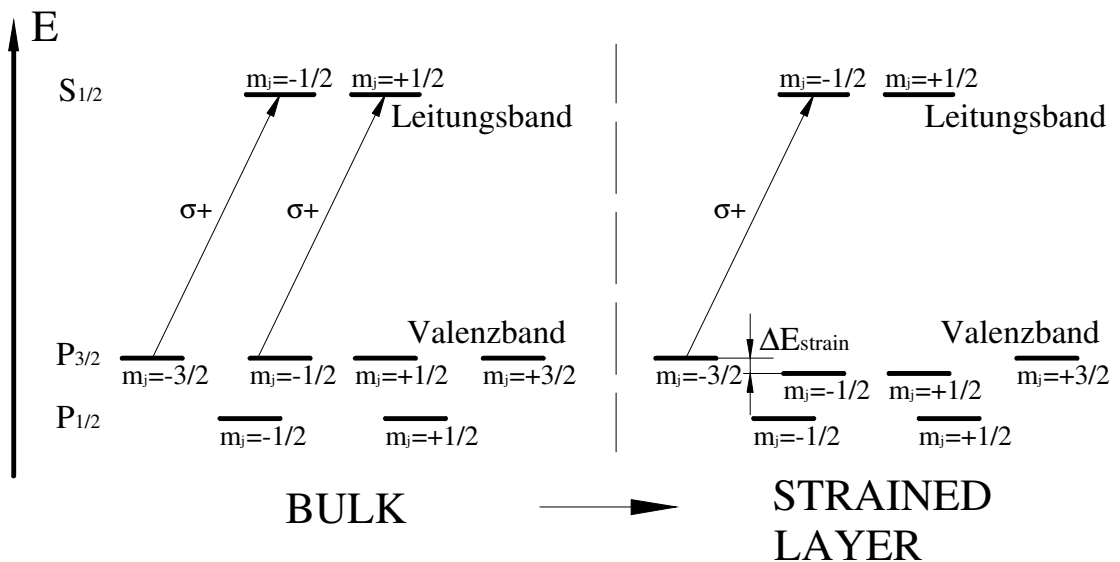


Abbildung 7. Absorption polarisierten Lichtes in einem unverformten GaAs und einem Strained Layer GaAs-Kristall.

Eine weitere Möglichkeit der Symmetriebrechung besteht in der Kombination von ultradünnen Schichten (~10 nm) mit verschiedenen Energielücken. Diese sogenannten Superlattice-Strukturen wurden als Photokathode für spinpolarisierte Elektronen von T.Nakanishi eingeführt [18].

2.1.3 NEA-Photokathoden

Negative Elektronenaffinität (NEA) wurde zuerst 1965 von Scheer und van Laar [19] beobachtet. Bei NEA-Photokathoden handelt es sich um einen spezifischen Zustand des Halbleiterkristalls, bei dem die Vakuumenergie energetisch unter dem Leitungsbandminimum liegt, was die Elektronenemission ermöglicht.

Das Leitungsband und das Valenzband sind in einem Halbleiter durch eine Energielücke vom Betrag E_g getrennt. Bei $T=0$ ist das Valenzband dann mit Elektronen aufgefüllt, das Leitungsband ist vollkommen leer. Solche Bänder tragen nicht zum Ladungstransport bei, denn es sind keine Ladungsträger für den Transport vorhanden.

Elektronen aus dem Valenzband können z.B. durch thermische Anregung oder durch Lichteinstrahlung ins Leitungsband angeregt werden. Elektronenausritt ins Vakuum wird aber durch eine Potentialbarriere der Höhe χ verhindert (Abb.8). χ wird als Elektronenaffinität bezeichnet und ist gleich der Differenz von Vakuumenergie E_{vak} und Energie des Leitungsbandminimums. Für eine reine GaAs Oberfläche beträgt χ ca. 4 eV. Die Austrittsarbeit ϕ wird als die Differenz zwischen Vakuumenergie und Fermienergie definiert $\phi = E_{\text{vak}} - E_F$.

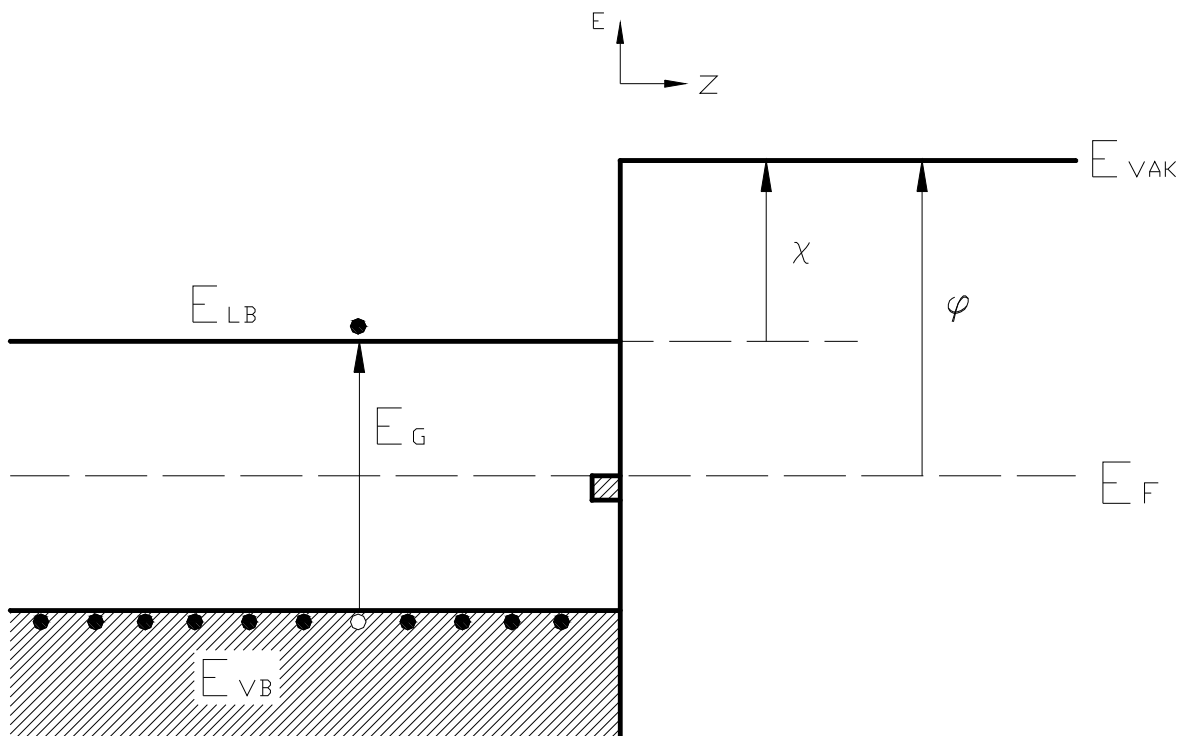


Abbildung 8. Potentialverlauf an einer undotierten GaAs-Oberfläche.

Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Zustand mit der Energie E von einem Elektron besetzt ist, wird durch die Fermi-Verteilung angegeben:

$$f(E) = \frac{1}{1 + e^{\frac{E - E_F}{k_B T}}} \quad (12)$$

Für den Fall $E - E_F \gg k_B T$ (~ 25 meV bei Zimmertemperatur) gilt:

$$f(E) = \frac{1}{1 + e^{\frac{E - E_F}{k_B T}}} \approx e^{-\frac{E - E_F}{k_B T}} \quad (13)$$

Die Dichte der besetzten Zustände im Leitungsband (Anhang C) ist durch

$$n = N_L \exp\left(-\frac{E_L - E_F}{k_B T}\right) \quad (14)$$

gegeben, wobei die effektive Zustandsdichte im Leitungsband $N_L = 2 \left(\frac{2\pi m_n^* k_B T}{h^2} \right)^{3/2}$ im GaAs etwa $4.7 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ beträgt. Die Dichte der Löcher im Valenzband ist durch

$$p = N_V \exp\left(-\frac{E_F - E_V}{k_B T}\right) \quad (15)$$

gegeben. Die effektive Zustandsdichte im Valenzband $N_V = 2 \left(\frac{2\pi m_p^* k_B T}{h^2} \right)^{3/2}$ im GaAs beträgt etwa $8 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Wegen der elektrischen Neutralität des Materials muss die Dichte der Elektronen im Leitungsband (eines reinen Halbleiters) gleich der Dichte der Löcher im Valenzband sein. Hieraus sowie aus (14) und (15) kann man das Fermi-Niveau in einem undotierten Halbleiter berechnen:

$$E_F = \frac{E_L + E_V}{2} + \frac{k_B T}{2} \ln\left(\frac{N_L}{N_V}\right) \quad (16)$$

Hieraus ergibt sich, dass das Fermi-Niveau ungefähr in der Mitte der Bandlücke (=verbotene Zone) liegt.

Bardeen hat in einer seiner Arbeiten [20] gezeigt, dass ein Halbleiter an seiner Oberfläche Zustände besitzt, deren Energieniveaus doch in der verbotenen Zone liegen. Das kann man so motivieren: Die Oberfläche des Kristalls bildet eine Störung des periodischen Gitters und führt zu besonderen Energiezuständen.

Durch die Besetzung der Oberflächenzustände mit Löchern entsteht in einem p-dotierten GaAs-Kristall ein elektrisches Feld, was zur Bandbiegung führt (Abb.9). Die Bandbiegung im GaAs-Kristall beträgt $V_{BB} \sim 0.7$ eV, ihre Breite ist durch [21]

$$d = \sqrt{\frac{2\epsilon_0\epsilon_r V_{BB}}{e^2 p}} \quad (17)$$

gegeben, wobei ϵ_r (Dielektrizitätskonstante) ~ 13 für GaAs und p die Konzentration der Akzeptoren ist. Für die in dieser Arbeit benutzten GaAs-Kristalle mit einer Dotierung von $2 \cdot 10^{19}$ Zinkatomen pro Kubikzentimeter beträgt die Breite der Bandverbiegungszone d etwa 6 nm. Das durch die Bandbiegung entstehende elektrische Feld beträgt also $E = 100$ MV/m.

In einem p-dotierten GaAs-Kristall entstehen durch die Störung der Kristallsymmetrie (durch die statistisch ins Kristallgitter eingebauten Dotierungsatome) zusätzliche Elektronenniveaus (Abb.9), die ca. $E_A = 50$ meV über dem Valenzband liegen. Laut Joyce-Dixon Näherung [22] liegt das Fermi-Niveau bei einem p-dotierten GaAs-Kristall nicht mehr in der Mitte der verbotenen Zone, sondern nah an der Valenzbandkante:

$$E_F = E_{VB} - k_B T \left[\ln \frac{p}{N_V} + \frac{p}{\sqrt{8N_V}} \right]. \quad (18)$$

Dabei wird die Elektronenaffinität um etwa $E_G/2 \sim 0.7$ eV kleiner, bleibt aber noch positiv, was nach wie vor den Elektronenaustritt ins Vakuum verhindert. Die Austrittsarbeit bleibt unverändert. Man muss noch erwähnen, dass sich bei einer bestimmten Dotierung und zwar ab $p > N_V = 8 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ das Fermi-Niveau sogar im Valenzband befindet. Es liegt Entartung vor.

Außerdem verändert sich nach Casey [23] in einem p-dotiertem Halbleiter auch die Größe der Energielücke:

$$E_g (eV) = 1,424 - 1,6 \cdot 10^{-8} \left[p (\text{cm}^{-3}) \right]^{1/3}. \quad (19)$$

Für einen GaAs Kristall, der eine Dotierung von $p = 2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ besitzt, ändert sich die Energielücke im Vergleich zu einem undotierten Kristall um 43 meV.

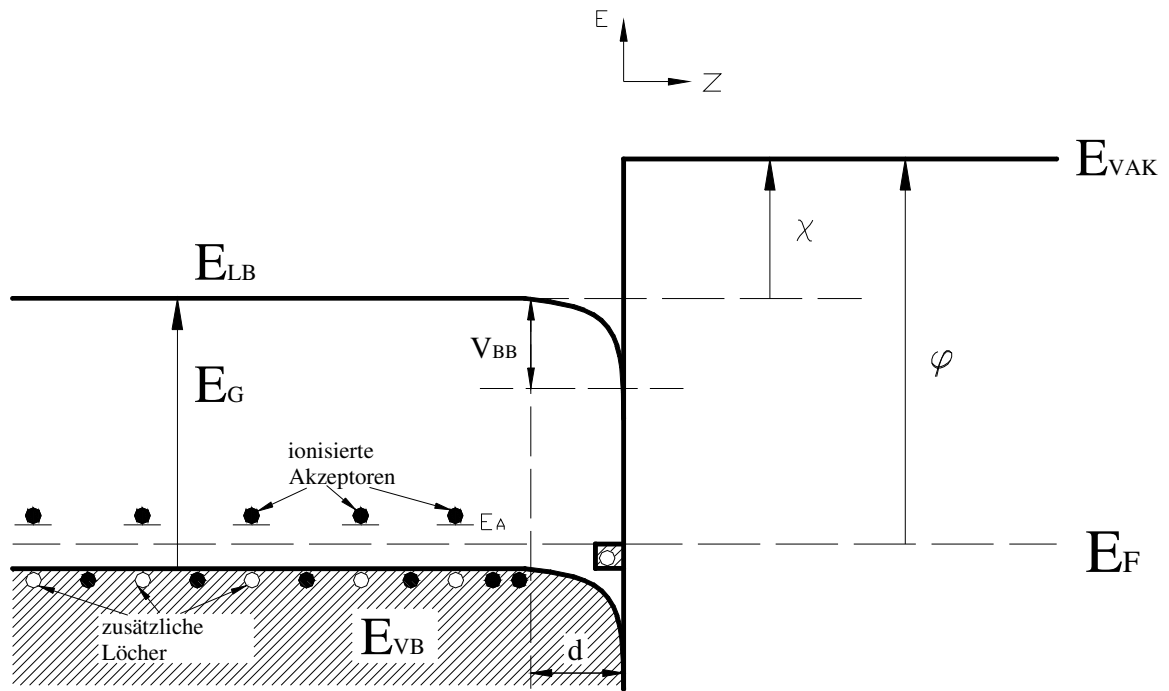


Abbildung 9. Bandbiegung durch p-Dotierung.

Cs-Atome geben bei Anlagerung an die GaAs-Oberfläche leicht ein Elektron aus der äußeren Atomshale ab, dabei wird an der Oberfläche eine Dipolschicht ausgebildet. Hierdurch wird das Vakuumniveau bis unter das Leitungsbandminimum abgesenkt (Abb.10). Der Wert

$$\chi_{eff} = \chi - V_{BB} \quad (20)$$

wird als negative Elektronenaffinität bezeichnet. Durch eine Oberflächenbedeckung mit Cs kann man die Elektronenaffinität $\chi_{eff} \sim -0.25$ eV erreichen [24]. Durch weitere Oberflächenbedeckung mit Cs und einem Oxidationsmittel (Sauerstoff oder Fluor) ändert sich die Form der Bandbiegung, dadurch vergrößert sich die Quantenausbeute um den Faktor 5. Die dabei hinzukommende Absenkung der Austrittsarbeit ist gering und liegt bei ca. 50 meV. Das ist ein Hinweis dafür, dass Mechanismen in der Bandbiegungszone einen starken Einfluss auf die Elektronenemission haben. Die durch die oben genannten Maßnahmen entstehende Potentialwand ist schmal genug, um ein Tunneln der Elektronen zu ermöglichen. Es werden allerdings nicht alle, sondern nur $\sim 10\%$ direkt durchtunneln; solche Elektronen werden dann mit einer kinetischen Energie von $|\chi_{eff}|$ ins Vakuum austreten. Der Rest wird von der Cs₂O Barriere zurückreflektiert und kann nach weiteren Stößen, die in der Regel mit einem Energieverlust einhergehen, erneut gegen die Barriere anlaufen. Dann werden Elektronen entweder mit geringerer Energie ins Vakuum emittiert oder schließlich nach erheblichen Energieverlusten in der Bandbiegungszone gefangen und dann mit Löchern aus dem Valenzband rekombinieren.

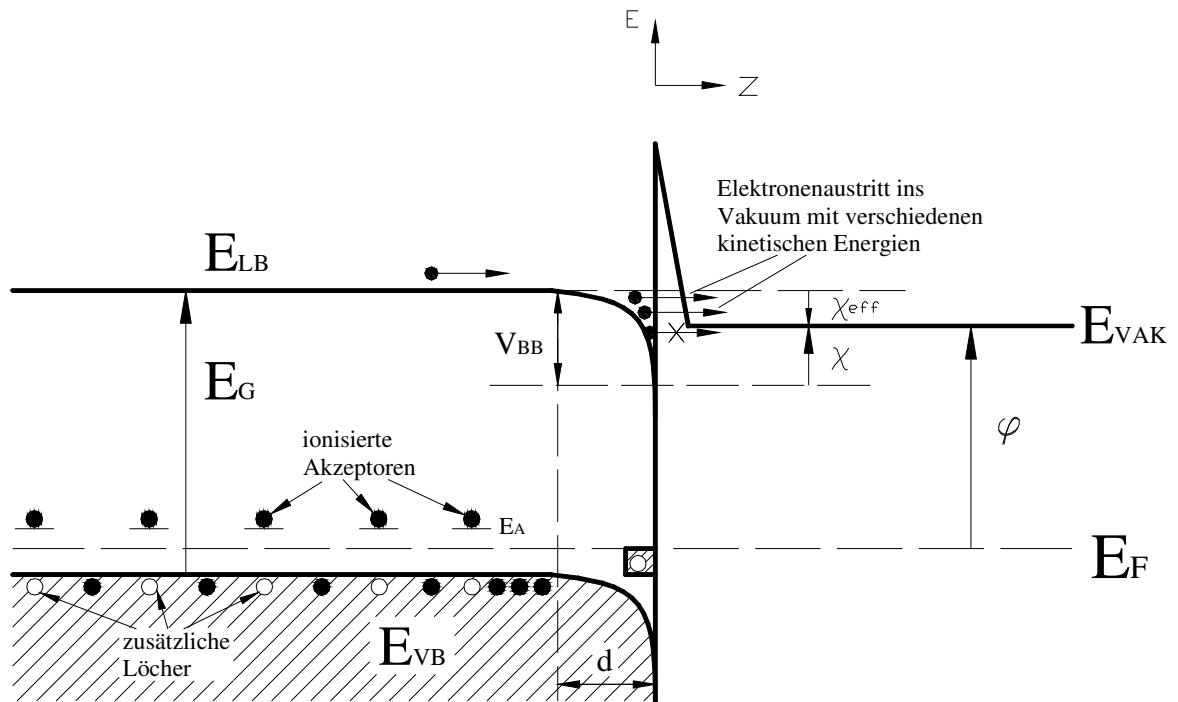


Abbildung 10. Absenkung der Vakuumenergie durch Aktivierung mit Cs und einem Oxidationsmittel.

2.1.4 Herstellung der NEA-Oberfläche in der Praxis

In der Praxis an MAMI wird eine GaAs-Photokathode in einer speziellen Präparationsvakuumkammer zur negativen Elektronenaffinität formiert. Die Aktivierung beginnt mit einer thermischen Reinigung der Oberfläche (obwohl es auch andere Methoden der Kathodenoberflächereinigung gibt, wie z.B. chemisches Ätzen, oder Reinigung mit Wasserstoffplasma). Die Oberfläche enthält verschiedene Oxide. Einige, wie z.B. As_2O_3 , kann man schon bei einer Temperatur von 500°C entfernen, andere, wie z.B. Ga_2O_3 benötigen höhere Temperaturen [25]. Die obere Grenze wird durch die Verdampfungstemperatur (610°C für GaAs) begrenzt. Deswegen werden Kathoden bei ca. $(580-600)^\circ\text{C}$ gereinigt. Dann wird eine Stunde gewartet, bis die Kathode auf Zimmertemperatur abgekühlt ist.

Der nächste Schritt besteht im Aufbringen einer Cs-Schicht auf die jetzt saubere Oberfläche mit einem sogenannten Cs-Dispenser. Wird der Cs-Dispenser durch Stromfluss erhitzt, so wird gasförmiges Cs freigesetzt und auf die GaAs-Oberfläche aufgedampft. Nach der Erreichung des Maximums der Quantenausbeute wird noch eine Sauerstoff- oder Fluorquelle geöffnet. Wenn das Endmaximum der Photoemission erreicht wird, wird die Sauerstoff-Fluorquelle geschlossen und der Cs-Dispenser ausgeschaltet.

Um die Quantenausbeute während der Präparation kontrollieren zu können, wird die GaAs-Kathode mit einem He-Ne Laser beleuchtet (Abb.11). Außerdem befindet sie sich etwa 1 cm über einer Ringanode, die auf positives Potential von 100 V gelegt ist, so dass die Kontrolle der Photoemission während der Aktivierung möglich ist. Zahlreiche Reaktivierungen zeigen, dass die Endquantenausbeute vom zeitlichen Verlauf des QE-Anstiegs im Wesentlichen unabhängig ist.

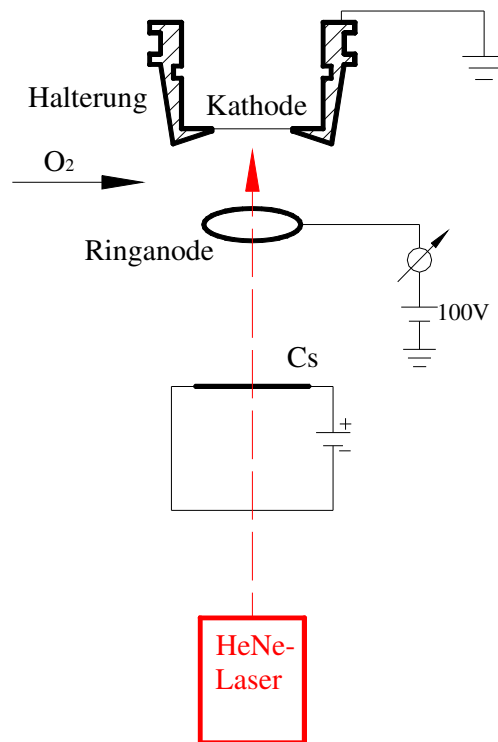


Abbildung 11. Präparation einer GaAs-Photokathode.

2.1.5 Modell der Photoemission

Nach der Präparation der Photokathode zur negativen Affinität kann sie Elektronen emittieren. Photoemission von Elektronen aus Halbleiter-Photokathoden kann nach Spicer [26] als dreistufiger Prozess betrachtet werden:

- 1) Absorption eines Photons, dabei wird das Elektron ins Leitungsband angeregt
- 2) Transport des Elektrons zur Kristalloberfläche durch Diffusion
- 3) Emission des Elektrons ins Vakuum durch Tunneleffekt

1) Absorption eines Photons

Wird ein Halbleiter mit Licht beleuchtet, dessen Energie größer als die Bandlücke des Halbleiters ist, so kommt es zur Absorption des Lichtes. Die Energie eines Photons wird dazu verwendet, ein Elektron aus dem Valenzband ins Leitungsband anzuheben. Die Differenz $h\nu - E_G$ zwischen Photonenenergie und Energielücke wird dann fast vollständig als Wärme ans Kristallgitter übertragen, diese Energie ist allerdings für Photonen mit Energien in der Nähe der Bandlücke sehr klein und kann den Kristall nicht erwärmen. Im Gegensatz dazu wird die gesamte Photonenenergie bei nicht strahlenden Rekombinationsprozessen auf das Kristallgitter transferiert und erwärmt damit den Kristall.

Die Lichtintensität nimmt beim Eindringen ins Innere des Kristalls exponentiell ab:

$$I(z) = I_0 e^{-\alpha z} \quad (21)$$

wobei I_0 die Lichtintensität an der Oberfläche, z die Entfernung von der Oberfläche, und $\alpha = \alpha(\nu)$ der optische Absorptionskoeffizient für Photonen ist. Der reziproke Wert des Absorptionskoeffizienten ist die Eindringtiefe des Lichtes. In Abb. 12 sieht man, dass das niederenergetische Licht tiefer in den Kristall eindringt als hochenergetisches. Die Eindringtiefe des Lichtes in GaAs beträgt $1/\alpha \sim 150$ nm für $\lambda = 532$ nm und ~ 900 nm für $\lambda = 808$ nm*. Die Photoelektronen stammen also in beiden Fällen aus einer größeren Tiefe als die Ausdehnung der Bandbiegungszone $d \sim 6$ nm.

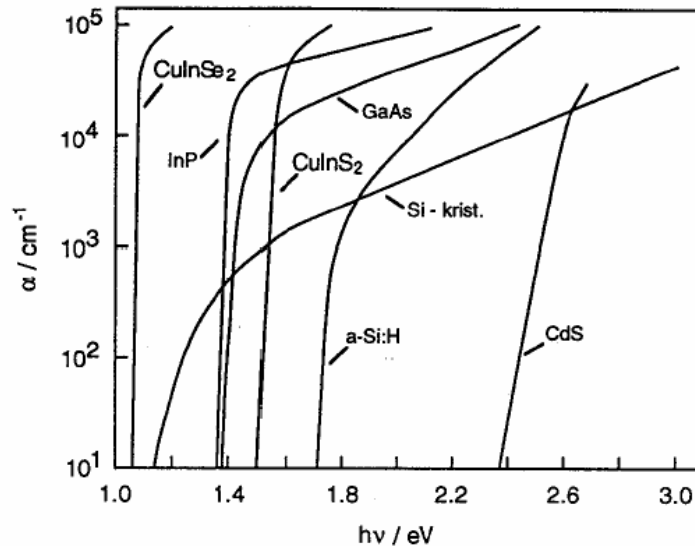


Abbildung 12. Optischer Absorptionskoeffizient als Funktion der Photonenenergie für verschiedene Halbleiter.

2) Transport des Elektrons zur Oberfläche

Die ins Leitungsband angeregten Elektronen thermalisieren sehr schnell (< 1 ps) durch Streuung an ionisierten Störstellen und Phononen. Nach der Thermalisierung bewegen sie sich bis zur Rekombination ins Valenzband mit der Geschwindigkeit

$$v = \sqrt{\frac{3k_B T}{m^*}} \quad (22)$$

im Leitungsband, wobei m^* hier die effektive Masse (siehe Anhang C) ist. Bei Zimmertemperatur beträgt diese Geschwindigkeit $v = 4.5 \cdot 10^7$ cm/s. Nach jedem Stoß bewegen sich Elektronen in zufälliger Richtung weiter durch den Kristall. Die mittlere freie Weglänge (die Strecke, die ein Elektron zwischen zwei Zusammenstößen zurücklegt) kann durch

$$l = \frac{3D}{v} \quad (23)$$

* Laser mit diesen Wellenlängen werden bei den späteren Versuchen verwendet.

bestimmt werden, wobei D die Diffusionskonstante ist. Sie ist von der Dotierung des Halbleiters abhängig und beträgt für unsere Photokathoden mit einer Dotierung von $2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ etwa $38.8 \text{ cm}^2/\text{s}$ (siehe Anhang B). Die Elektronen legen also ca. 26 nm zurück, bevor sie einen Stoß erfahren, damit beträgt die mittlere Stoßzeit ca. 57 fs . Bevor Elektronen die Oberfläche erreichen, erfahren sie also im Mittel mehrere Streuprozesse.

In [27] wurde gezeigt, dass die mittlere Emissionszeit bei hoher Dotierung quadratisch mit der Entfernung von der Oberfläche steigt. Daraus ergibt sich, dass die 'roten' Elektronen* ~ 35 mal mehr Zeit brauchen um die Oberfläche des Kristalls zu erreichen als die 'grünen' (unter der Voraussetzung, dass die aktive Dicke der Kathoden größer ist als $1/\alpha$, was für die hier verwendeten Kathoden zutrifft).

Die ins Leitungsband angeregten Elektronen rekombinieren mit Löchern aus dem Valenzband nach Maßgabe ihrer Rekombinationslebensdauer. Die Diffusionslänge bezeichnet den Abstand vom Absorptionsort, bei dem die Zahl der Elektronen um den Faktor e verringert worden ist

$$L_D = \sqrt{D\tau_{rek}} \quad (24)$$

wobei D die Diffusionskonstante und τ_{rek} die Rekombinationszeit ($\sim 1 \text{ ns}$ bei $p=2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) ist. Die Diffusionslänge beträgt für unsere GaAs-Photokathoden ca. $2 \mu\text{m}$ und ist damit größer als die Eindringtiefe des Lichtes bei der Kathodenbeleuchtung mit $\lambda=532 \text{ nm}$ ($1/\alpha \sim 150 \text{ nm}$). Die Eindringtiefe des Lichtes bei $\lambda=808 \text{ nm}$ ist um den Faktor 6 größer als die bei $\lambda=532 \text{ nm}$, aber immer noch kleiner als $2 \mu\text{m}$. Damit ist die Bedingung für eine effiziente Photokathode

$$L_D \geq \alpha^{-1} \quad (25)$$

in beiden Fällen erfüllt, und die meisten Elektronen erreichen die Oberfläche.

Die angeregten Elektronen geben durch Streuprozesse ihre Energie in Form von Phononen an das Gitter ab, dabei thermalisieren sie in ein Leitungsbandminimum. Für Photonenenergien unter 1.7 eV ist dies das Γ -Minimum. Nach der Anregung mit hochenergetischeren Photonen ($E_\gamma > 1.7 \text{ eV}$) können ins Leitungsband angeregte Elektronen sowohl ins Γ - als auch ins L-Nebenminimum thermalisieren (Abb.13). Wenn die Photonenenergie mehr als 1.9 eV beträgt, treten auch Übergänge ins X-Nebenminimum auf.

* Der Begriff 'rote' Elektronen bezieht sich auf die Wellenlänge, mit der die Elektronen angeregt werden.

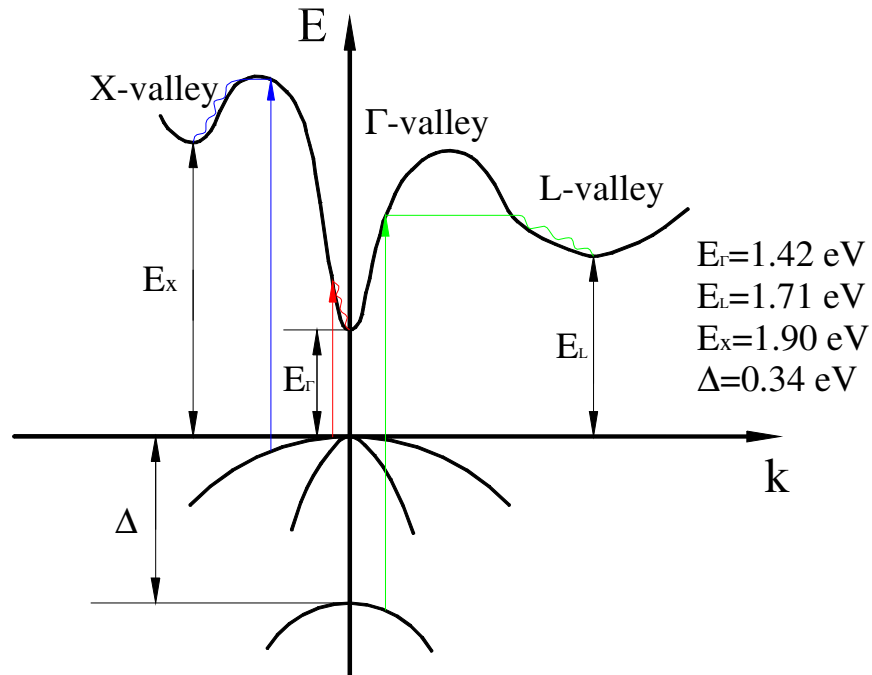


Abbildung 13. Bandstruktur von GaAs.

3) Emission des Elektrons

Die emittierten Elektronen haben ein Spektrum, das, abhängig von der Photonenenergie, von 0 eV bis zum Wert $E_{\Gamma,L,X} - \phi$ reicht. James' Rechnungen zeigen [28], dass bei Photonenenergien von $E = 2.33$ eV bis zu 90 % der Elektronen ins L-Minimum thermalisiert werden. Da der Hauptteil des Lichts nahe der Oberfläche absorbiert wird, verlieren Elektronen keine Energie mehr. Eden hat tatsächlich im Elektronenspektrum experimentell zwei Peaks festgestellt, deren Maxima 0.3 eV auseinander liegen (Abb. 14). Ab einer Photonenenergie von 1.8 eV entwickelt sich eindeutig eine zweite Spitze. Je höher die Photonenenergie ist, desto deutlicher bildet sich das zweite Maximum heraus.

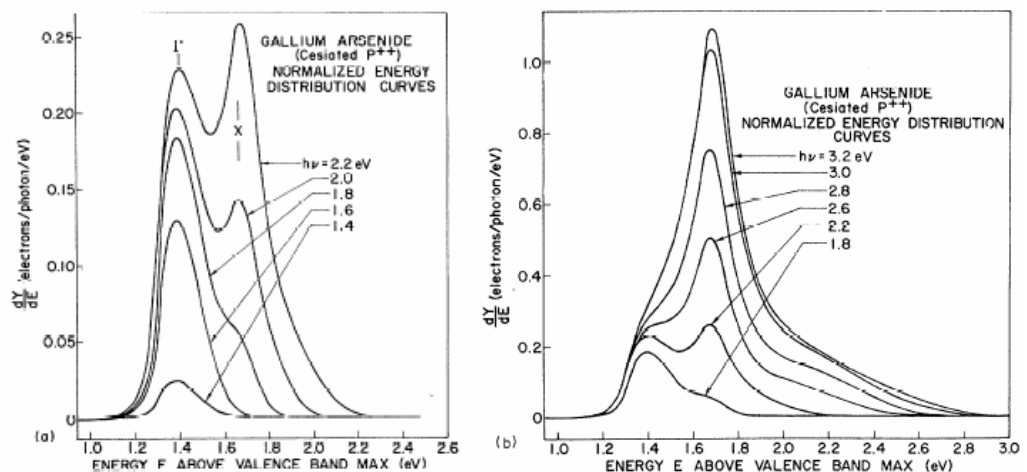


Abbildung 14. Normierte Energieverteilung der Photoelektronen eines GaAs Kristalls für Photonenenergien zwischen 1.4 und 3.2 eV [29]*.

* Nach heutiger Auffassung wird das X-Minimum als L-Minimum bezeichnet (und umgekehrt).

Das ursprüngliche Modell von Spicer berücksichtigt Energieverluste der Elektronen in der Bandbiegungszone nicht. Im Elektronenspektrum werden jedoch Elektronen mit Energie unterhalb des Bandminimums registriert [30]. Zur Zeit existiert noch kein Modell, das das Verhalten der Elektronen in der Bandbiegungszone genau beschreibt. Man geht aber davon aus, dass die Elektronen zahlreiche Reflexionen von der Oberfläche erfahren, bevor sie ins Vakuum emittiert werden oder mit Löchern rekombinieren. In der Bandbiegungszone erleiden die Elektronen also zahlreiche Energieverluste, weswegen sie mit Energien unterhalb des Bandminimums emittiert werden.

Als Maß der Effizienz der Photoemission wird die Quantenausbeute gewählt. Laut Formel (5) kann man die Quantenausbeute durch

$$QE = \frac{N_{el}}{N_{ph}} = \frac{I_e}{e} \frac{h\nu}{P_{Licht}} \quad (26)$$

definieren, wobei I_e der Elektronenphotostrom bei Beleuchtung der Kathode mit Licht der Photoenergie $h\nu$ und der gesamten Leistung P_{Licht} ist. In der Praxis wird aber auch

die als Photosensitivität bezeichnete Größe $QE' = QE \cdot \frac{e}{h\nu} = \frac{I_e}{P_{Licht}} \left[\frac{A}{W} \right]$ verwendet.

2.1.6 „Charge limit“ Effekt

Bei der Beleuchtung der Photokathode mit hoher Intensität und mit der Wellenlänge $h\nu \sim E_g$ lässt sich der Elektronenstrom durch Erhöhung der Laserintensität nicht mehr vergrößern. Dieser als „Ladungssättigung“ bekannte Effekt lässt sich wie folgt erklären: Die meisten Elektronen nehmen an mehreren Streuprozessen teil, bevor sie die Oberfläche erreichen. Während ein kleiner Teil der Elektronen emittiert wird (solange es noch energetisch möglich ist), werden die anderen Elektronen von der Barriere reflektiert und erleiden Energieverluste in der Bandbiegungszone. Falls es noch energetisch möglich ist, können sie dann mit niedrigerer Energie emittiert werden, ansonsten werden sie an der Oberfläche in der Bandbiegungszone eingefangen und schließlich mit den Löchern aus dem Valenzband rekombinieren (J_{rek}). Die Aufenthaltszeit der gefangenen Elektronen in der Bandbiegungszone ist umgekehrt proportional zur Löcherdichte. Bei hoher Lichtintensität werden also die Oberflächenzustände verstärkt mit Elektronen besetzt und kompensieren so teilweise die positive Ladung der Oberflächenzustände, die die Bandverbiegung herstellt (Abb.15). Das führt zu Verflachung der Bandbiegung um den Wert PV und einer Anhebung der Elektronenaffinität. Als Folge vergrößert sich die Austrittsarbeit um den Wert PV und die Elektronenemission wird kleiner. Bei extrem hohen Laserleistungen kann die NEA sogar verschwinden. Das führt zum Absinken der Quantenausbeute, bzw die differentielle Ausbeute $\Delta I/\Delta P$ strebt gegen Null. Dieser Effekt wird als Photospannung bezeichnet und führt zu nicht linearer Abhängigkeit der Zahl der emittierten Elektronen von der Lichtintensität.

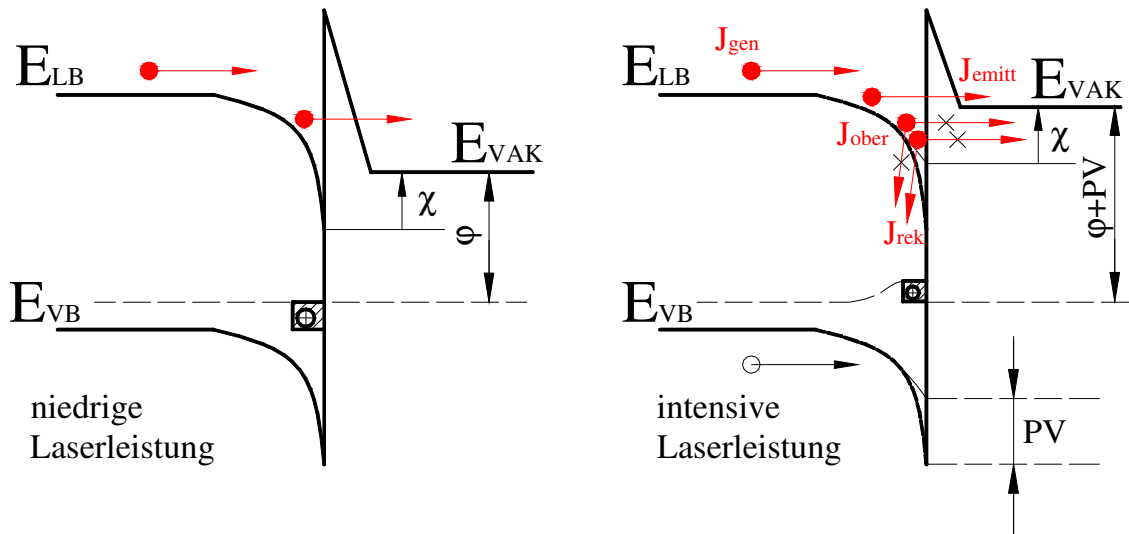


Abbildung 15. Einfluss der Elektronen in der Bandzone auf die Bandbiegung.

Das Absinken der Quantenausbeute wurde zuerst am SLAC beobachtet [31]. Es wurde eine gesättigte Stromdichte von $5 \cdot 10^{10}$ Elektronen pro cm^2 in einem 2 ns langen Puls festgestellt. In dieser Arbeit wurde untersucht, wie sich dieser Effekt einerseits für d.c. Hochstrombetrieb, andererseits für Pulsbetrieb im μs -Bereich auswirkt.

2.2 Zerstörung der NEA-Oberfläche

Durch zwei im Folgenden angegebene Effekte wird die NEA-Oberfläche zerstört, wodurch die Quantenausbeute von Photokathoden abnimmt:

- 1) Chemische Reaktion der Kathodenoberfläche mit Molekülen aus dem Restgas.
- 2) Bombardement des Kristalls mit positiv geladenen Ionen.

Die lebensdauervermindernden Prozesse wirken parallel, d.h. unabhängig voneinander:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_{Mol}} + \frac{1}{\tau_{Ion}} \quad (27)$$

hier ist τ die im Experiment zu beobachtende Kathodenlebensdauer, τ_{Mol} die Lebensdauer aufgrund der Einwirkung giftiger Moleküle und τ_{Ion} die Lebensdauer aufgrund der Einwirkung von Ionen (die Lebensdauern, die beobachtet würden, wenn der jeweils andere Effekt eine unendliche Lebensdauer aufwiese).

Während hier nur zwei Ursachen für die Zerstörung der GaAs-Photokathode angegeben wurden, gibt es eine ganze Reihe verschiedener physikalischer Mechanismen, die zur Entstehung der chemisch aktiven Moleküle und der Ionen beitragen. Diese werden in Kapitel 5 diskutiert.

2.2.1 Vakuumlebensdauer und Ladungslebensdauer

Produziert die Elektronenquelle keinen Strom, so ist zu erwarten, dass bei konstanten apparativen Verhältnissen die relative Abnahme der Quantenausbeute pro Zeiteinheit konstant ist:

$$\frac{\dot{QE}}{QE} = \frac{1}{\tau} \quad (28)$$

Da τ eine Konstante ist, lässt sich diese Differentialgleichung lösen und es ergibt sich eine Exponentialfunktion. Die Konstante τ heißt die Vakuumlebensdauer, d.h. sie repräsentiert die Lebensdauer, wenn die Kathode keinen Strom produziert. In diesem Fall sind nur chemisch aktive Moleküle aus dem Restgas für die Zerstörung der NEA-Oberfläche verantwortlich. In der Praxis unterscheidet man die Vakuumlebensdauer beim geschlossenen und offenen Ventil zur Strahlführung und auch die Vakuumlebensdauer unter Hochspannung (siehe Abschnitt 2.2.4).

In einem Experiment mit konstanter Stromstärke ist I proportional zur QE (bei Stromdichten unter $1\text{A}/\text{cm}^2$), sodass zunächst für den zeitlichen Verlauf der Quantenausbeute ebenfalls ein exponentieller Abfall erwartet wird. Allerdings werden durch den Strahl selbst weitere schädliche Moleküle/Ionen produziert, und deren Produktionsrate ist proportional zum Strom. Die Differentialgleichung, die unter diesen Umständen die zeitliche Entwicklung des Photostroms beschreibt, ist:

$$\frac{\dot{QE}}{QE} = \frac{1}{\tau_{\text{vak}}} + kI = \frac{1}{\tau_{\text{vak}}} + \frac{1}{\tau(I)} \quad (29)$$

Im Grenzfall, dass die durch die strahlinduzierte Produktion schädlicher Moleküle und Ionen erzeugte Zeitkonstante viel kleiner als die Vakuumlebensdauer ist, kann man die Vakuumlebensdauer vernachlässigen. Die Konstante k^{-1} hat die Dimension einer Ladung und wird in Folge die Ladungslebensdauer (eigentlich Ladung pro Lebensdauer) genannt.

Man muss befürchten, dass bei hohen Strömen, die bis heute noch nicht experimentell erprobt sind, andere physikalische Effekte hinzutreten, die zu Zeitkonstanten führen, die nichtlinear vom Strahlstrom abhängen, d.h. aus (28) wird

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_{\text{vak}}} + kI + k'I^2 + \dots \quad (30)$$

Solche Terme sind z.B. schwellenartige Effekte (Ioneneinfang, siehe Abschnitt 5.2) oder Temperatureffekte (siehe Abschnitt 5.1), die wegen der exponentiellen Temperaturabhängigkeit chemischer Reaktionsgeschwindigkeiten die Zersetzungsgeschwindigkeit der NEA-Oberfläche nichtlinear mit der dissipierten Laserleistung erhöhen. Manche dieser Effekte spielen bei unseren Experimenten bei Strömen oberhalb von 2 mA bereits eine Rolle.

2.2.2 Chemische Modifikation durch oxidierende Substanzen

Wie in Abschnitt 2.1.3 gezeigt, erfordert die Präparation des Kristalls zur negativen Elektronenaffinität das Aufbringen einer Cäsium-Sauerstoffbedeckung. Diese mit Cäsium-Sauerstoff bedeckte Oberfläche ist chemisch sehr aktiv und kann mit Sauerstoff und sauerstoffhaltigen Molekülen aus dem Restgas (nämlich CO_2 und H_2O) chemisch reagieren (Abb. 16).

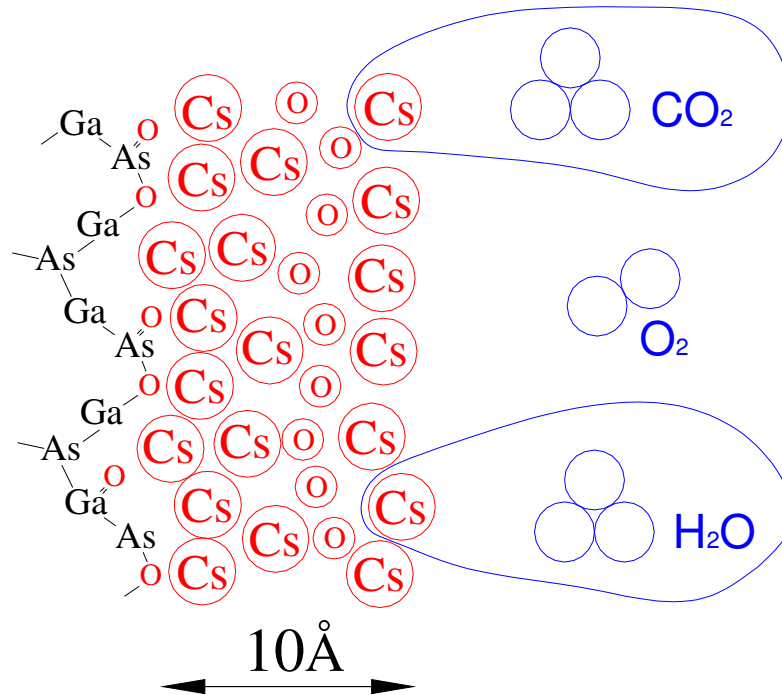
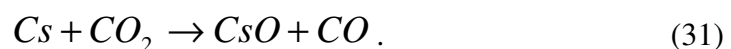


Abbildung 16. Schematische Darstellung einer aktiven GaAs-Oberfläche.

Fischer [25] hat festgestellt, dass ein Abfallen der Quantenausbeute beim Betrieb einer Photokathode mit dem Anwachsen einer Sauerstoffbedeckung korreliert; und zwar ist die Lebensdauer umgekehrt proportional zur Sauerstoffaufwachsrate. As und Ga können mit Sauerstoff (meistens aus dem Restgas, aber vermutlich bei hoher Temperatur des Kristalls auch aus der aktiven Cs_2O Schicht) reagieren, dabei bilden sich Oxide, wie As_2O_3 und Ga_2O_3 .

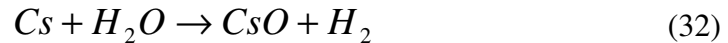
Um die Wirkung von sauerstoffhaltigen Molekülen zu untersuchen, hat Wada [32] CO , CO_2 und H_2O in eine Vakuumkammer kontrolliert einströmen lassen und festgestellt, dass sich bis zu einem Druck von $8 \cdot 10^{-10}$ Torr CO die Quantenausbeute einer GaAs-Photokathode im Rahmen der Messgenauigkeit nicht verringert. Die Kohlenmonoxidmoleküle sind also für die Aktivierungsschicht chemisch neutral und damit nicht schädlich. Bei CO_2 und H_2O wurde jedoch ein schneller exponentieller Abfall der Quantenausbeute mit der Menge der Gase festgestellt.

Bei $3,5 \cdot 10^{-10}$ Torr CO_2 beträgt die Vakuumlebensdauer einer GaAs-Photokathode 4,5 Stunden, wobei folgende chemische Reaktion ablaufen könnte:



Hierdurch ändert sich die Struktur der aktiven Schicht, wodurch die Quantenausbeute der Photokathode abnimmt. Allgemein kann man sagen, dass die Lebensdauer umgekehrt proportional zum Druck ist: $\tau=2 \cdot 10^{-9}/P$, hier ist τ die Lebensdauer in Stunden, und P der Druck in Torr.

Dabei ist Wasser in seiner Wirkung noch schädlicher als Kohlendioxid. Bei $3 \cdot 10^{-10}$ Torr H_2O beträgt die Lebensdauer einer GaAs-Photokathode 3 Stunden. Also beträgt die Lebensdauer: $\tau=10^{-9}/P$, eventuell wegen der folgenden chemischen Reaktion:

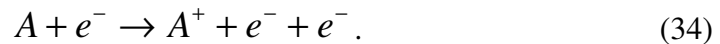


Um eine lange Vakuumlebensdauer zu erzielen, sollten Sauerstoffpartialdruck, Kohlendioxidpartialdruck und Wasserpartialdruck also möglichst gering sein.

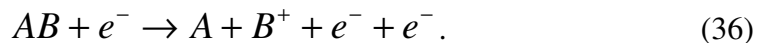
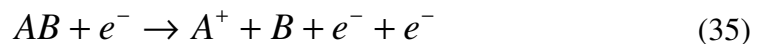
2.2.3 Zerstörung der NEA-Oberfläche durch Ionenbombardement

Die Ionisation eines Atoms oder Moleküls kann auf verschiedene Weise erfolgen, z.B. durch Elektronenstoßionisation oder Photoionisation. Beim Betrieb einer polarisierten Quelle ist Elektronenstoßionisation aber viel relevanter.

Die Ionisation von Atomen durch Elektronenstöße kann ganz allgemein durch folgende Reaktion beschrieben werden:



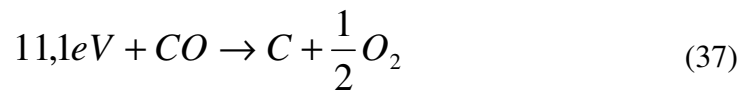
Außerdem können zweiatomige Moleküle dissoziiert werden:



Positive Ionen, die durch Elektronenstoßionisation erzeugt und in entgegengesetzter Richtung auf die Kathode beschleunigt werden, verursachen eine lokale Abnahme der Quantenausbeute zwischen dem Emissionsort des Elektronenstrahls und dem elektrostatischen Zentrum (dies ist in der Regel nur ein Bruchteil der gesamten Kristalloberfläche). Der Zerstörungseffekt ist von der Ionenenergie und ihrer Masse abhängig. Der Einfluss des Ionenbombardements auf die NEA-Oberfläche ist jedoch quantitativ noch nicht geklärt. Qualitativ kann man aber sagen, dass Ionenbombardement im Wesentlichen durch folgende zwei Effekte die Effizienz der Kathode absenkt:

- 1) Sputtern von Atomen aus der Cs/O Schicht
- 2) Versetzen der Atome im Kristallgitter (Zerstörung der Kristallstruktur)

Außerdem führt Ionisation zur zusätzlichen Produktion schädlicher Moleküle. Zum Beispiel sind Kohlenmonoxide für die NEA-Oberfläche chemisch nicht gefährlich, aber Elektronen mit einer Energie größer als 11 eV können die CO-Moleküle ionisieren:



Der so freigesetzte Sauerstoff kann dann wiederum die NEA-Oberfläche vergiften.

2.2.4 Feldemissions-induzierte Prozesse

Nach dem Einschalten der Quellenhochspannung können Feldemissionselektronen* entstehen. Auf dem Weg zur Anode ionisieren sie Restgasmoleküle und setzen damit ein Elektron frei. Beide Elektronen werden dann durch das elektrische Feld zur Anode beschleunigt. Die ionisierten Moleküle werden aber zurück zur Photokathode beschleunigt und zerstören dabei die Oberfläche des Kristalls (in Abb.17 grün). Da der Feldemissionsstrom sehr viel kleiner ist als der Experimentierstrom, ist das so entstehende Ionenbombardement der NEA-Oberfläche zunächst unbedeutend.

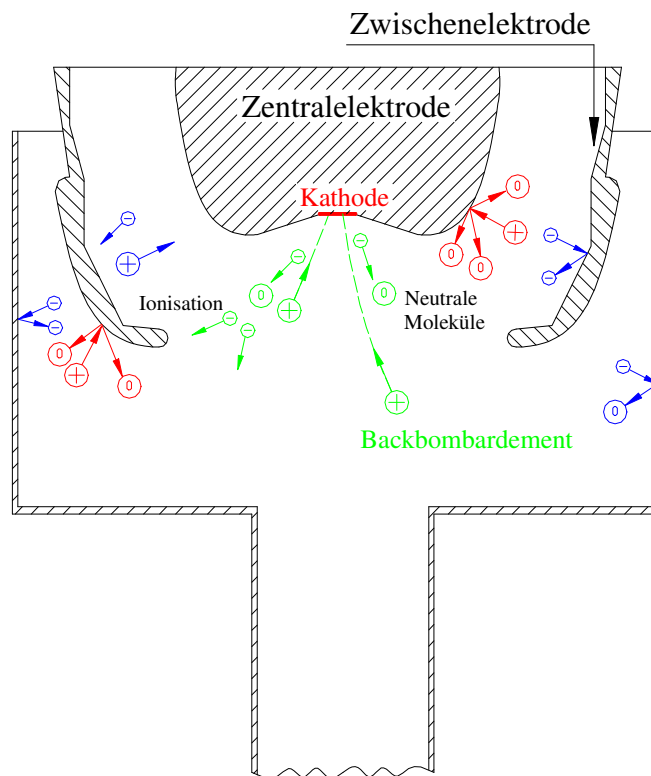


Abbildung 17. Durch Feldemission entstehende Prozesse.

Beim Elektroneneinschlag auf die Oberfläche der Anode verursachen Feldemissionselektronen jedoch eine Desorption von Adsorbatteilchen (in Abb.17 blau), welche die Oberfläche teils in neutraler, teils in ionisierter Form verlassen. Furuta hat in seiner Arbeit gezeigt [33], dass ein so entstehender Strom sogar größer als der Strom der Feldemissionselektronen sein kann. Die positiv geladenen Ionen werden zur Zentral- und Zwischenelektrode hin beschleunigt und verursachen eine Desorption von Adsorbatteilchen (in Abb.17 rot). Da die Wahrscheinlichkeit, ein Molekül auszulösen,

* Der Elektronenstrom ist niedriger als 10 nA (Auflösung des Messgeräts) bei 100 kV.

beim Ionenbombardement wesentlich höher ist als beim Elektronenbombardement (siehe Abschnitt 5.2 und Abb.46), ist dies der wichtigste Einfluss der Feldemission (Vergiftung durch chemisch aktive Moleküle und nicht durch Ionenbombardement). In [34] wurde empirisch herausgefunden, dass 36 mC emittierter Feldelektronen einer Lebensdauer entsprechen. Um 1000 Stunden Lebensdauer zu gewährleisten, muss der Feldemissionsstrom also kleiner als 10 nA sein.

2.2.5 Zusätzliche Zerstörung durch strahlinduzierte Prozesse

Feldemissionselektronen treten nur in sehr geringer Zahl im Vergleich zu den Strahlelektronen auf. Offensichtlich repräsentiert der Elektronenstrahl mit seiner um mindestens 5 Größenordnungen höheren Stromstärke (in dieser Arbeit) ein erhebliches Zerstörungspotential für die Quelle. Strahlinduzierte Prozesse wirken auf die GaAs-Photokathode durch folgende Effekte:

1) Ionisation

Die Rate der auf einer Strecke der Länge l von Elektronen mit Energie E ionisierten Teilchen ist proportional zum Elektronenstrom:

$$\frac{N_I}{t} = \frac{n\sigma l}{e} I_e. \quad (38)$$

Hier ist n die Dichte des Restgases, $\sigma = \sigma(E)$ ist der Ionisationsquerschnitt und I_e ist der Elektronenstrom.

2) Strahl-Wand-Wechselwirkung

Beim Betrieb einer polarisierten Quelle ist es denkbar, dass ein geringer Teil des Strahls verloren geht, dabei lösen Elektronen in Stahl adsorbierte Gasmoleküle aus. Man darf also den Druck nicht als rein statische Größe betrachten. Durch Wechselwirkung zwischen dem Strahl und der Strahlführung kann sich eine Verschlechterung des Drucks (sowohl durch chemisch neutrale Moleküle wie CO, als auch durch „giftige“ Stoffe wie H₂O oder CO₂) ergeben.

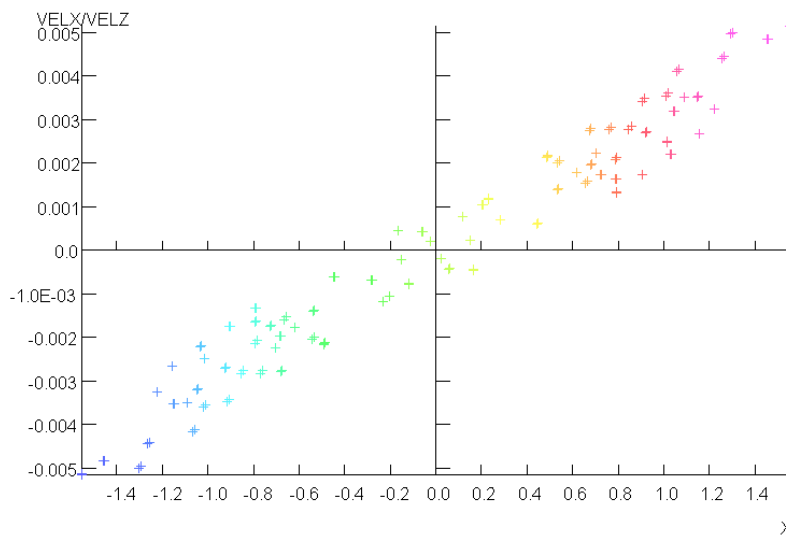
3 Basisaufbau für Experimente

3.1 Analyse des Potentials der vorhandenen Quelle für Hochstromexperimente

Als Basisapparatur für Experimente mit hohem mittleren Strom (>1mA) stand eine genaue Kopie der Kanone am MAMI Beschleuniger zur Verfügung. Da die bislang höchste Stromstärke am MAMI 200 μ A betrug, wurde zuerst untersucht, ob die Kanone Stromstärken im mA Bereich mit einer brauchbaren Strahlemittanz produzieren kann.

Für die Quelle polarisierter Elektronen am MAMI ist eine möglichst kleine Strahlemittanz wichtig, dazu wird die Emissionsfläche auf der Photokathode auf 0.1mm² begrenzt. Ein derart kleiner Strahldurchmesser kann bei hohen Strömen wegen der Raumladungskräfte zur Emittanzvergrößerung führen, deswegen wurde bei den Hochstromexperimenten die Laserfleckfläche auf dem Kristall bis auf 3.5 mm² vergrößert. Zur Modellierung der Elektronenstrahldynamik in der Kanone wurden Simulationsrechnungen mit dem Code OPERA-3D durchgeführt. Das Programmpaket besteht aus mehreren Modulen. Für die Simulation der Elektronenkanone wurde das dreidimensionale Modul SCALA* verwendet. Das Modul berechnet die Strahldynamik in statischen elektromagnetischen Feldern und berücksichtigt dabei Raumladungseffekte. Die Computersimulation mit SCALA zeigt, dass der Elektronenstrahl am Ausgang der Kanone einen Durchmesser von 3 mm und eine Emittanz von $\epsilon=2\pi$ mm*mrad besitzt (Abb. 18). Der Elektronenstrahl kann mit solchen Parametern effektiv durch die Strahlführung transportiert werden. Somit kann eine gute Transmission ohne aufwendige Neubauten erreicht werden.

4/Nov/2003 10:43:59



UNITS	
Length	mm
Magn Flux Density	T
Magn Field	A/m
Magn Scalar Pot	A
Magn Vector Pot	Wb/m
Elec Flux Density	C/m ²
Elec Field	V/m
Conductivity	S/mm
Current Density	A/mm ²
Power	W
Force	N
Energy	J

PROBLEM DATA	
d=2.0mm.op3	
SCALA Space charge	
Simulation No 1 of 1	
593880 elements	
630415 nodes	
Nodally interpolated fields	

Local Coordinates	
Origin:	0.0, 0.0, 0.0
Local XYZ =	Global XYZ

VF VECTOR FIELDS

Abbildung 18. Phasenraumellipse in der X-X' Ebene für 2 mm Emissionsfleckdurchmesser auf der Kathode und Elektronenstrom 10 mA.

* Software for Electromagnetic Design, Vector Fields Limited, Oxford.

Die Strahlemittanz wurde dabei statistisch aus den Phasenraumkoordinaten der Strahlen in Abb.18 berechnet [35]:

$$\varepsilon = 4\pi \sqrt{\langle x^2 \rangle \langle x'^2 \rangle - \langle xx' \rangle^2} \quad (39)$$

Die Twiss Parameter sind in Tabelle 5 angegeben:

α	-3.6
β , mm/mrad	1.12
γ , mrad/mm	12.5
ε , π mm*mrad	2

Tabelle 5. Strahlemittanz und Twiss Parameter.

Die Raumladungskräfte führen dazu, dass die Strahlemittanz bei hohem Strom wächst. Mit der Kanone ist man dazu in der Lage, eine Stromstärke bis zu 100 mA zu produzieren (Abb.19), der Transport des Strahls durch die Strahlführung ist bei diesem Strom jedoch schwierig.

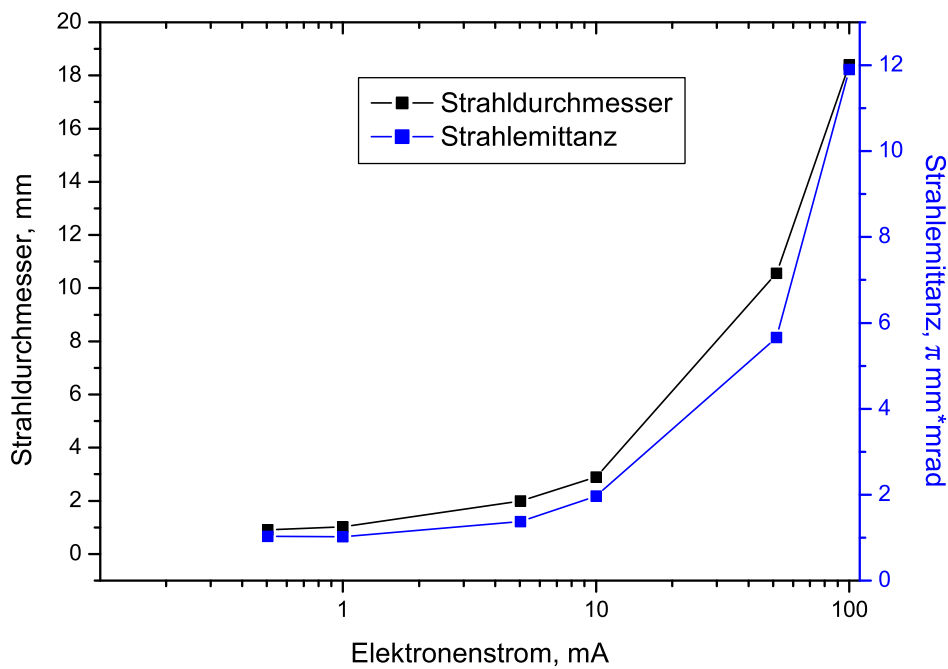


Abbildung 19. Strahldurchmesser am Ausgang der Kanone für 2 mm Emissionsfleckdurchmesser auf der Kathode als Funktion des Elektronenstroms.

3.2 Der vorhandene apparative Aufbau

Abb. 20 zeigt die vorhandene Quelle polarisierter Elektronen. Die Anlage besteht zunächst aus der 100 kV Kanone und der daran angeschlossenen ~1 m langen vertikalen Strahlführung. Der α -Magnet lenkt den Strahl um 270° ab, welcher dann in einem gekühlten Faraday Cup auf einer NEG-Oberfläche (siehe Abschnitt 4.1) aufgefangen wird. Der Strahltransport durch die Strahlführung wird durch 5 Korrekturdipole („Wedler“), 4 Quadrupole und einen Doppelsolenoid vorgenommen. Zur Diagnose des Strahls wurde ein in einem Scanner beweglich eingebauter Leuchtschirm eingesetzt, damit konnten die Form des Strahls und seine Position kontrolliert werden. Der Durchmesser des Vakuumsystems, durch das der Elektronenstrahl transportiert werden soll, liegt zwischen 18 und 38 mm.

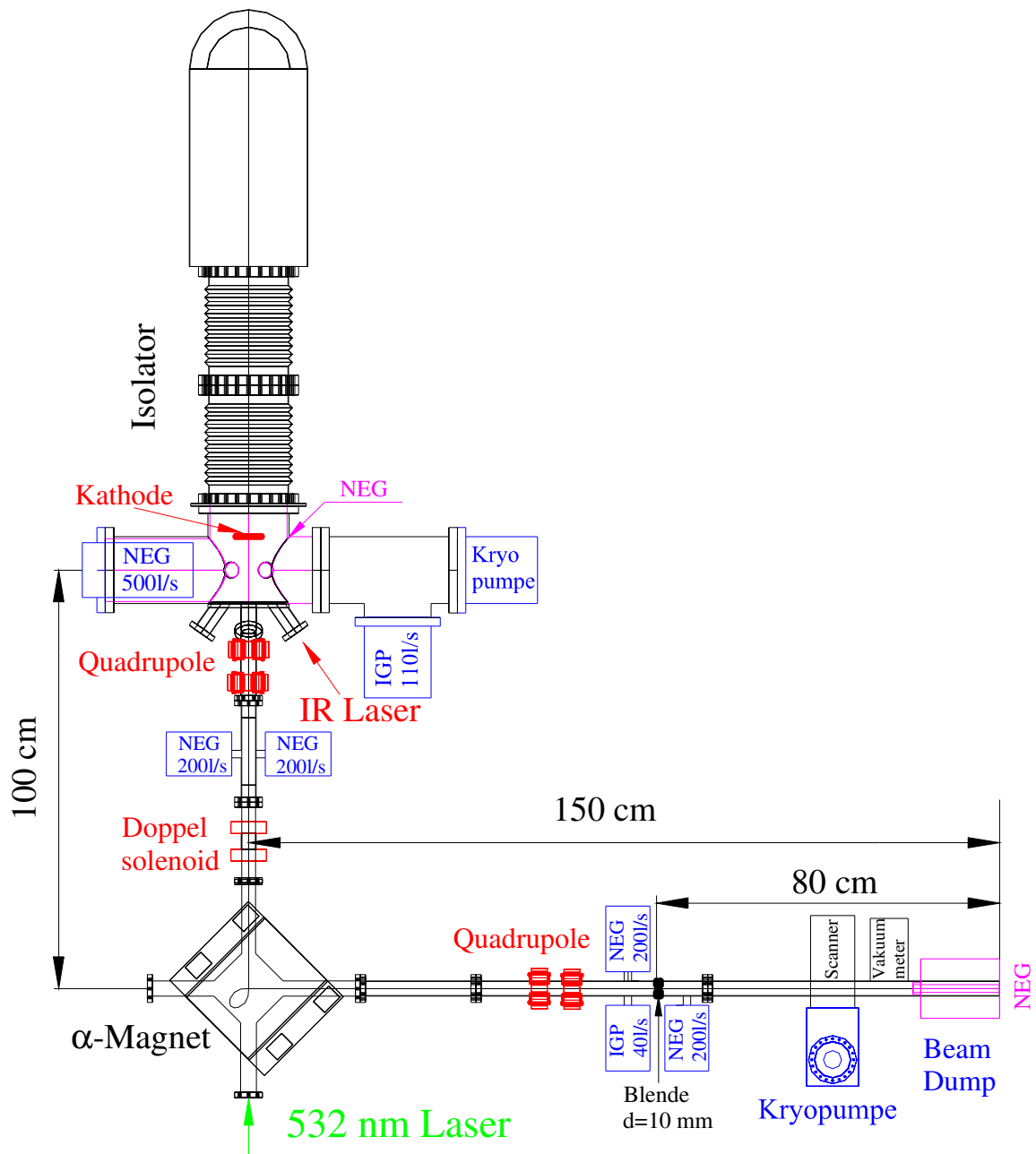


Abbildung 20. Ansicht der polarisierten Quelle PKA2.

Das Vakuum in der Kanone wird durch ein 500 l/s NEG-Modul und eine 110 l/s Ionengetterpumpe (IGP) erzeugt. Die Vakuumkammer der Kanone wurde mit NEG beschichtet. Da das NEG-Material Methan nicht pumpt, wurde noch zusätzlich eine Kryopumpe eingebaut, deren Temperatur von 14 K mit einem Kaltkopf erzeugt wird. Die meisten Gase, wie z.B. CO₂, CO, N₂ und auch Methan haben bei dieser Temperatur einen Dampfdruck unter 10⁻¹⁴ mbar und können damit kondensiert werden. Das Problem „Methan“ kann damit gelöst werden. Die anderen schwer kondensierbaren Gase wie He oder, was für den Betrieb noch wichtiger ist, H₂ lassen sich nicht beliebig abpumpen. Wasserstoff hat bei dieser Temperatur einen Dampfdruck von ca. 10⁻² mbar. Um H₂ zu pumpen, benutzt man das sogenannte Kryotrapping: Wasserstoff wird an Aktivkohle adsorbiert. Die Kryopumpen haben noch den Vorteil, dass sie in einem sehr breiten Druckbereich mit einem konstanten, nur von der Gasart abhängigen Saugvermögen arbeiten.

Das Vakuum in der Quelle wird vom Druck des Beam Dumps (Faraday Cup) durch eine differentielle Pumpstufe entkoppelt. Sie befindet sich 80 cm vom Beam Dump entfernt und besteht aus zwei 200 l/s NEG Pumpen, einer 40 l/s Ionengetterpumpe und einer Blende mit dem Durchmesser 10 mm. Da der Leitwert der Blende 8,6 l/s beträgt, soll die differentielle Pumpstufe die Rückströmung der Gase aus dem Faraday Cup in die Kanone effizient vermeiden (siehe Abschnitt 5.3.2).

Um eine Erhitzung des Beam Dumps zu vermeiden, wird der Faraday Cup mit Wasser gekühlt (Abb. 21). Man muss bei hohem mittleren Elektronenstrom mit großem Druckanstieg im Beam Dump rechnen. Um die beim Auftreffen des Elektronenstrahls auf die Oberfläche entstehenden Moleküle zu entfernen, wurde noch zusätzlich eine Kryopumpe in der Nähe des Beam Dumps eingebaut. Die Kryopumpe zeichnet sich sowohl durch eine hohe Saugleistung (~800 l/s) als auch eine hohe Kapazität aus. Zumindest während der ersten Experimente wird eine große Gasmenge aus dem Beam Dump freigesetzt. Eine Ionengetterpumpe an dieser Stelle würde gesättigt und das könnte zu einem drastischen Abfall der Saugleistung führen.

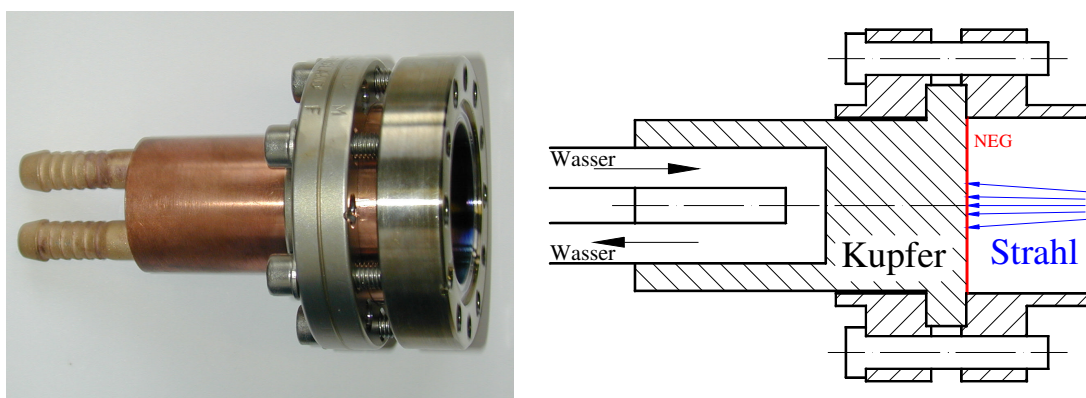


Abbildung 21. Gekühlter Faraday Cup mit NEG-Beschichtung der Strahlauftreffstelle.

Die Kathode lässt sich nach 6-8 Präparationen nicht mehr reaktivieren und muss ausgewechselt werden. Im Laufe dieser Arbeit wurden über 30 Photokathoden verwendet. Das wurde nur durch ein Schleusensystem ermöglicht: Um das Öffnen der Kanone beim Wechseln der Kathode zu vermeiden (dieses erfordert zwingend eine etwa dreiwöchige Pause, die zur Ausheizung der Apparatur dient), wurde die bewährte Technik der separaten Präparationskammer und der Schleusenkammer verwendet [36].

Das Schleusensystem besteht im Wesentlichen aus Schleusenkommer und Präparationskommer (Abb.22). Ein Metallventil trennt die Schleusenkommer und die Präparationskommer, so dass zum Einbringen der Kathode nur die Belüftung der Schleusenkommer erforderlich ist.

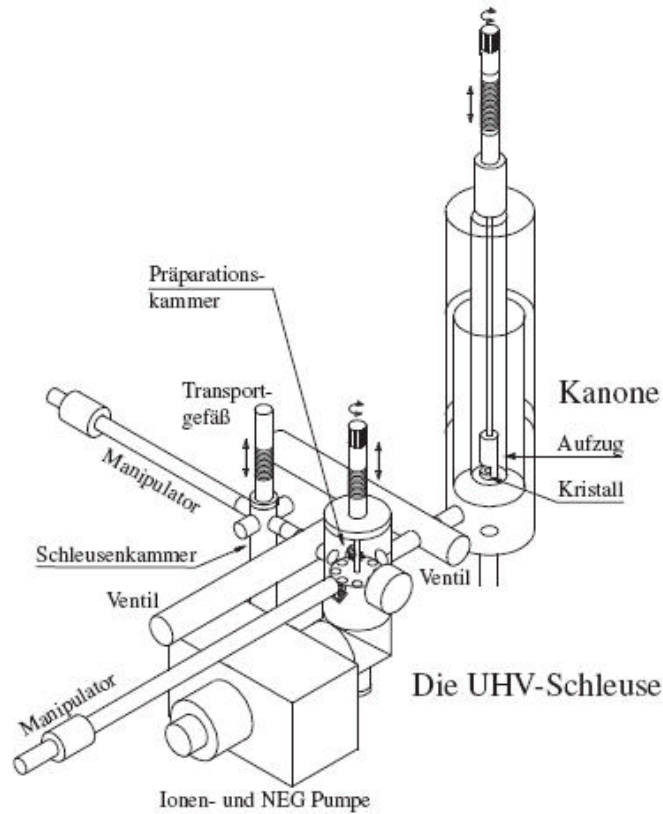


Abbildung 22. Das Schleusensystem mit der Präparationskommer.

Die Photokathode wird in eine Schleusenkommer eingesetzt. Nachdem sie bis 10^{-7} mbar evakuiert ist, wird das Ventil zur Präparationskommer geöffnet und der Transport des Kristalls in die Präparationskommer ermöglicht. Dort befindet sich ein Kristallträger mit mehreren Positionen, sodass gleichzeitig bis zu 7 Kathoden vorhanden sein können. Das Vakuum in der Präparationskommer ($<10^{-10}$ mbar) wird von einer Ionengetterpumpe und einem NEG-Modul erzeugt. Nach der Präparation der Photokathode zur negativen Elektronenaffinität (siehe Abschnitt 2.1.4.) wird sie in die Kanone transportiert.

Das Streulicht (Halo) des Lasers kann Elektronenemission aus den weit vom elektrostatischen Zentrum entfernten Randbereichen der Kathode verursachen. Diese Elektronen beschreiben extreme Bahnen, was zu Strahlverlust führen kann. Sogar kleine Strahlverluste in der Nähe der Photokathode können deren Verfügbarkeit stark reduzieren. Um diese Randbereiche auszublenden, kann die Photokathode anodisiert werden [37]. Die am MAMI entwickelte Maskentechnik [38] limitiert die aktive Fläche auf 4 mm Durchmesser im Zentrum der Kathode, während der Rest der Oberfläche nicht mehr emissionsfähig ist.

4 Neue experimentelle Ansätze

In diesem Kapitel werden Maßnahmen diskutiert, die die Produktion eines polarisierten Strahls mit hohem mittleren Strom ermöglichen.

4.1 NEG Beschichtung

Das bestmögliche Vakuum ist nicht nur in der Photokathodenregion notwendig, sondern auch in der Strahlführung. Der in einer Vakuumkammer erreichbare Enddruck p ist durch das Verhältnis der Leckrate Q zum Saugvermögen S des Aufbaus

$$p = \frac{Q}{S} = \frac{k * A}{S} \quad (40)$$

bestimmt, wobei k die Ausgasungsrate und A die Fläche ist. Ein niedriges Vakuum wird also dann erreicht, wenn einerseits die Leckrate des Vakuumsystems minimiert ist und andererseits eine möglichst hohe Saugleistung zur Verfügung steht. Dies ist aber schwer zu erreichen. Das Vakuumsystem einer polarisierten Quelle besteht im Wesentlichen aus der Vakuumkammer der Kanone und der Strahlführung. Die Fläche der Strahlführung ist klein, dementsprechend ist die Leckrate auch klein. Es ist aber schwierig, in der Strahlführung ein ausreichendes Saugvermögen zu erreichen. Zum Beispiel ist in Abb. 23 eine Pumpe über ein Rohr vom Durchmesser $d=3.5$ cm und der Länge $l=5$ cm mit der Strahlführung verbunden. Dieses Rohr hat einen Leitwert $L=54$ l/s. Das Effektivsaugvermögen lässt sich durch folgende Formel berechnen:

$$\frac{1}{S_{eff}} = \frac{1}{S_0} + \frac{1}{L} \quad (41)$$

Bei einem Saugvermögen der Pumpe von 200 l/s beträgt das Effektivsaugvermögen am Flansch 43 l/s, bei $S_0=1000$ l/s aber nur 51 l/s. Es ist also nicht möglich, allein durch höheres Saugvermögen einen niedrigen Druck in der Strahlführung zu erreichen.

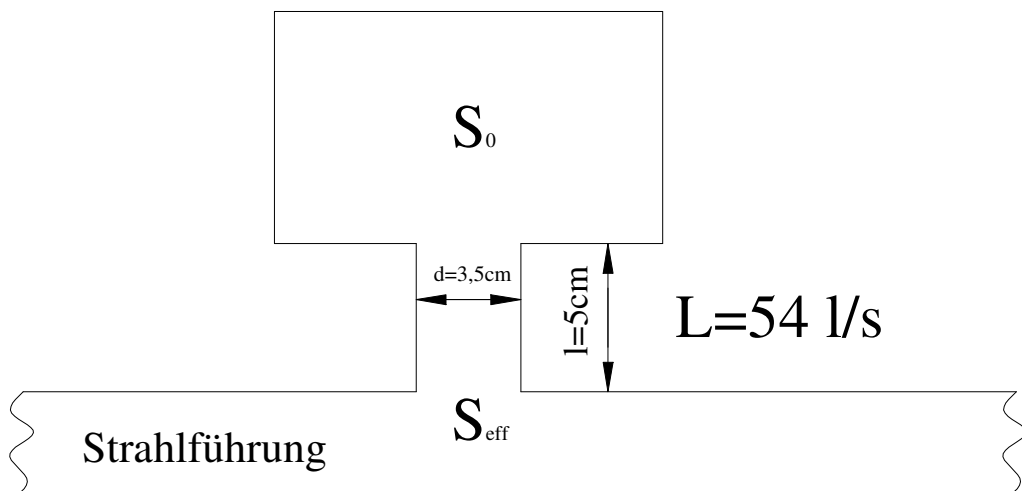


Abbildung 23. Verbindung einer Pumpe durch ein Rohrstück.

In der Vakuumkammer der Kanone verhält es sich genau gegenteilig: Es ist möglich, eine Pumpe anzuschließen, ohne die Effektivsaugleistung stark zu reduzieren. Die Leckrate vergrößert sich jedoch proportional zur Fläche: Diese ist im Falle der Quelle sehr hoch ($A \sim 3 \text{ m}^2$), was wie im Fall der Strahlführung Schwierigkeiten beim Erzeugen eines extrem niedrigen Vakuums verursacht.

Ein weiteres Problem beim Erzeugen eines extrem niedrigen Vakuums ist die Tatsache, dass das Saugvermögen mancher Pumpen nicht konstant bleibt [39]. Der abgepumpte und der zurückfliegende Fluss der Moleküle gleichen sich aus. Die Saugleistung der in Abb. 24 dargestellten Ionengetterpumpe sinkt bei 10^{-10} mbar im Vergleich zur Saugleistung beim Druck 10^{-6} mbar um 30 %. Der Enddruck eines Vakuumsystems, das ausschließlich mit Ionengetterpumpen bepumpt wird, unterschreitet $5 \cdot 10^{-11}$ Torr nicht.

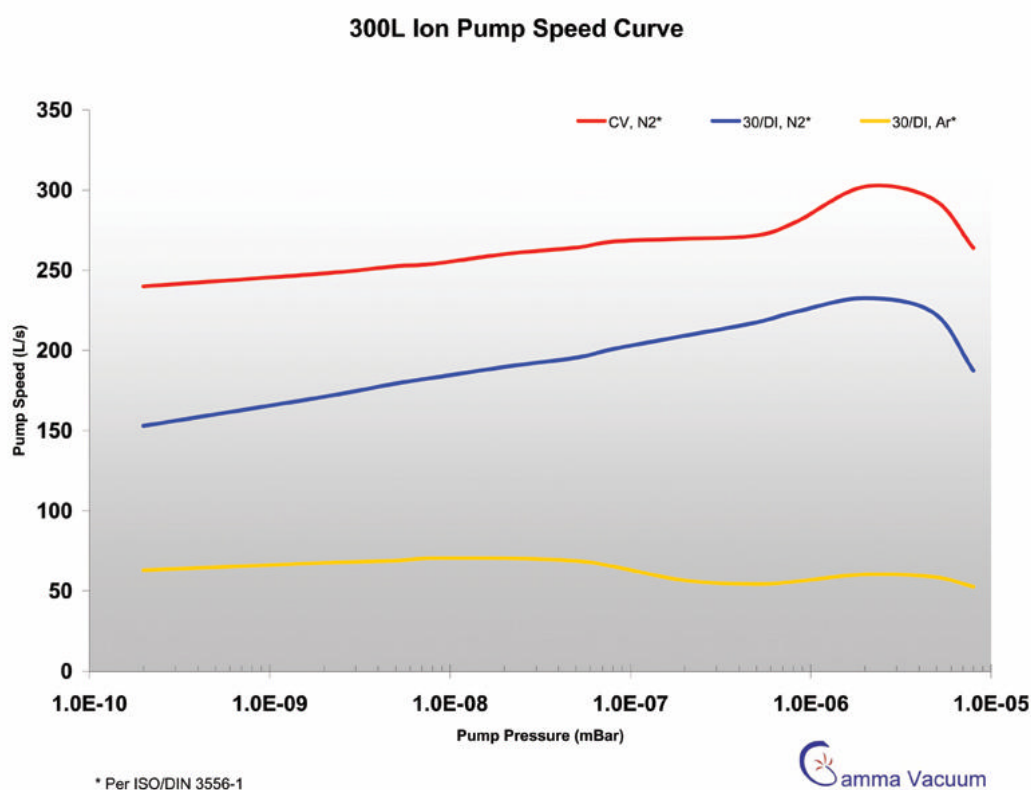


Abbildung 24. Abfall der Saugleistung bei Annäherung an das Endvakuum einer Ionengetterpumpe.

Eine bessere Lösung für beide Problemstellungen besteht in der Bedeckung der Vakuumteile mit NEG (Non Evaporable Getter). Zu diesem Zweck wird ein dünner NEG Film auf das Innere der Vakuumkammer abgeschieden, wobei die NEG Beschichtung während der Ausheizung des Vakuumsystems aktiviert wird.

4.1.1 Wirkung einer NEG Beschichtung

NEG Materialien zeichnen sich dadurch aus, dass sie Gasmoleküle auf der Oberfläche festhalten können. Die NEG Beschichtung transformiert also die Vakuumkammerwände von einer Gasquelle in eine Pumpe (Abb. 25). Sogar wenn nur

ein Teil der Vakuumkammer (wie es z.B. in der Vakuumkammer der Kanone wegen der Isolatoren und Elektroden der Fall ist) mit NEG beschichtet werden kann, wird die gesamte Saugleistung erhöht und die Ausgasungsrate gesenkt.

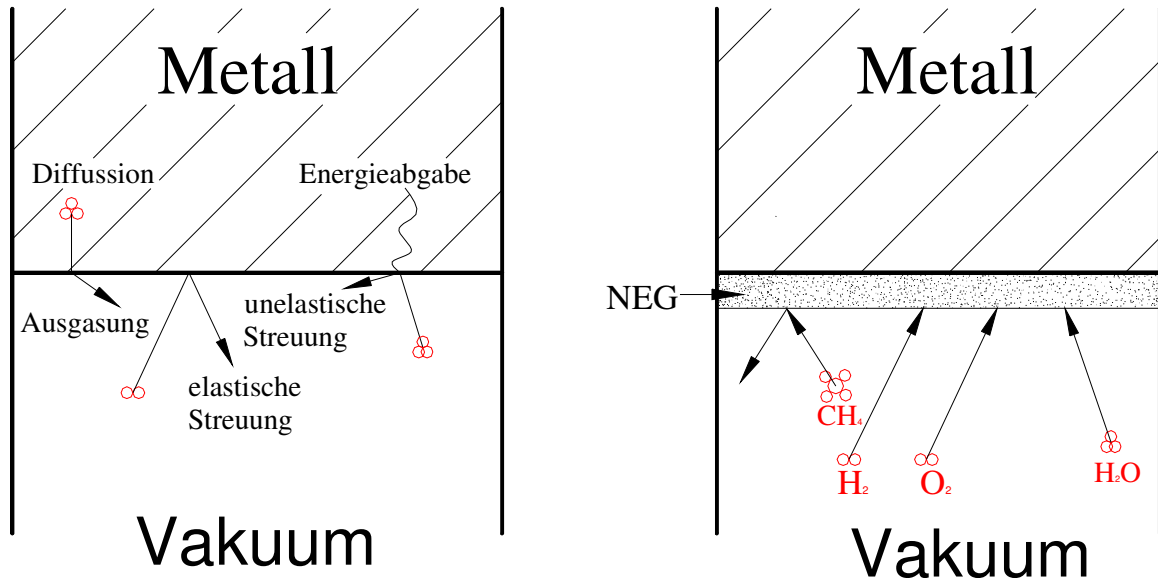


Abbildung 25. Das Prinzip des NEG-Mechanismus.

Die Wirkung der Getterstoffe (GM=Gettermaterial) beruht auf der Gasaufnahme durch chemische Bindung, wobei Edelgase und Methan nicht absorbiert werden:



Im Gegensatz zu üblichen Pumpen, wie z.B. Ionengetterpumpen oder einem NEG-Modul (d.i., Anordnung eines NEG Volumens in einem pumpenartigen Gehäuse), beeinflusst NEG Beschichtung die Apertur der Strahlführung nicht, d.h. die üblichen ‚Pumpstutzen‘ können entfallen. Außerdem hat NEG Beschichtung einige weitere Vorteile, die hier kurz genannt werden:

- 1) Die Sekundärelektronenausbeute ist im Vergleich zu Stahl niedriger
- 2) Die elektronenstimulierte Desorption ist niedriger
- 3) Die photonenstimulierte Desorption ist niedriger

Es gibt eine Reihe chemischer Elemente, die als NEG-Material in Frage kommen. Diejenigen Elemente, die an Beschleunigern eingesetzt werden könnten, sollten folgende Eigenschaften haben:

- 1) Hohe Bindungsenergie und hohe Absorptionskapazität für reaktive Gase: H₂, CO, CO₂, O₂, N₂
- 2) Hohe Löslichkeit für Sauerstoff (um mehrere Aktivierungen durchführen zu können)
- 3) Niedrige Reaktivierungstemperatur

Alle diese Voraussetzungen werden durch die Elemente der Gruppen IV B (Ti, Zr, Hf) und V B (V, Nb, Ta) des Periodensystems erfüllt. Es wurden viele Elemente aus den Gruppen IV und V untersucht und es wurde entdeckt, dass die Ti-Zr-V Verbindung die niedrigste Reaktivierungstemperatur ($\sim 180^{\circ}$ C) hat [40,41]. Speziell bei den Strahlführungskomponenten ist dieser Punkt extrem relevant, denn die beschränkte Temperaturfestigkeit z.B. der in dieser Arbeit verwendeten Quadrupole erlaubt selbst bei Kühlung der Elemente nicht, dass die innen liegenden Strahlrohre auf mehr als (200-240) Grad erwärmt werden können. Deshalb wurde im Weiteren die Ti-Zr-V Verbindung untersucht.

4.1.2 Magnetronspütern

Die Vakuumbaulemente wurden durch Magnetronspütern beschichtet. Beim Auftreffen von Ionen auf die Oberfläche eines aus massivem NEG-Material bestehenden Targets ist es möglich, dass einige Atome genügend Energie bekommen, um das Target zu verlassen. Dieser Prozess heißt „Sputtern“. Der Effekt des Ionenbombardements unterscheidet sich vom Bombardement mit Elektronen oder Photonen, denn Ionen haben ungefähr die gleiche Masse wie die Targetatome. Dies ermöglicht einen effizienten Energietransfer auf die Targetatome. Die minimale notwendige Energie, um Atome aus dem Target herauszulösen, heißt Schwellenenergie. Dieser Wert ist im Wesentlichen durch das Verhältnis der Sputtergasatommasse zur Targetatommasse bestimmt. Die meisten Elemente haben eine Schwellenenergie von etwa 10 bis 40 eV. Die Schwellenenergien für Ar und Kr sind in Tabelle 6 dargestellt:

Target, Z	Schwellenwert, eV	
	Ar	Kr
Ti, 22	20	17
V, 23	23	25
Zr, 40	22	18

Tabelle 6. Schwellenenergie für verschiedene Materialien beim Ionenbombardement mit Ar und Kr [42].

Beim konventionellen DC-Sputtern tragen nur wenige der emittierten Elektronen zur Ionisierung der Sputtergasatome bei. Eine Technik, die die Zahl der ionisierten Sputtergasatome erhöht, ist das Magnetronspütern. Über der Kathode wird mit Hilfe des elektrischen Felds und des Magnetfelds eine „Elektronenfalle“ erzeugt (Abb. 26). In diesem Feld bewegen sich Elektronen auf spiralförmigen Bahnen, dadurch wird die Weglänge der Elektronen verlängert. Bei gleichem Entladungsstrom finden dann mehr Ionisationsprozesse statt als ohne Magnetfeld. Die Ionisationsrate wird dadurch deutlich erhöht. Zwischen dem Substrat und dem Target wird eine Spannung angelegt, sodass positive Ionen zum Target hin beschleunigt werden und das Target mit positiven Ionen beschossen wird. Positive Ionen schlagen Atome oder Moleküle heraus (die Freisetzung von Atomen erfolgt aus einer Tiefe von etwa 1 nm), die sich (als Neutralteilchen vom äußeren Feld unbeeinflusst) dann auf dem Substrat absetzen.

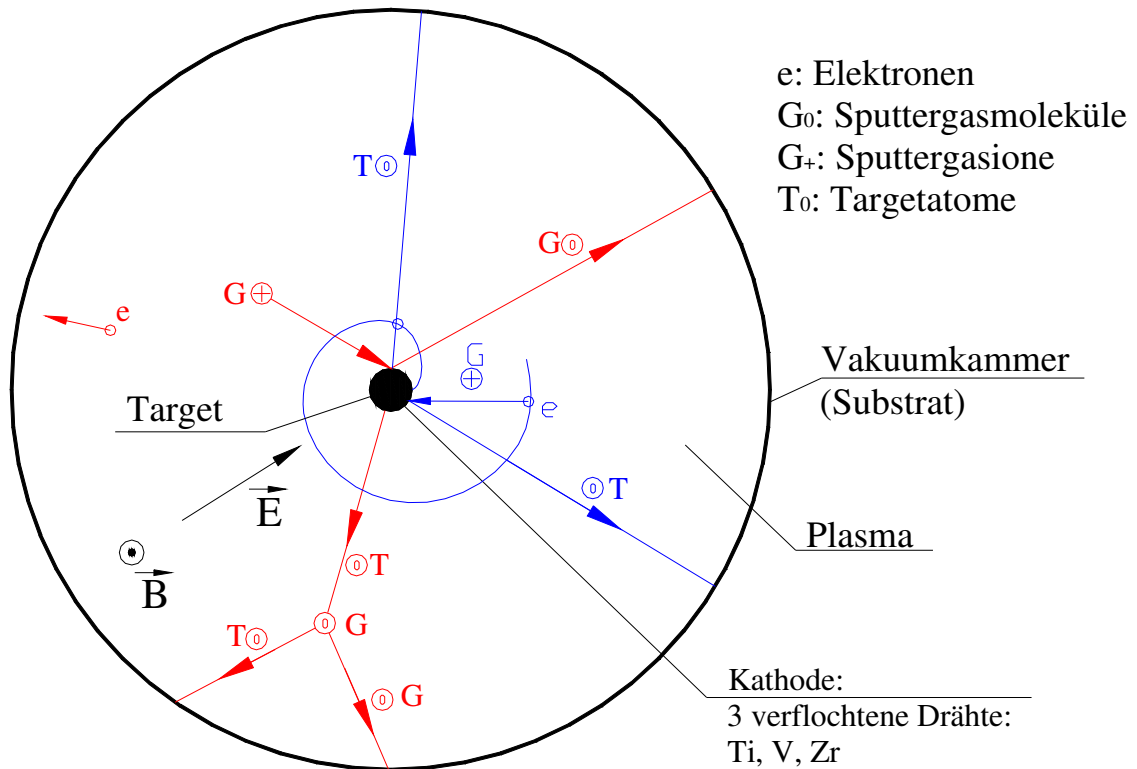


Abbildung 26. Das Prinzip der Sputterdeposition im zylindrischen Magnetron.

Unter der Sputterausbeute Y versteht man die mittlere Anzahl der Targetatome, die pro auftreffendem Ion emittiert werden. Y hängt vom Targetmaterial, von der Art und Energie der bombardierenden Ionen und deren Einfallswinkel ab. Bei senkrechtem Einfall von Ionen gilt für die Sputterausbeute [43]:

$$Y = 0.42 \frac{\alpha Q K S_n(\varepsilon)}{U_s [1 + 0.35 U_s S_e(\varepsilon)]} \left[1 - \sqrt{\frac{E_{th}}{E}} \right]^{2.8} \quad (44)$$

α , Q und E_{th} sind empirische Parameter, U_s ist die Sublimationsenergie, E ist die Energie der einfallenden Ionen und $S_n(\varepsilon)$ und $S_e(\varepsilon)$ sind Lindhards elastische und unelastische Bremswirkungsquerschnitte, wobei ε eine Funktion von der Masse und der Ordnungszahl der Targetatome und Sputtergas ist.

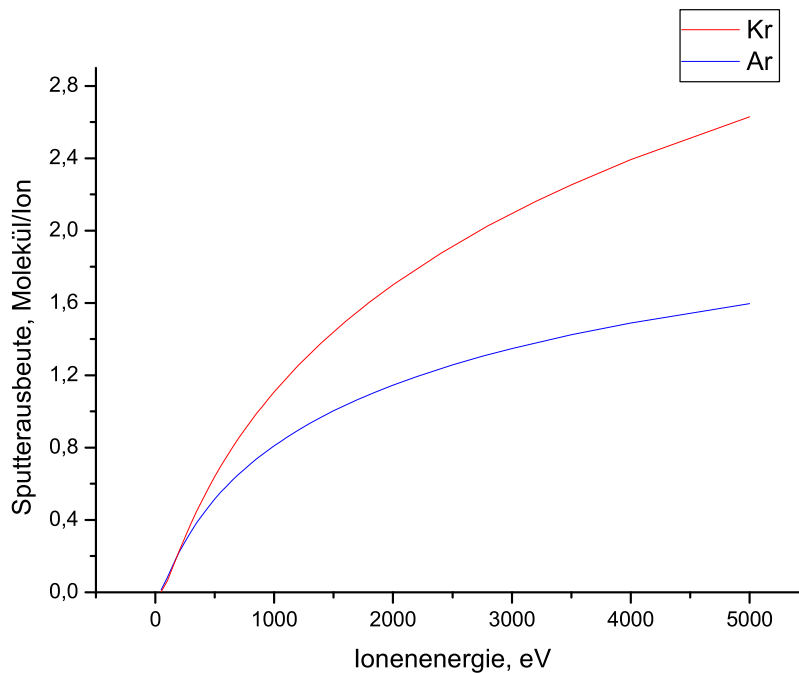


Abbildung 27. Sputterausbeute von Zr als Funktion der Einfallenergie für Argon und Krypton als Sputtergas.

Wie man in Abb.27 sieht, hat die Sputterausbeute von Zirkonium für Krypton etwas größere Werte als für Argon. Da die Spannung nicht mehr als ~600 V sein sollte, ist der Unterschied nicht allzu groß. Das ist aber nicht der entscheidende Punkt. Sputtergasionen können beim Auftreffen auf das Target neutralisiert und danach als hochenergetische neutrale Atome in die NEG-Schicht implantiert werden. Dieser Prozess spielt eine große Rolle, wenn die Targetatommasse größer ist als die Sputtergasmasse und erhöht sich mit steigender Einfallenergie der Ionen (Spannung am Target).

Beim Produzieren des NEG durch Argon erhält die Beschichtung ca. 100mal mehr Sputtergas als bei Verwendung von Krypton [44]. Beim späteren Betrieb könnten die implantierten Sputtergasatome das Vakuum verschlechtern, da sie vom NEG nicht gepumpt werden können. Aus diesem Grund eignet sich Krypton Sputtergas besser als Argon.

Das Sputtern ist allerdings nicht die einzige Möglichkeit, NEG Filme zu produzieren, wahrscheinlich aber die beste. Beim Sputtern ist die kinetische Energie der Targetatome ~10 eV; also eine Größenordnung größer als beim thermischen Verdampfen (~0.2 eV), was zu einer besseren Haftung von Targetatomen führt. Außerdem ist der Sättigungsdampfdruck des Zirkoniums bei gleicher Temperatur ca. 3 Größenordnungen kleiner als der des Titans und Vanadiums [45].

4.1.3 Beschichtung von Bauteilen und Eigenschaften der NEG Filme

Nachdem das Vakuumbauteil auf einen Druck von 10^{-7} mbar evakuiert wurde, wird Krypton eingelassen. Bei ca. 10^{-2} mbar wird mit Hilfe einer negativen Hochspannung von 400 V eine Entladung gezündet, das Magnetfeld beträgt dabei 100 Gauss. Die Kathode besteht aus je einem Draht der Elemente Titan, Vanadium und Zirkonium, die miteinander verflochten werden (Abb.28) und wird im Inneren der zu beschichtenden Bauteile aufgespannt.



Abbildung 28. Die Sputterkathode.

Die Beschichtung wächst auf dem Substrat mit einer Geschwindigkeit von 37 nm/Stunde. Die Dicke und die Zusammensetzung der Beschichtung wurde durch Röntgenfluoreszenzmessung am Darmstädter Kompetenzzentrum für Dünnschichtanalyse bestimmt. Sie ist für die oben genannten Sputterparameter $Ti_{1,07}V_{1,98}Zr$, dabei weist der Film gute Homogenität auf (Abb.30).

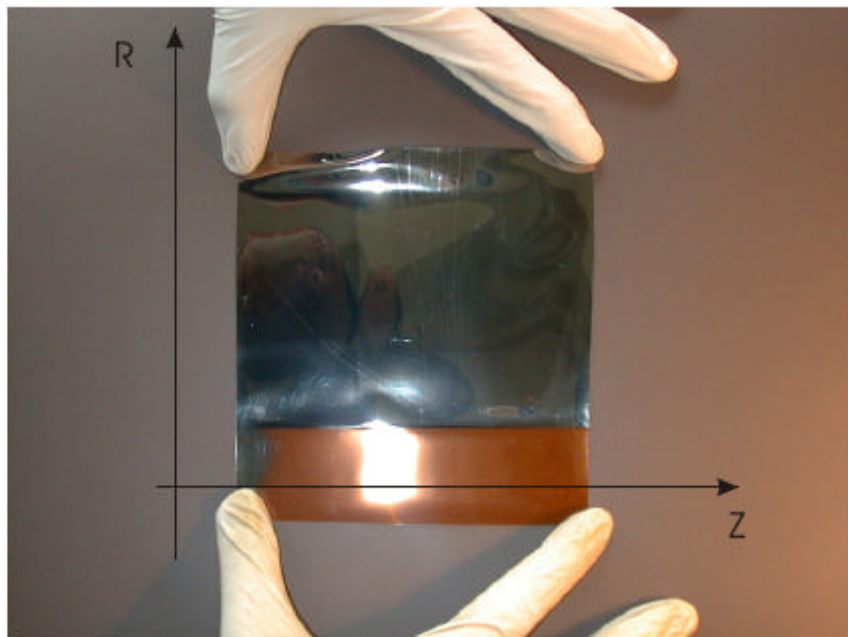


Abbildung 29. TiZrV Beschichtung auf einer Kapton-Folie (die Folie kleidete während eines Sputtervorgangs das Innere eines Rohrs aus).

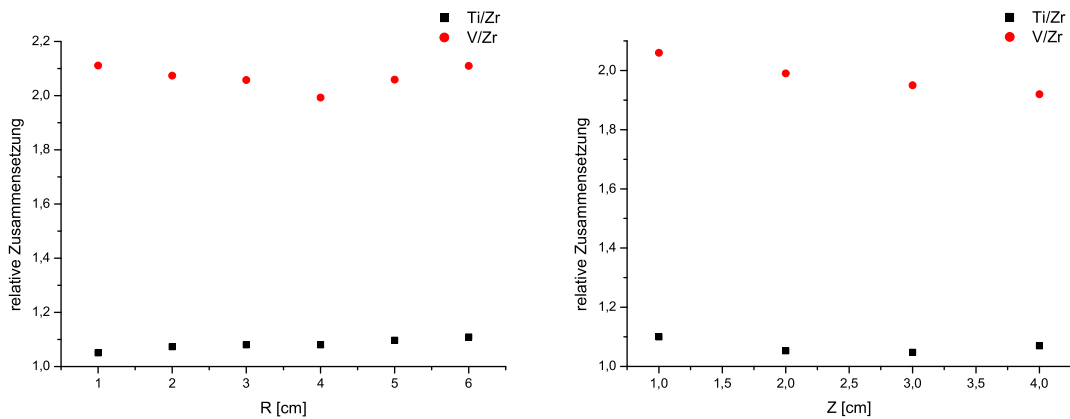
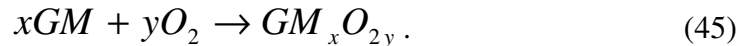


Abbildung 30. Zusammensetzung der Beschichtung entlang der longitudinalen und transversalen Achse (siehe Abb. 29).

4.1.4 Aktivierung des NEG's.

Gas-Moleküle aus dem Restgas können an einer frischen Getteroberfläche gebunden werden. Da die Beschichtungen aber nicht „in situ“ erfolgen können, sondern die Vakuumbauteile natürlich unter Lufteinwirkung montiert werden müssen, sollte der Oxydfilm durch einen Aktivierungsprozess entfernt werden. Es sollte also herausgefunden werden, unter welchen Bedingungen eine thermische Aktivierung des Getters möglich ist, wobei eine möglichst niedrige Aktivierungstemperatur angestrebt wird. Der Getterfilm wird nach jeder Belüftung passiv, d.h., er wird von einer Oxydschicht bedeckt:



Während der Reaktivierung (Aufheizung) des NEG's unter UHV Bedingungen verschwindet die Sauerstoffoberfläche, indem Sauerstoff in den Getterfilm diffundiert. Die Aktivierung ist dann vollendet, wenn die Sauerstoffkonzentration an der Oberfläche ein Minimum und das Saugvermögen des NEG's sein Maximum erreicht hat. Nach jeder Belüftung steigt die Konzentration des Sauerstoffs an und die Eigenschaften der Beschichtung verschlechtern sich.

Das Saugvermögen des NEG's wurde für Wasserstoff gemessen. Die NEG beschichtete Vakuumkammer wurde bei einer Reaktivierungstemperatur $T_{akt}=250^{\circ}C$ für $t_{akt}=24$ Stunden ausgeheizt. Das Saugvermögen beträgt nach der erste Aktivierung

$$S_{H_2} = 0,14 \frac{l}{s \cdot cm^2} \text{ und verschlechtert sich bei den nächsten Reaktivierungen (Abb.31).}$$

Beim 4. Zyklus wurde das Saugvermögen gemessen, ohne den NEG auszuheizen. Wie man es erwarten konnte, ist das Saugvermögen dann gleich Null.

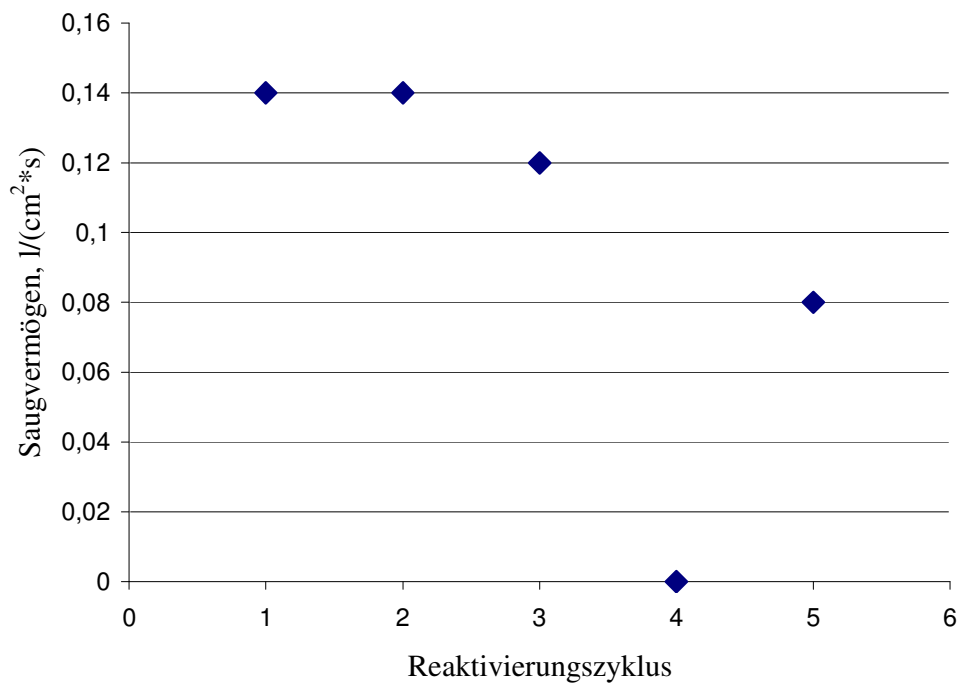


Abbildung 31. Die Saugleistung des NEG als Funktion der Reaktivierungszyklen. Die getestete Vakuumkammer wurde vor jeder Reaktivierung belüftet. Punkt 4 wurde gemessen, ohne NEG-Beschichtung zu reaktivieren.

4.1.5 Beschichtung der Vakuumkammer der Kanone

Die Vakuumkammer der Kanone wurde mit NEG beschichtet. Dafür wurde ein 91 cm langer Solenoid mit einem Durchmesser von 81 cm hergestellt (Abb.32), womit man auch Vakuumbauteile großen Durchmessers beschichten kann. Ein Magnetfeld von 100 Gauss wird bei einem Strom von 40 A erzeugt.



Abbildung 32. Solenoid für die NEG-Beschichtung.

Aufgrund der Größe der Vakuumkammer und ihrer komplizierten Geometrie wurde die Vakuumkammer der Kanone hintereinander von in parallel zu drei verschiedenen Richtungen montierten Sputtertargets beschichtet (Abb.33). Die Linien 1,2 und 3 sind hier die Spannrichtungen der Drähte. Da der innere Durchmesser des oberen Flansches 200 mm beträgt, wurde die Richtung 1 mit Hilfe von vier durch den Flansch gespannten Sputterkathoden beschichtet.

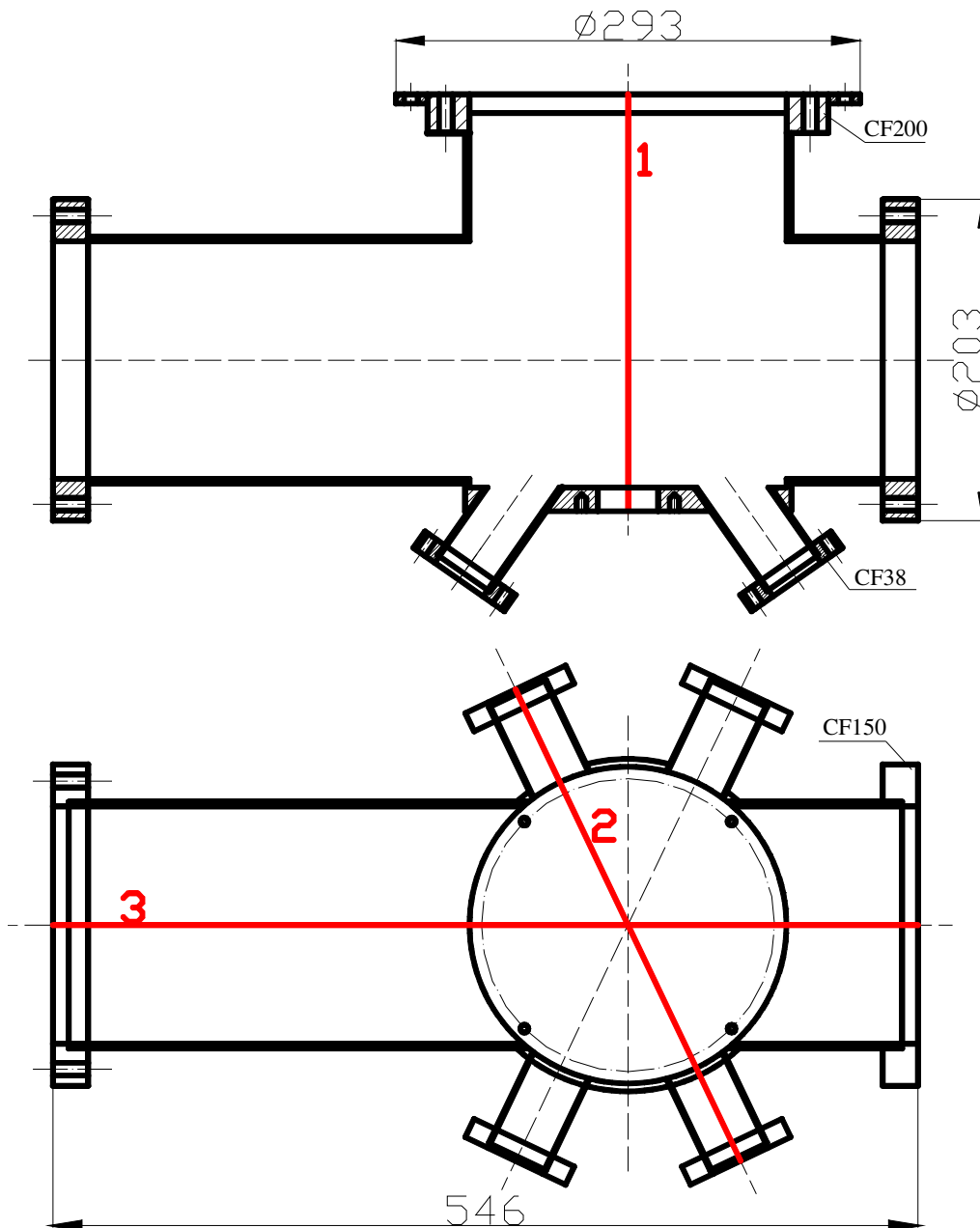


Abbildung 33. Beschichtung der Kanonen-Vakuumkammer mit NEG.

Während der Beschichtung beobachteten wir ein helles Leuchten des Kryptonplasmas (Abb.34).

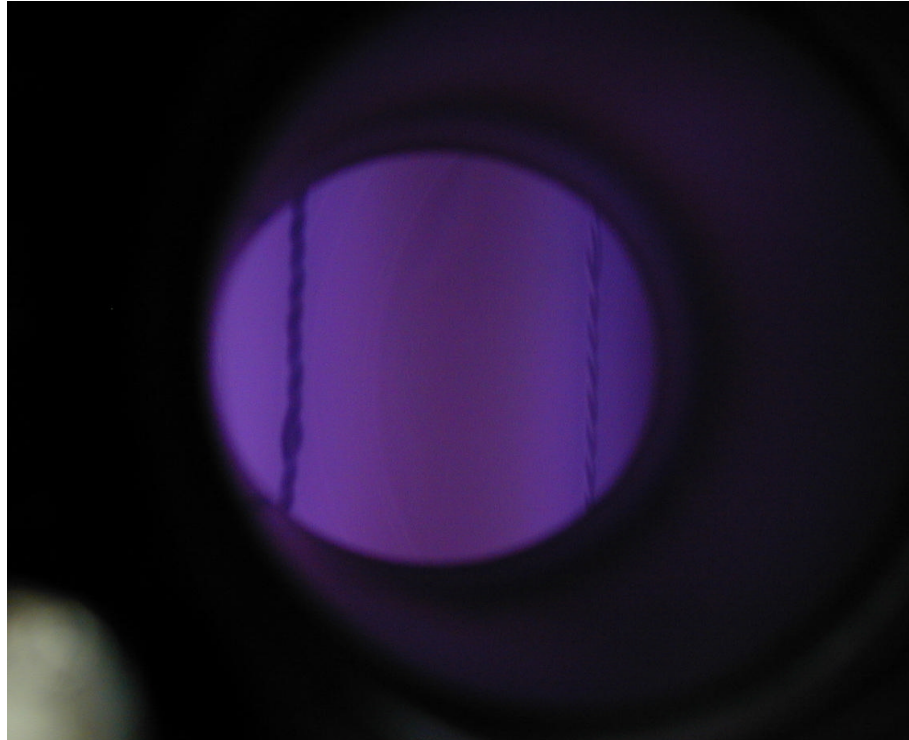


Abbildung 34. Kryptonplasma während Beschichtung der Kanone mit NEG.

Die Sputterparameter sind in Tabelle 7 dargestellt.

Magnetfeld, G	100
Kathodenspannung, V	600
Druck des Kryptons, mbar	$6 \cdot 10^{-2}$
Sputterstrom, mA/m	50

Tabelle 7. Sputterparameter.

Durch das Magnetronsputtern ist es also möglich, homogene Filme mit niedriger Reaktivierungstemperatur und guter Schichtqualität herzustellen. Auch große Vakuumkammern können beschichtet werden. Auf diese Weise kann ein extrem sauberes Vakuum erzielt werden.

4.2 Hochleistungslaser

Um hohe Ströme zu produzieren, ist ein Hochleistungslaser nötig. Der „Fiber Array Package“ (FAP)-Laser* besteht aus mehreren Laserdioden (Diodenlaserarray). Es gelingt, die Strahlen aller dieser Dioden in einen einzigen Multimodelichtleiter einzukoppeln. Auf diese Weise kann hohe Leistung (in unserem Fall bis zu 15 W) erreicht werden, allerdings bei relativ schlechter Strahlqualität. Da die Strahldivergenz recht groß ist, wird das Laserlicht durch ein Vakuumfenster der Kanone fokussiert (Abb.35), das der Kathode sehr nahe liegt. Der Laserfleck ist radialsymmetrisch und hat auf der Kathode einen $1/e^2$ Durchmesser von 2.1 mm.

* Hersteller Firma Coherent.

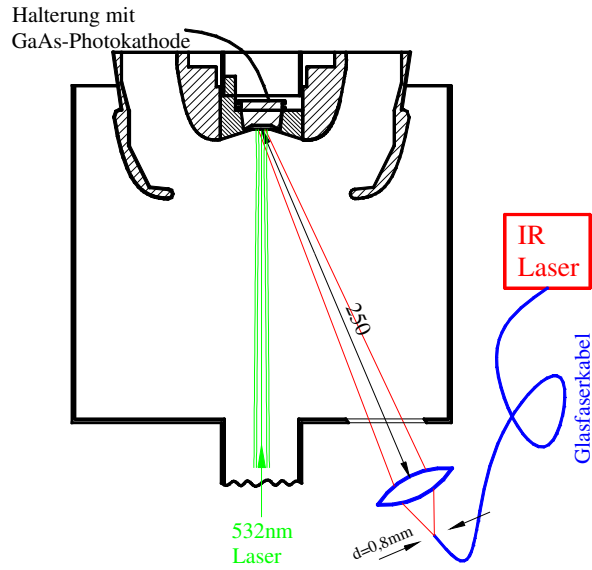


Abbildung 35. Hochleistungslaser.

Der FAP-Laser wird ferngesteuert (Abb.36). Der Lasertreiber wurde im Elektronenlabor des Instituts für Kernphysik entwickelt.

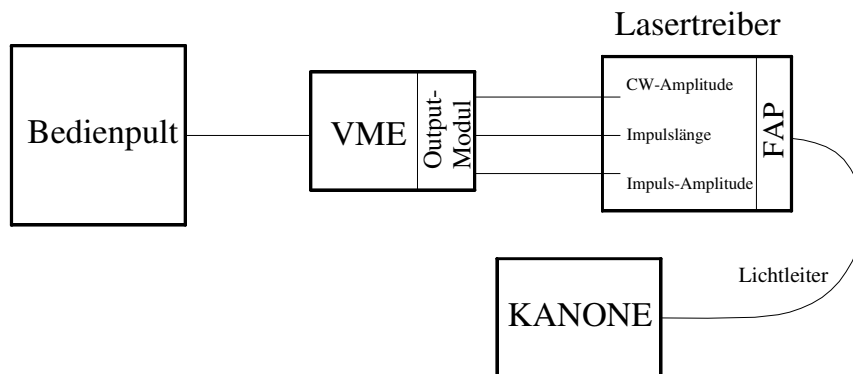


Abbildung 36. Lasertreiber und Schema der Fernbedienung des FAP-Lasers.

Damit kann man zwischen d.c. und Impulsbetrieb umschalten. Die Wiederholungsfrequenz ist fest (Tabelle 8), die Pulslänge lässt sich jedoch im Bereich von 100 μ s bis 10 ms (entspricht d.c. Betrieb) variieren.

Leistung, W	15
Wellenlänge, nm	808
Pulslänge, ms	0.1-10
Wiederholungsfrequenz, Hz	100
Strahldivergenz, N.A.	0.16
Strahlaustrittsfläche, μ m	800

Tabelle 8. Parameter des IR Lasers.

Um die anderen Experimente zu ermöglichen, werden weitere Laser – deren bessere Strahlqualität eine Fokussierung des Laserlichtes auf die Kathode bei einer größeren Arbeitsdistanz ($L=2$ m) erlaubt – am Vakuumfenster des α -Magnets eingebaut, ohne den FAP Laser auszubauen (Abb.35).

4.3 Photokathode

Zur Zeit werden am Beschleuniger nur Photokathoden mit hoher Polarisierung (bis 90 %) eingesetzt (Abb.37). Die Quantenausbeute solcher Photokathoden übertrifft normalerweise bei Photonenenergien, die dem Polarisationsmaximum entsprechen, 1 % nicht. Um bei dieser Quantenausbeute einen Elektronenstrom von 1 mA auch nach Ablauf einer Lebensdauer zu produzieren, wird eine Laserleistung von ca. 0.5 W nötig, was Kathodenerhitzung und damit wiederum eine Verminderung der Kathodenlebensdauer verursacht (siehe Abschnitt 5.1). Außerdem führen technologische Schwierigkeiten bei der Herstellung der hochpolarisierenden Photokathoden zu erheblichen Reproduzierbarkeitsproblemen, die wenigen geeigneten Kathoden müssen für den Einsatz am Beschleuniger reserviert bleiben. Deshalb wurde in dieser Arbeit auf Verwendung der Photokathoden mit hoher Polarisierung verzichtet.

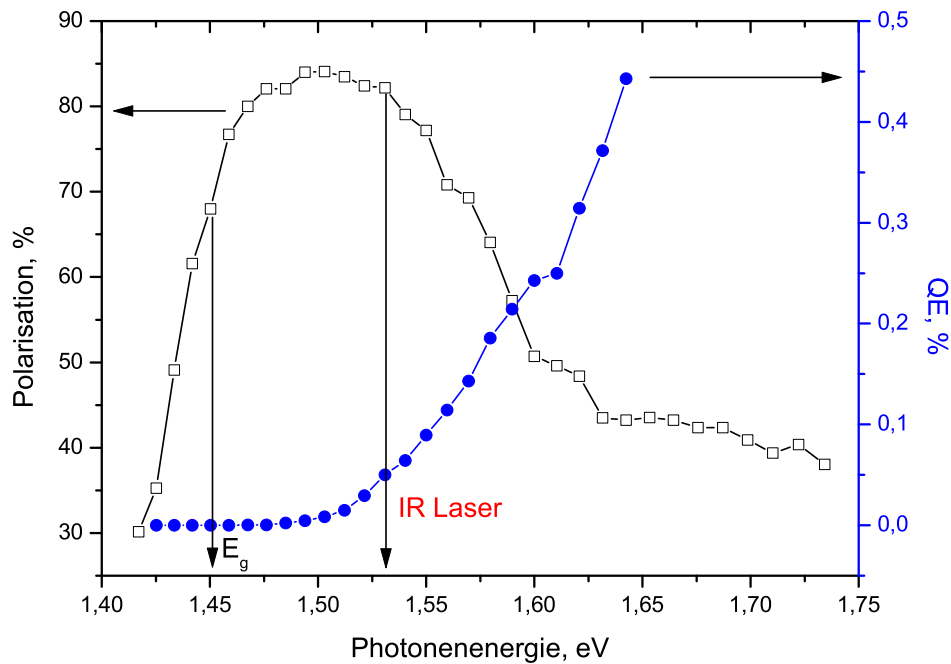


Abbildung 37. Quantenausbeute und Polarisation als Funktion der Photonenenergie einer Strained Layer Photokathode [46].

Als Photokathoden wurden mit Zink hoch dotierte bulk* GaAs-Kristalle (Tabelle 9) verwendet. Die Polarisation ist im Vergleich zur Polarisation aus Strained Layer Photokathoden niedrig, aber die Bedingungen der Photoemission (Photonenenergie ~100 meV höher als die Energielücke) sind vergleichbar mit Bedingungen der Emission aus Strained Layer Photokathoden (Abb.38). Die Ergebnisse sind also wahrscheinlich auf hochpolarisierende Photokathoden übertragbar.

Dotiersubstanz	Zink
Orientierung	(100)
Dicke, μm	350
Konzentration der Löcher, cm^{-3}	$2 \cdot 10^{19}$
Polarisation, %	30
Austrittswahrscheinlichkeit, %	14
Rekombinationszeit, ps	580
Diffusionslänge, μm	1.5

Tabelle 9. Eigenschaften der in dieser Arbeit verwendeten bulk GaAs-Photokathode.

In einem p-dotierten GaAs Kristall entstehen zusätzliche Elektronenniveaus, die ca. $\Delta E \sim 50$ meV über dem Valenzband liegen. Bei einer Dotierung von $p = 2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ beträgt die Energielücke laut Formel (19) $\sim 1,38$ eV. Hierdurch ist die Elektronenemission bei der Photonenenergie $\sim 1,3$ eV und damit bei $E\gamma < E_{\Gamma}$ möglich.

* d.h. das Material ist dicker als die Eindringlänge des Lichtes im Kristall. Im Gegensatz dazu haben hochpolarisierende Photokathoden aktive Zonen, die kleiner sind als $1/\alpha$.

Die Quantenausbeute bei dieser Photonenenergie wird allerdings extrem niedrig (Abb.38).

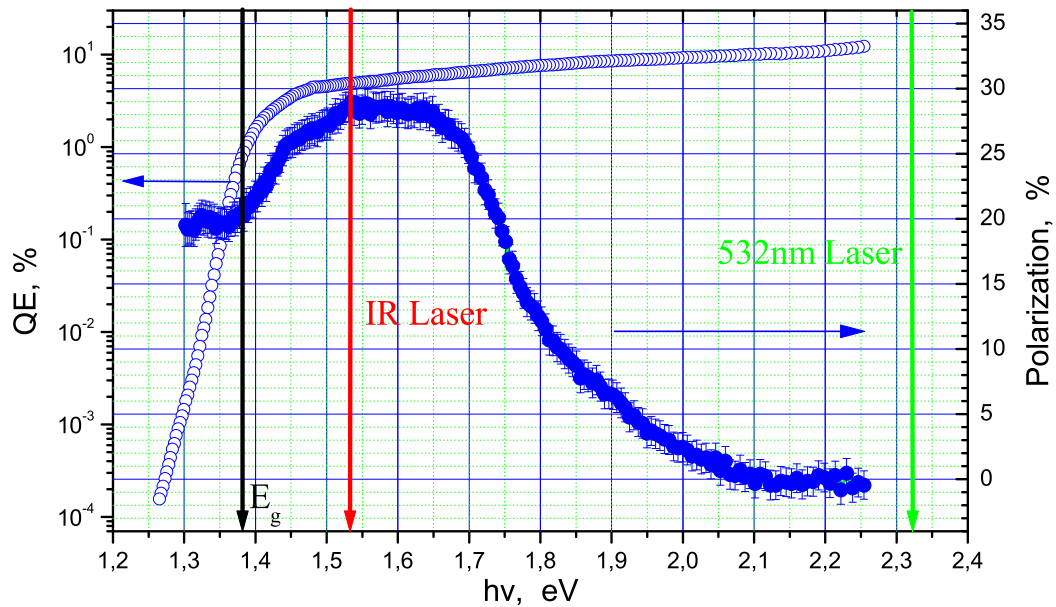


Abbildung 38. Quantenausbeute und Polarisation als Funktion der Photonenenergie bei einem p-dotierten bulk GaAs-Kristall, wie er standardmäßig in dieser Arbeit verwendet wurde [47].

In Abschnitt 2.1.2 wurde erwähnt, dass in einem reinen (undotierten) GaAs Kristall die Polarisation ein Maximum bei der Photonenenergie $E_g < \hbar\omega < E_g + \Delta$ hat. In einem dotierten Kristall tragen Bandlückenzustände auch bei niedrigen Photonenenergien $\hbar\omega < E_g$ bei. Die zusätzlichen Elektronenniveaus haben vermutlich nicht die gleichen Symmetrieeigenschaften wie das $P_{3/2}$ -Valenzbandniveau, was zu einer niedrigeren Polarisation (hier ca. 20%) führt. Mit steigender Photonenenergie steigt auch die Wahrscheinlichkeit der Übergänge aus dem Zustand mit $P_{3/2}$, sodass die Polarisation ab $E_\gamma = E_g$ größer wird. Außerdem dringen die Photonen mit niedriger Energie in den Kristall tiefer ein als die mit hoher Energie, wodurch Elektronen tief im Kristall erzeugt werden. Während der Diffusion zur Halbleiteroberfläche verlieren Elektronen ihre Polarisation: Somit liegt das Maximum der Polarisation bei $E_\gamma \sim 1,55$ eV, was der Photonenenergie entspricht, die in dieser Arbeit hauptsächlich verwendet wurde. Oberhalb von $E_\gamma = 1,62$ eV tragen auch Elektronen aus dem Zustand $P_{1/2}$ bei, was die Polarisation herabsetzt.

Die Emissionswahrscheinlichkeit steigt mit steigender Photonenenergie, außerdem sind die Photokathoden bei hoher Photonenenergie auch stabiler als bei niedriger (siehe Abschnitt 5.6). Da die Polarisation gleich Null ist, ist die Anwendung hochenergetischer Photonen für polarisierte Quellen nicht sinnvoll.

Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Elektron ins Vakuum emittiert wird, ist laut Spicer [26]:

$$QE = A \frac{1}{1 + \frac{1}{\alpha L}} (1 - R) \quad (46)$$

hier ist A die Austrittswahrscheinlichkeit der Elektronen aus dem Kristall, α der Absorptionskoeffizient des Lichts, L die Diffusionslänge der Elektronen und R der Reflexionskoeffizient ($\sim 30\%$ für GaAs). Die gemessene Quantenausbeute wurde mit der Spicerschen Formel gefittet (Abb.39). Der Verlauf des Absorptionskoeffizienten wurde aus Abb. 12 entnommen. Die Fitparameter sind: Die Austrittswahrscheinlichkeit $A=14\%$, sowie die Diffusionslänge $L=1.5 \mu\text{m}$, was mit der theoretischen Vorhersage für L übereinstimmt.

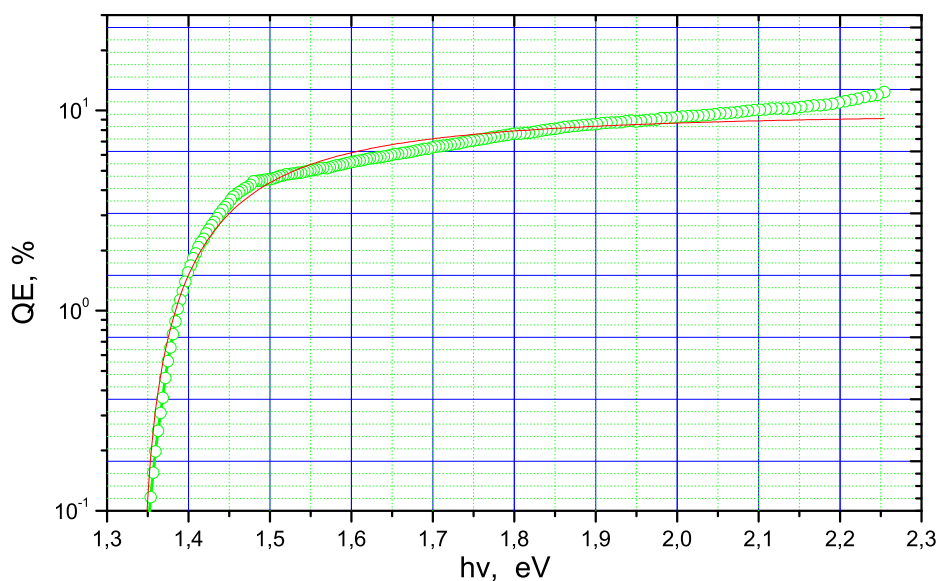


Abbildung 39. Fit der gemessenen Quantenausbeute einer in dieser Arbeit verwendeten bulk GaAs-Photokathode mit der Spicerschen Formel.

4.4 Strahlenergieerückgewinnung

Für neue Projekte werden Stromstärken von bis zu einigen Ampere nötig (siehe Abschnitt 1.4). Dabei entstehen zusätzliche Anforderungen an das Hochspannungsnetzgerät der Kanone, z.B. für den Antiprotonenpolarisator müsste es eine Leistung von $60\text{kV} \cdot 1\text{A} = 60\text{kW}$ liefern. Ein solches Netzgerät kostet ca. 100.000 Euro und wäre etwa so groß wie die gesamte Apparatur. Außerdem muss diese riesige Strahlleistung im Beam Dump vernichtet werden, ohne das Vakuum zu verschlechtern. Wegen dieser Effekte wurde in dieser Arbeit (wohl zum ersten Mal im Bereich der polarisierten Quellen) ein aus dem Bereich der Elektronenkühler bekanntes Konzept, die „Energieerückgewinnung“ [48], eingesetzt.

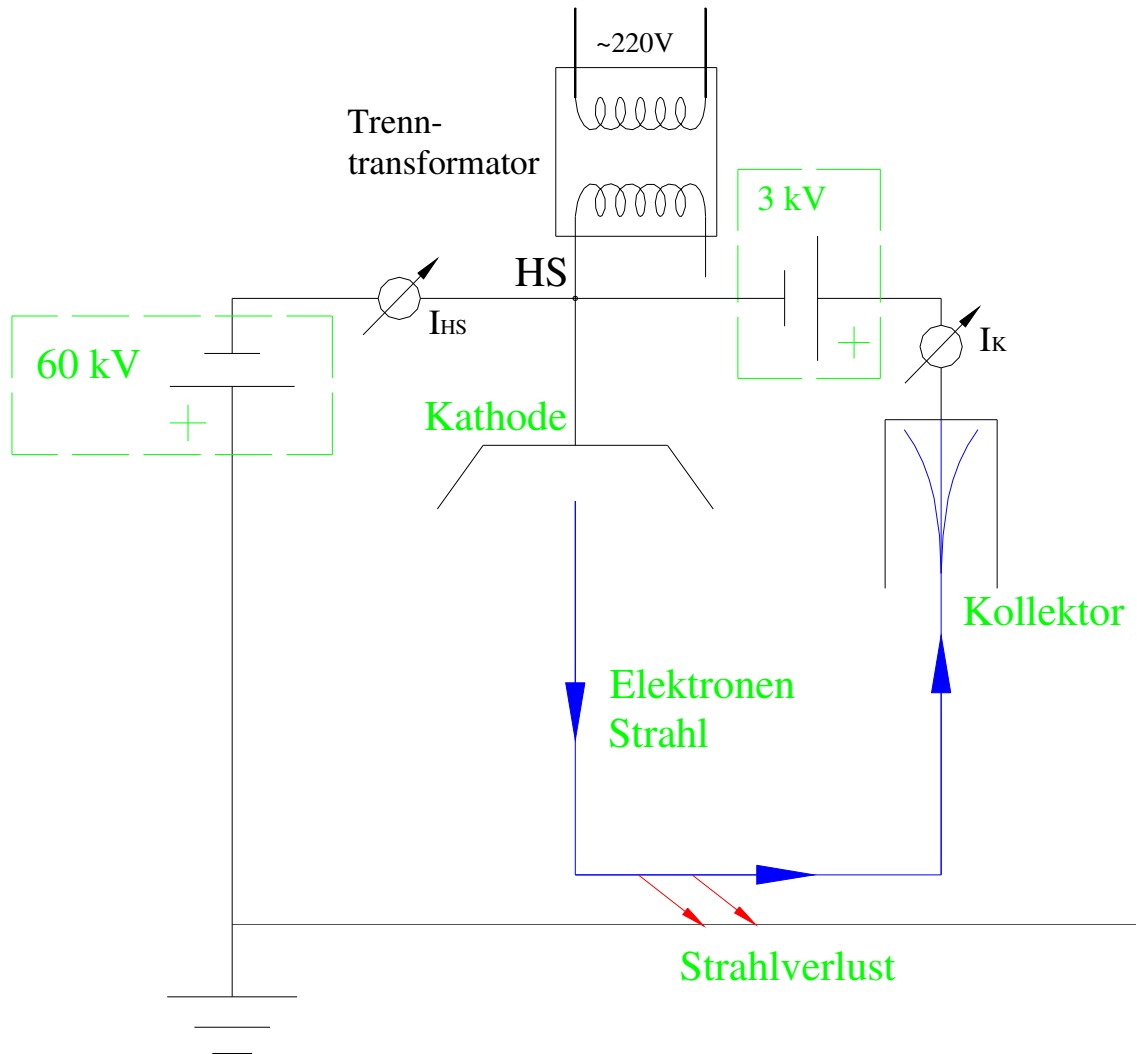


Abbildung 40. Das elektrische Schema der „Energierzirkulation“.

Das Prinzip ist schematisch in Abb. 40 dargestellt. Der Elektronenstrom fließt von der Kathode zum Kollektor, wo er gebremst wird, und dann durch das Netzgerät des Kollektors zurück zur Kathode. Das Hochspannungsnetzgerät der Kanone muss dann ausschließlich den Strom liefern, der verloren geht. Der Aufwand für das Hochspannungsnetzgerät wird auf diese Weise reduziert*.

Ein technisches Problem dabei ist, dass der Punkt „HS“ unter Hochspannung steht und von der Erde isoliert werden muss. Dies wurde durch ein sogenanntes Hot-Deck realisiert (siehe Abb.41).

* Die Strombegrenzung des vorhandenen Hochspannungsnetzgeräts von 3 mA kann auf diese Weise überschritten werden.

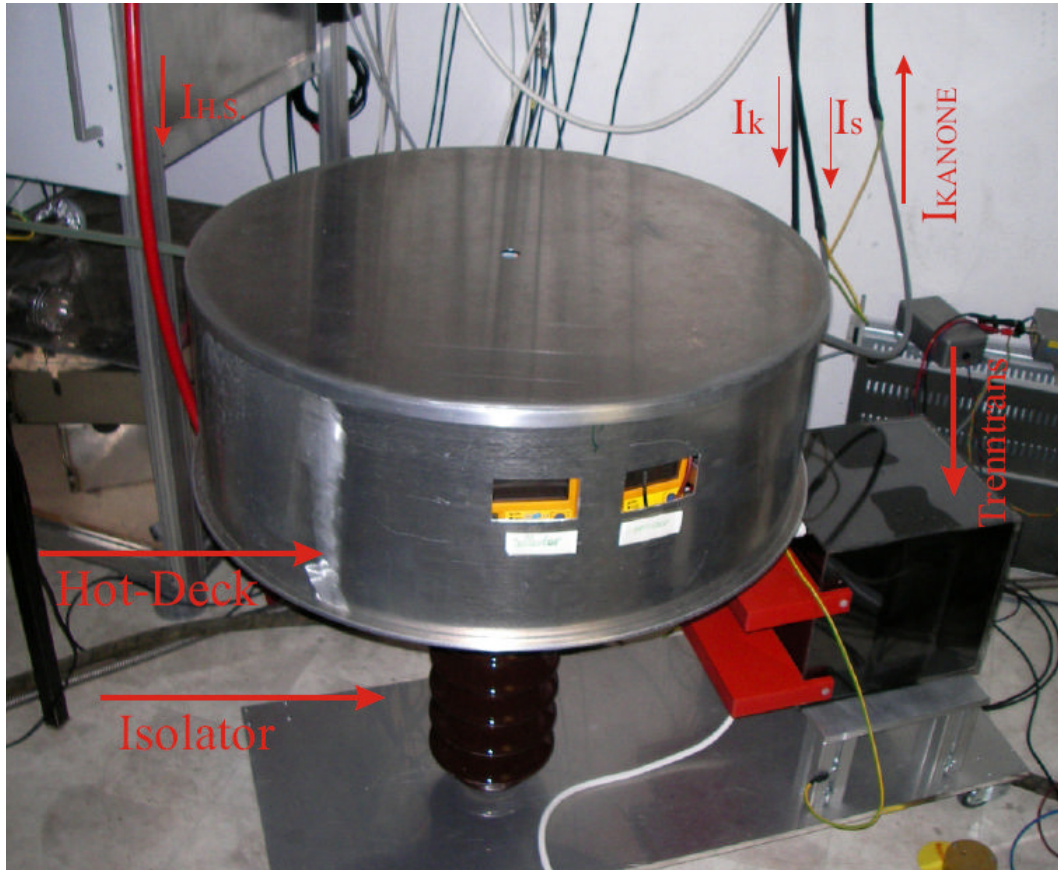


Abbildung 41. Hot-Deck. (Der Aufstellungsraum des Hot-Decks ist während des Betriebs nicht zugänglich, sämtliche Bedienung erfolgt ferngesteuert).

Der Elektronenstrahl löst aus den Vakuumkammerwänden adsorbierte Gasmoleküle aus. Um die Gasproduktion aus dem Beam Dump zu senken, können Elektronen auf kleine kinetische Energien (wenige keV) abgebremst werden. Auf diese Weise kann das Vakuum im Beam Dump in der Anwesenheit des Elektronenstrahls verbessert werden, denn damit wird

- 1) die strahlinduzierte Gasdesorption kleiner
- 2) die Strahlleistung reduziert und dementsprechend auch die Erhitzung der Strahlauftreffstelle

Um die Gasproduktion in der Anwesenheit des Elektronenstrahls effektiv zu reduzieren, muss bei der Konstruktion des Kollektors die Emission von Sekundärelektronen berücksichtigt werden, was in Abschnitt 6.3 diskutiert wird.

5 Experimente und Resultate

In diesem Kapitel werden Experimente zur Entstehung der chemisch aktiven Moleküle und der Ionen diskutiert und wie diese Mechanismen reduziert werden können. Ebenso wird der Temperatureinfluss auf die Kathodenlebensdauer erörtert.

5.1 Erwärmung der Photokathode

Die typische Quantenausbeute der verwendeten Photokathoden betrug 3%, bzw. 20 mA/W, daher werden selbst dann, wenn es noch keinen Abfall der Quantenausbeute gegeben hat, wenigstens 50 mW zur Produktion der angestrebten Stromstärke von 1 mA gebraucht. Die zur Produktion hoher mittlerer Strahlströme benötigte Laserleistung wird fast vollständig in Wärmeleistung umgesetzt*. Die Erwärmung der Photokathode könnte lebensdauerermindernd sein.

So ist z.B. Cs-Verdampfung aus der Cs/O Schicht bei hohen Temperaturen zu erwarten, wobei der Zersetzungsprozess umso schneller abläuft, desto höher die Temperatur des Kristalls ist, und zwar unabhängig davon, ob ein Photostrom produziert wird oder nicht. Man muss also mit einer Absenkung der Vakuumlebensdauer bei intensiver Kathodenbeleuchtung rechnen.

Es ist jedoch schwer quantitativ einzuschätzen, welchen Einfluss die Erwärmung der Photokathode auf die Lebensdauer hat. Deshalb wurde dies experimentell untersucht, und zwar wurde die Vakuumlebensdauer bei unterschiedlichen Laserleistungen bestimmt. Während der Bestrahlung mit dem intensiven Laserlicht wurde eine Elektronenemission durch Erden der Photokathode verhindert. Zur Messung der Quantenausbeute wurde die Hochspannung für kurze Zeit angelegt und die Photokathode dann mit niedrigerer Laserintensität beleuchtet. Auf diese Weise wurde gewährleistet, dass der Elektronenstrahl keinen Einfluss auf die Messung hat. Der beobachtete Abfall der Quantenausbeute mit der Zeit erlaubte es dann, die Vakuumlebensdauer zu bestimmen. Abbildung 42 zeigt den Abfall der Vakuumlebensdauer mit steigender Laserintensität. Man darf also bei der gegebenen Wärmeableitung – die durch die vorhandene Halterung der Kathode (siehe Abb.44) festgelegt ist – nicht beliebig große Laserleistungen anwenden.

* Bei Photoemission aus GaAs-Kristallen tritt durch Elektronenemission fast keine Wärmeabfuhr ein, denn die Effizienz der Kathode übertrifft normalerweise nicht mehr als einige Prozent. Die Schwarzkörper Abstrahlung $\sim T^4$ ist in diesem Temperaturbereich noch vernachlässigbar.

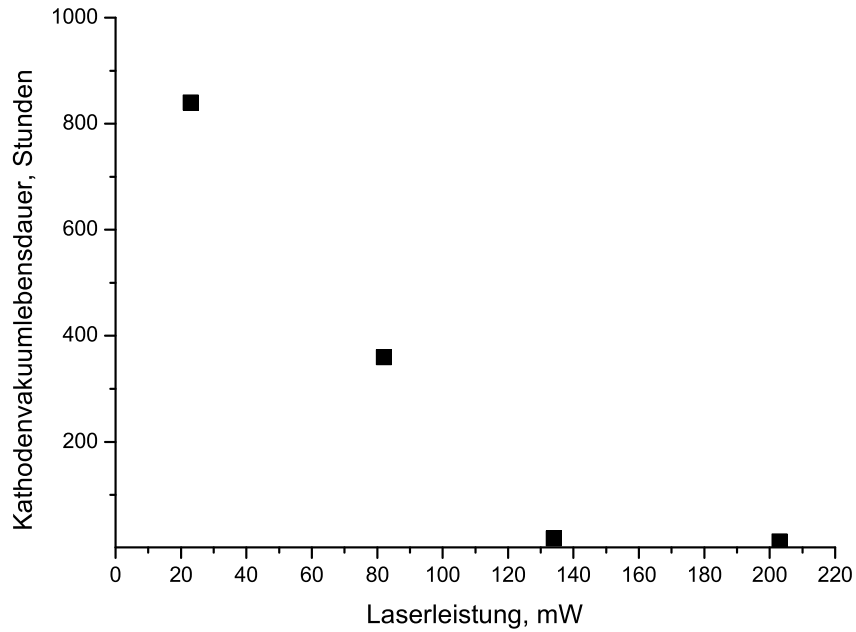


Abbildung 42. Einfluss der Laserleistung auf die Kathodenlebensdauer.

Im Gegensatz zum MAMI-Betrieb, wo die Konstanz des Elektronenstroms eine der wichtigsten Bedingungen des Strahlbetriebs ist, kann man an der PKA2-Quelle nach jeweils einem Abfall der Quantenausbeute um einen konstanten relativen Wert die Stromstärke wieder auf ihren ursprünglichen Wert setzen. Damit kann der Temperatureinfluss auf die Kathodenlebensdauer während der Photoemission bestimmt werden. In Abb. 43 sieht man, dass bei immer weiterer Erhöhung der Laserleistung die Zeitspannen, während der die Quantenausbeute um 20% abnimmt, immer kürzer werden.

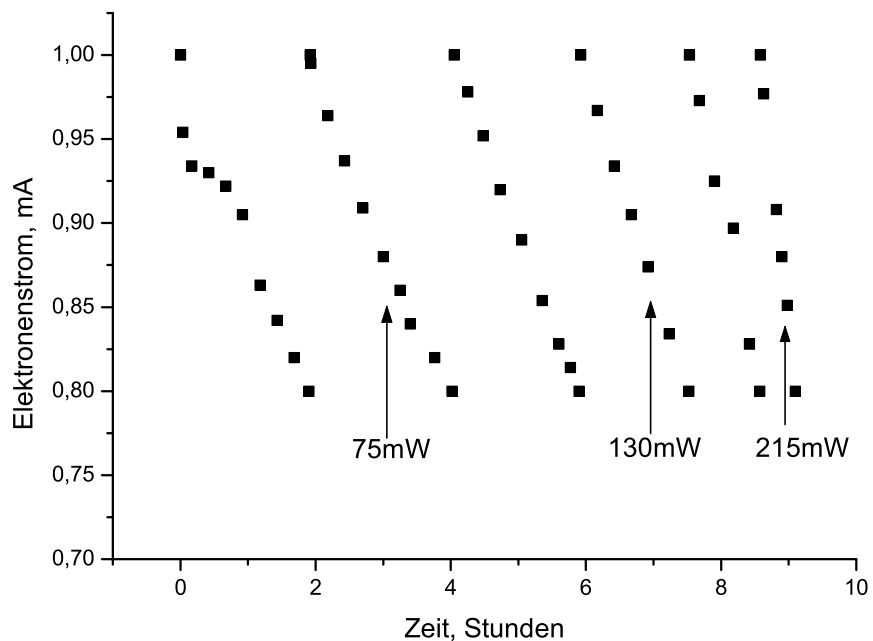


Abbildung 43. Einfluss der Laserleistung auf die Kathodenlebensdauer während der Photoemission.

5.1.1 Eichung der Temperaturskala

Die quadratischen GaAs-Kristalle mit einer Kantenlänge von 11 mm werden in Molybdän-Pucks (Halteung) gehalten (Abb. 44). Die Kristalle werden von einer Wolframbfeder nach unten gedrückt, damit wird der thermische Kontakt zwischen dem Kristall und dem Puck erzeugt. Dort befindet sich eine kreisförmige Öffnung von 10 mm Durchmesser.

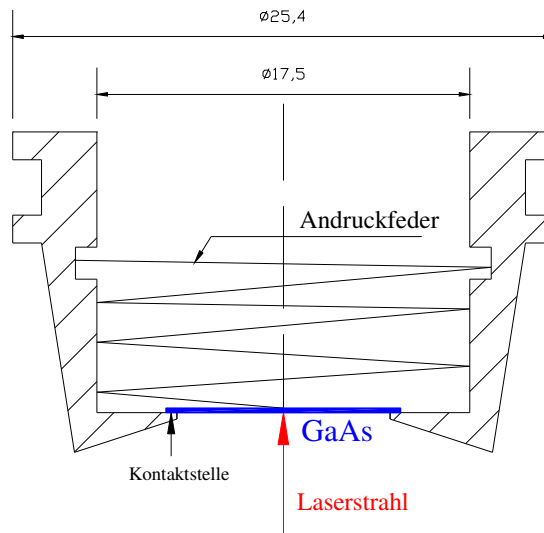


Abbildung 44. GaAs Photokathode in einem Puck.

Mithilfe der Lumineszenzspektroskopie wurde die Temperatur des Kristalls in Abhängigkeit von der eingestrahlenen Laserleistung untersucht [49]. Die angeregten Elektronen können zum Teil mit den Löchern aus dem Valenzband rekombinieren, dabei wird die freigesetzte Energie durch Photonen übernommen. Die Intensitätsverteilung der Photonen lässt sich durch die Fermi-Dirac Funktion berechnen:

$$I \sim (h\nu - E_g)^{1/2} \cdot e^{-\frac{h\nu - E_g}{kT}} \quad (47)$$

Das Maximum der Lumineszenzintensität bei der Temperatur T ist gegenüber dem Maximum bei Zimmertemperatur um den Wert

$$h\nu_{\max}(T) - h\nu_{\max}(T_0) = \left(E_g(T) + \frac{kT}{2} \right) - \left(E_g(T_0) + \frac{kT_0}{2} \right) \quad (48)$$

verschoben, wobei $E_g(T)$ die Energielücke bei Temperatur T und $E_g(T_0)$ die Energielücke bei Zimmertemperatur ist. Die Energielücke bei Temperatur T lässt sich durch

$$E_g(T) = E_{T=0} - \frac{\alpha T^2}{\beta + T} \quad (49)$$

bestimmen, wobei $E_{T=0}$ die Größe der Energielücke bei $T=0$ angibt, α und β sind die Varschni-Parameter [50]. Man kann also aus der Lage des Maximums der Lumineszenzintensität die Temperatur der Kathode bestimmen.

Abbildung 45 zeigt den Verlauf des Temperaturanstiegs. Es wurde ein linearer Zusammenhang von Laserleistung und Kathodentemperaturanstieg $\Delta T = R * L$ bestätigt, wobei R der Wärmewiderstand und L die Laserleistung ist. Der Wärmewiderstand R für die vorhandene Halterung der Photokathode beträgt circa 0.4 Grad/mW.

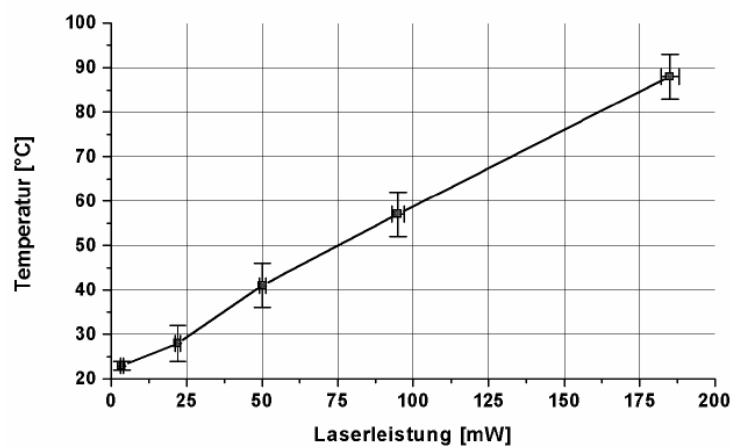


Abbildung 45. Einfluss der Laserleistung auf die Kathodentemperatur [49].

Man darf bei der existierenden Halterung der Kathode eine Laserleistung von 140 mW nicht überschreiten. Eine Quanteneffizienz $> 1\%$ ist also zwingend notwendig, um Stromstärken im Bereich von einigen mA zu produzieren. Das ist im Moment nur mit bulk Photokathoden möglich. Um den Wärmewiderstand zu erniedrigen, muss die thermische Kopplung zwischen der Kathode und dem Puck verbessert werden. Die dazu notwendige simultane Lösung folgender Probleme ist prinzipiell möglich:

- 1) bessere thermische Kopplung
- 2) Ausheizung der Kathode auf 600°C , ohne das Vakuum zu verschlechtern
- 3) Transportierbarkeit der Kathode unter Vakuumbedingungen
- 4) Integration dieses neu zu konstruierenden Halters in die Hochspannungsordnung

So hat z.B. Weigel bei Flüssigstickstofftemperatur einen Wärmewiderstand 15 K/W erreicht [51], also ca. 95 K bei einer Laserleistung 1 W, allerdings bei geringerer Beschleunigungsspannung von ~ 5 kV. Somit können Stromstärken im mA Bereich im Prinzip auch aus hochpolarisierenden Photokathoden produziert werden. Dies ist jedoch ein komplexes Problem, welches in dieser Arbeit nicht angegangen werden konnte, da es auf einen weitgehenden Umbau der Anlage hinausläuft.

5.2 Zusätzliches Ionenbombardement durch Ioneneinfang in der Strahlführung

Wie bereits beschrieben, können positiv geladene Ionen in Richtung Kathode beschleunigt werden, falls Ionisation in der Kanone stattfindet. Dabei treten durch Ionenbeschuss Schäden auf, die zu einer Zerstörung der NEA-Oberfläche führen.

In der Strahlführung werden wegen ihrer große Länge und des schlechteren Vakuums im Vergleich zur Kanone viele Ionen produziert. Der Druck im Beam Dump beträgt $P=2 \cdot 10^{-10}$ mbar. Der Druck in der Strahlführung ist nicht konstant (siehe Abschnitt 5.4), aber kann abgeschätzt werden. Es wird hier angenommen, dass der mittlere Druck $P < 5 \cdot 10^{-10}$ mbar mit der in Tabelle 10 dargestellten Gaszusammensetzung ist.

	Druck, mbar
H ₂	$2 \cdot 10^{-10}$
CH ₄	$8 \cdot 10^{-11}$
CO	$8 \cdot 10^{-11}$
CO ₂	$8 \cdot 10^{-11}$

Tabelle 10. Gaszusammensetzung in der Strahlführung.

Dann ist laut Formel (38) der Ionenstrom

$$I_I \sim 1,6 pA \cdot I_e [mA] \quad (50)$$

pro Meter, wobei die in [52] angegebenen Wirkungsquerschnitte benutzt wurden. Der in der Strahlführung erzeugte Ionenstrom ist deutlich größer als der in der Kanone (siehe Abschnitt 5.5.1). Aber wegen der großen Länge der Strahlführung erreicht nur ein kleiner Teil der Ionen die Kanone, der größte Anteil der Ionen trifft die Wände der Strahlführung, was Gasdesorption verursachen kann. Dieser Prozess ist die Hauptquelle für den dynamischen Vakuumzusammenbruch an einem Ionenbeschleuniger [53]. Wie man in Abb.46 sieht, ist der Koeffizient der ionenstimulierten Desorption (ISD) energieabhängig und etwa eine Größenordnung größer als der der elektronenstimulierten Desorption (siehe auch Abb.55).

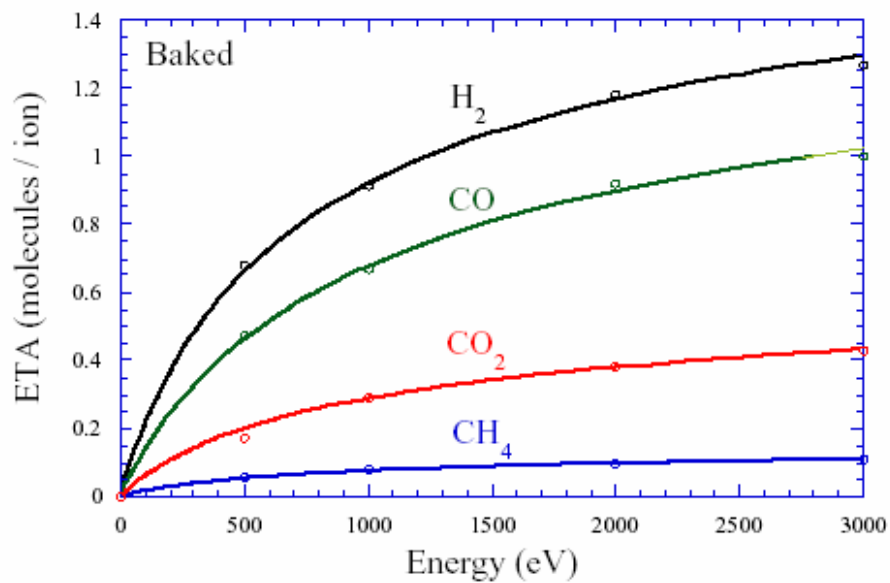


Abbildung 46. Abhängigkeit der molekularen Desorptionsausbeute von der Ionenenergie bei ausgeheiztem Stahl [54].

Durch den Zusammenstoß der Elektronen mit den Molekülen wird aufgrund der Massenverhältnisse nur wenig Energie auf die Ionen übertragen. Die Ionenenergie reicht daher nicht aus, um Desorption von adsorbierten Molekülen aus der Strahlführung zu verursachen, denn dieser Prozess hat eine Schwelle von ca. 20 eV. Ionenstimulierte Desorption in der Strahlführung spielt hier also keine Rolle. ISD kann die Verfügbarkeit der Photokathode nur dann beeinflussen, wenn Ionen in der Kanonenvakuumkammer erzeugt werden. Bei der Feldemission werden die meisten Ionen zwar die Photokathode nicht treffen, aber die ISD ist dann für die Absenkung der Vakuumlebensdauer verantwortlich.

Unter bestimmten Bedingungen können jedoch die aus dem Restgas durch Stöße mit den Elektronen gebildeten Ionen vom Elektronenstrahl eingefangen werden, die Beschleunigungsstrecke erreichen und schließlich zur Photokathode beschleunigt werden. Dies wird dann ermöglicht, wenn die Potenzialdifferenz zwischen dem Elektronenstrahl und der Strahlrohrwand größer ist als die kinetische Energie der Ionen, oder anders gesagt, wenn die kinetische Energie der Ionen nicht ausreicht, um das Raumladungspotenzial des Elektronenstrahls zu überwinden. Dann können sich die gebildeten Ionen nur in eine longitudinale Richtung bewegen und schließlich die Kanone erreichen (Abb. 47).

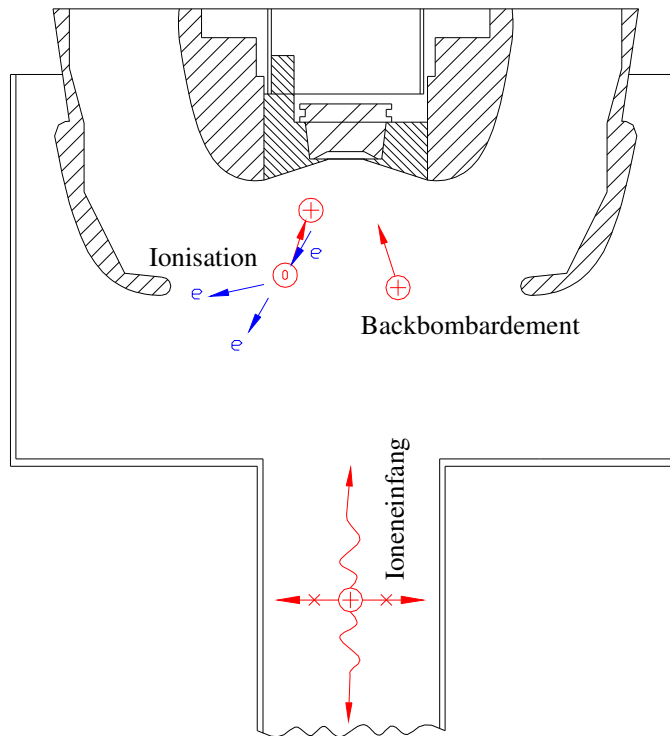


Abbildung 47. Ioneneinfang in der Strahlführung.

Die Frage, welcher Anteil der Ionen in Richtung Kanone fliegt, ist schwer zu beantworten. Die axiale Flugrichtung der Moleküle ist gleich verteilt. Nach der Ionisation fliegen also mindestens 50 % der Ionen in Richtung α -Magnet und stellen zunächst keine Gefahr dar. Aus Impulserhaltungsgründen können Ionen nur dann in Richtung Kanone fliegen, wenn die Moleküle vorher eine Impulskomponente in Richtung Kanone hatten und der Energiegewinn der Ionen kleiner ist als die thermische Energie. Man kann also behaupten, dass die in Richtung Kanone fliegenden Ionen Energien von weniger als ca. 40 meV haben. Außerdem können positiv geladene Ionen im α -Magnet zurückreflektiert werden. Diese Prozesse lassen sich schwer theoretisch beschreiben, deshalb wurde wiederum versucht, den Effekt der gefangenen Ionen experimentell zu beobachten (siehe Abschnitt 5.2.2.).

Der Anteil der eingefangenen Ionen ist umso höher, desto größer der Elektronenstrom, bzw. die Potenzialtiefe ist. Angenommen, dass die Geschwindigkeit der Ionen die maxwellsche Verteilung bleibt, kann man für eine gegebene Strahlpotenzialtiefe den Anteil der eingefangenen Ionen berechnen (Abb.48).

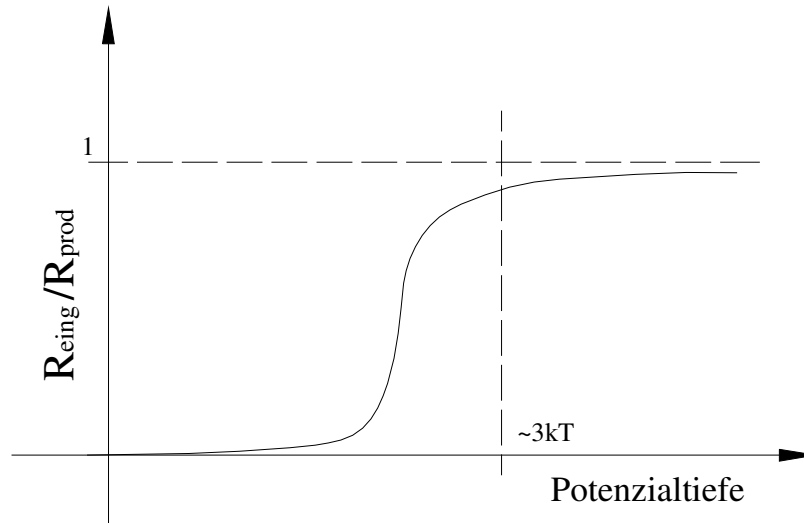


Abbildung 48. Schema zum Verhältnis der Rate der eingefangenen Ionen zur Rate der produzierten Ionen als Funktion der Potenzialtiefe.

5.2.1 Strahlpotential

Ein einfaches Modell hilft uns, die Bedingungen des Ioneneinfangs zu finden. Für einen langen zylindrischen Strahl mit Radius a und mit einer homogenen Raumladungsdichte in einer zylindrischen Vakuumkammer mit Radius r_0 kann man das radiale elektrische Feld durch [55]

$$E_r(r) = \frac{I}{2\pi\epsilon_0\beta c} \begin{cases} \frac{r}{a^2}, & r \leq a \\ \frac{1}{r}, & r \geq a \end{cases} \quad (51)$$

beschreiben. Das Raumladungspotenzial $V = -\int E_r(r)dr$ beträgt

$$V = \frac{-I}{2\pi\epsilon_0\beta c} \begin{cases} -\frac{r^2}{2a^2} + \frac{1}{2} + \ln\left(\frac{r_0}{a}\right), & 0 \leq r \leq a \\ \ln\left(\frac{r_0}{r}\right), & a \leq r \leq r_0 \end{cases} \quad (52)$$

und hängt sowohl von der Stärke des Strahlstroms als auch von der Größe des Elektronenstrahls ab. Die maximale Potenzialtiefe ist gleich der Differenz zwischen dem Potenzial an der Strahlrohrwand und in der Strahlmitte:

$$\Delta V = \frac{I}{2\pi\epsilon_0\beta c} \left(\frac{1}{2} + \ln\left(\frac{r_0}{a}\right) \right). \quad (53)$$

Hier ist bemerkenswert, dass der Wert ΔV nur logarithmisch von der Größe des Elektronenstrahls a abhängt. Bei $r_0/a=10$ und $I=400 \mu\text{A}$ beträgt diese Potenzialtiefe 120 meV, also mehr als die thermische Energie der eingefangenen Ionen. Das bedeutet, dass die Ionen vom Strahl teilweise eingefangen werden. Dies wurde tatsächlich am Beschleuniger MAMI beobachtet [56,57], wo sich dieser Effekt in einer Änderung der Fokussierstärke in den beschleunigenden Sektionen des Mikrotrons auswirkt.

Bei stärkeren Strömen wird die Potenzialbarriere noch höher und wesentlich größere Ionenanteile werden eingefangen. Abbildung 49 zeigt den Potentialverlauf entlang der radialen Achse für einen Elektronenstrahl mit einer Energie von 60 kV Energie. Bei einem Strom von 1 A kann das Raumladungspotenzial einige hunderte Volt erreichen.

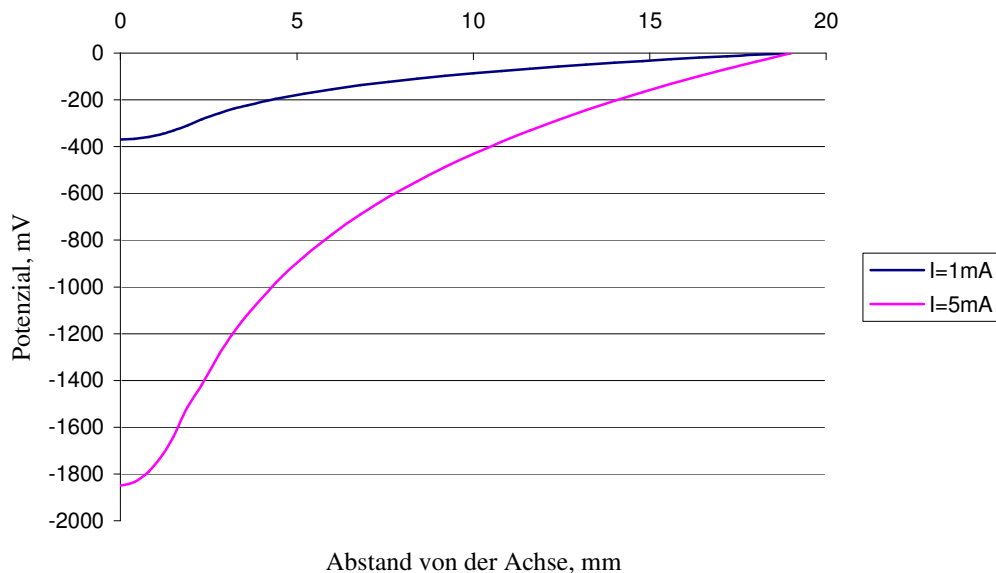


Abbildung 49. Potenzialverlauf entlang der radialen Achse beim $I=1 \text{ mA}$ und $I=5 \text{ mA}$.

Aufgrund des Raumladungseffekts werden Elektronen auf der Achse eine geringere Geschwindigkeit haben als am Rand. Laut Formel (52):

$$V_{r=a} - V_{r=0} = \frac{I}{4\pi\epsilon_0\beta c}. \quad (54)$$

Wie man sieht, ist diese Größe sowohl von a als auch von r_0 unabhängig. Für einen Elektronenstrahl mit der Energie $E_e=60 \text{ kV}$ und $I_e=1 \text{ A}$ beträgt die Potentialdifferenz ca. 70 V. Man muss also damit rechnen, dass bei hohen Strömen Elektronen unterschiedliche Energien haben.

5.2.2 Experiment zum Nachweis von Ionenrückströmung

Falls Ioneneinfang in der horizontalen Strahlführung (Abb.50) stattfindet, können die eingefangenen Ionen den α -Magnet erreichen, dort um 270° abgelenkt werden und schließlich die Kanone erreichen. Der Ionentransport bis zum α -Magnet ist jedoch nur bei hohen Elektronenströmen möglich, wenn die Ionen das Raumladungspotenzial des Elektronenstrahls nicht überwinden können.

Falls Ioneneinfang in der vertikalen Strahlführung stattfindet, können Ionen direkt nach der Ionisation in Richtung Kanone driften, werden dort zur Kathode beschleunigt und zerstören dabei die NEA-Oberfläche.

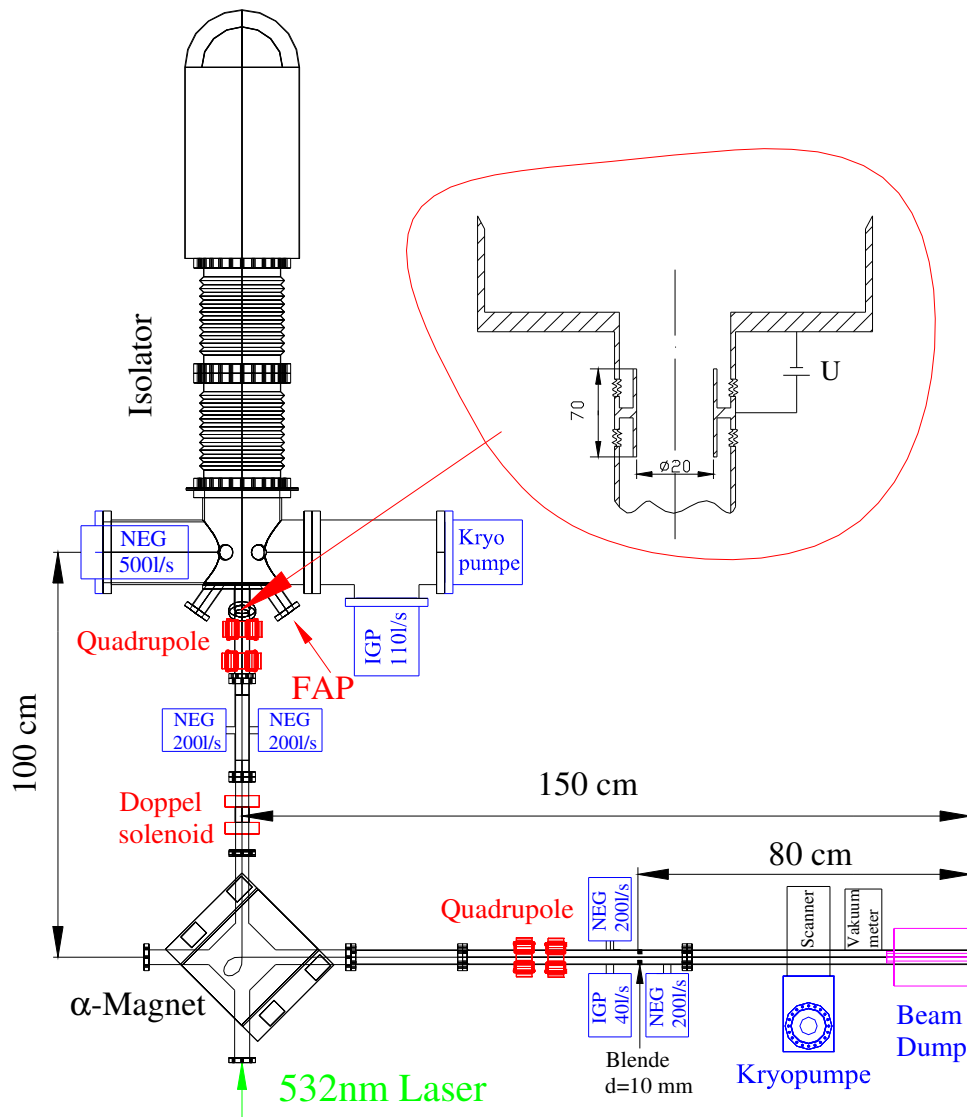


Abbildung 50. Zum Prinzip des Repellers.

Unmittelbar unter der Kanone befindet sich ein 70 mm langes, isoliertes Rohr (Abb. 50). Eine positive Spannung am Rohr dient als Barriere für alle positiv geladenen Ionen, sodass sie nicht mehr in die Kanone gelangen können. Im Gegensatz dazu dient eine negative Spannung am Rohr als „Attraktor“ für die Ionen. Beim Experiment zum Nachweis von Ionenrückströmung wurde bei konstanter Laserleistung gestrahlt. Dabei wurde am isolierten Rohr abwechselnd positive Spannung +65 V, 0 V (Kurzschluss

zum Strahlrohr) und negative Spannung -65 V angelegt. In den ersten 80 Minuten wird am Rohr positive Spannung angelegt, dabei nimmt die Quantenausbeute der Kathode langsam ab (Abb. 51). Wird der Repeller kurzgeschlossen, nimmt die Quantenausbeute der Kathode schneller ab, weil die in der Strahlführung gebildeten positiv geladenen Ionen aus der Kanone nicht mehr beseitigt werden. Negative Spannung -65 V zieht die geladenen Ionen an, sodass mehr Ionen angezogen werden und der Zerstörungseffekt der Ionen besonders groß ist. Die Größe des Effekts ist aber sicherlich vom Druck in der Strahlführung abhängig.

Eine Spannung von 65 V beeinflusst die Strahltransmission nicht, dies wurde durch direkte Messung der Strahlverluste (siehe Abschnitt 5.3) und Kontrolle der Strahlposition am Schirm des Scanners bestätigt.

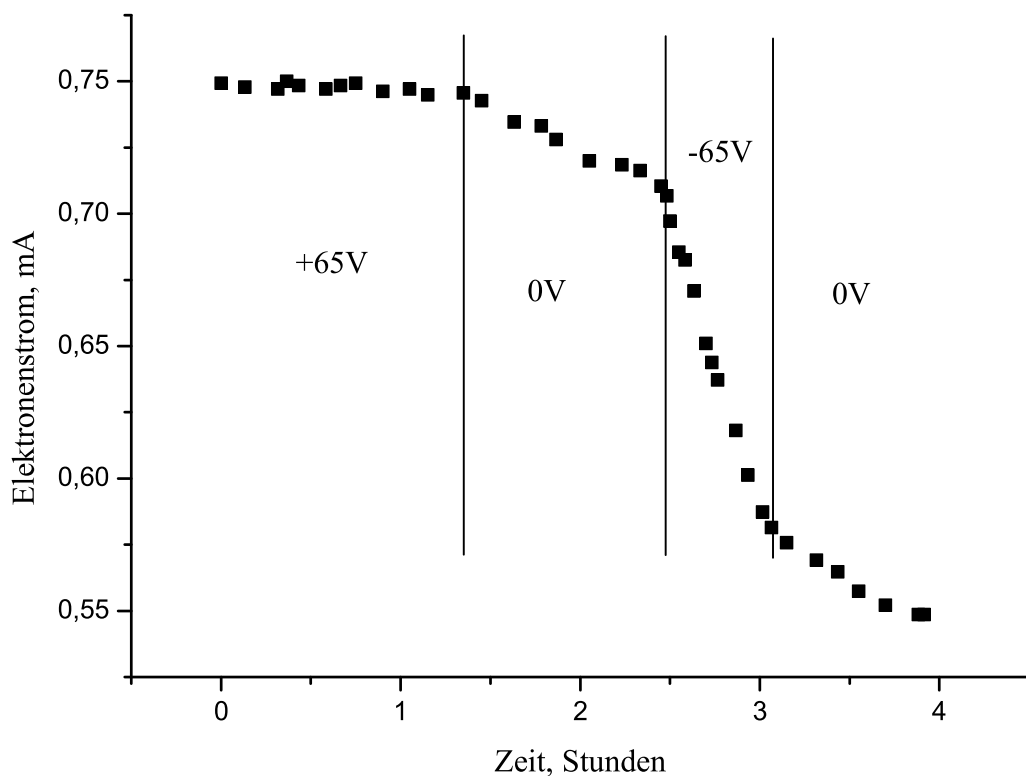


Abbildung 51. Einfluss der eingefangenen Ionen auf die Abnahme der Quantenausbeute.

Diese Messung beweist, dass Ionenproduktion in der Strahlführung einen beträchtlichen Beitrag zur Lebensdauerbegrenzung leistet. Ein Teil der in der Strahlführung erzeugten Ionen kann die Kanone erreichen. Diese Ionen können aus der Kanone beseitigt werden, indem am Repeller eine positive Spannung angelegt wird. Im Laufe aller unten beschriebenen Experimente wurde am Repeller immer eine positive Spannung von $+65\text{ V}$ angelegt. Das in Abb. 51 gezeigte Verhalten ist jedoch mit dem oben beschriebenen Trapping-Modell nicht leicht in Einklang zu bringen, speziell wegen des deutlichen Zusatzeffekts bei negativem Repellerpotential.

5.3 Auswirkung der geringen Strahlverluste in der Strahlführung

Strahlverluste können die Verfügbarkeit der Photokathode limitieren. Um besser zu verstehen, welchen Einfluss ein Strahlverlust auf die Kathodenlebensdauer hat, wurde die einen Meter von der Quelle entfernte Vakuumkammer des α -Magnets mit einem Primärstrom von 5 μA bestrahlt. In Abb. 52 sieht man, dass die Kathodenlebensdauer unter diesen Umständen ~ 3 Stunden betrug. Um zu zeigen, dass eine derart kurze Lebensdauer ausschließlich vom Strahlverlust geprägt ist, wurde der Strahl nach 80 Minuten so eingestellt, dass er wieder bis zum Faraday Cup geleitet wurde. Es ist offensichtlich, dass eine kurze Kathodenlebensdauer hier ausschließlich an den Strahlverlusten liegt.

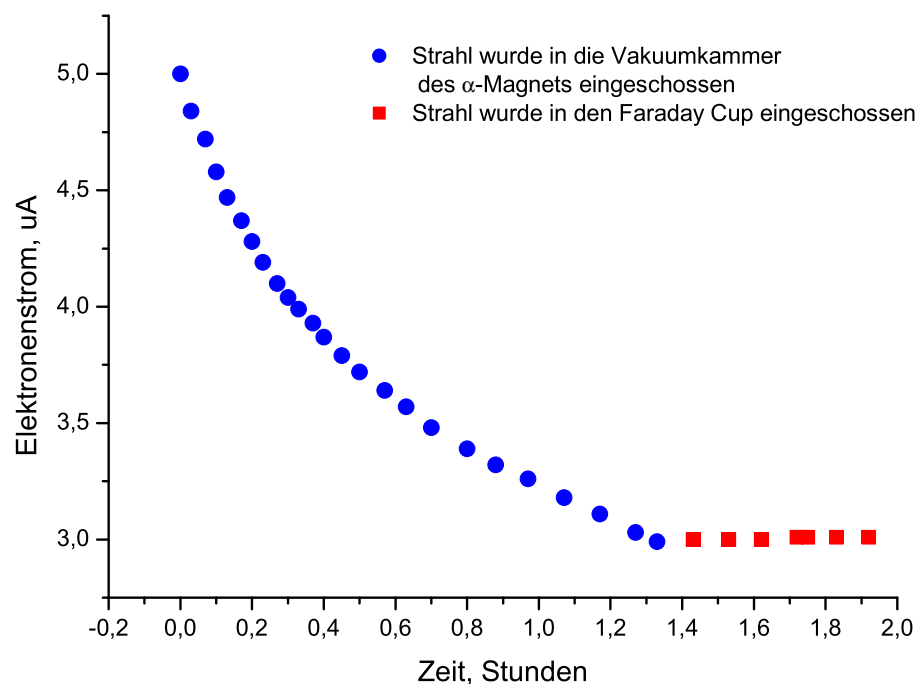


Abbildung 52. Abnahme der Quantenausbeute beim 100% Strahlverlust in der Vakuumkammer des α -Magnets.

Diesen Effekt kann man durch Vakuumverschlechterung erklären. Beim Auftreffen eines hochenergetischen Elektronenstrahls auf die Vakuumkammerwände löst der Elektronenstrahl adsorbierte Gasmoleküle aus, insbesondere Wasserstoff, Kohlenmonoxid und Kohlendioxid. Wie schon in Kapitel 2.2.2 gezeigt, sind CO_2 -Moleküle für die NEA-Oberfläche schädlich und der Rest kann eine Quelle zusätzlichen Ionenbombardements sein.

5.3.1 Messung von Transmissionsverlusten

Wie die in dieser Arbeit beschriebenen Experimente zeigen, sollte der Strahlverlust niedriger als 10^{-4} sein, um bei einem mittleren Strom von 10 mA eine Kathodenlebensdauer von mehr als einigen Stunden zu erzielen. Die naheliegende

Methode zur Transmissionsbestimmung besteht im Vergleich der Stromsignale der Kanone und des Faraday Cups. Dabei kann man allerdings – allein schon wegen der begrenzten Absolutgenauigkeit der Messgeräte – Strahlverluste von 1-2 % nicht ausschließen, was den Anforderungen nicht genügt. Es gibt mehrere Methoden, so kleine Strahlverluste zu messen. Es ist z.B. denkbar, die strahlinduzierte Röntgenstrahlung zu messen; eine solche Messung in der Praxis durchzuführen, ist aber relativ kompliziert. Eine bessere Lösung wäre die direkte Messung von Strahlverlusten. Dies wurde durch komplette Isolierung der Strahlführung zwischen der Kanone und dem α -Magnet ermöglicht (Abb.53). Auch die Vakuumkammer des α -Magnets wurde isoliert, um Strahlverluste diagnostizieren zu können.

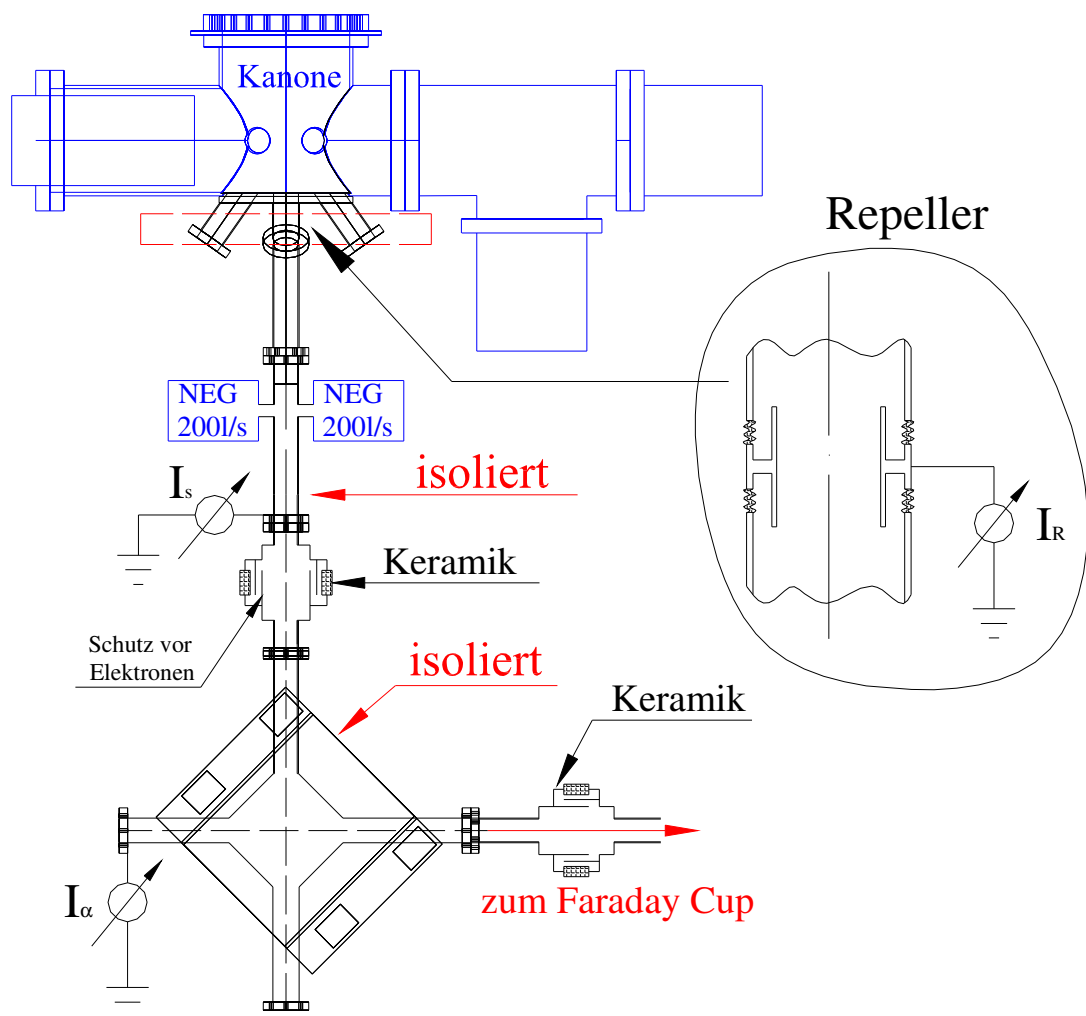


Abbildung 53. Isolierung der Strahlführung.

Wie schon in Kapitel 5.2.2 gezeigt, befindet sich hinter der Kanone ein isoliertes Rohr, welches sowohl als eine Potentialbarriere für die positiv geladenen Ionen als auch als Messrohr geeignet ist. Die Messungen zeigen, dass der Strahlverlust sowohl am Repeller als auch in der vertikalen Strahlführung vernachlässigbar klein ist (10^{-7} beim Strom 2.5 mA), wenn der Laserfleck auf der Kathode 2.1 mm beträgt. Der Strahlverlust in der Vakuumkammer des α -Magneten ($d=26$ mm) ist größer und nicht konstant aufgrund von Raumladungseffekten (Abb.54). Man kann aber behaupten, dass der nicht

lineare Strahlverlust im α -Magnet kein limitierender Faktor für unsere Quelle ist, zumindest bis zu einem Strom von 2.5 mA. Dabei begrenzt der Strahlverlust die Kathodenlebensdauer auf ca. 1800 Stunden.

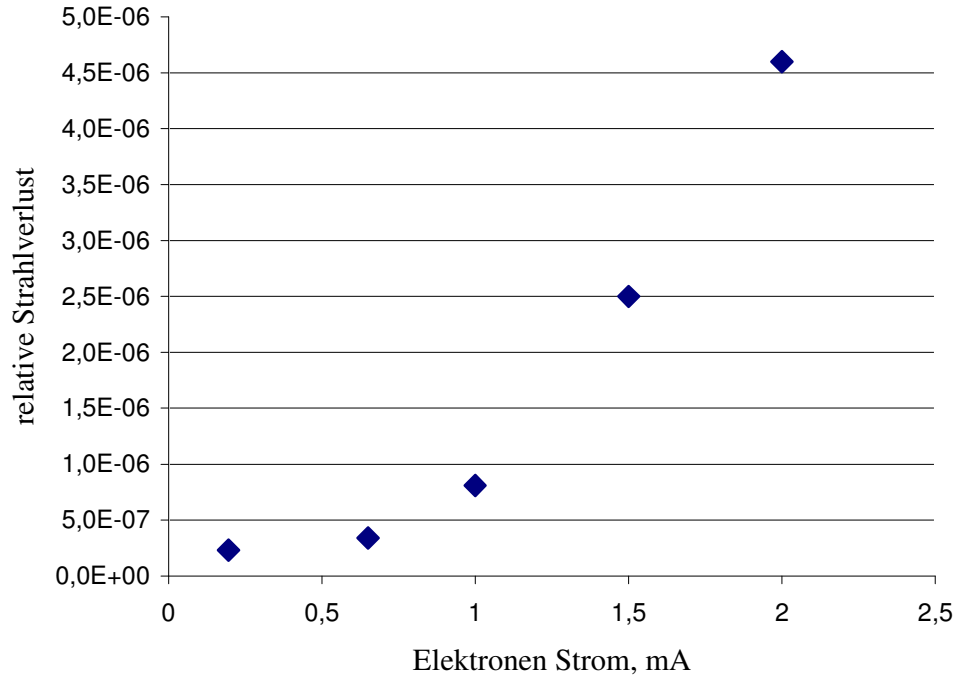


Abbildung 54. Strahlverlust im α -Magnet.

5.3.2 Vakuumverschlechterung im Faraday Cup durch strahlinduzierte Desorption

Die kinetische Energie des Strahls muss im Faraday Cup vernichtet werden, was einem totalen Transmissionsverlust entspricht. Obwohl der Einfluss des Strahlverlustes auf die Kathodenlebensdauer umso schwächer wird, desto weiter der Auftreffpunkt von der Quelle entfernt liegt, ist es zumindest denkbar, dass die strahlinduzierten Moleküle aus dem Faraday Cup die Photokathode erreichen können, denn es wurde (gemessen mit dem Vakuummeter, siehe Abb.50) zuerst ein enorm großer Druckanstieg von $\Delta P/\Delta I \sim 3 \cdot 10^{-7}$ mbar/mA beobachtet. Ein durch Elektronenstoß desorbiertes Molekül stößt nach kurzer Zeit mit der Rohrwand der Strahlführung zusammen. Das Molekül haftet eine kurze Zeit an der Wand und verdampft wieder. Moleküle werden nach jedem Wandkontakt nach allen möglichen Richtungen mit gleicher Wahrscheinlichkeit weiterfliegen. Ein Teil der Moleküle fliegt zurück in den Faraday Cup. Die Strömung der im Faraday Cup entstehenden Moleküle in die Kanone ist proportional zur Druckdifferenz zwischen Kanone und Beam Dump:

$$J \sim \Psi\left(\frac{d}{l}\right)(p_{F.C.} - p_K) \quad (55)$$

wobei d Durchmesser der Strahlführung und l seine Länge ist. Die Anwesenheit der Pumpen reduziert diese Wahrscheinlichkeit.

Der Beam Dump wurde bei einer Temperatur von 140°C für 5 Tage ausgeheizt. Eine höhere Ausheiztemperatur war nicht möglich, weil sich ein Scanner aus Aluminium nur 30 cm vom Beam Dump entfernt befindet. Die Messungen von Benvenuti zeigen aber ohnehin, dass allein eine höhere Ausheiztemperatur oder eine spezielle chemische Reinigung das Problem des Druckanstiegs nicht vollständig lösen können. Er verglich die Gasproduktion beim Elektronenbombardement der Oberfläche aus zwei Mustern, die bei den zwei unterschiedlichen Temperaturen für 24 Stunden ausgeheizt wurden. Bei seinem Test wurde das Muster mit einem Elektronenstrahl der Energie 500 eV und der Stromstärke $100\ \mu\text{A}$ bestrahlt. Wie man in Tabelle 11 sieht, verbessert sich der Koeffizient der ESD nach dem Ausheizen bei der Temperatur 300°C um den Faktor 2-10 (Faktor 2-4 für die Hauptkomponente Wasserstoff).

Produkt	Ausheiztemperatur 150°C				Ausheiztemperatur 300°C			
	$\text{H}_2[10^{-2}]$	$\text{CO}[10^{-2}]$	$\text{CO}_2[10^{-2}]$	$\text{CH}_4[10^{-3}]$	$\text{H}_2[10^{-2}]$	$\text{CO}[10^{-2}]$	$\text{CO}_2[10^{-2}]$	$\text{CH}_4[10^{-3}]$
CERN Standart	8.1	3.5	3.1	3.4	2.8	0.56	0.34	0.68
Axarel 9100	20	14.4	13.5	15	5.5	1.2	1.0	2.5
BioSane SL80	48.0	8.4	4.7	14	23.0	2.4	0.7	5.0
DECON 90	8.7	3.8	3.7	3.5	4.0	0.78	0.54	0.99

Tabelle 11. Koeffizient der elektronenstimulierten Desorption für Stahl (gereinigt mit verschiedene Chemikalien [58]).

Eine weitere Reinigung des Beam Dumps ist durch Elektronenstrahlung möglich. In [59] wurde die Gasproduktion aus einem kupfernen Muster bei der Bestrahlung mit einem Elektronenstrahl der Energie 1.5 keV untersucht.

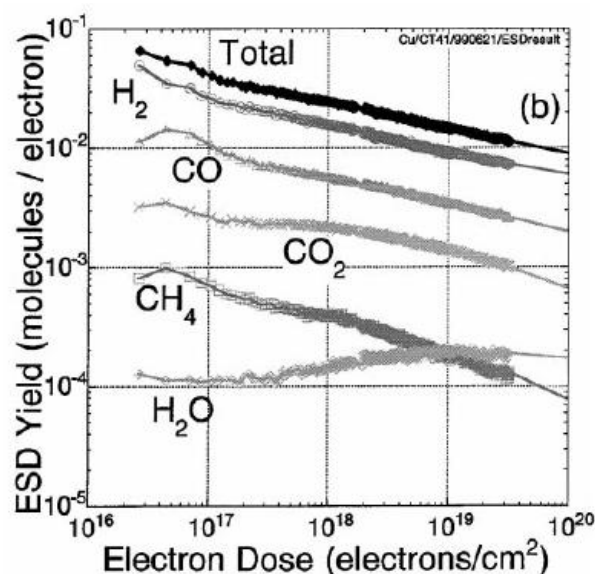


Abbildung 55. Reinigungsprozess eines Musters aus Kupfer, das mit Elektronen der Energie 1.5 keV bestrahlt wurde.

Eine Elektronendosis von 160 mC/mm^2 senkt den Koeffizient der elektronenstimulierten Desorption (ESD) für alle Gase außer Wasser um eine Größenordnung. Der Auftreffort am Faraday Cup hat eine Fläche $\pi r^2 \sim 20 \text{ mm}^2$, diese Dosis entspricht dann einer Ladung von $\sim 3 \text{ Coulomb}$. Extrapoliert man die Kurve aus Abb. 55 weiter, so verbessert sich der Koeffizient der ESD um 2 Größenordnungen, wenn eine Ladung von 300 Coulomb zur Reinigung verwendet wird. Die Reinigung der Oberfläche mit dem Elektronenstrahl hat aber auch ihre Schwierigkeiten: Angenommen, der Faraday Cup wird von einem gaußförmigen Strahl getroffen, dann ist die Reinigungsdosis in der Mitte der Auftreffstelle am größten und kleiner an den Strahlrändern, sodass schließlich diese Ränder am stärksten zur Desorption beitragen. Außer an der Auftreffstelle erfolgt keine Reinigung. Es ist aber absolut denkbar, dass der Elektronenstrahl sich während des Experiments um ca. 1 mm bewegt, also dorthin, wo die Oberfläche noch nicht sauber ist. Dieses Problem kann gelöst werden, indem man den Strahl bei der Reinigung hin und her bewegt (wedelt) oder um ein paar mm versetzt, nachdem die Mitte der Auftreffstelle gereinigt wurde.

Außerdem erkennt man in Abb.55, dass beim Auftreffen der Elektronen auf die Oberfläche meistens für die GaAs-Photokathode chemisch neutrale Moleküle desorbiert werden. Der Anteil der ‚giftigen‘ Moleküle beträgt sowohl vor der Reinigung als auch nach der Reinigung etwa $6\text{-}7 \%$.

Eine weitere Verbesserung der ESD besteht in der Beschichtung des Faraday Cups mit NEG [40]. Wie man in Abb. 56 sieht, verbessert sich ESD schon bei niedrigen Temperaturen. Aus diesem Grund wurde der Boden des Faraday Cups mit NEG beschichtet.

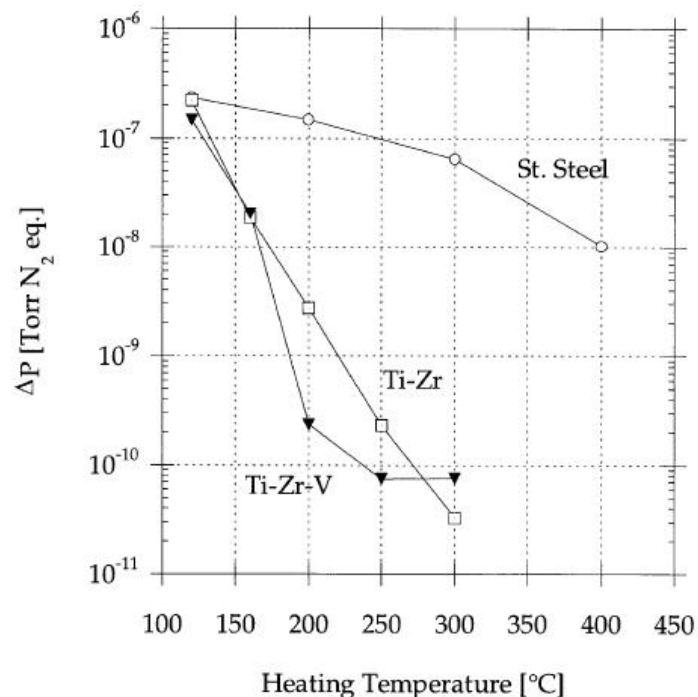


Abbildung 56. Vergleich ESD für Stahl, Ti-Zr und Ti-Zr-V.

Der Druck im Beam Dump wird mit einem Vakuummeter gemessen, das sich zwischen dem Faraday Cup und der Kryopumpe befindet. Auf diese Weise wird

gewährleistet, dass der angezeigte Druck in etwa dem im Faraday Cup entspricht. Das Vakuum im Beam Dump ohne den Strahl beträgt $2.5 \cdot 10^{-10}$ mbar, dabei kommt die größte Menge von Gasen aus dem nicht ausgeheizten Scanner aus Aluminium. Der Druckanstieg als Funktion der Ladungsmenge ist in Abb. 57 dargestellt. Für dieses Experiment wurde ein Laser mit einer Wellenlänge von 532 nm verwendet, denn die GaAs-Photokathode ist stabiler bei der Kathodenbeleuchtung mit hoher Photonenenergie (siehe Abschnitt 5.6). Es ist also einfacher, eine große Ladungsmenge in kurzer Zeit bei $\lambda=532$ nm zu produzieren als bei $\lambda=808$ nm.

Man erkennt auf dem Bild zwei Bereiche: Schnelle Abnahme der strahlinduzierten Desorption bis zu einer Ladungsmenge von 20-30 Coulomb und langsame Abnahme der Desorption danach.

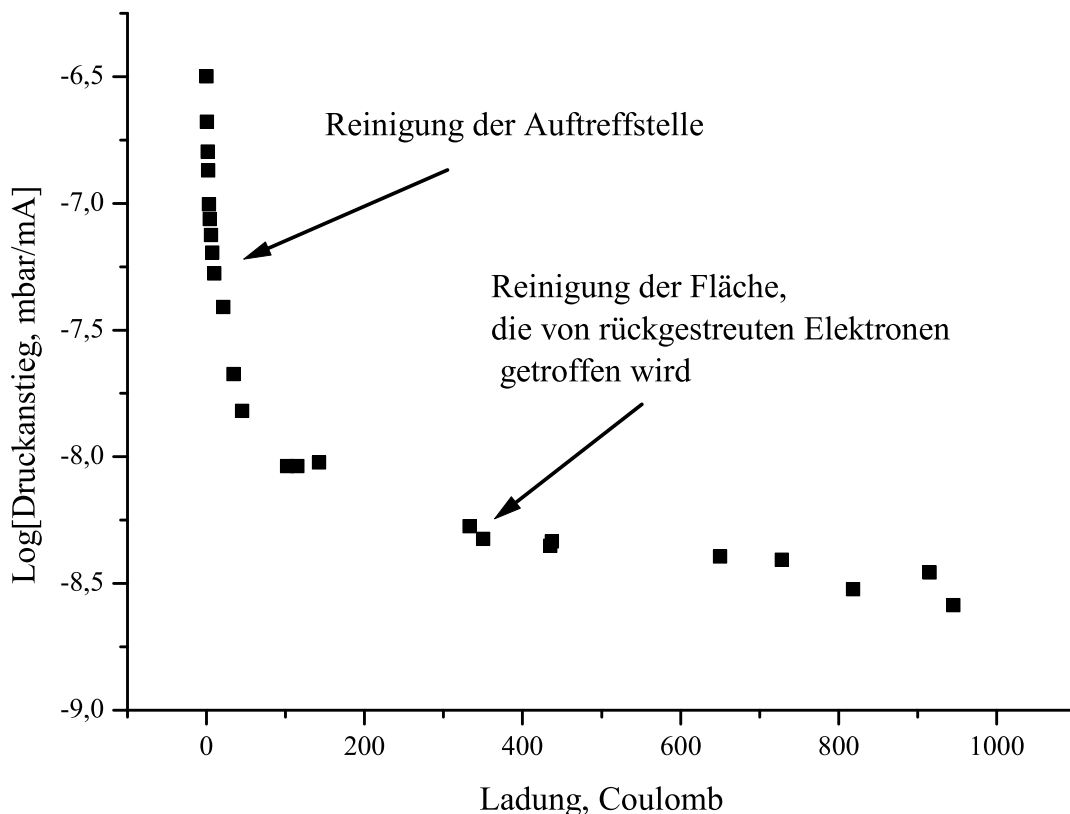


Abbildung 57. Druckanstieg im Faraday Cup als Funktion der Ladung.

Ein solches Kurvenverhalten wird auf folgende Weise erklärt: Nach Ito [60] werden 30 % der primären 60 kV* Elektronen vom nicht gereinigten Kupfer zurückreflektiert. Für diese Energie sind es meistens unelastisch gestreute Elektronen, die einen kleineren ESD-Koeffizient haben als die Primärelektronen. Da diese Elektronen sich auf eine Fläche verteilen, die ~750mal größer ist als die Fläche der primären Auftreffstelle, wird eine wesentlich größere Ladungsmenge nötig, um das Strahlrohr zu reinigen. Man sollte also nicht nur den Boden des Faraday Cups mit NEG beschichten, sondern auch die Zylinderwand in der Nähe vom Beam Dump.

* Die Messungen mit dem Faraday Cup wurden bei 60 kV durchgeführt, um die Ergebnisse mit den Resultaten vom Suppressed Kollektor (siehe Kapitel 6), wo man auf 60 kV beschränkt ist, zu vergleichen.

Außerdem generiert der Elektronenstrahl Röntgenstrahlung, die dann selbst eine Desorption von Adsorbateilchen verursachen kann, und zwar nicht nur im Faraday Cup, sondern wegen der Reflexion von der Oberfläche auch weit vorne (Abb.58).

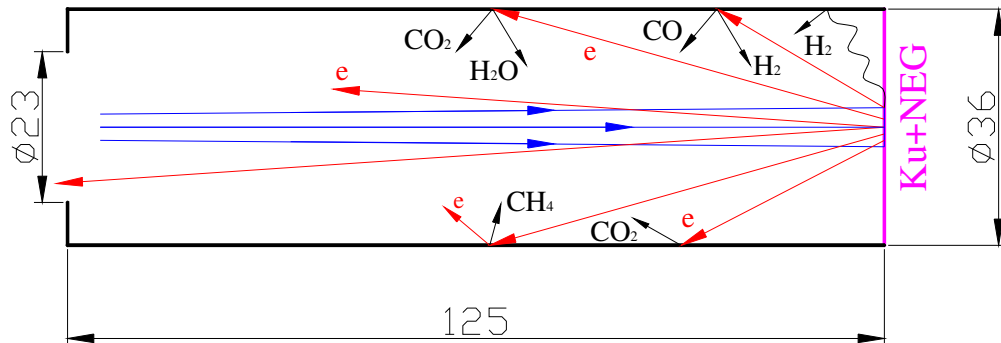


Abbildung 58. Reinigung des Faraday Cups.

Nach der Reinigung des Faraday Cups beträgt der Druckanstieg im Faraday Cup $2.5 \cdot 10^{-9}$ mbar/mA. Der Koeffizient der elektronenstimulierten Desorption beträgt

$$\eta = \frac{N_{Mol}}{N_{el}} = \frac{\Delta P}{I_{el}} \frac{eS}{kT} \quad (56)$$

Dabei ist $\Delta P/I_e$ der Druckanstieg pro Ampere und S die Effektivsaugleistung im Faraday Cup. Das bedeutet, dass beim Auftreffen des Elektronenstrahls auf den Faraday Cup $6 \cdot 10^{12}$ Moleküle/(mA*s) entstehen, davon sind nur $4 \cdot 10^{11}$ ‚giftige‘ CO_2 Moleküle. Die größte Gefahr der im Beam Dump entstehenden Moleküle ist, dass sie die Beschleunigungsstrecken erreichen und dort ionisiert werden können. Die Ladungslebensdauer beträgt beim vorhandenen Vakuum in der Kanone und im Beam Dump 70 Coulomb (Abb.59) (zur Definition der Ladungslebensdauer siehe Abschnitt 2.2.1; Gleichung 29, der Beitrag der Vakuumlebensdauer ist bei den hier verwendeten hohen Strömen vernachlässigbar).

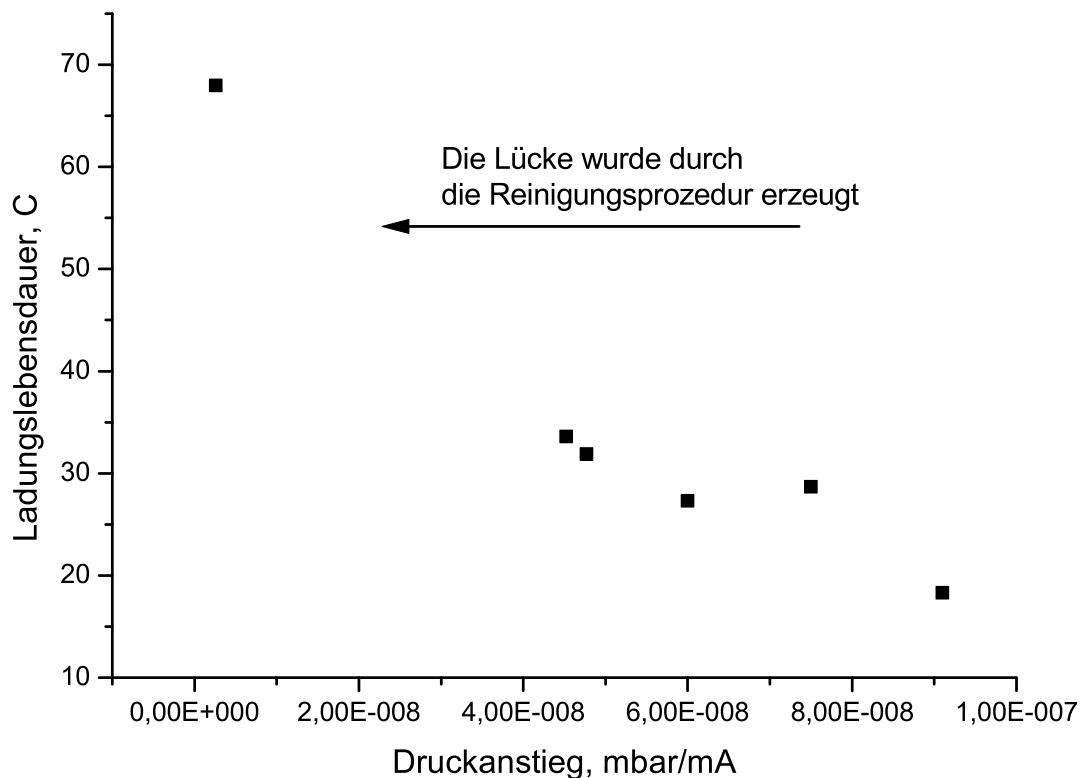


Abbildung 59. Ladungslebensdauer als Funktion des Drucks im Faraday Cup, gemessen bei $\lambda=808$ nm.

Beim vorhandenen Druckanstieg im Beam Dump ist es noch immer möglich, dass die im Beam Dump entstehenden Moleküle die Ladungslebensdauer teilweise limitieren. Angenommen, dass bei einem Strom von 1 mA $4 \cdot 10^9$ Wasserstoffmoleküle pro Sekunde (also $1 \cdot 10^{-3}$) die Kanone erreichen, so beträgt die Flussdichte am Eingang der Kanone (mit dem Durchmesser $d=38$ mm): $j=N/S=4 \cdot 10^8$ Moleküle/(s*cm²). Diese kann mit der Teilchendichte, die ein statischer Gasdruck mit der Teilchendichte n erzeugt, verglichen werden:

$$j = \frac{n \langle v \rangle}{4} . \quad (57)$$

Dieser entspricht für Wasserstoff dem Druck $P=4 \cdot 10^{-13}$ mbar, also ca. 0.5% von dem statischen Druck, der mit dem Massenspektrometer ohne Strahl gemessen wird; für Kohlenmonoxid jedoch 150% (siehe auch Abschnitt 5.5.1). Die einströmenden Moleküle werden durch das lange Strahlführungsrohr kollimiert, d.h. die auf der Beschleunigungsachse vorliegende Teilchendichte wird bis zur Photokathode kaum geringer.

5.4 Rückströmung der Gase aus der Strahlführung in Abwesenheit des Strahls

Um die Kanone vor dem schlechteren Vakuum in der Strahlführung zu schützen, ist ein Ventil direkt hinter der Kanone eingebaut. Es muss aber bei Betrieb offen sein. Es ist davon auszugehen, dass an allen Pumpen in der Strahlführung der Druck von etwa 10^{-11} mbar erreicht wird. Der Druck an der Strahlführung entlang ist aber nicht konstant, sondern weist eine parabolische Verteilung auf [61], so dass lokal ein deutlich höherer Druck möglich ist:

$$P(x) = Aq \left(\frac{Lx - x^2}{4W} + \frac{L}{S} \right) \quad (58)$$

wobei A die spezifische Oberfläche, q die spezifische Leckrate, L der Abstand zwischen zwei Pumpen, S das Saugvermögen der Pumpe und W der spezifische Leitwert ist:

$$W = 305r^3 \sqrt{\frac{T}{M}} \quad (59)$$

Der Rohrradius beträgt $r \sim 1.5$ cm, daraus folgt für den spezifischen Leitwert für Stickstoff ($M=28$): $W \sim 3 \cdot 10^{-3}$ m⁴/s. Der Druck in der Mitte der Strahlführung kann also um den Faktor

$$\frac{P(L/2)}{P(0)} = 1 + \frac{LS}{16W} \quad (60)$$

schlechter sein als an der Pumpe. Der Abstand zwischen NEG Modulen beträgt 160 cm, das Saugvermögen $S=400$ l/s, damit wird der Druck zwischen zwei Pumpen bei der vorhandenen Geometrie der Strahlführung um den Faktor 7 schlechter sein als an der Pumpe.

Man muss also mit der Rückströmung der Gase aus der Strahlführung in die Kanone rechnen. Solche Bereiche sind auch im Hinblick auf den Ioneneinfang beim hohen Strömen und der damit verbundenen Beeinträchtigung der Elektronenoptik und zusätzlichem Ionenbombardement wichtig.

5.5 Bombardement der GaAs Photokathode mit Ionen

Um die Ladungslebensdauer zu verbessern, sollten sowohl der Druck in der Kanone als auch im Beam Dump in der Anwesenheit des Strahls verbessert werden. Der limitierende Faktor für unsere Quelle ist wahrscheinlich die Dichte der chemisch neutralen Moleküle in der Beschleunigungsstrecke.

Diese setzt sich zusammen aus der statisch vorhandenen und der dynamischen (also stromabhängigen) Dichte der aus dem Faraday Cup strömenden Moleküle. Die statische Dichte entspricht dem Druck, wenn kein Strom produziert wird (also die Moleküle, die in der Kanone produziert werden und diese, die aus der Strahlführung strömen (siehe Abschnitt 5.4)). Dies ist vermutlich eine gerichtete Strömung, die man nicht direkt als Druckanstieg messen kann, weil die Moleküle gerichtet aus der Strahlführung austreten.

Chemische Vergiftung der NEA-Oberfläche verursacht eine globale, den ganzen Kristall betreffende Verminderung der Quantenausbeute. Im Gegensatz dazu führt Ionenbombardement zur lokalen Verminderung der Quantenausbeute zwischen dem Emissionsort und dem elektrostatischen Zentrum. Die Hypothese, dass vor allem Ionenbombardement für die Zerstörung der Photokathode verantwortlich ist, kann überprüft werden, indem die Kathodenlebensdauer bei zwei unterschiedlichen Laserfleckdurchmessern verglichen wird.

Die Lebensdauer betrug bei einem um etwa 1.4 mm vom Zentrum entfernten Fleckdurchmesser von 0.43 mm 35 Coulomb, also die Hälfte des Werts bei 2.1 mm Durchmesser, was zunächst erstaunlich ist, da man eigentlich eine Reduktion im Verhältnis der Flächen (also etwa auf 1/20) erwartet. Der Zentralbereich (ca. 1.5 mm Durchmesser) wird nach Petri [62] immer zerstört. Der große Fleck liegt bei uns immer zum Teil im Zentralbereich während der kleine – wenn er 1.4 mm außerhalb gelegen ist – diesen Zentralbereich vermeidet. Das Flächenverhältnis könnte also nur dann gewonnen werden, wenn man den großen Strahlfleck mindestens auf $r=1.8$ mm legen kann, was bei uns nicht geht, weil der Maskenradius auch nur 2 mm ist. In einem Experiment ohne Maske ist man dann zwar in der Lage, das zu tun, man wird aber durch die einsetzenden Transmissionsverluste einen zusätzlichen globalen Schaden des Kristalls hinnehmen müssen.

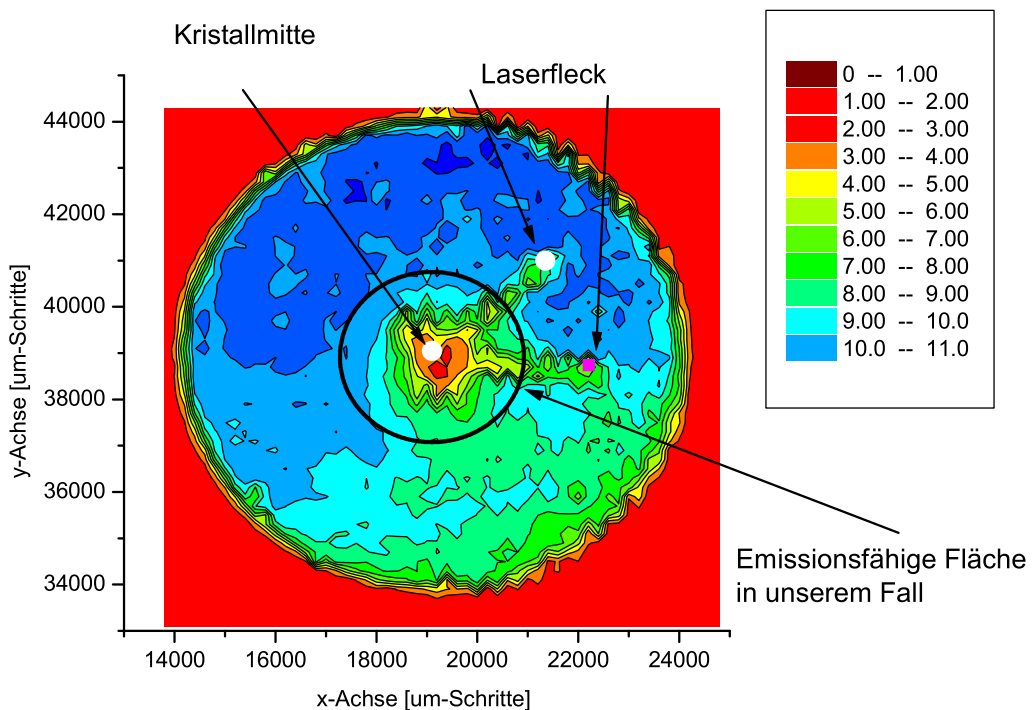


Abbildung 60. Quantenausbeute vor und nach dem Betrieb nach [62].

5.5.1 Versuch der Abschätzung der Stärke des Ionenbombardments

In Abb. 61 ist das Massenspektrum in der Kanone dargestellt. Die Hauptkomponente ist Wasserstoff. Man erkennt auch Masse 28: Stickstoff und Kohlenmonoxid. Es fällt auf, dass gegenüber dem Vakuum in der Quelle am Beschleuniger überhaupt kein Methan vorhanden ist, was ein starker Hinweis auf die Reduzierung des Methans durch den Einsatz der Kryopumpe ist.

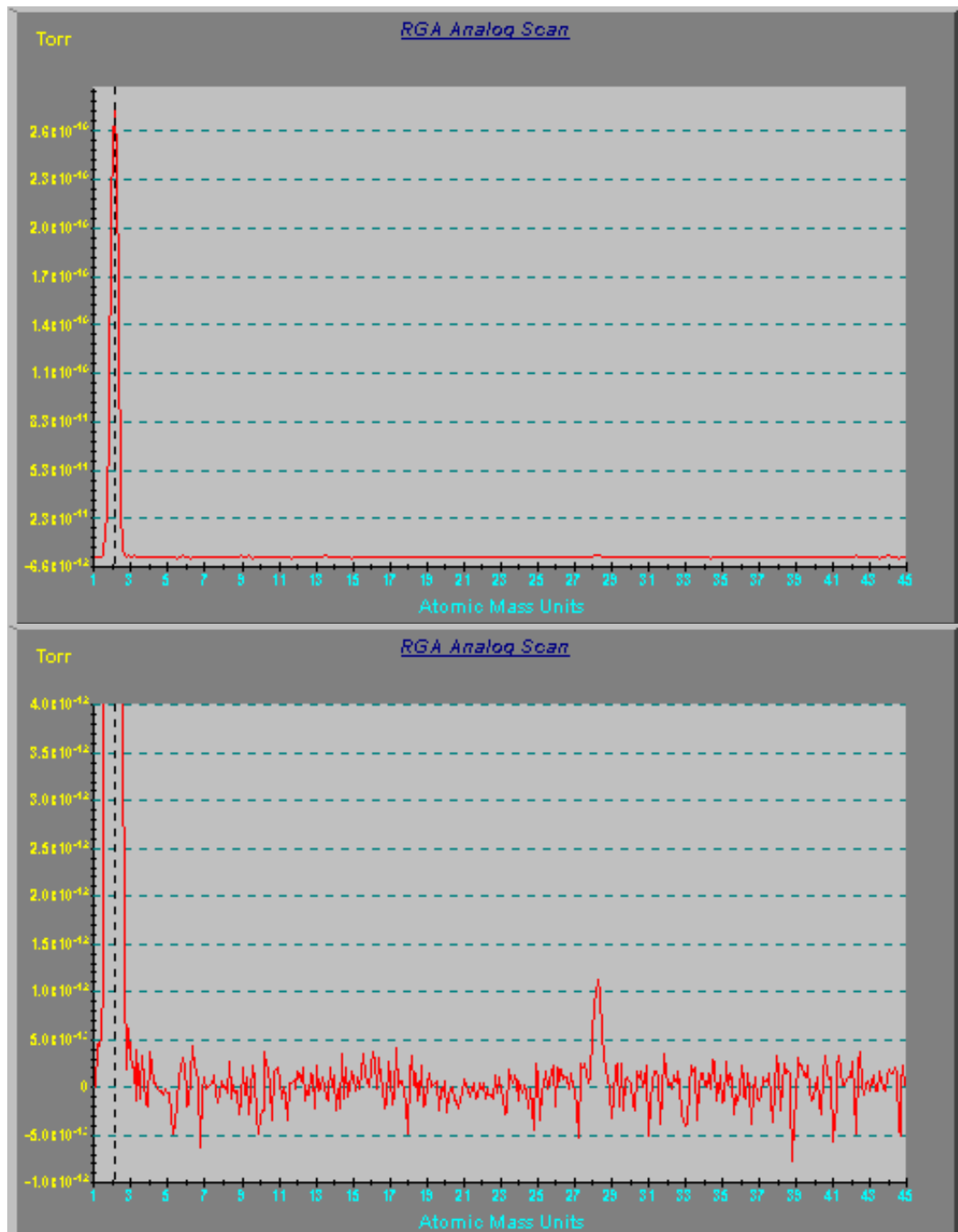


Abbildung 61. Das Massenspektrum in der Kanone. Auflösung oben ist 10^{-10} mbar, unten 10^{-12} mbar.

Die Druckmessung in der Kanone wird mit einem Quadrupol-Massenspektrometer durchgeführt. Die in einer Elektronenquelle erzeugten Elektronen werden zur positiven

Elektrode beschleunigt und erzeugen Ionen. Nach der Ionisierung werden Ionen nach ihrem Verhältnis Masse zu Ladung durch Quadrupol-Massenfilter getrennt und können dann direkt im Faraday Cup gemessen werden. Mit dieser Methode können Ströme bis $5 \cdot 10^{-15}$ A registriert werden. Da die Empfindlichkeit des Geräts 10^{-4} Ampere/Torr beträgt, liegt die Nachweisgrenze des Faraday Cups bei ca. $5 \cdot 10^{-11}$ Torr.

Für noch kleinere Ströme (Partialdrucke) wird ein Sekundärelektronenvervielfacher (SEV) eingesetzt. Hier werden Ionen beschleunigt und auf eine Elektrode gelenkt. Sie lösen dort Sekundärelektronen aus, welche dann zur Vervielfachung auf die nächste Elektrode geschossen werden.

Es ist aber schwer, das Massenspektrum bei niedrigem Druck zu interpretieren. Der Faraday Cup zeigt in unserem System schließlich nur den Untergrund, alle Partialdrucke liegen also unter $5 \cdot 10^{-11}$ Torr. Der SEV wurde jedoch beim Druck 10^{-10} Torr kalibriert, dabei zeigte sich, dass die Anzeige des SEVs viermal größer war als die des Faraday Cups. Der Partialdruck des Wasserstoffs beträgt also $\frac{1}{4} \cdot 2,6 \cdot 10^{-10}$ Torr $\sim 6 \cdot 10^{-11}$ Torr und $P_{CO/N_2} \sim 2 \cdot 10^{-13}$ Torr.

Man kann einschätzen, welche Ionen für die Kathodenzerstörung verantwortlich sind. Mit Hilfe der Gleichung (38) kann die Zahl der ionisierten Teilchen errechnet werden. Man kann also das Verhältnis der Ionenströme durch

$$\frac{I_{H_2}}{I_{CO/N_2}} = \frac{n_{H_2}}{n_{CO/N_2}} \frac{\int_0^{L_{Rep}} \sigma_{H_2}(l) \cdot dl}{\int_0^{L_{Rep}} \sigma_{N_2,CO}(l) \cdot dl} \sim 10 \quad (61)$$

berechnen, hier ist L_{Rep} Abstand von der Kathode bis zum Repeller und $\sigma = \sigma(l)$, bzw. $\sigma = \sigma(E)$ der Ionisationsquerschnitt [63]. Die durch Ionenbombardement verursachten Schäden sind aber auch von der Ionenmasse abhängig. Insofern kann man erwarten, dass der Zerstörungseffekt von Wasserstoff- und Stickstoffionen ungefähr gleich ist. Der gesamte Ionenstrom beträgt dabei:

$$I_1(H_2) = 0,05 \text{ pA} \cdot I_e [\text{mA}]. \quad (62)$$

Man muss allerdings erwähnen, dass sich der Druck in der Nähe der Photokathode vom Druck im Rohr des Massenspektrometers (MS) unterscheiden kann. Das Messrohr befindet sich in einem mit NEG beschichteten Rohr, das 20 cm vom Kristall entfernt ist. Die Kathode des Messgeräts liegt 2 cm tief im Rohr (Abb.62). Die Photokathode befindet sich in der Umgebung von den Elektroden aus Stahl, die selbstverständlich Gase produzieren.

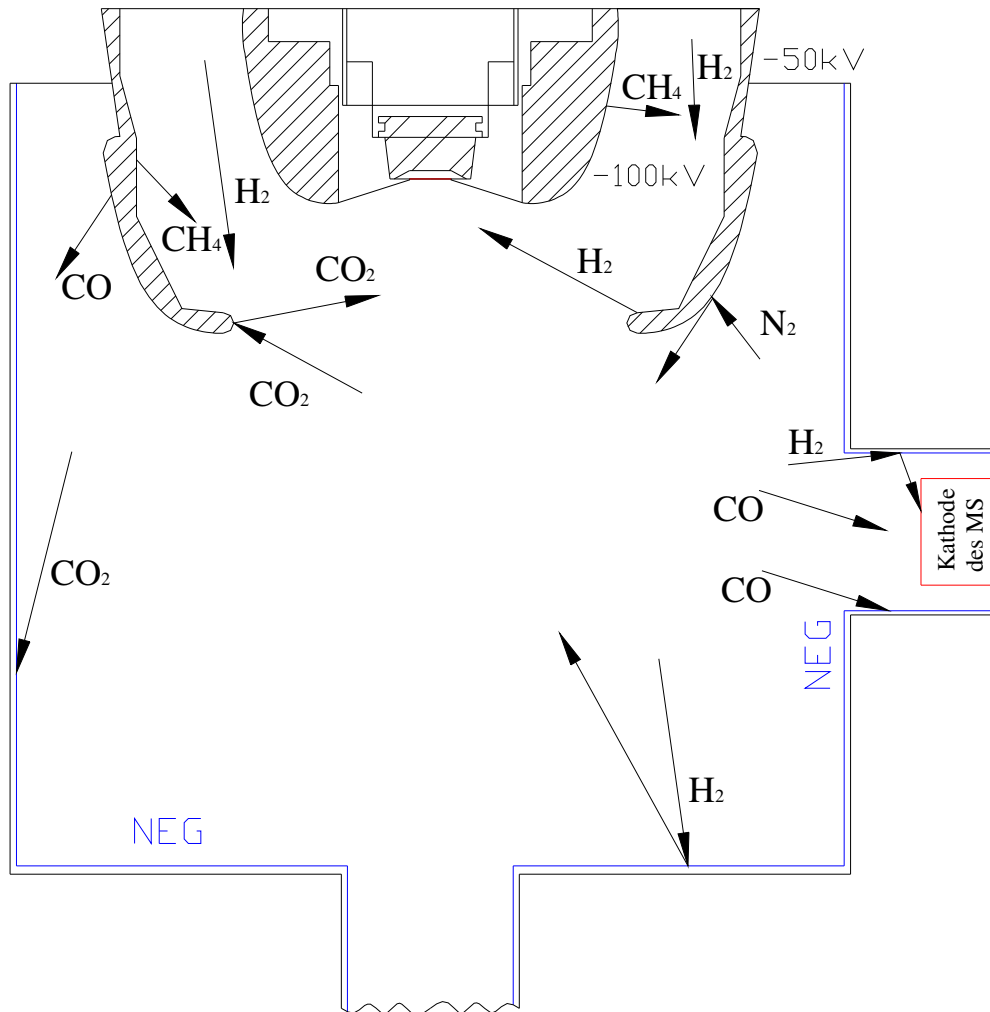


Abbildung 62. Zum Massenspektrum in der Kanone.

Die mittlere freie Weglänge der Moleküle ist durch

$$\lambda = \frac{kT}{\sqrt{2}\pi d^2 p} \quad (63)$$

gegeben, hier ist d der Durchmesser des Moleküls und p der Druck. Beim Druck 10^{-11} mbar beträgt die mittlere freie Weglänge $\sim 5 \cdot 10^3$ km. Aus diesem Grund stoßen die Moleküle nicht aneinander. Der MS kann nur die Moleküle registrieren, die er direkt sehen kann oder die, die von der Oberfläche des Rohrs reflektiert werden. Die Haftwahrscheinlichkeit am NEG beträgt für CO $\sim 0,5$ und für H_2 $\sim 0,005$. Es ist also zu erwarten, dass

- 1) der Druck in der Nähe der Photokathode schlechter ist als im Messrohr
- 2) der CO Druck größer ist als der Wert, den der MS anzeigt.

5.6 Ladungslebensdauer bei Anregung mit verschiedenen Photonenenergien

Während der Elektronenemission verändert sich aufgrund von Ionenbombardement und chemischer Vergiftung das Vakuumniveau. Schon eine kleine Veränderung des Niveaus kann zu einer starken Abnahme der Quantenausbeute führen. Eine Änderung der Elektronenaffinität und/oder der Bandbiegungszone beeinflusst die Emission der ‚heißen‘ Elektronen nicht so stark wie die Emission der ‚kalten‘. Es ist zu erwarten, dass die Elektronen mit höherer Energie den Kristall mit größerer Wahrscheinlichkeit verlassen können. Abbildung 63 zeigt die Energieverteilung der Elektronen in Bezug auf die Zeit der Durchführung des Experiments. Man erkennt hier ganz deutlich die Blockierung des niederenergetischen Teils, der durch das Ansteigen der Vakuumenergie an der Photoemission gehindert wird. Während der Anteil der ‚kalten‘ Elektronen abnimmt, bleibt der der ‚heißen‘ unverändert. Durch die Veränderung der Elektronenaffinität sinkt die Quantenausbeute der Photokathode proportional zur Fläche unter der Kurve.

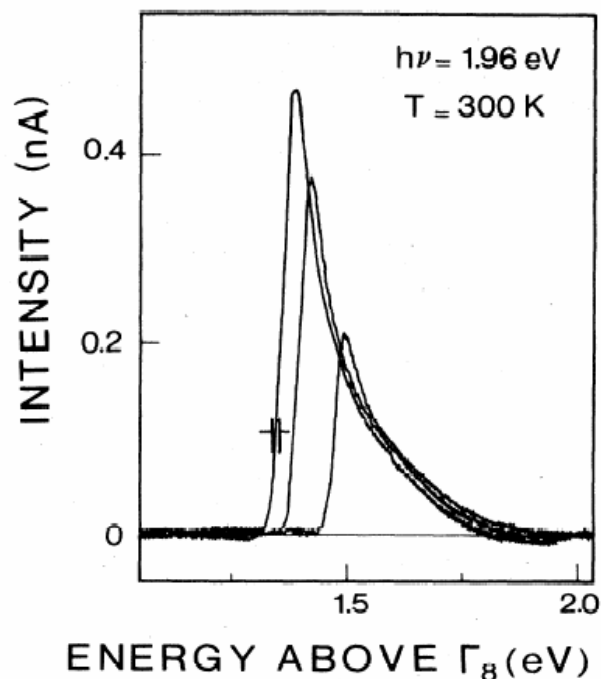


Abbildung 63. Entwicklung der Energieverteilung eines GaAs Kristalls [64].

Wie in Abschnitt 2.1.5 besprochen, gibt es bei Kathodenbeleuchtung mit zwei verschiedenen Wellenlängen folgende prinzipielle Unterschiede: Die emittierten Elektronen stammen aus unterschiedlichen Tiefen des Kristalls (Abb. 64). Das ‚rote‘ Licht dringt in den Kristall ~ 6 mal tiefer ein als das ‚grüne‘, d.h. die ‚roten‘ Elektronen brauchen ~ 36 mal mehr Zeit, um die Oberfläche zu erreichen. Die ‚roten‘ Elektronen haben eine deutlich niedrigere Energie als die ‚grünen‘. Hochenergetische Elektronen werden sogar im Fall positiver Elektronenaffinität emittiert. Es ist also zu erwarten, dass die Kathodenlebensdauer von der Wellenlänge abhängig ist.

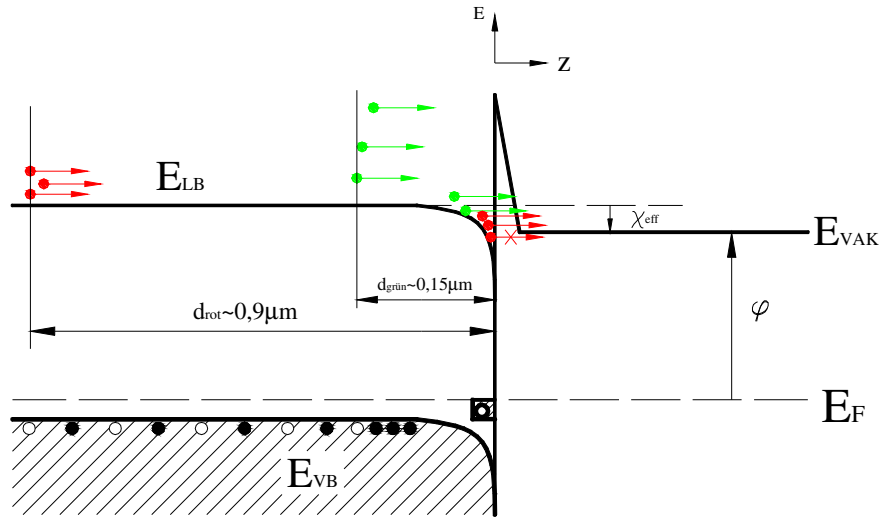


Abbildung 64. Austritt ‚roter‘ und ‚grüner‘ Elektronen ins Vakuum (nicht maßstabsgetreu).

Um auf die Frage antworten zu können, ob die Lebensdauer bei verschiedener Wellenlänge unterschiedlich ist, wurde die Kathodenlebensdauer bei der Beleuchtung mit zwei Wellenlängen $\lambda=532$ nm und $\lambda=808$ nm und gleichem Laserdurchmesser auf der Kathode verglichen. Die Ladungslebensdauer bei $\lambda=532$ nm (QE~10%) betrug 300 Coulomb (Abb.65) und war damit um den Faktor 4 größer als bei der für die Produktion der polarisierten Elektronen verwendeten charakteristischen Wellenlänge.

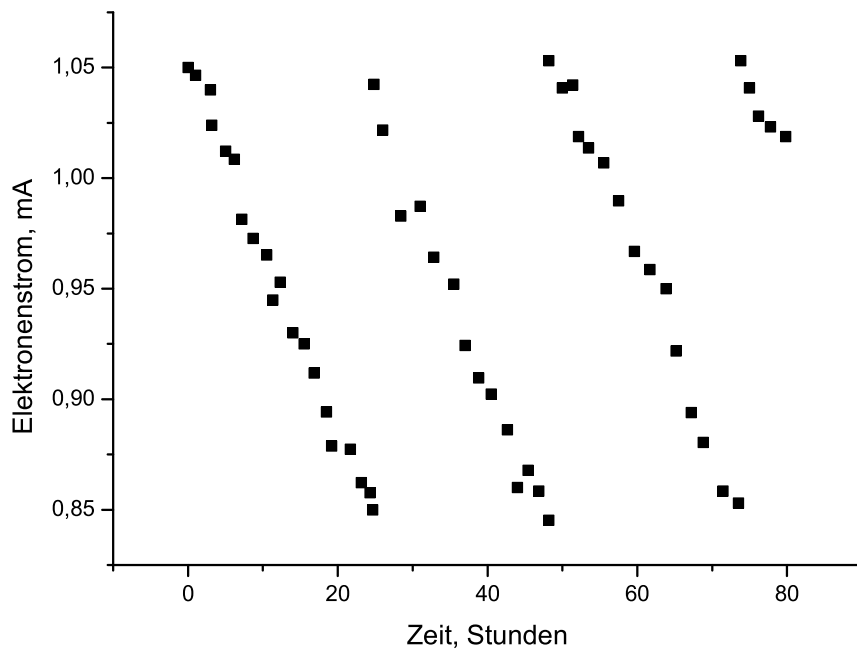


Abbildung 65. Veränderung der Quantenausbeute mit der Zeit der bulk GaAs-Photokathode bei der Kathodenbeleuchtung mit der Wellenlänge $\lambda=532$ nm.

6 Experimente mit Energierückgewinnung zur Erzeugung extremer Ströme

Der Kollektor wurde an der Quelle anstelle des Faraday Cups eingebaut. Die Elektroden (Kollektor und Suppressor) sind elektrisch isoliert. Um die Spannungsversorgung des Kollektors zu ermöglichen, wurde eine Doppeldurchführung aufgebaut (Abb.66). Damit kann an den Elektroden eine Potenzialdifferenz von bis zu 1 kV angelegt werden, beide Elektroden können auf eine Potentialdifferenz von bis zu -80 kV relativ zum Vakuumtank gelegt werden (um HV Überschläge weitgehend zu vermeiden, wurden die meisten Experimente mit -60 kV durchgeführt). Die Elektroden wurden auf einen Stützisolator aufgesetzt, sodass man mit dem Balg den Eingang der Suppressorelektrode auf die Achse der Strahlführung justieren kann. Um die Ausbeute der Sekundärelektronen zu senken, wurde die innere Oberfläche des Kollektors besonders gut poliert. Das Vakuum im Kollektor von $P=3 \cdot 10^{-9}$ mbar wurde nach wie vor durch die in Kapitel 5 erwähnte 800 l/s Kryopumpe erzeugt, die den Kollektor durch den Anschlussflansch der Strahlführung leerpumpt. Alle Teile des Kollektors sind ausheizbar, trotzdem ist der Druck im Kollektor ca. eine Größenordnung schlechter als im Falle eines gekühlten Faraday Cups. Es liegt aber daran, dass der Kollektor eine wesentlich größere Fläche hat als der Faraday Cup.

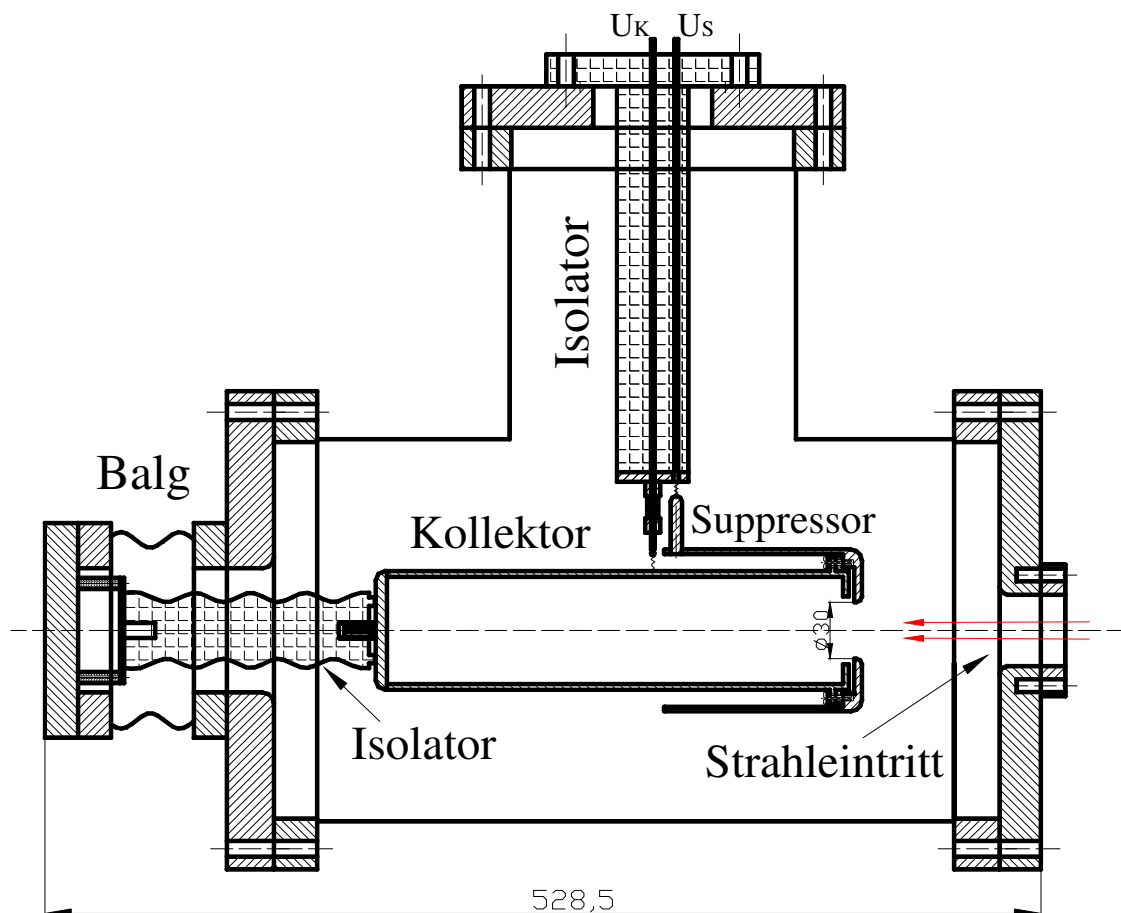


Abbildung 66. Querschnitt durch den Suppressed Kollektor.

6.1 Simulation des Kollektors mit SCALA

Die Simulation der Strahldynamik im Kollektor mit SCALA zeigt, dass die Elektroden stark fokussierende Eigenschaften haben (Abb.67). Bei der Abbremsung des 60 kV Elektronenstrahls auf 3 kV beträgt die Brennweite des Kollektors 50 mm. Danach wird der Strahl stark divergent, sodass die Stromdichte der Elektronen, die auf die Oberfläche des Kollektors auftreffen, $j=0,8 \text{ mA/cm}^2$ ist, während die Primärstromdichte 71 mA/cm^2 beträgt.

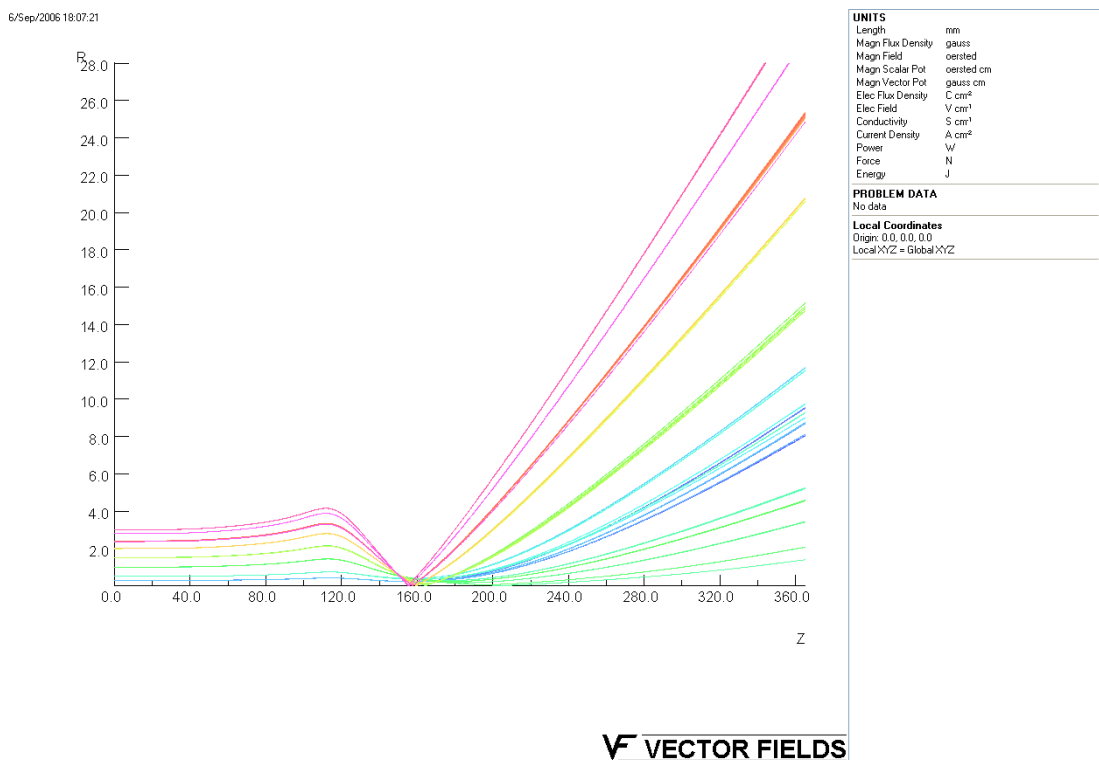


Abbildung 67. Computersimulierte Elektronenbahnen im Kollektor bei 20 mA Strom.

6.2 Impulsbetrieb des Kollektors und „Charge limit“ Effekt

Wie in Abschnitt 2.1.6 besprochen, lässt sich der Elektronenstrom bei hohen Laserleistungen nicht mehr erhöhen. Die Stromdichte, die durch diesen Effekt limitiert ist, ist niedriger als die Stromdichte, die durch Raumladungseffekt gegeben ist (siehe Abschnitt 3.1). Deswegen ist es wichtig, diesen Effekt zu untersuchen, sodass man herausfinden kann, wie man ihn reduzieren kann.

Die Veränderung der Oberflächenladung kann man durch

$$\frac{dQ}{dt} = J_{ober} - J_{tun} \quad (64)$$

beschreiben, hier ist J_{ober} der Strom der in der Oberflächenzone eingefangenen Elektronen und J_{tun} der Strom der Löcher, die in die Oberflächenzone eindringen. Um die Bildung der negativen Oberflächenladung zu vermeiden, sollten die Photokathoden folgende Eigenschaften besitzen:

- 1) hohe Wahrscheinlichkeit, dass die Elektronen die Cs_2O Barriere durchtunneln.

2) hohe Wahrscheinlichkeit, dass die Löcher aus dem Valenzband die Bandbiegungsbarriere durchtunneln und mit den Elektronen rekombinieren. Das wird ermöglicht, indem man die Breite der Bandbiegungszone verkleinert.

Die erste Bedingung wird bei hoher NEA erfüllt. Laut Formel (17) ist die Breite der Bandverbiegung $d \sim \sqrt{V_{BB} / p}$. Um das Problem der Ladungssättigung zu bewältigen und damit hohe Spitzenströme zu produzieren, sollten also zwei Bedingungen erfüllt werden:

- 1) hohe NEA (hohe QE)
- 2) hohe p-Dotierung.

In dieser Arbeit wurden mit Zink hoch dotierte ($p=2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) GaAs Photokathoden mit Quantenausbeuten von einigen Prozent verwendet (Tabelle 9). Es wurde ein Spitzenstrom* von 57 mA in 100 μs langen Pulsen bei einer Pulswiederholungsfrequenz von 100 Hz demonstriert. Die emittierende Fläche betrug dabei 0,035 cm^2 . Die entsprechende Pulsladung beträgt dann 5,7 μC bei einer mittleren Stromdichte von 1,6 A/cm^2 (Abb. 68). Die Abhängigkeit des Stromes von der Quantenausbeute ist ein Hinweis dafür, dass es sich nicht um Raumladungsprobleme im Vakuum handelt.

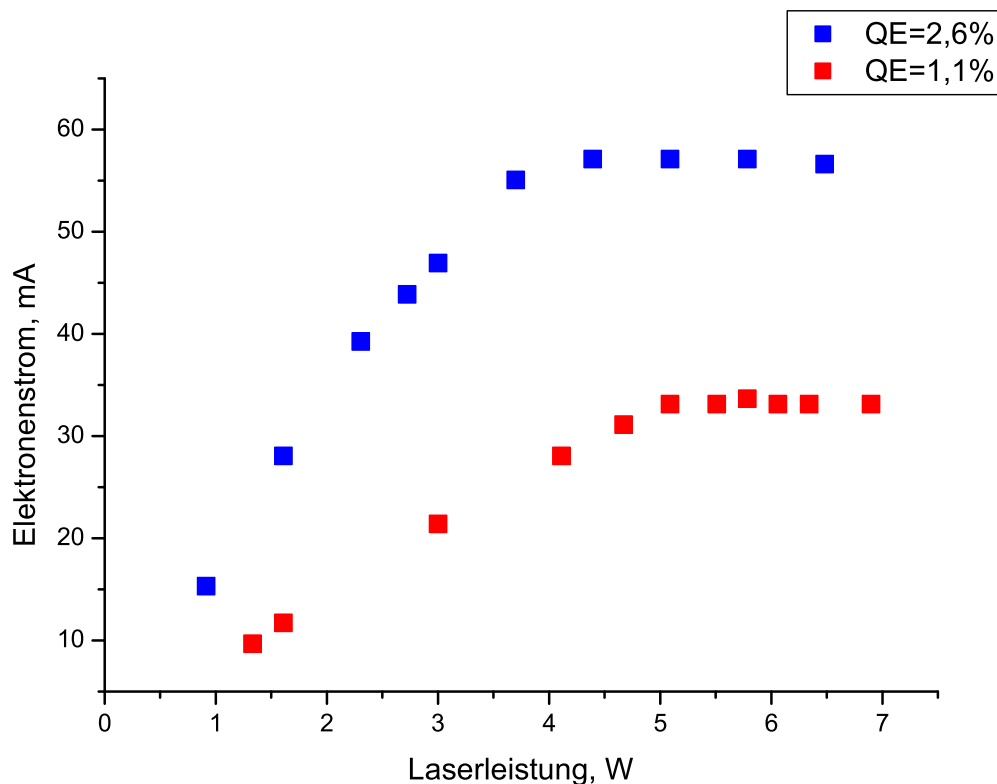


Abbildung 68. Der emittierte Elektronenstrom als Funktion der Laserleistung für eine hoch dotierte GaAs Photokathode und der Laserfleck auf der Kathode 2.1 mm.

* Der Impulsstrom wurde dabei mit einer Stromzange (2 MHz Bandbreite) gemessen.

Mit den vorhandenen Photokathoden hoher Quantenausbeute und Dotierung ist es also möglich, ähnliche Resultate (aber für wesentlich längere Pulse) zu erzielen, wie am SLAC. Die maximale Stromdichte von $1.5 \cdot 10^{11}$ Elektronen in 2 ns langen Pulsen wurde am SLAC für speziell angefertigte Photokathoden demonstriert [65], dabei betrug die emittierende Fläche der Photokathode 3 cm^2 . Das entspricht der Stromdichte 4 A/cm^2 .

Die in dieser Arbeit vorliegenden Messungen demonstrieren, dass man Stromdichten von A/cm^2 auch für deutlich längere Zeiträume als in den SLAC Experimenten produzieren kann. Es gibt also auf der Zeitskala von 100 Mikrosekunden keine zusätzlichen negativen Effekte, die die Produktion hoher Stromdichten aus NEA-Photokathoden verhindern.

Mit Hilfe des Kollektors wurde die Strombegrenzung des vorhandenen Hochspannungsnetzgeräts von 3 mA überschritten. Ein d.c.- Strom von 11.4 mA wurde erzeugt, allerdings bei sehr kleiner Lebensdauer wegen der thermischen Effekte (siehe Abschnitt 5.1, dies ist auch der Grund für die Durchführung des Experiments in Abb.68 bei 1% Tastverhältnis). Die Ladungslebensdauer bei 1 mA betrug etwa 15 C, somit wurden die Hoffnungen auf eine reduzierte Gasdesorption des Kollektors nicht erfüllt. Die Gründe hierfür werden im nächsten Abschnitt erläutert.

6.3 Effizienz des Kollektors: Bedeutung von Sekundärelektronen

Der Kollektor bremst den Elektronenstrahl auf 3 kV ab (die Elektrode liegt also bezogen auf die Erde auf einem Potential von -57 kV) und reduziert damit die strahlinduzierte Desorption. Es ist allerdings möglich, dass Sekundärelektronen den Kollektor teilweise verlassen und dann zurück in die Strahlführung beschleunigt werden können. Die Gasproduktion wird also nur dann reduziert, wenn möglichst viele Elektronen (sowohl Sekundärelektronen als auch gestreute Primärelektronen) den Kollektor nicht verlassen. Unser Kollektor wurde in Form eines langen Zylinders konstruiert (Abb. 69).

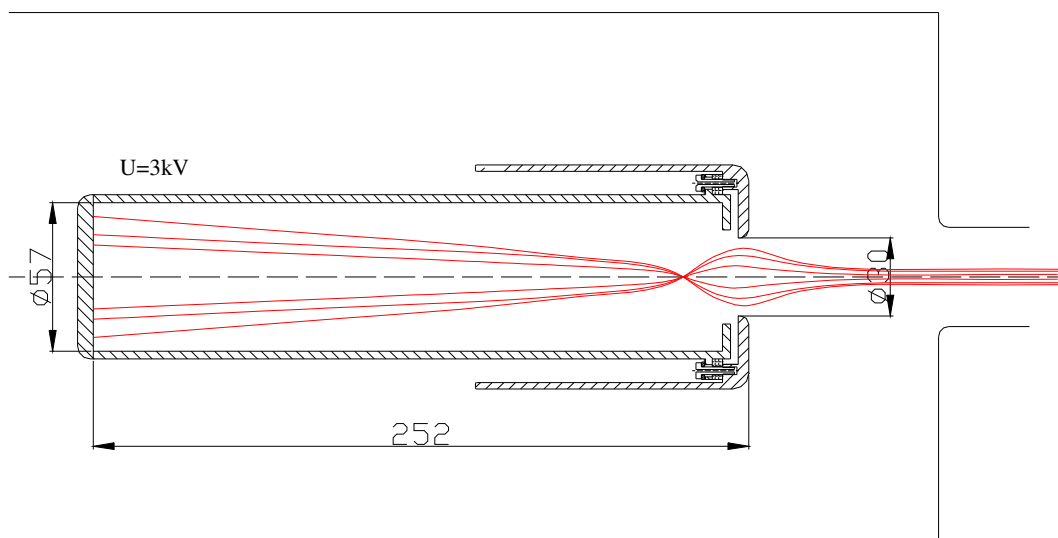


Abbildung 69. Schnitt durch den Kollektor.

Der Potentialverlauf im Kollektor auf der Achse ist in Abb.70 dargestellt.

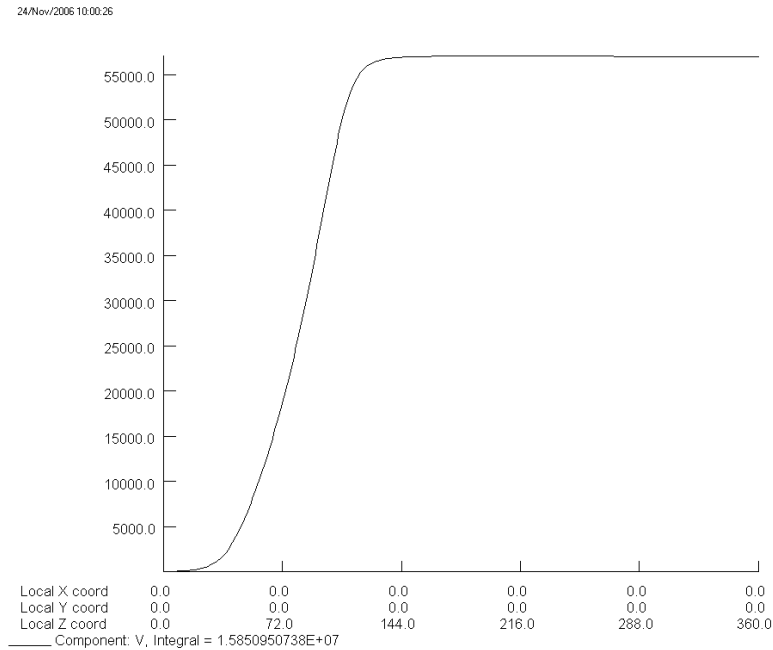


Abbildung 70. Mit OPERA simulierter Potenzialverlauf auf der Symmetrieachse.

Der detaillierte Potentialverlauf ist in Abb.71 dargestellt. Er weist eine abfallende Flanke von $V_0=30$ V auf, die austretende Sekundärelektronen zurückhält. Während der Konstruktion des Kollektors ging man davon aus, dass alle Sekundärelektronen Energie von einigen eV haben, sodass sie unter diesen Umständen den Kollektor nicht verlassen können. Wie noch in Abschnitt 6.3.1 erklärt wird, stimmt dies nicht.

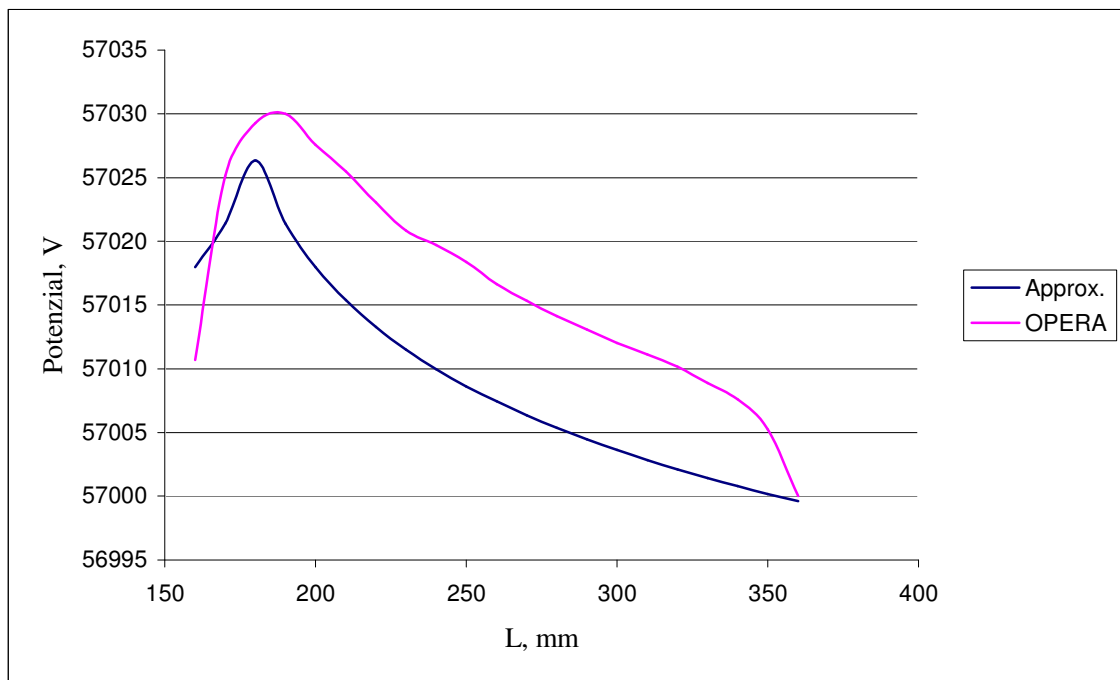


Abbildung 71. Potenzial auf der Symmetrieachse beim Strom $I=20$ mA und Elektronenenergie $E=3$ kV.

Außerdem wird diese Potentialbarriere V_0 nicht durch den Suppressor, sondern durch den Raumladungseffekt geprägt. Durch die stark fokussierenden Eigenschaften des Kollektors vergrößert sich das Verhältnis r_0/a Strahldurchmesser zu Durchmesser des Kollektors entlang der Symmetrieachse, die Elektronenenergie bleibt dabei fast unverändert. Laut Formel (52) führt es zu einer Änderung des Potentials. In Abb. 71 ist der so approximierte und mit SCALA simulierte Potenzialverlauf auf der Symmetrieachse dargestellt. Dabei wurde angenommen, dass die Elektronen eine konstante Energie von 3 kV haben. Es ist erstaunlich, dass so ein einfaches Modell die Situation recht gut beschreibt. Die Sekundärelektronen mit der Energie $E < 30$ eV können den Kollektor nicht verlassen. Der Elektronenstrahl sperrt die Rückströmung der niederenergetischen Sekundärelektronen. Der Effekt ist umso größer, desto höher die Elektronenstromstärke ist.

Wie man in Abb. 72 sieht, bleiben die Strahlverluste jedoch fast unabhängig vom Strom konstant $\sim 5\%$, was ein starker Hinweis dafür ist, dass es sich hier um hochenergetische Elektronen handelt (siehe Abschnitt 6.3.1). Die meisten Elektronen können allerdings die differenzielle Pumpstufe nicht passieren. Die Strahlverlustmessung zeigt, dass $\sim 10^{-3}$ von den zurückbeschleunigten Elektronen sogar den α -Magnet erreichen können (was zuviel ist, um große Lebensdauern zu erreichen). Um die Effizienz des Kollektors zu erhöhen, sollte die Potentialbarriere möglichst groß sein, damit die Elektronen diese nicht überschreiten können. Das kann z.B. durch Verlängerung des Suppressors realisiert werden. Diese Maßnahme kann die Effizienz des Kollektors um 3 Größenordnungen erhöhen – d.h. nur 10^{-5} der Elektronen können den Kollektor verlassen [66].

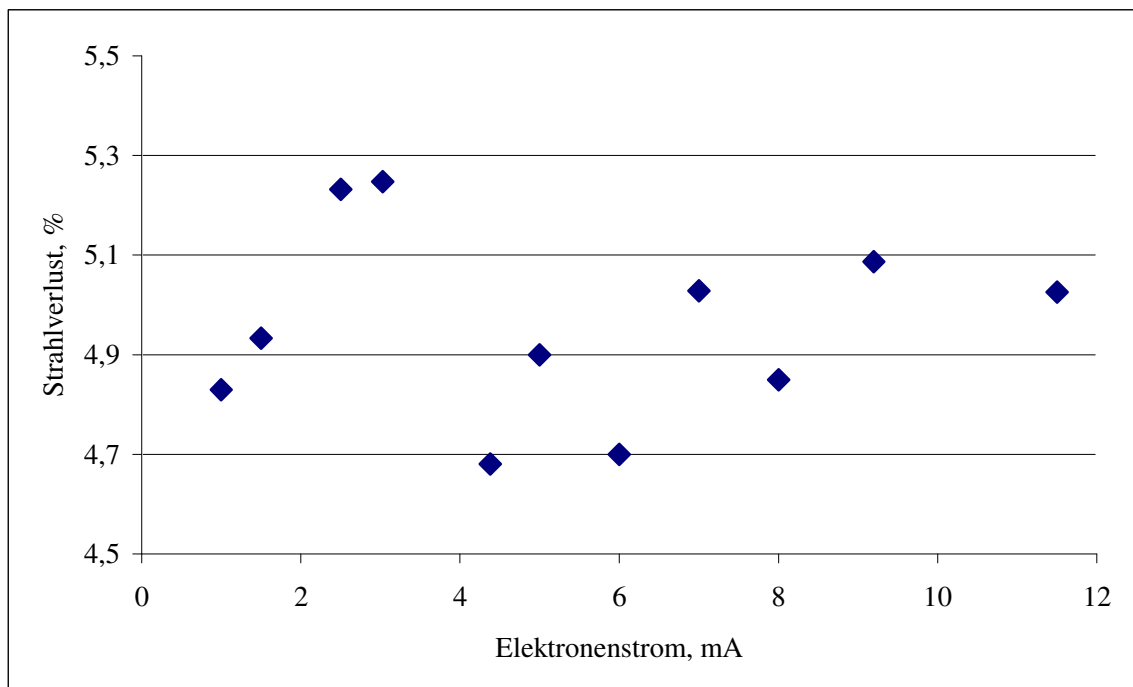


Abbildung 72. Strahlverlust als Funktion der Elektronenenergie.

6.3.1 Bildung der Sekundärelektronen

Die große Mehrzahl der auf die Oberfläche auftreffenden Elektronen dringt in den Kollektor ein und verliert dabei ihre Energie vollständig. Beim Auftreffen der Elektronen auf die Oberfläche ist es aber auch möglich, dass sich Sekundärelektronen bilden. Dabei muss man drei Typen von Sekundärelektronen unterscheiden:

- 1) „wirkliche“ Sekundärelektronen
- 2) unelastisch von der Oberfläche gestreute Primärelektronen
- 3) elastisch von der Oberfläche gestreute Primärelektronen

Als „wirkliche“ Sekundärelektronen werden Elektronen aus dem Inneren des Kollektors bezeichnet. Diese sind schwach gebundene Elektronen aus der äußeren Schale von Atomen. Die Primärelektronen schlagen Elektronen aus den äußeren Atomschalen, die dann ausreichende Energie erhalten, um ionisiert zu werden und den Festkörper zu verlassen. Diese Elektronen sind normalerweise niederenergetisch. Nach [67] kann die Ausbeute „wirklicher“ Sekundärelektronen δ_{true} nur empirisch beschrieben werden:

$$\delta_{true} = \delta_0 \frac{E/E_0}{s-1+(E/E_0)^s} (1+t_1(1-\cos^{t_2} \theta)) \quad (65)$$

wobei δ_0 , s , t_1 und t_2 empirische Parameter, die sowohl vom Material als auch von seinem Zustand abhängig sind, E_0 die Energie, bei der die Ausbeute ihr Maximum hat, E die kinetische Energie der einfallenden Elektronen und θ Einfallswinkel, bezogen auf Normaloberfläche ist. Hier wird davon ausgegangen, dass die Ausbeute folgendermaßen beschrieben werden kann:

$$\delta_{true} = 1.813 \frac{E/300}{0.813+(E/300)^{1.813}} (1+0.66(1-\cos^{0.8} \theta)). \quad (66)$$

Wie man in Abb.73 sieht, hat δ_{true} ein Maximum bei der Energie ~ 300 eV.

Unelastisch gestreute Elektronen sind Primärelektronen, die während ihres Weges durch die Oberfläche ihre Energie durch Streuung an den Atomen verlieren und rückwärts zur Primärstrahlrichtung gestreut werden. Es ist sehr schwierig, „wirkliche“ Sekundärelektronen und unelastisch gestreute Elektronen zu unterscheiden; man glaubt aber, dass alle Elektronen mit Energie kleiner als 50 eV „wirkliche“ Sekundärelektronen sind. Die Ausbeute der unelastisch gestreuten Elektronen δ_{unel} bleibt bei der Energie $E > 100$ eV praktisch konstant:

$$\eta_{unel} = 0.74(1-e^{-(E/40)}) (1+0.26(1-\cos^2 \theta)). \quad (67)$$

Elastisch gestreute Elektronen sind Primärelektronen, die an den Atomen des Kollektors elastisch ohne Energieverlust (mit Genauigkeit bis zu einigen eV) gestreut sind. Bis $E \sim 100$ eV ist der Anteil der elastisch gestreuten Elektronen besonders hoch. Die Ausbeute dieses Prozesses sinkt bei der Energie der Primärelektronen ~ 200 eV drastisch und bleibt dann konstant $\sim 1\%$.

$$r_{el} = \left[0.07 + 0.43e^{-\frac{(E/100)^{0.9}}{0.9}} \right] \cdot \left[1 + 0.26(1 - \cos^2 \theta) \right]. \quad (68)$$

Die gesamte Ausbeute der Sekundärelektronen σ (Abb. 73), die sowohl von der Energie der Primärelektronen als auch vom Einfallswinkel abhängt, ist also:

$$\sigma(E, \theta) = \delta_{true}(E, \theta) + \eta_{unel}(E, \theta) + r_{el}(E, \theta). \quad (69)$$

Falls Elektronen unter einem bestimmten Winkel auf die Oberfläche auftreffen, ändert sich die Ausbeute, allerdings nicht entscheidend: So etwa bei einem Auftreffwinkel von 60° um 30%.

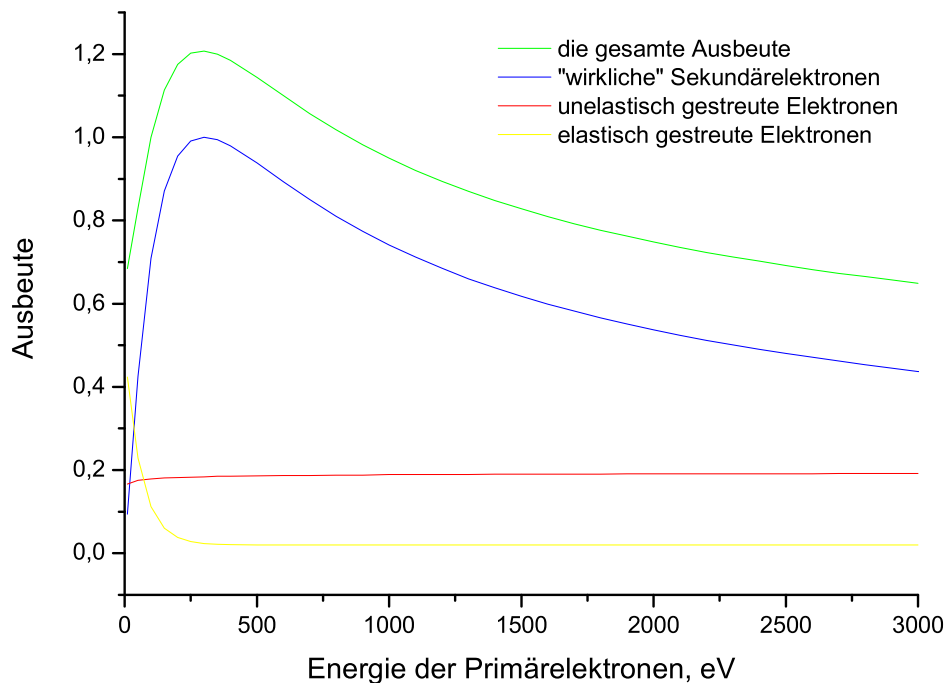


Abbildung 73. Abhängigkeit der Ausbeute der Sekundärelektronen von der Energie der Primärelektronen in Kupfer beim normalen Einfall auf die Oberfläche.

Bislang werden die „wirklichen“ Sekundärelektronen zurückgehalten. Wie man in Abb.73 sieht, wird der Fluss der Sekundärelektronen bei $E=3$ kV im Wesentlichen tatsächlich durch „wirkliche“ Sekundärelektronen bestimmt. Der Anteil der unelastisch gestreuten Elektronen ist aber auch nicht außer Acht zu lassen. Diese Elektronen können dann zurück in die Strahlführung beschleunigt werden. Um den Kollektor an einer polarisierten Quelle effektiv einzusetzen, muss der Fluss der Elektronen zurück in die Strahlführung reduziert werden. Die in Abschnitt 6.3 angesprochene Verlängerung des Suppressors kann alle unelastisch gestreuten Elektronen zurückhalten und die elastisch gestreuten Elektronen werden durch den kleinen Raumwinkel so unterdrückt, dass man eine Kollektoreffizienz von 99.99% erwarten kann. Noch höhere Werte können mit magnetischen Kollektoren erzielt werden [68,69].

Bei derart hohen Effizienzen kann die Restgasstreuung speziell bei niedrigen Energien der Elektronen (d.h. besonders im Bereich der dann verlängerten Suppressorelektrode) eine dominierende Rolle spielen [70]. Mit Hilfe der Gleichung

$$\frac{N}{t} = \frac{n\sigma l}{e} I_e \quad (70)$$

kann die Zahl der gestreuten Elektronen errechnet werden. Im Gegensatz zur Gleichung (38) ist hier $\sigma = \sigma_{el} + \sigma_{unel}$ der Querschnitt der elastischen und unelastischen Streuung. Wie man in Abb.74 sieht, ist der Querschnitt der elastischen Streuung besonders hoch für niederenergetische Elektronen.

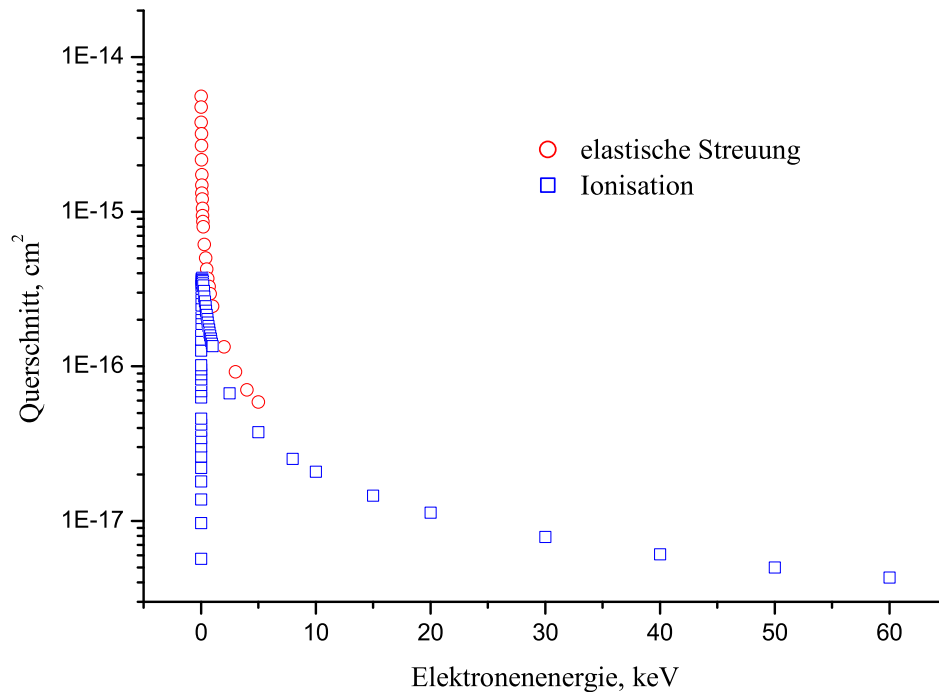


Abbildung 74. Der Querschnitt der elastischen und unelastischen Streuung von CO₂ als Funktion der Elektronenenergie.

Die Zahl der ionisierten Teilchen nimmt mit wachsender Elektronenenergie schnell zu, erreicht bei 50-150 eV ein Maximum und fällt mit weiter steigender Energie wieder langsam ab. Der Ionisationsquerschnitt bei einer Energie von 1 kV ist ungefähr eine Größenordnung höher als bei E~40 kV.

Bei der Elektronenenergie E=1 kV und dem Druck im Kollektor P=10⁻⁸ mbar wird ein Elektron mit der Wahrscheinlichkeit 10⁻⁶ unelastisch gestreut. Dies ist schon vergleichbar mit dem Fluss der Sekundärelektronen aus dem Kollektor. Deswegen darf die Länge des Kollektors nicht beliebig groß sein, und das Vakuum im Kollektor sollte möglichst gut sein.

6.3.2 Vergleich eines gebremsten mit einem ungebremsten Strahl im Hinblick auf die strahlinduzierte Desorption

Der Kollektor kann natürlich auch wie ein normaler Faraday Cup betrieben werden (ungebremster Strahl), allerdings wegen der fehlenden Kühlung nicht mit sehr hohen Strömen. Die Gasproduktion für einen hochenergetischen Strahl wurde so mit der Gasproduktion eines niederenergetischen verglichen (Abb.75). Der Unterschied bei der Gasproduktion beträgt nur den Faktor 4.5. Eine Hauptursache hierfür ist, dass im Bremsbetrieb ~5% der Elektronen den Kollektor verlassen und dann mit 60 keV Energie auf die Strahlführungswände treffen. Diese Stellen können aufgrund der großen Fläche schlecht gereinigt werden, deshalb haben sie eine hohe Desorptionsausbeute und es gibt – im Gegensatz zum Experiment mit dem gekühlten Faraday Cup (Abb.57) – keine entscheidende Verbesserung des Druckanstiegs mit steigender Dosis (Abb.76) Der Druck im Kollektor beträgt daher etwa $1.7 \cdot 10^{-7}$ mbar bei 1 mA. Die Kathodenlebensdauer beträgt dabei 15 C, das entspricht ungefähr der Kathodenlebensdauer, wenn der Strahl in einem gekühlten, ungereinigten Faraday Cup aufgefangen wird (Abb.59). Diese Verhältnisse können zwar im Prinzip verbessert werden, wenn die Effizienz gesteigert wird, jedoch ist zu erwarten, dass auch dann noch ein Gasdesorptionsproblem übrig bleibt, weil die getroffene Fläche viel größer ist als beim ungebremsten Strahl.

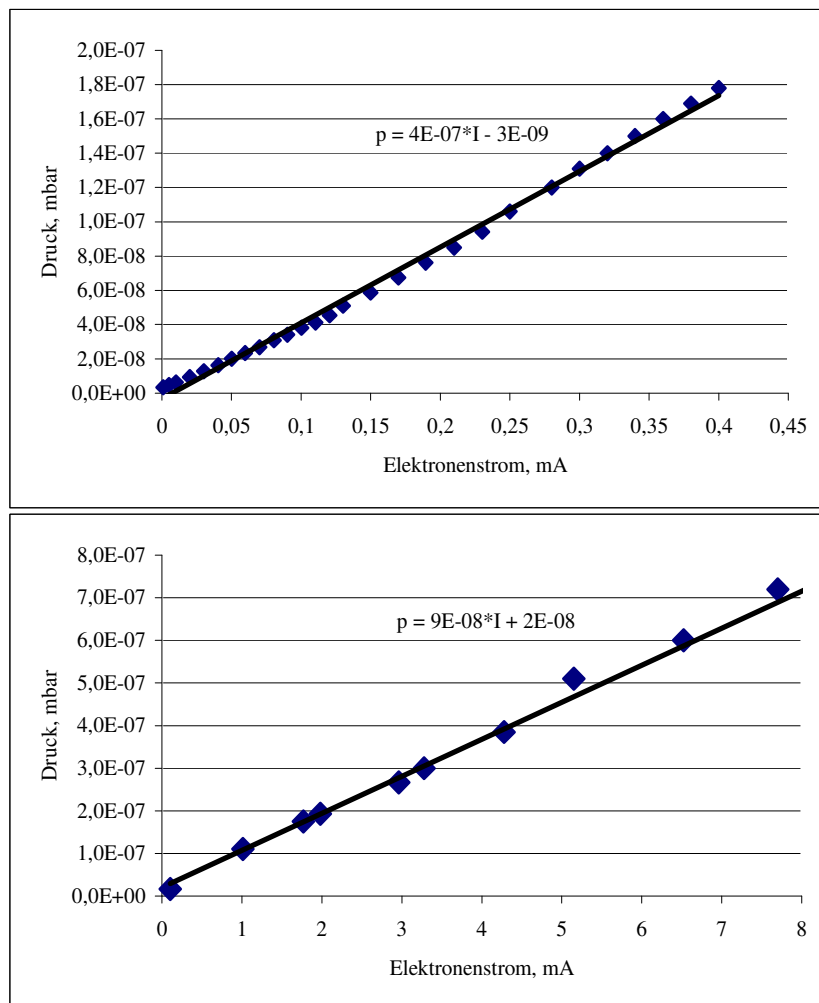


Abbildung 75. Druckanstieg in Beam Dump a) der nicht abgebremste Strahl mit der Primärenergie von 60 keV, b) der bis 3 keV gebremste Strahl.

Somit ist die Oberflächenreinigung mit dem Elektronenstrahl nur mit hohen Dosen zu bewerkstelligen. Daher sollte der Kollektor zuerst mit einem unpolarisierten Strahl gereinigt werden, der am besten aus einer thermischen Quelle stammt, um die Produktion der notwendigen Ladungsmenge nicht durch Lebensdauerprobleme zu erschweren.

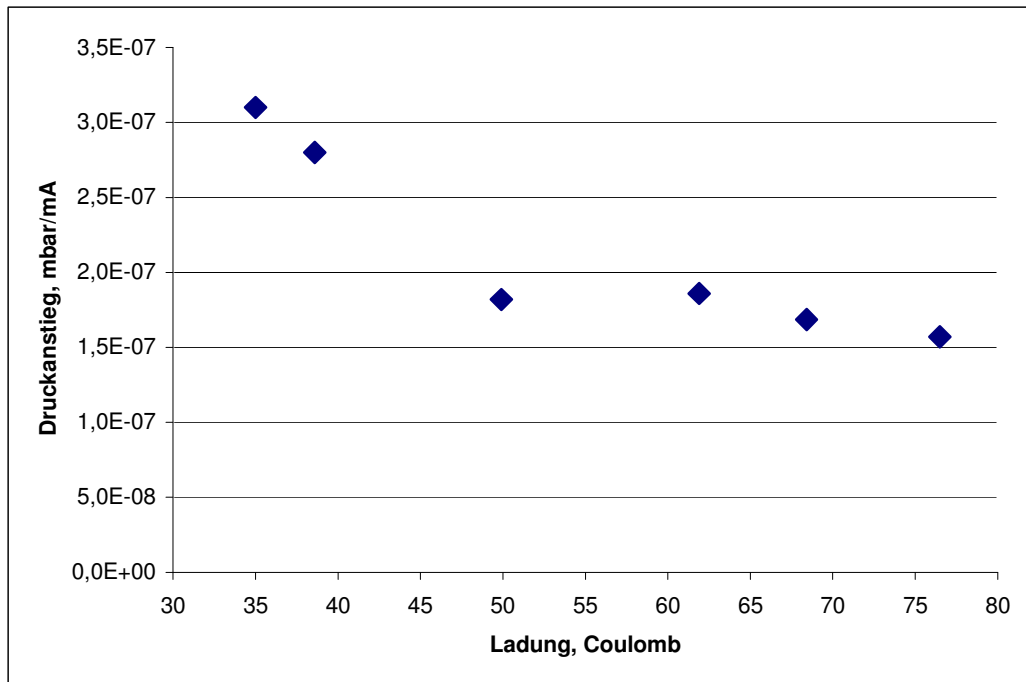


Abbildung 76. Reinigung des Kollektors mit dem Elektronenstrahl im Bremsbetrieb.

6.3.3 Auswahl des Materials und Bremsenergie

Die Gasproduktion eines Elektronenstrahls fällt mit sinkender Elektronenenergie. Wie in Abschnitt 6.3.1 gezeigt, steigt dabei der Koeffizient der Ausbeute der Sekundärelektronen und erreicht bei $E \sim 300$ eV ein Maximum. Bei $E < 100$ eV sinkt zwar der Koeffizient der ESD, der Anteil der elastisch gestreuten Elektronen ist hier jedoch enorm groß, und es ist schwer, diesen niederenergetischen Elektronenstrahl durch den Kollektor zu transportieren, da die Raumladungskräfte bei $E < 100$ eV besonders stark sind. Deswegen ist es am günstigsten, den Strahl bis 3-4 kV zu bremsen.

In Abb. 77 ist die gemessene Ausbeute der Sekundärelektronen als Funktion der Elektronenenergie für verschiedene technische Materialien dargestellt. Wie man sieht, haben alle Materialien bis auf Aluminium ungefähr die gleiche Ausbeute.

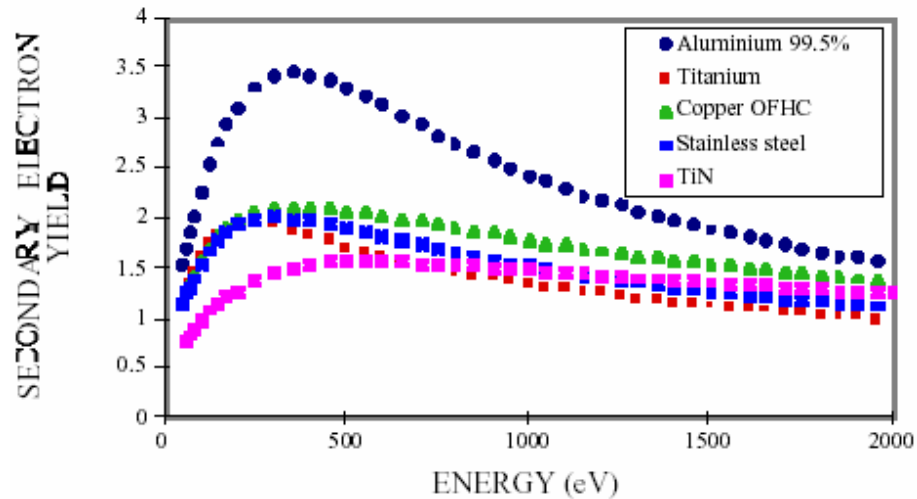


Abbildung 77. Abhängigkeit der Ausbeute der Sekundärelektronen von der Energie der Primärelektronen für verschiedene Materialien [71].

Außerdem ist der Querschnitt der Streuung besonders hoch bei niedriger Energie $E < 100$ eV. Aus diesen Gründen wurde eine Bremsenergie von 3 kV gewählt.

6.4 Fazit

Es wurden bereits ein d.c. Strom von 11.4 mA und ein Impulsstrom von 57 mA produziert. Um diese Werte zu erreichen, wurde ein neu entwickelter Kollektor zur Strahlenergieerückgewinnung eingesetzt. So konnte eine Effizienz des Kollektors von 95 % demonstriert werden. Dies senkt die Belastung des Hochspannungsnetzgeräts um das 20fache ab.

Weitere Experimente zur Lebensdauer bei extrem hohen Strömen sind jedoch nur dann sinnvoll, wenn man zunächst das Temperaturproblem (Abschnitt 5.1) löst und zusätzlich die Kollektoreffizienz wie in Abschnitt 6.3 beschrieben erhöht.

In Bezug auf die Untersuchungen zur Steigerung der Ladungslebensdauer ist es zur Zeit praktischer, bei Strömen von 1-2 mA mit dem gekühlten Faraday Cup zu arbeiten.

7 Vorschläge für die weitere Optimierung der Ladungslebensdauer

Mit der in dieser Arbeit verwendeten Anordnung des Vakuumsystems wurde ein extrem sauberes (speziell methanfreies) Vakuum erzielt. Der Betrieb der Vakuumanlage ist jedoch mit technischen Problemen verbunden. In Kryopumpen werden Gase an gekühlten Flächen angelagert und nicht durch die Pumpe hindurchtransportiert. Die Kryopumpe ($S=1500$ l/s) benötigt also eine ständige Strom- und Wasserversorgung. Schon kürzere Ausfälle der Kryopumpe führen dazu, dass die gepumpten Gase zurück in die Kanone diffundieren. Wenn dies der Fall ist, muss die Apparatur nochmals ausgeheizt werden. Um das zu vermeiden, wurde zwischen der Kanone und der Kryopumpe ein Ganzmetallventil eingebaut, das sich automatisch bei Stromausfällen schließt. Aus Kostengründen hat das Ventil einen Durchmesser von 100 mm. Um den Aufbau der Kryopumpe zu erleichtern, wurde ein Balg installiert. Zusätzlich zur Kryopumpe wurde zudem an einem T-Stück eine Ionengerterpumpe ($S=110$ l/s) eingebaut. Alle diese Rohre (Balg, Ventil, T-Stück) haben einen bestimmten Strömungswiderstand, der einen Druckabfall zwischen der Vakuumkammer der Kanone und den Pumpen bedingt. Bei der existierenden Geometrie (Abb.78) ergibt die Saugleistung laut Formel (41) zirka 140 l/s, obwohl die Nominalsaugleistung ($1500+110$)l/s= 1600 l/s beträgt. Das Gleiche gilt fürs NEG-Modul. Die Saugleistung des Moduls beträgt 325 l/s, obwohl die Nominalsaugleistung 500 l/s beträgt. Kurz zusammengefasst macht die gesamte Saugleistung 460 l/s plus die Saugleistung der NEG-Beschichtung aus.

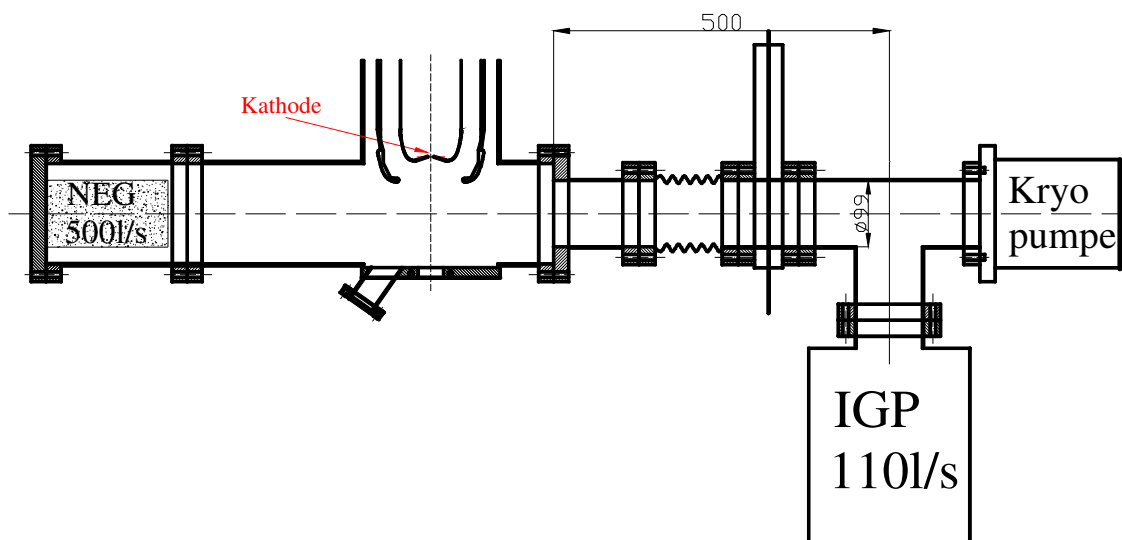


Abbildung 78. Das Vakuumsystem der Kanone.

Ein weiteres Problem in diesem Schema ist die Nichtausheizbarkeit der Kryopumpe. Der Anschlussflansch der Kryopumpe darf nicht heißer als 40°C sein, deswegen blieb ein nah an der Kryopumpe liegender Teil des Systems nicht ausgeheizt, der andere wurde bei niedrigerer Temperatur ausgeheizt als erwünscht. Aus diesem Grund ist zu erwarten, dass die thermische Ausgasungsgeschwindigkeit bei einigen Vakuumteilen besonders hoch ist. Mein Vorschlag wäre eine Kombination zwischen einem NEG-Modul und einer Dioden- Ionengerterpumpe mit der Saugleistung $S=300$ l/s

(Abb.79). Die Kryopumpe wird nur dazu benutzt, die während der Reaktivierung des NEG-Moduls entstehenden Gase zu entfernen. Die gesamte Saugleistung würde in diesem Fall 600 l/s betragen und alle Teile wären zudem ausheizbar. Außerdem besteht bei dieser Variante die Möglichkeit, die Kathodenlebensdauer beim geöffneten und geschlossenen Ventil zur Kryopumpe zu vergleichen. Damit kann entschieden werden, ob eine zusätzliche Saugleistung (in diesem Fall 17%, aber sehr viel mehr für Methan) in der Kanone die Verfügbarkeit der GaAs-Photokathode vergrößert.

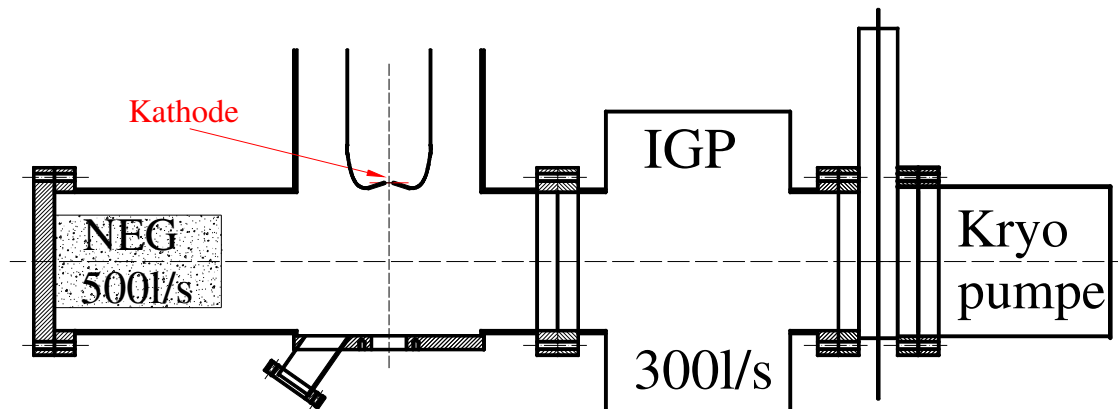


Abbildung 79. Ein Vorschlag fürs Vakuumsystem der Kanone.

Um das NEG-Modul vollständig zu reaktivieren, sollte der Druck während der Reaktivierung niedriger als 10^{-4} mbar sein. Diese Bedingung konnte – im Gegensatz zu den Verhältnissen, die an der Produktionsquelle von MAMI [72] vorliegen – bei den hier vorgestellten Experimenten erfüllt werden; in der neuen Konfiguration wird diese Eigenschaft erhalten bleiben. Es sollte angemerkt werden, dass ein Einsatz einer Refrigerator-Kryopumpe wegen ihrer technischen Mängel (Betriebssicherheit, Vibrationen) an MAMI selbst nicht sinnvoll erscheint; es geht hier zunächst nur um die prinzipiellen Vorteile (z.B. methanfreies Vakuum). Falls ein erheblicher Vorteil demonstriert werden könnte, wäre jedoch der Einsatz einer Badkryopumpe denkbar.

Diese Maßnahmen erhöhen das Effektivsaugvermögen im Vergleich zur jetzigen Situation um 30%, obwohl die Nominalsaugleistung kleiner ist. Alle Teile sind ausheizbar. Das Wichtigste dabei ist aber die Zuverlässigkeit des Vakuumsystems.

Die Kanone besteht aus zwei Elektroden (Abb.78). Die im oberen Teil der Kanone entstehenden Gase werden durch die Öffnung der Elektrode (Leitwert ~ 280 l/s) gepumpt, sodass man mit einem schlechteren Vakuum (höherem Druck) in der Kathodenregion rechnen sollte. Dann können diese Moleküle mit der NEA-Oberfläche chemisch reagieren oder sie werden durch einen Elektronenstrahl teilweise ionisiert und in Richtung Photokathode beschleunigt. Der Verzicht auf die Zwischenelektrode, die die Oberfläche von $0,5 \text{ m}^2$ besitzt, soll einerseits die thermische Ausgasungsgeschwindigkeit reduzieren, andererseits den Leitwert für die im oberen Teil der Kanone entstehenden Gase deutlich erhöhen. Dies erhöht zwar die Risiken des Hochspannungsbetriebs (höheres Feld an der Kathode), dies kann aber hier notfalls in Kauf genommen werden, da die Spannung ohne weiteres für die Lebensdauerexperimente von 100 auf 60 keV abgesenkt werden kann.

Man kann erwarten, dass der Druck in der Kathodenregion durch diese Maßnahme im Vergleich zur jetzigen Situation um den Faktor 6-7 verbessert werden kann. Das

kann dazu führen, dass dann die im Beam Dump entstehenden Moleküle eine wesentliche Rolle für die Kathodenlebensdauer spielen können. Um die elektronenstimulierte Desorption aus dem Beam Dump zu reduzieren, muss auch die Zylinderwand des Faraday Cups mit NEG beschichtet werden.

Wie man in Abb.56 sieht, ist der Unterschied in ESD für Stahl und Ti-Zr oder Ti-Zr-V bei hohen Temperaturen besonderes groß. Die hohen Temperaturen sind aber oft wegen der optischen Elemente oder wie in unserem Fall wegen des Scanners unmöglich. In diesem Fall würde sich eine Pd-Beschichtung anbieten (Abb.80). Diese Beschichtung hat nicht das hohe Saugvermögen von Ti-Zr-V, aber der Koeffizient der ESD ist schon bei 150⁰C um 2 Größenordnungen kleiner im Vergleich zu Stahl. Es ist außerdem denkbar, den Scanner durch einen anderen aus Stahl zu ersetzen und dessen Vakuumkammer ebenfalls mit Ti-Zr-V zu beschichten.

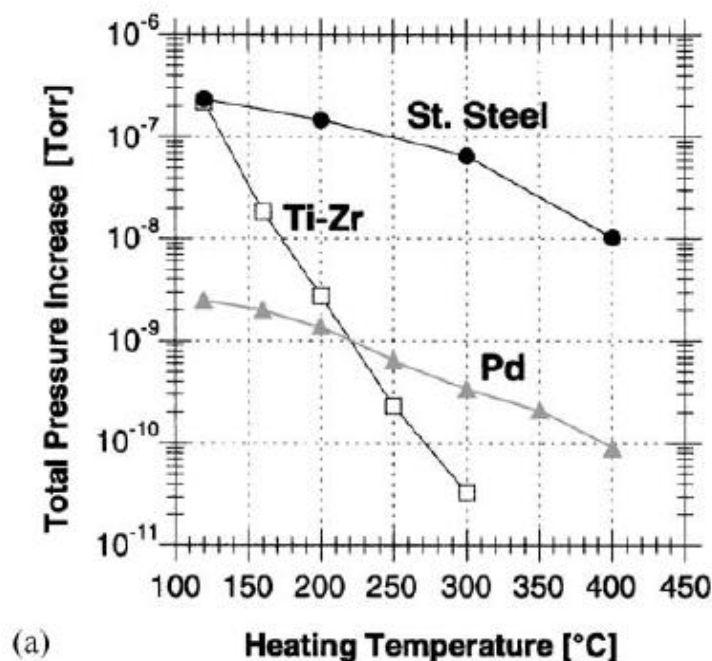


Abbildung 80. Abhängigkeit ESD der Pd Beschichtung im Vergleich zu Ti-Zr und Stahl [73].

Durch Vakuumverbesserung in der Kathodenregion und Reduzierung der ESD kann eine Kathodenlebensdauer von 800 C beim 2.1 mm Laserfleckdurchmesser auf der Kathode erwartet werden.

Die im Moment vorhandenen Möglichkeiten, das Vakuum (und damit die Kathodenlebensdauer) noch weiter zu verbessern, sind wahrscheinlich begrenzt. Zwar wurde bereits über einen Druck von etwa 10⁻¹⁴ Torr berichtet [74]. Ob dies in einer polarisierten Quelle auch möglich ist, ist wegen der unvermeidlichen Ausgasung der Isolatoren und der Hochspannungselektroden jedoch fraglich. Eine andere mögliche Lösung ist eine Kryoanlage, z.B. die Integration der Kanonenvakuumkammer in einen mit flüssigem Helium gekühlten Kryostaten. Dies hat aber vor allem technische Nachteile und ist sehr aufwändig.

Weitere Verbesserungen sind aber durch Hilfsmittel wie z.B. eine exzentrischere Position des Laserflecks oder eine Verkürzung der Kathoden-Anoden-Strecke denkbar: Wird die Beschleunigungsstrecke kürzer, wird der Ionenstrom auch kleiner.

Wie in Abschnitt 5.3.2 gezeigt wurde, sollte das Rohr der Strahlführung einen möglichst kleinen Durchmesser aufweisen, um die Wahrscheinlichkeit zu senken, dass Moleküle aus dem Hochdruckbereich in die Quelle diffundieren können. Andererseits erhöht sich die Wahrscheinlichkeit des Strahlverlustes, und der Druck zwischen zwei Pumpen kann deutlich schlechter sein als in der Nähe von Pumpen. Als Kompromiss sollte die Strahlführung 30 mm Apertur haben. Die Wände sollten mit NEG beschichtet werden, und um Methan zu pumpen sollte noch eine kleine Ionengetterpumpe ($S=40$ l/s) am α -Magnet installiert werden.

Der letzte Punkt, der hier erwähnt wird, ist die Stabilität der unterschiedlichen Photokathoden. Es ist geplant, die GaAs-Photokathode als Quelle der Elektronen für die zukünftige synchrotrone Lichtquelle zu verwenden [75]. Die Verfügbarkeit der Photokathoden ist auch für dieses Projekt einer der wichtigsten Punkte. Die Kathodenlebensdauer eines $\text{Al}_{0,28}\text{Ga}_{0,72}\text{As}$ -Kristalls wurde mit der eines GaAs-Kristalls verglichen. Die Photokathoden wurden mit Licht beleuchtet, dessen Energie ca. 0.1 eV größer als die Bandlücke (1.4 eV für GaAs und 1.8 eV für AlGaAs) ist, sodass man die Ergebnisse nicht mit ‚heißen‘ Elektronen erklären kann, und es wurde festgestellt, dass die AlGaAs-Kathoden deutlich stabiler sind als die GaAs (Abb.81). Dies wird wie folgt erklärt: In Kristallen mit größerer Bandlücke werden auch größere Werte der NEA erreicht. Dadurch sind Kristalle mit größeren Werten der Bandlücke weniger empfindlicher auf die Zerstörung der NEA-Oberfläche.

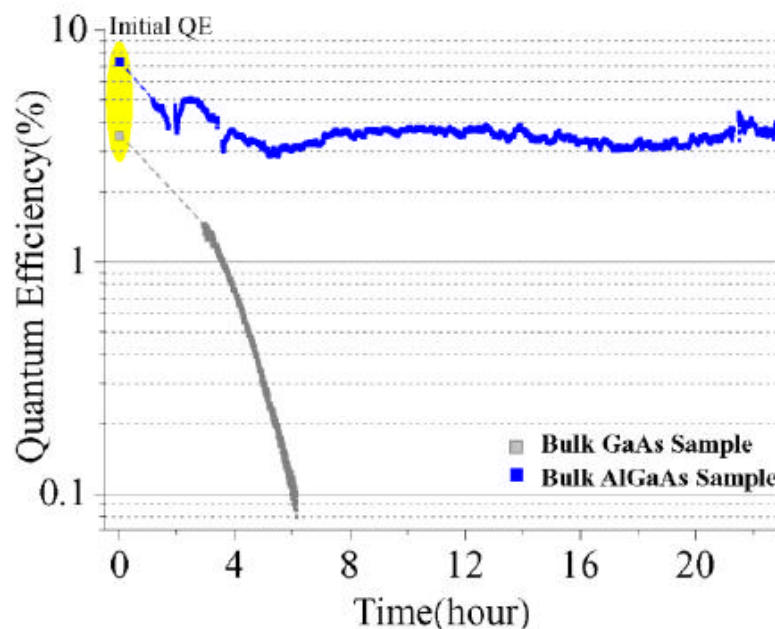


Abbildung 81. Vakuumlebensdauer einer bulk GaAs-Photokathode im Vergleich zur Lebensdauer einer bulk AlGaAs-Photokathode.

Es bietet sich also die Möglichkeit, Photokathoden mit möglichst großer Energielücke und hoher Quantenausbeute zu verwenden.

8 Zusammenfassung und Perspektiven für den Betrieb bei Strömen im Multimilliamperbereich

In dieser Arbeit wurden teilweise zum ersten Mal Effekte systematisch untersucht, die die Erzeugung von polarisierten Elektronen bei hohen Strömen und die Verfügbarkeit der NEA-Photokathoden limitieren:

- 1) Ladungssättigung
- 2) Kathodenerhitzung
- 3) Strahlverluste in der Strahlführung aufgrund von Raumladungseffekten
- 4) Zusätzliches Ionenbombardement durch Ioneneinfang in der Strahlführung
- 5) Ionenbombardement in der Beschleunigungsstrecke
- 6) Zusätzliche Desorption aus dem Beam Dump

1) Das Absinken der Quantenausbeute bei hohen Laserintensitäten erschwert die Produktion von polarisierten Strahlen mit hohem mittleren Strom. In dieser Arbeit wurde erstmals eine Stromdichte von $>1\text{A}/\text{cm}^2$ in extrem langen Pulsen demonstriert, die einem d.c. Betrieb nahe kommen (1% Tastverhältnis). Die erzeugte maximale Stromdichte beträgt $1.6\text{ A}/\text{cm}^2$. Um z.B. im Amperebereich arbeiten zu können, muss der Laserfleck also auf ca. 1 cm^2 ausgedehnt werden, was aber ohnehin wegen der Raumladungskräfte erforderlich ist.

Die Effekte 2 bis 4 sind im Gegensatz zu 5 und 6 nicht proportional zum Strom und können bei hohen mittleren Strömen eine dominierende Rolle bei der Zerstörung der NEA-Oberfläche spielen.

2) Die Temperaturabhängigkeit der Vakuumlebensdauer wurde experimentell bestimmt, sie limitiert im jetzigen Aufbau die anwendbare Laserintensität. Bei Stickstoffkühlung und optimierter Wärmeableitung ist jedoch das Aufbringen von 20 W Laserleistung auf die Photokathode möglich, ohne die NEA-Oberfläche zu zerstören. Bei der heute verfügbaren Quantenausbeute der hochpolarisierenden Photokathoden von 1% ist die Produktion von 130 mA mittlerer Stromstärke also möglich. Um höhere Ströme zu produzieren, müssen wahrscheinlich verbesserte hochpolarisierende Photokathoden entwickelt werden. Hier scheint die sogenannte DBR Photokathode geeignet zu sein, die im Prinzip um ein vielfaches höhere Ausbeuten ermöglicht [76].

3) Es wurde demonstriert, dass die relativen Strahlverluste auf der gesamten Strecke zwischen der Kanone und dem α -Magnet kleiner als 10^{-6} bei einem Strom von 1mA sind. Somit wurde erstmals quantifiziert, dass eine maskiert aktivierte Photokathode nur außerordentlich geringe Strahlverluste besitzt, welche die Ladungslebensdauer im bestehenden Aufbau nur auf ca. 7000 Coulomb limitieren. Bei höheren Strömen kommt es jedoch zu zusätzlichen Verlusten durch Raumladungskräfte. In Analogie zum Betrieb von Kühler-Elektronenstrahlen ist es jedoch möglich, dass der Strahltransport auch bei starker Raumladung durch Solenoidfokussierung hinreichend verlustfrei bis in den Multimilliamperbereich ($\sim 0.1\text{ A}$) sein wird. Sind Strahlverluste unvermeidbar, so kann gegenüber den existierenden Verhältnissen noch eine bedeutende Verbesserung erzielt werden, indem die Orte der Strahlverluste mit TiZrVa bzw. Palladium beschichtet werden.

4) Die in der Strahlführung durch das Strahlpotential eingefangenen Ionen können die Beschleunigungsstrecke erreichen. Dieser Effekt sollte ein schwellenartiges Verhalten bei einem Strahlpotential von $\sim kT$ aufweisen und sich dann proportional zum Elektronenstrom verhalten, falls das Strahlpotential $\gg kT$ ist. Diese Ionen können jedoch durch Repellerelektroden von der Kanone ferngehalten werden. Ioneneinfang ist also generell unproblematisch.

5) Im vorhandenen Aufbau wird die Ladungslebensdauer durch Ionen begrenzt, die aus den in der Beschleunigungsstrecke vorhandenen Restgasatomen resultieren. Ein Betrieb für langfristige Experimente im Multimilliamperbereich erfordert eine Verminderung der Teilchendichte in der Anwesenheit des Strahls um etwa zwei Größenordnungen, wobei der statische Druck um eine Größenordnung verringert werden muss. Das würde einem statischen Druck in der Kanone von weniger als 10^{-12} mbar entsprechen.

Es ist noch fraglich, ob in einer polarisierten Quelle ein Druck unter 10^{-12} mbar erreichbar ist. Die Möglichkeiten, die Kathodenlebensdauer durch die konventionelle Vakuumtechnik zu verbessern, sind wahrscheinlich begrenzt. Weitere Verbesserungen sind aber durch Abtrennung der Ionen vom Elektronenstrahl (z.B. durch stark exzentrische Emissionsorte relativ zum elektrostatischen Zentrum der Quelle, oder zeitabhängige Felder wie in einer H.f.-Quelle [77]) beziehungsweise eine höhere Feldstärke in der Beschleunigungsstrecke denkbar.

Man kann sich pessimistisch zusätzliche, außergewöhnliche Prozesse, wie z.B. die Zerstörung der NEA-Schicht durch die angeregten Elektronen vorstellen, die sich durch eine Verbesserung des Vakuums nicht beseitigen lassen. Daher soll hier nur auf Basis schon erzielter Resultate weiter extrapoliert werden. Bei der Beleuchtung der Kathode mit der Wellenlänge 532 nm wurden in anderen Laboren bereits ~ 3000 Coulomb bei einem $1/e$ Laserfleckdurchmesser auf der Kathode von $d=1.55$ mm produziert. Unsere Messungen zeigen, dass die Kathodenlebensdauer bei der Beleuchtung mit $\lambda=808$ nm um den Faktor 4 kürzer ist. Man kann also behaupten, dass eine Kathodenlebensdauer im polarisierten Betrieb von mindestens 800 Coulomb realistisch und durch oben genannte Vorschläge erreichbar ist. Da man im Falle eines Hochstrombetriebs auch eine große Emissionsfläche ~ 1 cm² (also ca. 20mal mehr als in dieser Arbeit) benötigt, darf man erwarten, dass die Ionenstromdichte entsprechend zurückgeht und somit die Ladungslebensdauer bedeutend (im günstigsten Fall proportional zur Emissionsfläche) ansteigen wird.

Trotzdem erscheint diese Begrenzung als der limitierende Faktor für den Betrieb der polarisierten Quelle, da z. B. bei 1 A die Betriebszeit selbst im günstigsten Fall dann nur wenige Stunden beträgt.

6) Durch das Auftreffen des Stroms im Beam Dump werden erhebliche Gasmengen freigesetzt, die die Lebensdauer der Quelle vermindern, wenn nicht durch aufwändige Maßnahmen die Rückströmung vernachlässigbar gering gehalten wird. Eine unaufwendige Methode, die Gasdesorption zu reduzieren, ist durch die Abbremsung des Elektronenstrahls in einem Suppressed Kollektor gegeben; damit ist prinzipiell eine Vernichtung des Strahls bis in den Amperebereich möglich. Mit diesem „Energierückgewinnungskonzept“ wurden in dieser Arbeit bereits ein polarisierter d.c. Strom von 11.4 mA und ein Spitzenstrom von 57 mA demonstriert.

Anhang A

Erfahrungsgemäß besteht zumindest bei niedrigen Stromstärken (<1mA) zwischen der Lebensdauer τ_{Leb} der Kathode und der Stromstärke I_{exp} ein in etwa antiproportionaler Zusammenhang:

$$\tau_{Leb} = \frac{Q}{I_{exp}} \quad (71)$$

wobei Q die produzierte Ladung ist. Q kann variieren und hängt z.B. von der Qualität des Vakuums und des Kathodentyps ab. Die typischen Werte Q liegen hier im Bereich von 100 Coulomb. Man benötigt jedoch etwa einen Abfall von mindestens 20%, um zuverlässig auf die erreichte Ladungslebensdauer extrapolieren zu können.

Der Zusammenhang zwischen Experimentierstrom und der Kathodenlebensdauer ist in Abb. 82 dargestellt. Es sind drei verschiedene Kombinationen von $Q=50$ C, $Q=400$ C und $Q=800$ C eingezeichnet. Angenommen, eine Kathode kann innerhalb einer Lebensdauer die Ladung 400 C erzeugen, dann beträgt beim Strom $100 \mu A$ die Messzeit ~1000 Stunden und beim Strom 1 mA ~ 100 Stunden. Es ist offensichtlich, dass man hohe Stromstärken braucht, um den Einfluss verschiedener Effekte auf die Kathodenlebensdauer schneller untersuchen zu können.

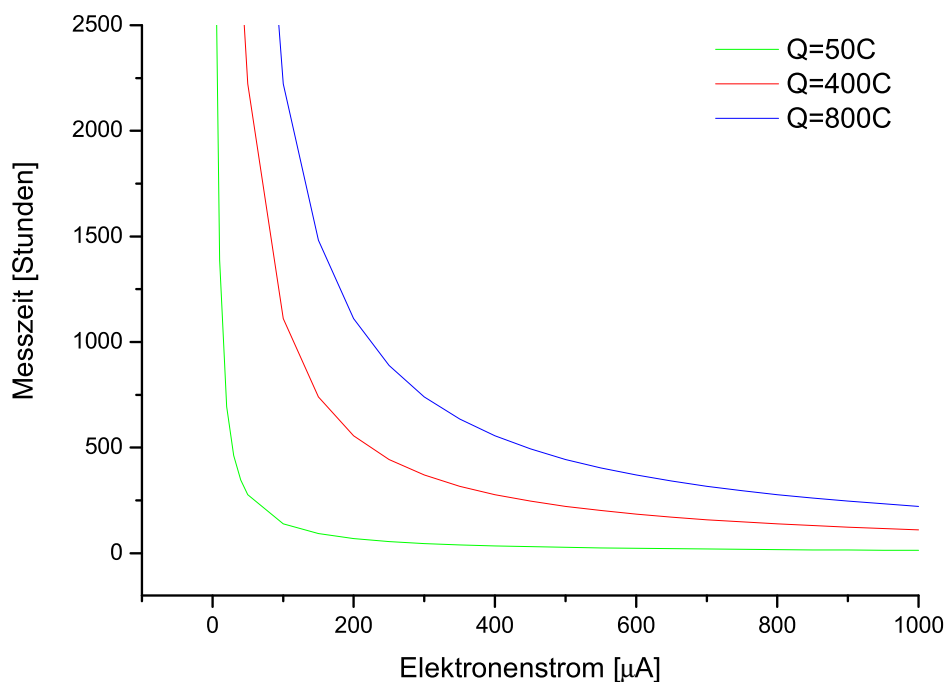


Abbildung 82. Darstellung der Kathodenlebensdauer als Funktion der Zeit.

Anhang B

Die wegen des Konzentrationsgradienten der Elektronen entstehende Stromdichte ist durch

$$J = \frac{\Delta n e v}{2} \quad (72)$$

gegeben. Der Koeffizient 2 erscheint hier, weil Elektronen mit der gleichen Wahrscheinlichkeit in gegenseitige Richtungen diffundieren. Durch die Taylor Entwicklung kommt man zu:

$$J = \frac{e v}{2} \left[\left(n(0) + l \frac{dn}{dx} \right) - \left(n(0) - l \frac{dn}{dx} \right) \right] \quad (73)$$

oder

$$J = e D \frac{dn}{dx} \quad (74)$$

Der Koeffizient $D = vl$ ist hier die Diffusionskonstante*. Nach der Thermalisierung bewegen sich Elektronen mit der Geschwindigkeit $v = \sqrt{\frac{k_B T}{m^*}}$, daraus kommt man zu Einstein Beziehung. Sie beschreibt einen Zusammenhang zwischen der Diffusionskonstante und der Beweglichkeit der Elektronen:

$$D = \frac{k_B T}{e} \mu \quad (75)$$

wobei die Elektronenbeweglichkeit

$$\mu = \frac{e \tau}{m^*} \quad (76)$$

eingeführt worden ist. Die Beweglichkeit der Elektronen ist stark von der Dotierung des Kristalls beeinflusst (Abb.83). Für unsere Photokathoden mit einer Dotierung von $2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ beträgt die Elektronenbeweglichkeit $1.5 \cdot 10^3 \text{ cm}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$, dementsprechend beträgt die Diffusionskonstante etwa $38.8 \text{ cm}^2/\text{s}$.

* Im dreidimensionalen Bild kommt noch Faktor 3 dazu, d.h. $3D = vl$

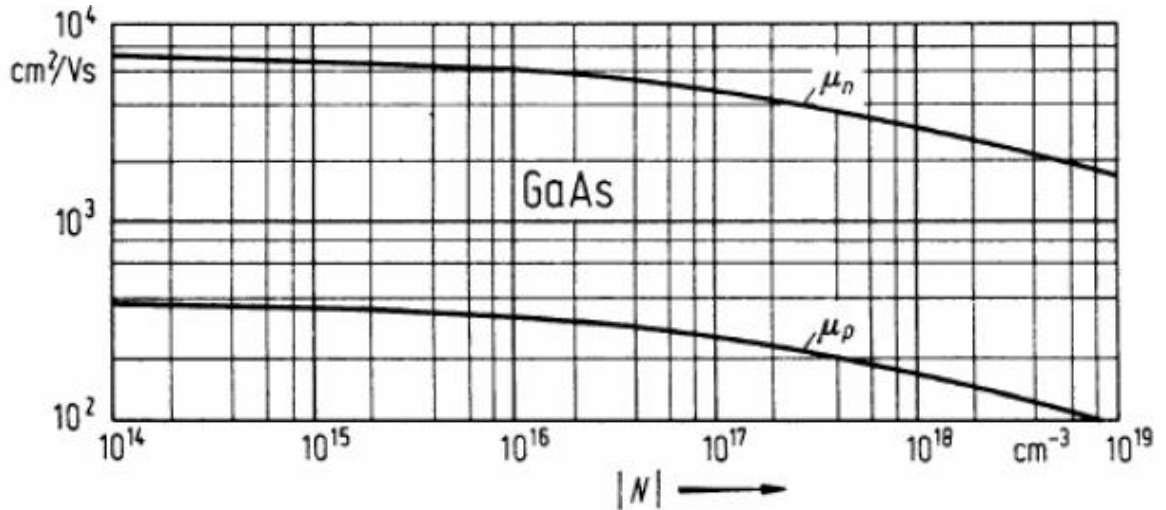


Abbildung 83. Mobilität von Elektronen und Löchern in GaAs als Funktion der Dotierung.

Die mittlere Stoßzeit steht aus (76) in einfachem Zusammenhang zur Elektronenmobilität

$$\tau = \frac{\mu m^*}{e}, \quad (77)$$

was zu einer mittleren Stoßzeit von 57 fs führt.

Die Zahl der Elektronen im Leitungsband wird durch Rekombination ständig verringert. Im stationären Fall wird die räumliche Teilchendichte n der Elektronen durch folgende Differentialgleichung beschrieben:

$$D \frac{d^2 n}{dx^2} - \frac{n}{\tau} = 0. \quad (78)$$

Die Lösung der Gleichung ist die Summe von zwei Exponentialfunktionen:

$$n(x) = n_1 + C_1 e^{\frac{x}{\sqrt{D\tau}}} + C_2 e^{-\frac{x}{\sqrt{D\tau}}}. \quad (79)$$

Die Integrationskonstanten C_1 und C_2 werden durch die Randbedingungen $n|_{x=0} = n^*$ und $n|_{x=\infty} = 0$ (weit fern vom Entstehungsort rekombinieren alle Elektronen) bestimmt:

$$n(x) = n_0 + C e^{-\frac{x}{L}}. \quad (80)$$

Der Koeffizient L hier heißt Diffusionskonstante und ist durch $L = \sqrt{D\tau}$ gegeben. Diese Lösung ist jedoch nur im feldfreien Fall, d.h. im Inneren des Kristalls, korrekt.

Anhang C

Die gesamte Zahl der Elektronen im Leitungsband kann wie folgt berechnet werden:

$$N_{el} = 2 \int_{E_L}^{\infty} N(E) f(E) dE . \quad (81)$$

Hierbei bedeutet $N(E)$ die Zustandsdichte, die im Energieintervall $[E, E+dE]$ vorhanden ist und $f(E)$ ist die Fermi-Verteilungsfunktion. Der Faktor 2 erscheint im Integral, weil jeder Zustand mit 2 Elektronen entgegengesetzten Spins besetzt werden kann. Die Zustandsdichten können im k -Raum durch

$$2N(k) = \frac{V}{\pi^2} k^2 \quad (82)$$

beschrieben werden. Die Zahl der Zustände im Intervall zwischen E und $E+dE$ beträgt:

$$N(E) dE = N(k) \left(\frac{dE}{dk} \right)^{-1} dE . \quad (83)$$

In der Nähe des Extremums kann die Energie durch das parabolische Glied einer Taylor-Entwicklung beschrieben werden:

$$E(k) = E_L + \frac{1}{2} \frac{d^2 E}{dk^2} k^2 + \dots \approx E_L + \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} \quad (84)$$

wobei E_L die untere Kante des Leitungsbandes bezeichnet und $m^* = \hbar^2 \left(\frac{d^2 E}{dk^2} \right)^{-1}$ ist die effektive Masse. In der Abb. 84 ist die Annäherung der Energiebänder durch die Effektive-Masse-Näherung dargestellt.

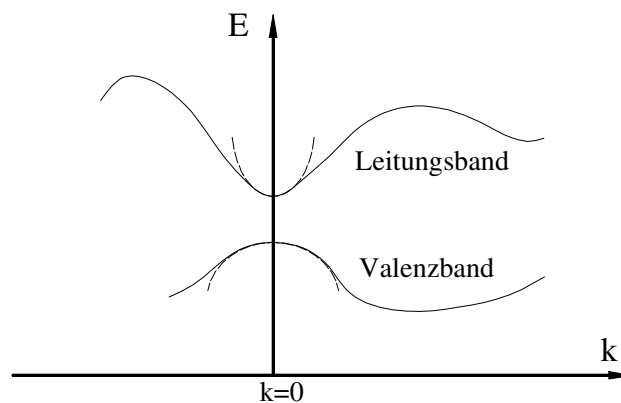


Abbildung 84. Parabolische Annäherung der Energiebänder.

Benutzung der (82,83) zusammen mit (84) liefert:

$$N(E)dE = \frac{V}{2\pi^2} \frac{2m^*}{\hbar^2} \frac{\sqrt{2m^*}}{2\hbar} \sqrt{E - E_L} dE. \quad (85)$$

Unter Berücksichtigung, dass $\hbar = h/(2\pi)$ ist, erhält man:

$$N(E)dE = V 2\pi \left(\frac{2m^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} \sqrt{E - E_L} dE, \text{ oder}$$

$$N(E)dE = \frac{VN_L}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{E - E_L}{k_B T} \right)^{1/2} d\left(\frac{E}{k_B T} \right) \quad (86)$$

wobei $N_L = 2 \left(\frac{2\pi m^* k_B T}{h^2} \right)^{3/2}$ die effektive Zustandsdichte ist. Die gesamte Zahl der Elektronen ist dann laut Formel (81):

$$N_{el} = 2 \int_{E_L}^{\infty} \frac{VN_L}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{E - E_L}{k_B T} \right)^{1/2} \frac{1}{1 + e^{\frac{E_F - E}{k_B T}}} d\left(\frac{E}{k_B T} \right). \quad (87)$$

Wird eine neue Variable $x = \frac{E - E_L}{k_B T}$ eingeführt, so kommt man zu:

$$n = N_L \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} \frac{1}{1 + e^{\frac{x - E_F - E_L}{k_B T}}} \sqrt{x} dx \quad (88)$$

wobei $n = N_{el}/V$ die Konzentration der Elektronen ist. Dieses Integral lässt sich nur numerisch berechnen, aber in einem praktischen Fall, und zwar für $E - E_F \gg k_B T$, gilt

$$f(E) = \frac{1}{1 + e^{\frac{E_F - E}{k_B T}}} \approx e^{\frac{E - E_F}{k_B T}} \text{ und das Integral (88) lässt sich lösen:}$$

$$n = N_L e^{\frac{E_L - E_F}{k_B T}} \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} e^{-x} \sqrt{x} dx. \quad (89)$$

Daraus ergibt sich, dass die Konzentration der Elektronen im Leitungsband durch

$$n = N_L \exp\left(-\frac{E_L - E_F}{k_B T}\right) \quad (90)$$

gegeben wird.

9 Literaturverzeichnis

- [1] J.Arianer, J.Arvioux, K.Aulenbacher, J.Baudet, N.Duc, S.Essabaa, R.Frascaria, R.Gacougnolle, H.J.Kreidel, R.Kunne, M.Morlet, G.Roger, “*Characterization of the SELPO-M polarized electron source on a 100 kV platform*”, NIM **A435**, 271-283, (1999).
- [2] A.A.Sokolov, I.M.Ternov, “*On polarization and spin effects in the theory of synchrotron radiation*”, Sov.Phys.-Doklady 8 (12), 1203-1205, (1964).
- [3] K.Aulenbacher, Ch.Nachtigall, H.G.Andresen, J.Bermuth, Th.Dombo, P.Drescher, H.Euteneuer, H.Fischer, D.v.Harrach, P.Hartmann, J.Hoffmann, P.Jennewein, K.H.Kaiser, S.Köbis, H.J.Kreidel, J.Langbein, M.Petri, S.Plützer, E.Reichert, M.Schemies, H.-J.Schöpe, K.-H.Steffens, M.Steigerwald, H.Trautner, Th.Weis, “*The MAMI source of polarized electrons*”, NIM **A391**, 498-506, (1997).
- [4] R.Alley, H.Aoyagi, J.Clendenin, J.Frisch, C.Garden, E.Hoyt, R.Kirby, L.Klaisner, A.Kulikov, R.Miller, G.Mulhollan, C.Prescott, P.Saez, D.Schultz, H.Tang, J.Turner, K.Witte, M.Woods, A.D.Yeremian, M.Zolotarev, “*The Stanford linear accelerator polarized electron source*”, NIM **A365**, 1-27, (1995).
- [5] M.Farkhondeh, W.Franklin, E.Tsentalovich, T.Zwart and E.Ihloff, “*MIT-Bates Polarized Source*”, 15th International Spin Physics Symposium SPIN2002, Upton, New York, 9-14 September, 2002 and Workshop on Polarized Electron Sources and Polarimeters PESP2002, Danvers, Massachusetts, 4-6 September, AIP Conference Proceedings, Vol. 675, 1098-1102, (2003).
- [6] W.Hillert, “*The Bonn Electron Stretcher Accelerator ELSA: Past and Future*”, Eur. Phys. J. A28, s01, 139-148, (2006).
- [7] M.Hoffmann, W.v.Drachenfels, F.Frommberger, M.Gowin, K.Helbing, W.Hillert, D.Husmann, J.Keil, T.Michel, J.Naumann, T.Speckner, G.Zeitler, “*The polarized electron beam at ELSA*”, Proceedings of the 14th International Spin Physics Symposium SPIN2000, Osaka, AIP Conference Proceedings, Vol.570, 756-760, (2000).
- [8] L.Merminga, K.Beard, L.Cardman, Y.Chao, S.Chattopadhyay, K.de Jager, J.Delayen, Y.Derbenev, J.Graessle, A.Hutton, G.Krafft, R.Li, M.Poelker, B.Yunn and Y.Zhang, “*ELIC: an Electron-Light Ion Collider based at CEBAF*”, Proceedings of the 8th European Particle Accelerator Conference EPAC2002, Paris, 3-7 June, 203-205, (2002).
- [9] Ya.Derbenev, „*Advanced Concepts for Electron-Ion Collider*“, Proceedings of the 8th European Particle Accelerator Conference EPAC2002, Paris, 3-7 June, 314-316, (2002).
- [10] C.K.Sinclair, „*A 500 kV photoemission electron gun for the CEBAF FEL*“, NIM **A318**, 410-414, (1992).

-
- [11] J.Rossbach, „A VUV free electron laser at the TESLA test facility at DESY“, NIM **A375**, 269-273, (1996).
- [12] S.Schreiber, P.Michelato, L.Monaco, D.Sertore, „On the photocathodes used at the TTF Photoinjector“, Proceedings of the 2003 Particle Accelerator Conference PAC 2003, Portland, 12-16 May, 2071-2073, (2003).
- [13] D.H.Dowell, K.J.Davis, K.D.Friddell, E.L.Tyson, C.A.Lancaster, L.Milliman, R.E.Rodenburg, T.Aas, M.Bemes, S.Z.Bethel, P.E.Johnson, K.Murphy, C.Whelen, G.E.Busch and D.K.Remelius, “First operation of a photocathode radio frequency gun injector at high duty factor”, Appl. Phys. Lett. 63, 2035-2037, (1993).
- [14] J.Grames, M.Poelker, P.Adderley, J.Brittian, J.Clark, J.Hansknecht, D.Machie, M.L.Stutzman, K.Surles-Law, “Measurements of Photocathode Operational Lifetime at Beam Currents up to 10 mA using an Improved DC High Voltage GaAs Photogun”, Proceedings of the 17th International Spin Physics Symposium SPIN 2006, Kyoto, 2-7 October, (2006).
- [15] J.R.Chelikowsky and M.L.Cohen, “Nonlocal pseudopotential calculations for the electronic structure of eleven diamond and zinc-blende semiconductors”, Phys. Rev. B 14 (2), 556-582, (1976).
- [16] D.T.Pierce and F.Meier, “Photoemission of spin-polarized electrons from GaAs”, Phys. Rev. B 13 (12), 5484-5500, (1976).
- [17] T.Maruyama, E.L.Garwin, R.Prepost, G.H.Zapalac, J.S.Smith and J.D.Walker, “Observation of strained-enhanced electron-spin polarization in photoemission from InGaAs”, Phys. Rev. Lett. 66 (18), 2376-2379, (1991).
- [18] T.Omori, Y.Kurihara, T.Nakanishi, H.Aoyagi, T.Baba, T.Furuya, K.Itoga, M.Mizuta, S.Nakamura, Y.Takeuchi, M.Tsubata, and M.Yoshioka, “Large enhancement of polarization observed by extracted electrons from the AlGaAs-GaAs superlattice”, Phys. Rev. Lett. 67 (23), 3294-3297, (1991).
- [19] J.J.Scheer, J. van Laar, “GaAs-Cs: A new type of photoemitter”, Solid State Communications, 3, 189-193, (1965).
- [20] J.Bardeen, “Surface States and Rectification at a Metal Semi-Conductor Contact”, Phys. Rev. 71 (10), 717-727 (1947).
- [21] R.L.Bell, “Negative electron affinity devices”, Clarendon Press, Oxford, (1973).
- [22] Jasprit Singh, “Semiconductor optoelectronics: Physics and Technology”, McGraw-Hill, New York, (1995).
- [23] H.C.Casey Jr., F.Stern, “Concentration-dependent absorption and spontaneous emission of heavily doped GaAs”, J. Appl. Phys. 47 (2), 631-643, (1976).

-
- [24] W.Gasteyer, „*Untersuchungen zum Elektronenemissionsprozess von III-V-Halbleiter-Photokathoden mit negativer Elektronenaffinität*“, Dissertation, Institut für Physik der Johannes Gutenberg Universität Mainz, (1988).
- [25] H.Fischer, „*Untersuchung zur Korrosion der (Cs,O)- Aktivierungsschicht von III-V-Halbleiter-Photokathoden mit Hilfe der Röntgenphotoelektronenspektroskopie*“, Dissertation, Institut für Physik der Johannes Gutenberg Universität Mainz, (1994).
- [26] W.E.Spicer, „*Negative Affinity 3-5 Photocathodes: Their Physics and Technology*“, Appl. Phys. A 12 (2), 115-130, (1977).
- [27] K.Aulenbacher, J.Schuler, D.v.Harrach, E.Reichert, J.Röthgen, A.Subashev, V.Tioukin, Y.Yashin, „*Pulse response of thin III/V semiconductor photocathodes*“, J. Appl. Phys. 92 (12), 7536-7543, (2002).
- [28] L.W.James and J.L.Moll, „*Transport Properties of GaAs Obtained from Photoemission Measurements*“, Phys. Rev. 183 (3), 740-753, (1969).
- [29] R.C.Eden, J.L.Moll, and W.E.Spicer, „*Experimental Evidence for Optical Population of the X Minima in GaAs*“, Phys. Rev. Lett. 18 (15), 597-599, (1967).
- [30] D.A.Orlov, U.Weigel, D.Schwalm, A.S.Terekhov and A.Wolf, „*Ultra-cold electron source with a GaAs-photocathode*“, NIM **A532**, 418-421, (2004).
- [31] M.Woods, J.Clendenin, J.Frisch, A.Kulikov, P.Saez, D.Schultz, J.Turner, K.Witte, and M.Zolotarev, „*Observation of a charge limit for semiconductor photocathodes*“, J. Appl. Phys. 73 (12), 8531-8535, (1993).
- [32] T.Wada, T.Nitta, T.Nomura, M.Miyao and M.Hagino, „*Influence of Exposure to CO, CO₂ and H₂O on the Stability of GaAs Photocathodes*“, Jpn. J. Appl. Phys. 29, 2087-2091, (1990).
- [33] F.Furuta, M.Yamamoto, T.Nakanishi, S.Okumi, T.Gotoh, M.Miyamoto, M.Kuwahara, N.Yamamoto, K.Naniwa, K.Yasui, H.Matsumoto, M.Yoshioka, K.Togawa, „*Properties of field emission dark current from molybdenum and titanium electrodes*“, Proceedings of the 16th International Spin Physics Symposium SPIN 2004, Trieste, 964-969, (2004).
- [34] K.Aulenbacher, „*Eine Quelle longitudinalpolarisierter Elektronen für das MAMI-Beschleunigersystem*“, Dissertation, Institut für Physik der Johannes Gutenberg Universität Mainz, (1993).
- [35] A.Wu Chao, M.Tigner, „*Handbook of Accelerator Physics and Engineering*“, World Scientific, Singapore, (1999).
- [36] C.Nachtigall, „*Entwicklung eines hochpolarisierten Elektronenstrahls für MAMI unter Ausnutzung der Photoemission von uniaxial deformierten III-V Halbleitern*“, Dissertation, Institut für Kernphysik der Johannes Gutenberg Universität Mainz, (1995).

-
- [37] C.Sinclair, “*Performance of the Jefferson Laboratory polarized electron source at high average current*”, Proceedings of the 8th International Workshop on Polarized Sources and Targets PST99, Erlangen, 222-230, (1999).
- [38] K.Aulenbacher, V.Tioukin, M.Wiessner, K.Winkler, „*Status of the polarized source at MAMI*“, 15th International Spin Physics Symposium SPIN2002, Upton, New York, 9-14 September, 2002 and Workshop on Polarized Electron Sources and Polarimeters PESP2002, Danvers, Massachusetts, 4-6 September, AIP Conference Proceedings, Vol. 675, 1088-1092, (2002).
- [39] M.Audi and M. de Simon, „*Ion pumps*“, Vacuum 37, 629-636, (1987).
- [40] C.Benvenuti, J.M.Cazeneuve, P.Chiggiato, F.Cicoira, A.Escudeiro Santana, V.Johanek, V.Ruzinov and J.Fraxedas, “*A novel route to extreme vacua: the non-evaporable getter thin film coatings*”, Vacuum 53, 219-225, (1999).
- [41] C.Benvenuti, P.Chiggiato, A.Mongelluzzo, A.Prodromides, V.Ruzinov, C.Scheuerlein, M.Taborelli, F.Levy, “*Influence of the elemental composition and crystal structure on the vacuum properties of Ti-Zr-V nonevaporable getter films*”, J.Vac.Sci.Technol. A 19 (6), 2925-2930, (2001).
- [42] R.V.Stuart and G.K.Weher, “*Sputtering Yields at Very Low Bombarding Ion Energies*”, J. Appl. Phys. 33 (7), 2345-2352, (1962).
- [43] N.Matsunami, Y.Yamamura, Y.Itikawa, N.Itoh, Y.Kazumata, S.Miyagawa, K.Morita, R.Shimizu, and H.Tawara, “*Energy dependence of the ion-unduced sputtering yields of monatomic solids*”, Atomic Data and Nuclear Data Tables 31, 1-80, (1984).
- [44] C.Benvenuti, P.Chiggiato, P.Costa Pinto, A.Escudeiro Santana, T.Hedley, A.Mongelluzzo, V.Ruzinov, I.Wevers, “*Vacuum properties of TiZrV non-evaporable getter films*”, CERN EST/99-007 und S.Amorosi, M.Anderle, C.Benvenuti, S.Calatroni, J.Carver, P.Chiggiato, H.Neupert, W.Vollenberg, “*Study of the discharge gas trapping during thin-film growth*”, Vacuum 60, 89-94, (2001).
- [45] M.vArdenne, “*Tabellen zur Angewandten Physik*”, II. Band, Physik und Technik des Vakuums, Plasmaphysik, VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin, (1964).
- [46] K.Aulenbacher, mündliche Mitteilung, (2004).
- [47] Y.Yashin, mündliche Mitteilung, (2006).
- [48] M.Bell, J.Chaney, H.Herr, F.Krienen, P.Möller-Petersen and G.Petrucci, „*Electron cooling in ICE at CERN*“, NIM 190, 237-255, (1981).
- [49] Johann Konrad Winkler, “*Photolumineszenzspektroskopie an “strained-layer” GaAsP Photokathoden*”, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik der Johannes Gutenberg Universität Mainz, (2002).

-
- [50] Y.P.Varshni, „*Temperature dependence of the energy gap in semiconductors*“, Physica 34, 149-154, (1967).
- [51] U.Weigel, D.A.Orlov, S.N.Kosolobov, D.Schwalm, A.S.Terekhov and A.Wolf, “*Cold intense electron beams from LN₂-cooled GaAs-photocathodes*”, NIM **A536**, 323-328, (2005).
- [52] Foster F.Rieke and William Prepejchal, “*Ionization Cross Section of Gaseous Atoms and Molecules for High- Energy Electrons and Positrons*”, Phys. Rev. A 6 (4), 1507-1519, (1972)
- [53] R.S.Calder, “*Ion induced gas desorption problems in the ISR*”, Vacuum 24, 437-443, (1974)
- [54] O.Gröbner, “*Dynamic outgassing*” in S.Turner CERN Accelerator School on vacuum technology, 127-138, (1999)
- [55] Y.Baconnier, A.Poncet, P.F.Tavares, “*Neutralisation of accelerator beams by ionisation of the residual gas*”, CERN 94-01, (1994).
- [56] Jahresbericht, Johannes Gutenberg Universität Mainz, Institut für Kernphysik, 131, 96/97.
- [57] Jahresbericht, Johannes Gutenberg Universität Mainz, Institut für Kernphysik, 7, 98/99.
- [58] C.Benvenuti, G.Canil, P.Chiggiato, P.Collin, R.Cosso, J.Guerin, S.Ilie, D.Latorre, K.S.Neil, “*Surface cleaning efficiency measurements for UHV applications*”, Vacuum 53, 317-320, (1999).
- [59] M.Nishiwaki, S.Kato, “*Electron stimulated gas desorption from copper material and its surface analysis*”, App. Surf. Sci. 169-170, 700-705, (2001).
- [60] R.Ito, P.Andreo and T.Tabata, “*Reflection ratios of electrons and photons from solids*”, Bulletin of University of Osaka Prefecture Series A 41, 69-76, (1992).
- [61] O.Gröbner, “*Vacuum Systems*”, CERN Accelerator School, 27, 489-510, (1985).
- [62] M.Petri, “*Untersuchungen zur Ortsabhängigkeit der Quantenausbeute von Photokathoden der MAMI-Quelle polarisierter Elektronen*”, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik der Johannes Gutenberg Universität Mainz, (1995).
- [63] W.Hwang, Y.-K.Kim, M.E.Rudd, “*New model for electron-impact ionization cross sections of molecules*”, J. Chem. Phys. 104 (8), 2956-2966, (1996).
- [64] H.-J.Drouhin, C.Hermann, and G.Lampel, „*Photoemission from activated gallium arsenide. I. Very-high-resolution energy distribution curves*“, Phys. Rev. B 31 (6), 3859-3871, (1985).

-
- [65] J.E.Clendenin, “*Polarized Electron Sources*”, Proceedings of the 1995 Particle Accelerator Conference, 877-881, (1995).
- [66] A.N.Sharapa, A.V.Shemyakin, “*Secondary electron flow from the axially symmetric collector without magnetic field*”, NIM **A396**, 110-114, (1997).
- [67] M.A.Furman and M.T.F.Pivi, “*Probabilistic model for the simulation of secondary electron emission*”, Phys. Rev. ST Accel. Beams 5, 124404, (2002).
- [68] A.Shemyakin, „*Electron beam collector with a transverse magnetic field*“, Proceedings of the 7th European Particle Accelerator Conference EPAC2000, Vienna, 26-30 June, 1268-1270, (2000).
- [69] A.N.Sharapa and A.V.Shemyakin, „*Secondary electron current loss in electron cooling devices*“, NIM **A351**, 295-299, (1994).
- [70] A.Sharapa, A.Shemyakin and S.Nagaitsev, “*Electron gun and collector for the Fermilab high-energy electron cooling*”, NIM **A417**, 177-181, (1998).
- [71] V.Baglin, J.Bojko, O.Gröbner, B.Henrist, N.Hilleret, C.Scheuerlein, M.Taborelli, “*The secondary electron yield of technical materials and its variation with surface treatments*”, Proceedings of the 7th European Particle Accelerator Conference EPAC2000, Vienna, 26-30 June, 217-221, (2000).
- [72] K.Aulenbacher, mündliche Mitteilung, (2006).
- [73] C.Benvenuti, P.Chiggiato, F.Cicoira, Y.L’Aminot, V.Ruzinov, “*Vacuum properties of palladium thin film coatings*”, Vacuum 73, 139-144, (2004).
- [74] C.Benvenuti, A.Escudeiro Santana and V.Ruzinov, „*Ultimate pressures achieved in TiZrV sputter-coated vacuum chambers*“, Vacuum 60, 279-284, (2001).
- [75] T.Nishitani, R.Hajima, H.Iijima, R.Nagai, M.Sawamura, N.Kikuzawa, N.Nishimori, E.Minehara, M.Tabuchi, Y.Noritake, H.Hayashitani, Y.Takeda, „*JAEA photocathode DC-gun for an ERL injector*“, Proceedings of the 28th International FEL Conference, Berlin, 27.August-1.September, 319-322, (2006).
- [76] J.S.Roberts, Yu.P.Yashin, Yu.A.Mamaev, L.G.Gerchikov, T.Maruyama, D.-A.Luh, J.E.Clendenin, “*Resonance Enhancement of Spin-Polarized Electron Emission from Strain-Compensated AlInGaAs-GaAsP Superlattices*”, Proceedings of the 14th International Symposium Nanostructures: Physics and Technology, St.Peterburg, 26-30 June, (2006).
- [77] John W.Lewellen, „*Ion tracking in photocathode rf guns*“, Phys. Rev. ST Accel. Beams 5, 020101, (2002).

Lebenslauf

Persönliche Daten

Name	Roman Barday
Geburtsdatum	29.01.1980
Geburtsort	Protvino/Bezirk Moskau, russische Republik
Eltern	Vater: Alexander Timofeevich Barday Mutter: Nina Sergeevna Barday
Familienstand	Ledig

Schulausbildung

1986-1996	Grundschule und weiterführende Schule, Protvino/Bezirk Moskau, russische Republik
-----------	--

Studium

1996-1999	Studium der Physik an der Lomonossow-Universität Moskau
1999-2002	Diplomarbeit zum Thema "Injektor der Elektronenquellen mit großer Bündelhelligkeit"
2002	Diplom in Physik (mit Auszeichnung)
ab 2003	Promotionsstudium, Institut für Kernphysik, Mainz
2003-2005	Stipendiat des Graduiertenkollegs „Physik und Technik von Beschleunigern“
ab 2006	Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Kernphysik

Anschrift:
Roman Barday
Hechtsheimerstraße 37A, App.939
D 55131 Mainz