

Erzeugung und Beschleunigung von polarisierten  
Elektronenstrahlen in **ELSA**

Siegfried Voigt

16. Juli 1996

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einführung</b>	<b>3</b>
1.1	Die Beschleunigeranlage ELSA . . . . .	3
1.2	Experimente mit polarisierten Elektronenstrahlen . . . . .	7
1.3	Erzeugung von polarisierten Elektronenstrahlen . . . . .	10
1.4	Herstellung der Negativen-Elektronen-Affinität . . . . .	15
<b>2</b>	<b>Komponenten der Quelle</b>	<b>17</b>
2.1	Aufbau der Quelle und Problemstellung . . . . .	17
2.2	Der Ultrahochvakuum-Bereich . . . . .	22
2.2.1	Bedeutung der Materialauswahl . . . . .	22
2.2.2	Auswahl der Pumpsysteme . . . . .	23
2.2.3	Der Kristallhalter . . . . .	28
2.2.4	Die Kristall-Heizung . . . . .	31
2.2.5	Die Beschleunigungsstrecke . . . . .	34
2.2.6	Der zentrale UHV-Rezipient . . . . .	41
2.2.7	Das Massenspektrometer . . . . .	41
2.3	Der Transferkanal . . . . .	45
2.3.1	Der Spindrehler . . . . .	45
2.3.2	Die Mott-Streukammer . . . . .	47
2.3.3	Das Transportsystem zum Linac . . . . .	49
2.4	Das Lasersystem . . . . .	51
<b>3</b>	<b>Betrieb der Quelle</b>	<b>57</b>
3.1	Lebensdauer des Kristalls . . . . .	57
3.2	Intensität des polarisierten Elektronenstrahls und Transmission bis zum Linac . .	62
<b>4</b>	<b>Beschleunigung von polarisierten Elektronenstrahlen</b>	<b>64</b>
4.1	Theoretische Betrachtungen . . . . .	64
4.2	Einschuß in den Linac und Beschleunigung im Synchrotron und im Stretcherring	70
4.3	Polarisationsgradbestimmung mit Møllerstreuung . . . . .	73
<b>5</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>75</b>
	<b>Danksagung</b>	<b>76</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>77</b>



# Kapitel 1

## Einführung

In Zukunft sollen an der Bonner Beschleunigeranlage ELSA Doppelpolarisationsexperimente durchgeführt werden. Dabei wird ein hochenergetischer polarisierter Elektronenstrahl auf ein externes polarisiertes Target geschossen. Gegenstand dieser Arbeit ist es, einen polarisierten Elektronenstrahl durch laserinduzierte Photoemission zu erzeugen und auf hohe Energien zu beschleunigen. In der vorliegenden Arbeit wird der Aufbau der Apparatur zur Erzeugung von polarisierten Elektronenstrahlen beschrieben. Dieser Aufbau ist in enger Zusammenarbeit mit S. Nakamura von der Universität Nagoya in Japan entstanden. Weitere Aspekte zum Aufbau und Betrieb der Apparatur, auch im Zusammenhang mit der Beschleunigeranlage, werden in der Dissertation von S. Nakamura dargestellt [Nak2].

### 1.1 Die Beschleunigeranlage ELSA

Das Physikalische Institut der Universität Bonn betreibt seit 1987 die **Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA** [Alt1]. Die gesamte Beschleunigeranlage am Physikalischen Institut ist in Abbildung 1.1 aufgezeigt und besteht im wesentlichen aus dem Linearbeschleuniger (Varian-Linac), dem 2,5 GeV-Synchrotron und dem Stretcherring. Elektronen aus einer thermischen Kathode werden mit einer Einschußenergie von 120 keV im Linac auf 20 MeV vorbeschleunigt. Strahlabwärts vom Linac werden die Elektronen über den Einlenkweg dem 2,5 GeV-Synchrotron zugeführt. Bei dem 2,5 GeV-Synchrotron, das seit 1967 in Betrieb ist, handelt es sich um einen mit 50 Hz gepulsten Beschleuniger, der nach dem Prinzip der starken Fokussierung arbeitet. Die Periodendauer beträgt 20 msec, innerhalb von 8,7 msec (ansteigende Flanke) wird der Elektronenstrahl auf die gewünschte Endenergie hochbeschleunigt und legt dabei mehr als 37.000 Umläufe zurück (ca. 2.600 km). Im Maximum des sinusförmigen Verlaufs des Magnetfeldes wird der Strahl über ein oder zwei Umläufe (Umlaufzeit im Synchrotron 232 nsec) extrahiert und über den Transferkanal in den Stretcherring eingeschossen.

Der Stretcher ist ein Kreis-Beschleuniger, dessen Magnetring als sogenannte *separated function*-Struktur ausgelegt ist, d.h. strahlführende Dipole und strahlfokussierende Quadrupole sind hier getrennt ausgeführt. Damit kann im Stretcherring auch ein zirkulierender Elektronenstrahl gespeichert werden.

Der Stretcherring kann in drei verschiedenen Betriebsmodi für Experimente benutzt werden [Alt2]:

1. *Der Stretchermodus:*

Im Stretchermodus wird die Elektronenenergie nicht verändert, das heißt die in den Stretcherring injizierten Elektronen werden bei der Injektionsenergie gespeichert und durch eine langsame Resonanzextraktion mit drittelzahligem Arbeitspunkt extrahiert. In diesem Modus wird die Extraktion aus dem Stretcherring nur durch die neue Injektion vom Synchrotron für weniger als 1 msec unterbrochen. Die verbleibenden mehr als 19 msec der Periodendauer können also für Experimente am extrahierten Strahl genutzt werden. Damit ergibt sich ein makroskopisches Tastverhältnis von 95 %. Der Stretchermodus kann

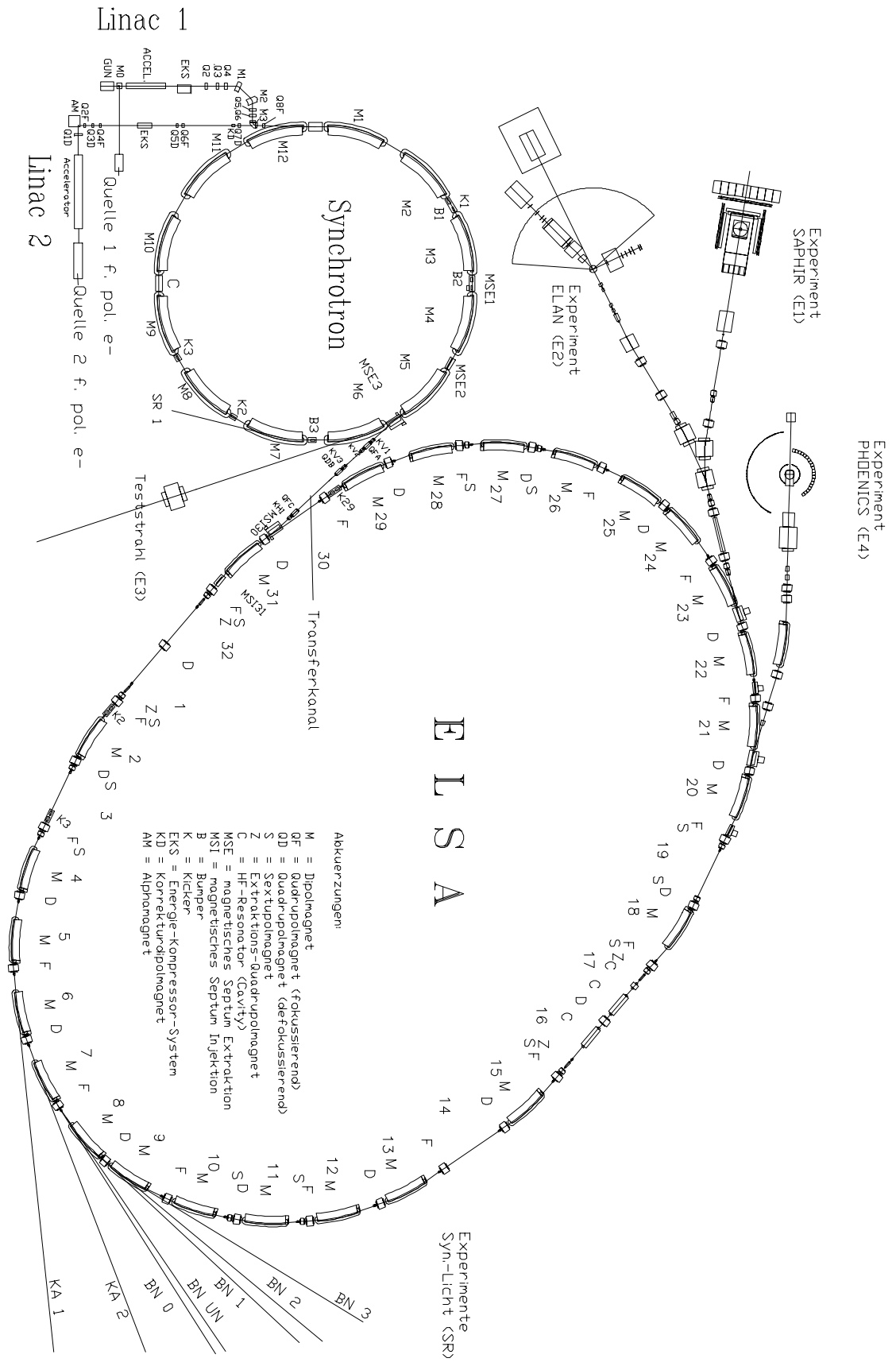


Abbildung 1.1: Bonner Beschleunigeranlage ELSA am Physikalischen Institut [Döi]

im Energiebereich von 500 MeV bis 1,6 GeV betrieben werden. Typischerweise werden die Elektronen bei einer Synchrotronenergie von 1,2 oder 1,6 GeV in den Stretcherring transferiert. Für höhere Energien ist die Synchrotronextraktion momentan nicht betriebsfähig.

2. *Der Nachbeschleunigungsmodus:*

Im Nachbeschleunigungsmodus werden die Elektronen sofort nach der Injektion in den Stretcherring auf die gewünschte Energie von 1,6 - 3,3 GeV hochbeschleunigt. Anschließend werden die Teilchen wieder über die langsame Resonanzextraktion dem Experiment zur Verfügung gestellt. Um auch im Nachbeschleunigungsmodus ein möglichst hohes Tastverhältnis zu erzielen, muß die Extraktionszeit lang sein im Vergleich zu den Rampzeiten der Magnete. Abhängig von der geforderten Intensität werden makroskopische Tastverhältnisse von 60 % bis 95 % erreicht, wobei das mikroskopische Tastverhältnis während der Extraktionszeit in der Nähe von 100 % liegt. Dieser Betriebsmodus ist gerade für die Beschleunigung von polarisierten Elektronenstrahlen von großer Bedeutung, da die Experimentatoren polarisierte Strahlen bis 3,3 GeV fordern.

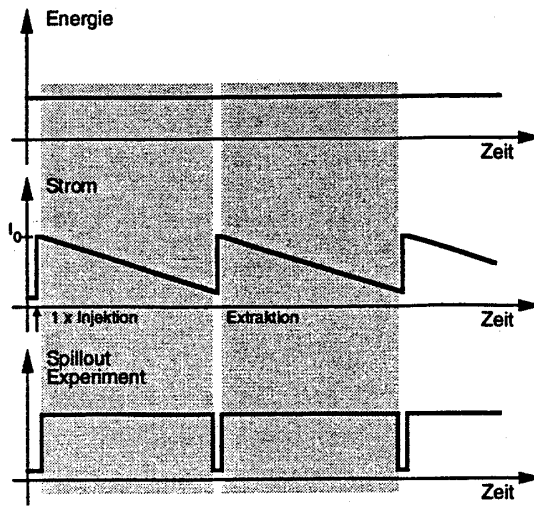
3. *Der Speichermodus:*

Im Speichermodus werden die Elektronen typischerweise bei 1,2 GeV in den Stretcherring injiziert bis ein gewisser zirkulierender Strom erreicht ist und dann auf die gewünschte Energie beschleunigt. Der Strahl wird so lange gespeichert, bis eine untere Intensitätsschwelle erreicht ist. Dieser Betriebsmodus wird für Experimente mit Synchrotronstrahlung benutzt und ist hier nur der Vollständigkeit halber erwähnt, da er für den Betrieb mit polarisierten Elektronen nicht relevant ist. An dieser Stelle sei nur angemerkt, daß sich bei Speicherung eines zirkulierenden Strahls die Polarisation von selbst aufbaut. Auf diese Selbstpolarisation wird im Kapitel 2.1 kurz eingegangen.

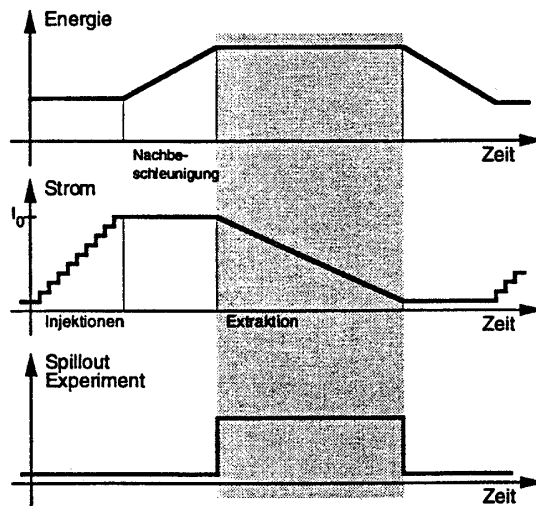
Zum weiteren Verständnis sind diese drei Betriebsmodi in Abb. 1.2 graphisch dargestellt.

Der Stretcherring stellt einen Elektronenstrahl für drei Experimente im Bereich der Mittelenergie-Physik zur Verfügung. Im folgenden werden kurz die drei Detektoren beschrieben:

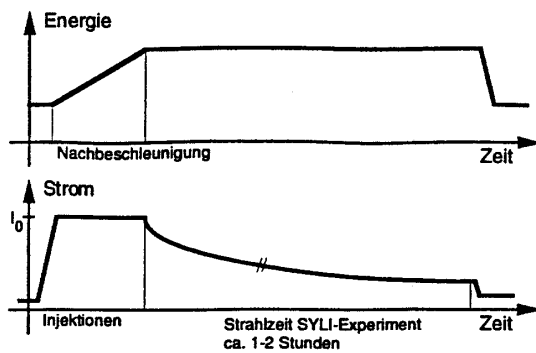
1. Am **ELAN**-Experiment (**E**lectron **S**cattering at **N**ucleons) wird zum Nachweis der gestreuten Elektronen ein magnetisches Spektrometer mit hoher Auflösung verwendet. Der Nachweis der Hadronen erfolgt über Detektoren, wobei sich der Aufbau nach der zu untersuchenden Reaktion richtet. Am ELAN-Experiment sollen die ersten Messungen mit polarisierten Elektronenstrahlen erfolgen. Das ELAN-Experiment benutzt virtuelle Photonen und soll zur Bestimmung des Formfaktors des Neutrons und zur Überprüfung der GDH-Summenregel (siehe Kapitel 1.2) eingesetzt werden.
2. Das **SAPHIR**-Experiment (**S**pectrometer **A**rrangement for **P**hoton **I**nduced **R**eactions) besteht aus einem Großraumwinkel-Spektrometer zum Nachweis von Vielteilchenendzuständen. Der SAPHIR-Detektor arbeitet mit energiemarkierten Photonen, die in einem Taggingssystem erzeugt werden. Bei Experimenten mit polarisierten Elektronenstrahlen werden zirkular polarisierte Photonen als Projektile erzeugt. Im gesamten Energiebereich des Stretcherrings werden am SAPHIR Untersuchungen von photoangeregten Nukleonenresonanzen, die in Vielteilchen-Endzustände zerfallen, angestellt.
3. Das **PHOENICS**-Experiment (**P**hoton **E**xperiments with **N**uclear **T**argets **I**n **C**ounter **S**etups) arbeitet ebenfalls mit energiemarkierten Photonen, allerdings nur bis zu einer Maximalenergie von 1,2 GeV. Hier werden die Pionen-Produktion am Nukleon, die Deuteron-Photospaltung und weitere Photoreaktionen durchgeführt. Dieser Experimentierplatz ist nur der Vollständigkeit halber erwähnt. Experimente mit polarisierten Elektronenstrahlen sind mit dem PHOENICS-Detektor nicht geplant.



Stretcher-Modus



Nachbeschleunigungs-Modus



Speicherring-Betriebsmodus

Abbildung 1.2: Die drei Betriebsmodi des Stretcherringes [Alt2]

## 1.2 Experimente mit polarisierten Elektronenstrahlen

In der Vergangenheit hat es weltweit schon einige Experimente mit polarisierten Elektronenstrahlen gegeben. Bisher wurden Experimente mit polarisierten Elektronenstrahlen alle an Linearbeschleunigern durchgeführt, in die polarisierte Elektronenstrahlen aus einer Quelle injiziert wurden. Am *Stanford Linear Accelerator Center (SLAC)* in Kalifornien wurde 1976 das erste Experiment zur Paritätsverletzung mit den „PEGGY“-Quellen realisiert. Dafür standen zwei Quellentypen zur Verfügung. Eine Lithium-Quelle (PEGGY I) lieferte hohe Polarisationsgrade von ca. 85 % mit einer Intensität von  $2 \cdot 10^9$  Elektronen pro Puls [Alg2] und eine GaAs-Quelle (PEGGY II) erzeugte hohe Intensitäten bei einem recht niedrigen Polarisationsgrad von ca. 35 % [Pre].

Am SLAC wurden desweiteren Experimente zur tief-inelastischen Elektron-Nukleon-Streuung durchgeführt. Im Experiment E142 wurde 1992 die Spin-Strukturfunktion bei einer Energie von 22,66 GeV gemessen. In diesem Doppelpolarisationsexperiment wurde ein polarisierter Elektronenstrahl aus einer GaAs-Quelle auf ein polarisiertes  $^3\text{He}$ -Target geschossen.

In Mainz wurden in der Vergangenheit Experimente zur Paritätsverletzung in der elastischen Streuung am Proton im Energiebereich von 200 bis 400 MeV durchgeführt. Verwendet wurde eine GaAsP-Quelle mit 50 keV, die an den Linearbeschleuniger *MUELL* angeflanscht war [Heil]. Bei den großen Elektronen-Speicherringen wie LEP und HERA baut sich die Polarisation durch den Sokolov-Ternov-Effekt selbst auf. Die Selbstpolarisation wird ausgenutzt, um an diesen Beschleunigern die Energie-Kalibrationen mittels Compton-Rückstreuung durchzuführen. Experimente mit polarisierten Strahlen haben an diesen Beschleunigern (abgesehen vom anlaufenden HERMES-Experiment an HERA) noch nicht stattgefunden.

1978 wurden polarisierte Elektronenstrahlen zum ersten Mal in einen Kreisbeschleuniger eingeschossen. Aus einer Fano-Quelle wurden polarisierte Elektronenstrahlen mit einem Polarisationsgrad von 65 % im Bonner 2,5 GeV-Synchrotron beschleunigt und die Polarisation im extrahierten Strahl gemessen. Die Intensität dieser Quelle war für Experimente der Mittelenergie-Physik zu gering (siehe Kapitel 1.3) und es mußte eine andere Quelle gebaut werden. Im Gegensatz zum Einsatz an Linearbeschleunigern werden bei Kreisbeschleunigern mit Extraktion hohe Anforderungen an die Intensität des erzeugten polarisierten Elektronenstrahls gestellt. Erstmals sollen nun im Stretcherring polarisierte Elektronenstrahlen auf hohe Energien beschleunigt, zu einem Experiment extrahiert und Doppelpolarisations-Experimente im Bereich der Mittelenergie-Physik durchgeführt werden.

Ein erstes Experiment mit polarisierten Elektronen in Bonn soll die Messung der sogenannten **Gerasimov-Drell-Hearn-Summenregel (GDH)** sein [Ant]. Die GDH-Summenregel stellt für die Streuung von polarisierten Photonen an polarisierten Nukleonen eine Beziehung zwischen dem totalen Wirkungsquerschnitt und dem anomalen magnetischen Moment des Nukleons her. Die GDH-Summenregel basiert auf allgemeinen physikalischen Grundsätzen, liefert wichtige Beschränkungen für das Nukleonen-Modell und wurde bereits in den sechziger Jahren vorhergesagt [Dre, Ger]. Die experimentelle Überprüfung scheiterte bis heute daran, daß keine Beschleunigeranlage mit polarisiertem Elektronenstrahl im GeV-Bereich und gutem Tastverhältnis zur Verfügung stand. Auf dem Gebiet der polarisierten Targets dagegen gibt es schon seit langer Zeit viel Erfahrung.

Die GDH-Summenregel beschreibt die Absorption von zirkular polarisierten Photonen an longitudinal polarisierten Nukleonen. Die zwei möglichen Spinzustände, parallel oder antiparallel, unterscheiden die zwei Photoabsorptions-Wirkungsquerschnitte  $\sigma_{3/2}$  und  $\sigma_{1/2}$ . Das Integral über die Energie  $\nu$  der Differenz dieser beiden Wirkungsquerschnitte, gewichtet mit der Energie steht in Beziehung zur Masse  $m$ , dem anomalen magnetischen Moment  $\kappa$  und der Feinstrukturkonstante  $\alpha = 1/137$ :

$$\int_0^{\infty} d\nu \frac{\sigma_{3/2} - \sigma_{1/2}}{\nu} = \frac{2\pi^2\alpha}{m^2} \cdot \kappa^2. \quad (1.1)$$



Die GDH-Summenregel wird abgeleitet aus der Compton-Vorwärtsstreu-Amplitude des Nukleons. Theoretische Untersuchungen ergaben, daß Photonenenergien oberhalb von 3 GeV keinen entscheidenden Beitrag zu dem Integral liefern. Der totale Wirkungsquerschnitt wird für Photonenenergien von mehr als 3 GeV sehr klein. Daher sollte die experimentelle Überprüfung der GDH-Summenregel im Energiebereich von 140 MeV (Pionen-Produktionsschwelle) bis etwa 3 GeV durchgeführt werden. Dieser große Energiebereich wird von zwei Beschleunigeranlagen abgedeckt. Mit dem Mainzer Mikrotron MAMI soll der niederenergetische Bereich von 140 MeV bis 800 MeV gemessen werden, während in Bonn mit ELSA der Energiebereich bis 3,3 GeV zur Verfügung steht.

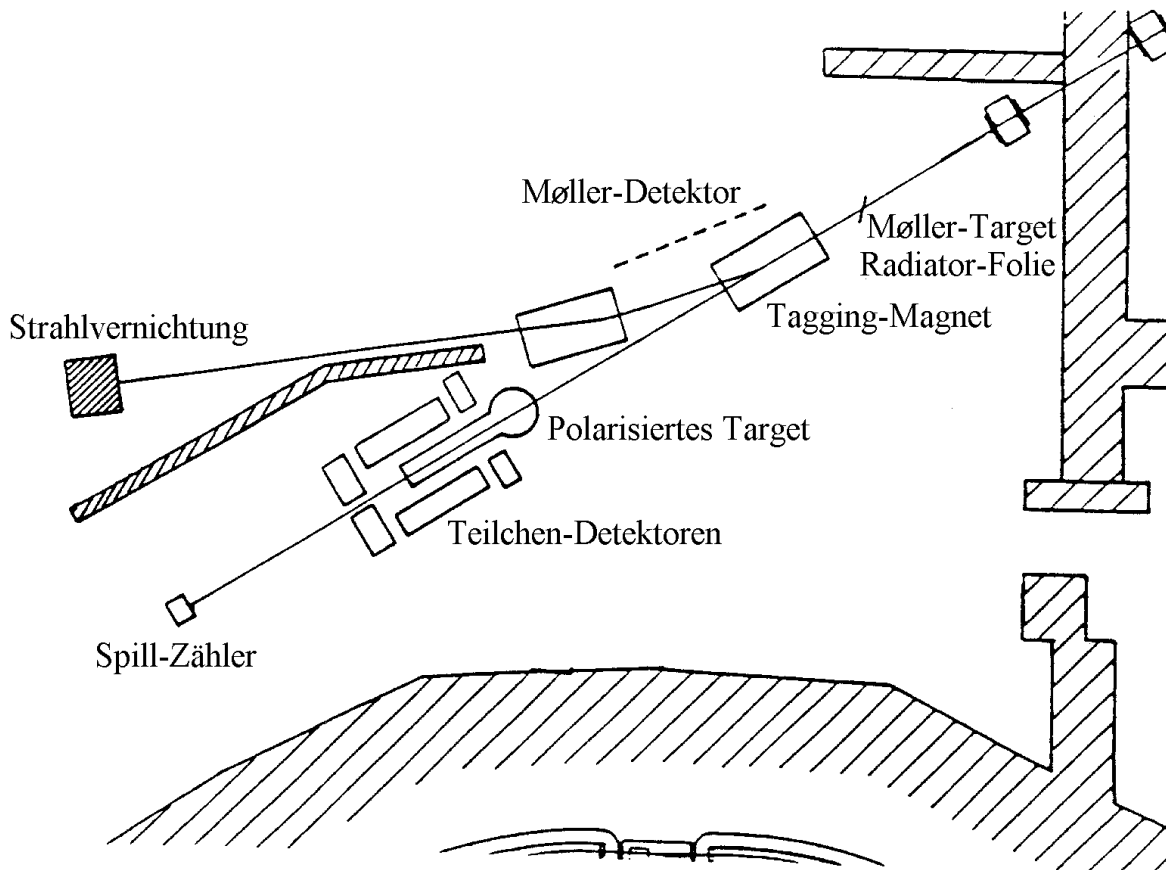


Abbildung 1.3: Aufbau des geplanten Experiments [Ant]

Der Aufbau des geplanten Experiments ist in Abb. 1.3 dargestellt und wird im folgenden erläutert: Die polarisierten Elektronenstrahlen werden mit transversaler Spinorientierung aus dem Stretcherring extrahiert. In einem 12 Tm supraleitenden Solenoiden wird der Spin aus der vertikalen in die horizontale Polarisationsrichtung gedreht. Mit Hilfe von Dipolen wird der Spin dann parallel oder antiparallel zur Impulsrichtung (also in longitudinale Polarisationsrichtung) gedreht [Kra]. Zum Nachweis des longitudinalen Polarisationsgrades nach der Extraktion wird Møller-Streuung benutzt (siehe Kapitel 4.3).

Vor einem Tagging-Spektrometer produzieren die Elektronen an einer dünnen Radiatorfolie Bremsstrahlungsphotonen und übertragen dabei ihre Polarisation fast vollständig auf die Photonen. Die mittlere Polarisation der Photonen liegt bei  $p_\gamma = 0,80 \cdot p_e$ . Damit wird klar, daß ein hoher Polarisationsgrad der Elektronen anzustreben ist. Die Photonenenergie wird bestimmt durch Messung der korrelierten Bremsstrahlungselektronen in einem Tagging-Magneten. Zwischen sechs und acht verschiedene Elektronenenergien sind notwendig, um den gesamten Energiebereich von der Pionen-Produktionsschwelle bis etwa 3 GeV abzudecken.

Der longitudinal polarisierte Photonenstrahl trifft auf ein longitudinal polarisiertes *Frozen Spin*

*Target.* Die gestreuten Teilchen werden in einem Detektor mit einer Winkelakzeptanz von  $4\pi$  nachgewiesen. Das Targetkonzept [Dut] benutzt ein starkes Magnetfeld von etwa 3 T für dynamische Nukleonen-Polarisation. Bei sehr niedrigen Temperaturen von 50 mK kann die Polarisation für lange Zeit gehalten werden („Frozen Spin“), so daß der große Polarisations-Magnet entfernt werden kann und nur ein schwaches Feld (0,4 T) nötig ist, um die Orientierung des Nukleonen-Spins aufrecht zu erhalten. Typischerweise kann eine mittlere Polarisation von 90 % für Protonen und 40 % für Deuteronen erreicht werden. Als Targetmaterial wird Butanol verwendet.

### 1.3 Erzeugung von polarisierten Elektronenstrahlen

Unter einem polarisierten Elektronenstrahl versteht man ein Ensemble von Elektronen, das bevorzugt den gleichen Spinzustand bevölkert. Die Polarisation  $P$  ist gegeben durch die Asymmetrie der beiden möglichen Spinzustände  $+1/2$  („up“) und  $-1/2$  („down“) in bezug auf eine festgelegte Quantisierungsachse, also

$$P = \frac{N^\uparrow - N^\downarrow}{N^\uparrow + N^\downarrow} \quad , \quad (1.2)$$

wobei  $N^\uparrow$  die Anzahl der Teilchen mit Spinzustand  $+1/2$  und  $N^\downarrow$  die Teilchen mit Spinzustand  $-1/2$  bezeichnet.

Polarisierte Elektronenstrahlen können auf viele verschiedene Arten erzeugt werden. In Bonn wird schon seit langer Zeit das Ziel verfolgt, eine Quelle zu bauen, die sich für die Injektion von polarisierten Elektronenstrahlen in den Beschleuniger eignet. Da in Bonn mehrere Techniken praktiziert wurden, werden einige kurz vorgestellt:

- Durch Photoionisation von polarisierten Alkali-Atomen mit unpolarisiertem Licht kann ein polarisierter Elektronenstrahl mit einem Polarisationsgrad von etwa 85 % erzeugt werden. Als Alkali-Atom wird Lithium benutzt. Die Wellenlänge des Laserlichtes liegt im Bereich von 200 bis 250 nm. Bei der PEGGY I-Quelle wurde bei einer Pulslänge von 1  $\mu$ sec eine Intensität von ca.  $10^8$  Elektronen pro Puls erzeugt [Alg2].
- Eine weitere Methode benutzt den sogenannten *Fano*-Effekt. Dabei wird Photoionisation von unpolarisierten Alkali-Atomen mit zirkular polarisiertem Licht durchgeführt. Die Alkali-Atome, die in Bonn benutzt wurden, waren Cäsium und Rubidium. Um eine hohe Polarisation zu erzielen, wurde ein frequenzverdoppelter Farbstoff-Laser bei einer Wellenlänge von 300 nm betrieben. Mit Cäsium wurde eine Intensität von  $3 \cdot 10^9$  Elektronen pro Puls (Pulslänge 1  $\mu$ sec) bei einer Wiederholrate von 1 Hz beobachtet. Der Polarisationsgrad betrug ca. 93 % [Dra1]. Bei Rubidium sahen die Verhältnisse etwas anders aus. Es wurde ein frequenzvervierfacher 50 Hz Nd:YAG-Laser bei einer Wellenlänge von 266 nm verwendet. Die erzielte Intensität eines Pulses erreichte  $2 \cdot 10^9$  Elektronen bei einer Pulslänge von weniger als 20 nsec. Für den Polarisationsgrad wurden 65 % gemessen [Dra2].
- In einer Helium-Quelle werden in einer Mikrowellenentladung Helium-Atome in metastabile Triplett-Zustände gebracht. Durch optisches Pumpen mit zirkular polarisiertem Laserlicht werden die Helium-Atome polarisiert. In einer anschließenden Chemo-Ionisationsreaktion (Wechselwirkung mit einem CO<sub>2</sub>-Strahl) werden vom He-Atom polarisierte Elektronen abgetrennt und elektrostatisch abgezogen. Der Polarisationsgrad liegt bei mehr als 90 %, die Intensität beträgt dabei ca. 50  $\mu$ A [Ess]. Die Helium-Quelle ist für Linearbeschleuniger geeignet, die im Dauerstrich betrieben werden (z.B. MAMI oder supraleitende Linacs).
- Die Photoemission mit zirkular polarisiertem Licht aus Halbleiter-Kristallen (GaAs) kann Pulsströme von  $6 \cdot 10^{11}$  Elektronen liefern und ist damit allen anderen Quellentypen in der Intensität überlegen. Zu Beginn der GaAs-Technologie war der Polarisationsgrad mit 40 % noch relativ gering; neue Kristallstrukturen führen heute zu einer Polarisation von mehr als 80 %. Die Wellenlänge des Laserlichtes sollte zwischen 700 und 900 nm einstellbar sein. Diese Methode wird hauptsächlich angewendet, wenn polarisierte Elektronenstrahlen in Beschleunigeranlagen eingeschossen werden sollen und wird auch in Bonn eingesetzt.

In der Tabelle 1.1 sind die wesentlichen Eigenschaften dieser vier Quellentypen zusammengefaßt.

Quellentyp	Intensität	Pulslänge	Wiederholrate	Polarisationsgrad	Referenz
Photoionisation am ${}^6\text{Li} \uparrow$	$2 \cdot 10^9 \text{e}^-/\text{Puls}$	$1 \mu\text{sec}$	180 Hz	85 %	[Alg2]
Fano-Effekt mit pol. Licht	$2 \cdot 10^9 \text{e}^-/\text{Puls}$	20 nsec	50 Hz	67 % (Rb)	[Dra2]
Helium-Quelle	$\sim 50 \mu\text{A}$	cw	cw	$\geq 90 \%$	[Ess]
Photoemission am GaAs	100 mA $6 \cdot 10^{11} \text{e}^-/\text{Puls}$	$1 \mu\text{sec}$	50 Hz	40 %	
Photoemission am strained GaAs	$6 \cdot 10^{11} \text{e}^-/\text{Puls}$	$2 \mu\text{sec}$	120 Hz	83 - 86 %	[All]

Tabelle 1.1: Zusammenfassung der wesentlichen Eigenschaften von verschiedenen Quellentypen

Im folgenden wird ausführlicher auf die Photoemission an Halbleiter-Kristallen eingegangen. Die Photoemission am GaAs-Kristall kann im wesentlichen durch den folgenden Prozeß beschrieben werden [Spi]: Durch Absorption von zirkular polarisierten Photonen werden Elektronen vom Valenzband in das Leitungsband eines Halbleiters angehoben. Der reine GaAs-Kristall hat als direkter Halbleiter Zinkblende-Struktur und besteht aus zwei ineinandergreifenden kubisch-flächenzentrierten Gittern. Das eine wird von Ga-Atomen besetzt, das andere von As-Atomen. Das reziproke Gitter wird durch den Ausbreitungsvektor  $\vec{k}$  beschrieben. Für die Erzeugung von polarisierten Elektronenstrahlen ist der Bandverlauf in der Umgebung des sogenannten  $\Gamma$ -Punktes (zentraler Punkt des  $\vec{k}$ -Raumes) von Bedeutung.

Zwischen dem Valenzband und dem Leitungsband hat der Kristallverband am  $\Gamma$ -Punkt seinen kleinsten energetischen Abstand  $E_{gap}$  (Abb. 1.4) [Kes]. In diesem Fall spricht man von einem direkten Übergang, weil sich der  $\vec{k}$ -Vektor nicht ändert. Ein indirekter Übergang, also ein Übergang mit Änderung des  $\vec{k}$ -Vektors, ist unter Beteiligung von Phononen möglich. Allerdings ist die Übergangswahrscheinlichkeit für indirekte Übergänge wesentlich geringer als für direkte Übergänge.

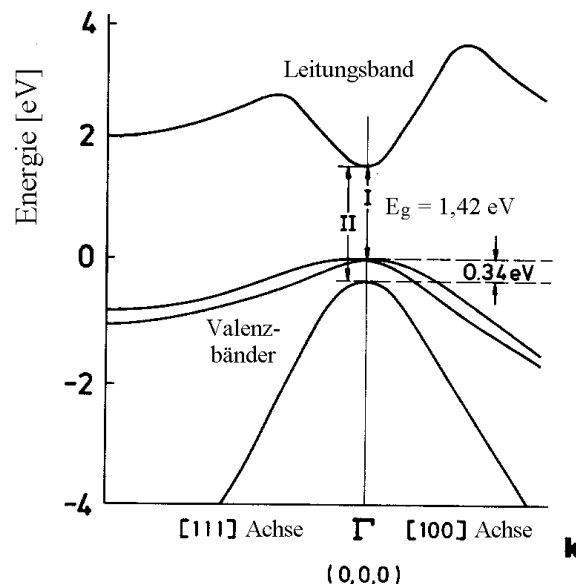


Abbildung 1.4: Anordnung der Energie-Bänder im GaAs-Kristall [Kes]

Bei Zimmertemperatur (300 K) beträgt der energetische Abstand am  $\Gamma$ -Punkt für GaAs 1,42 eV, bei  $T = 10 \text{ K}$  sind es 1,52 eV. Werden Photonen mit dieser Gap-Energie auf den Kristall einge-

strahlt, dann werden nur die Valenzelektronen in der unmittelbaren Umgebung des  $\Gamma$ -Punktes in die energetischen Zustände des Leitungsbandes angehoben. Für eine Aussage über den Polarisationsgrad muß man die Symmetrieeigenschaften der Wellenfunktion im Valenzband und im Leitungsband betrachten. Die Wellenfunktion hat im Valenzbandmaximum p-Symmetrie und im Leitungsbandminimum s-Symmetrie. Aufgrund der Spin-Bahn-Wechselwirkung spaltet das 6-fach entartete p-Niveau des Valenzbandes in ein 2-fach entartetes  $p_{1/2}$ -Niveau und in ein 4-fach entartetes  $p_{3/2}$ -Niveau auf. Das s-Niveau ist 2-fach entartet. Der Energieunterschied zwischen den Zuständen  $p_{1/2}$  und  $p_{3/2}$  beträgt 0,34 eV für GaAs. Die magnetische Quantenzahl  $m_j$  ermöglicht es, Niveaus gleicher Energie zu unterscheiden (Abb. 1.5) [Pie1].

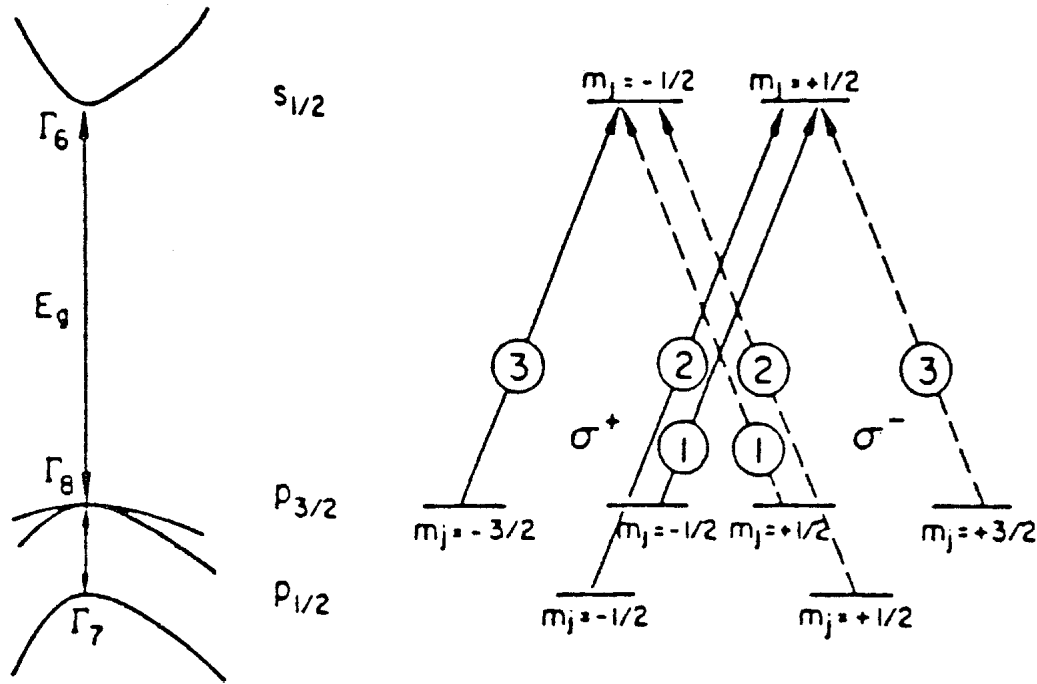


Abbildung 1.5: Übergangswahrscheinlichkeiten für den GaAs-Kristall

Im folgenden ist für die Erzeugung von polarisierten Elektronenstrahlen die Übergangswahrscheinlichkeit ausschlaggebend. Bestrahlt man den Kristall mit  $\sigma^+$ -zirkularpolarisiertem Licht und regt nur den  $p_{3/2}$  Zustand an, so sind wegen der Auswahlregeln nur Übergänge mit  $\Delta m_j = \pm 1$  möglich. Dabei wird die Quantisierungsachse des Elektronenspins durch den Drehimpuls des Lichtes definiert. Die Übergangswahrscheinlichkeit für die Erzeugung des Spinzustandes  $-1/2$  ist dreimal so groß wie die des Spinzustandes  $+1/2$ . Daraus ergibt sich durch die relativen Wahrscheinlichkeiten der Übergänge mit Hilfe der Formel (1.8) folgender theoretischer Polarisationsgrad der Elektronen im Leitungsband:

$$P = \frac{1 - 3}{1 + 3} = -0,5, \quad (1.3)$$

also maximal 50 %. Bei Verwendung von  $\sigma^-$ -zirkularpolarisiertem Licht sind die Verhältnisse analog zu den oben beschriebenen Übergängen und führen zu  $P = +0,5$ . In der Abb. 1.5 sind diese Übergänge durch gestrichelte Linien dargestellt. Das bedeutet, daß die Polarisation der Elektronen nur durch Umkehrung der Lichtpolarisation geändert werden kann, ohne daß ein anderer Parameter geändert werden muß. Abschließend wird noch bemerkt, daß bei der Photonenanregung auf keinen Fall Elektronen aus dem  $p_{1/2}$ -Niveau in das Leitungsband gelangen dürfen. Werden Photonen mit einer Energie von mehr als 1,86 eV ( $E_{gap} + \Delta E$ ) auf einen GaAs-Kristall eingestrahlt, so sind auch Übergänge aus dem  $p_{1/2}$ -Niveau in das Leitungsband möglich. Wegen der Verhältnisse der Übergangswahrscheinlichkeiten geht dann die Polarisation im Leitungsband gegen Null.

Der theoretisch erreichbare Polarisationsgrad von 50 % wird durch Depolarisationseffekte im Kristall verringert. Durch Rekombination ergeben sich begrenzte Lebensdauern der Elektronen im Leitungsband des Kristalls. Das liegt daran, daß die Elektronen eine endliche Zeit brauchen, bis sie die Kristalloberfläche verlassen. Der maximal erreichbare Polarisationsgrad beträgt aufgrund dieser Depolarisationserscheinungen ca. 43 %.

Um nun zu höherer Polarisierung zu gelangen, was gerade auch für Experimente in der Mittelenergie-Physik wichtig ist, muß die Entartung des  $p_{3/2}$ -Niveaus aufgehoben werden. Nur dann ist eine Anregung eines einzigen Niveaus möglich, und theoretisch kann ein Polarisationsgrad von 100 % erreicht werden (Abb. 1.6).

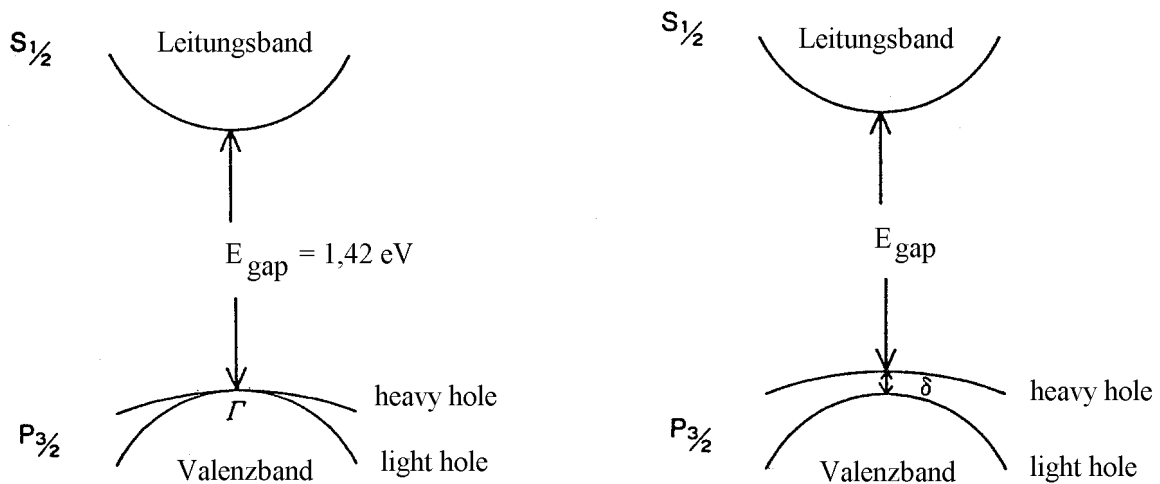


Abbildung 1.6: Aufhebung der Entartung des  $p_{3/2}$ -Niveaus [Nkn]

Vier verschiedene Arten von Kristallen wurden bislang hinsichtlich der Aufhebung der Entartung studiert:

- *superlattice-Strukturen*, GaAs-AlGaAs, bei denen durch alternierende Schichten von GaAs und AlGaAs die Niveaus verschoben werden
- *Chalcopyrit-Kristalle*, CdSiAs<sub>2</sub>, bei denen durch Spin-Bahn-Kopplung die Entartung des  $p_{3/2}$ -Niveaus aufgehoben wird
- *strained-GaAs*, bei denen der Kristall durch Gitterverzerrung an der Oberfläche in der Bandstruktur beeinflusst wird
- *DBR-Kristalle*, sind strained-GaAs-Kristalle, die aber einen sog. **D**istributed **B**ragg **R**eflector zur Erhöhung der Quantenausbeute durch Aufbringen eines Fabry-Perot-Resonators besitzen [Sak].

Die vielversprechendsten Strukturen für Anwendungen in Quellen, die an Beschleunigern betrieben werden, sind die strained-GaAs-Kristalle [Nkn]. Sie liefern Polarisationsgrade von ca. 80 % bei einer Quantenausbeute von ca. einem Promille. In der Abbildung 1.7 sind der Polarisationsgrad und die Quantenausbeute eines strained-Kristalls dargestellt. Die Wellenlänge des verwendeten Laserlichtes muß dafür im Bereich von 860 nm liegen. Für die Herstellung einer strained-GaAs-Probe müssen folgende Bedingungen erfüllt sein:

1. Es muß sichergestellt sein, daß eine Aktivierung zur Herstellung der negativen Elektronen Affinität möglich ist.

2. Die Gap-Energie des Substrats (Trägermaterial) muß größer sein als die der strained-Schicht, damit die Photoemission auch wirklich nur von der strained-Schicht kommt.
3. Die Verzerrung muß groß genug sein, um das hh-Band („heavy hole“ =  $p_{3/2}$ -Niveau mit  $m_j = \pm 3/2$ ) deutlich vom lh-Band („light hole“ =  $p_{3/2}$ -Niveau mit  $m_j = \pm 1/2$ ) zu trennen und eine Anregung nur eines Bandes zu erreichen.

Die Herstellung dieser strained-Kristalle geschieht durch das sogenannte MOCVD-Verfahren, einem metallorganischen chemischen Aufdampf-Desorptions-Verfahren. Sehr wichtig nach der Herstellung der strained-Kristalle ist der gute Schutz der Kristalloberfläche. Daher werden strained-Kristalle zur Lagerung immer unter einem Vorrakuum gehalten. In der Abbildung 1.8 wird die Gitterverzerrung eines strained GaAs-Kristalls gezeigt.

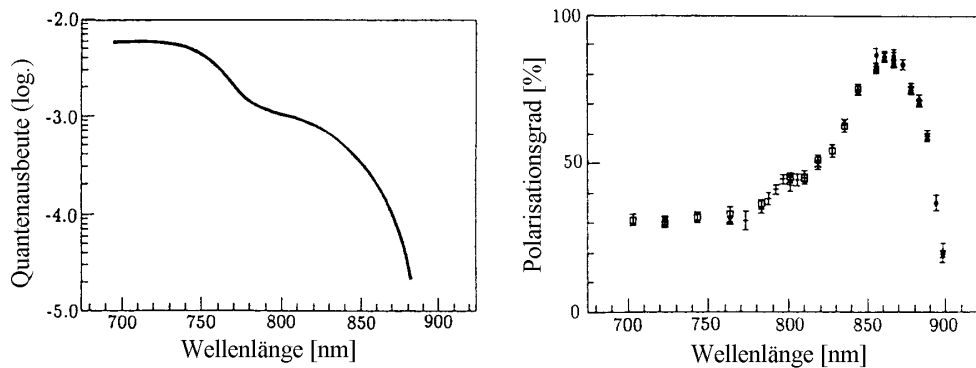


Abbildung 1.7: Polarisationsgrad und Quantenausbeute in Abhängigkeit der Photonenenergie [Nkn]

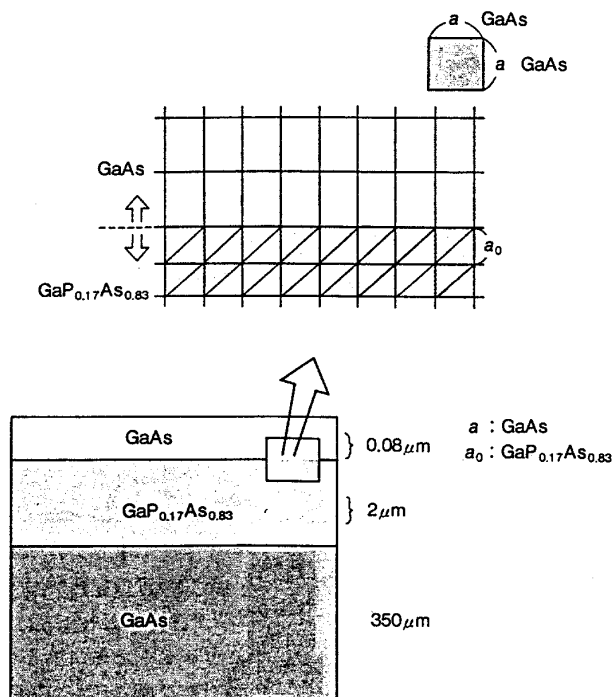


Abbildung 1.8: Gitterverzerrung eines strained GaAs-Kristalls [Nkn]

## 1.4 Herstellung der Negativen-Elektronen-Affinität

Im letzten Abschnitt wurde erklärt, wie Elektronen mit bestimmtem Spinzustand aus dem Valenzband in das Leitungsband angehoben werden können. Damit es überhaupt zur Photoemission am GaAs-Kristall kommt, müssen p-dotierte Halbleiter verwendet werden. Die benutzten Kristalle sind mit Zink dotiert (siehe Kap. 3.1).

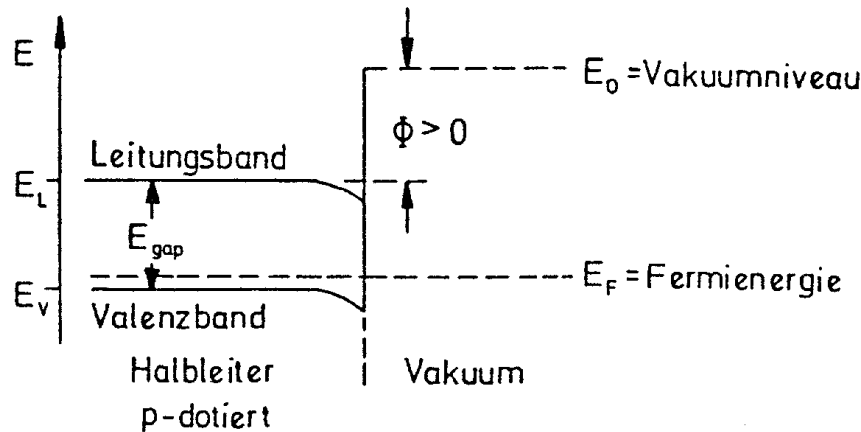


Abbildung 1.9: Bändermodell eines Halbleiters an der Oberfläche

Damit die Elektronen den Kristall verlassen können, muß noch die sogenannte Affinität überwunden werden. Darunter versteht man die Energiedifferenz zwischen dem Vakuum-Niveau und der Leitungsbandunterkante. Die Affinität beträgt etwa 4 eV für einen GaAs-Kristall. Werden Metalloxide auf der Halbleiteroberfläche adsorbiert, kann die Affinität zu geringeren Energien verschoben und sogar negativ gemacht werden (Abb. 1.10). Mit dem Aufdampfen von Cäsium auf den Kristall erreicht man eine Elektronenaffinität von Null. Die Leitungsbandunterkante liegt dann durch die Bandkrümmung am Rand ungefähr auf dem energetischen Niveau des Vakuums. Nach zusätzlichem Aufdampfen von Sauerstoff oder  $NF_3$  wird die Negative-Elektronen-Affinität (NEA) durch weitere Verformung und Absenkung der Energiebänder erreicht. Die Elektronen können dann ohne Energiezufuhr von außen ins Vakuum austreten.

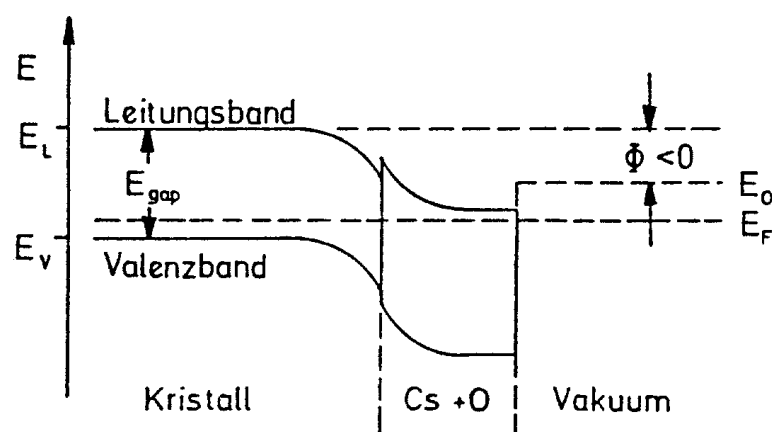


Abbildung 1.10: Erzeugung der Negativen-Elektronen-Affinität

Neben dem energetischen Aspekt ist die *Quantenausbeute* eine fundamentale Größe zur Beurteilung der Qualität eines Photoemitters. Typischerweise liegt sie für herkömmliche GaAs-Kristalle



im Bereich von einigen Prozent. Bei den neuen Kristall-Strukturen, die zwar höhere Polarisationsgrade liefern, liegt die Quantenausbeute meist unter 1 %, manchmal sogar unter 1 Promille. Ein weiterer Aspekt zur Beurteilung von Photoemittern ist die sogenannte *Güte* ( $Q = \text{figure of merit}$ ), die als  $Q = P \cdot \sqrt{I}$  definiert ist, also Polarisationsgrad mal der Wurzel der Intensität. Wie man in Abb. 1.11 sieht, beobachtet man einerseits eine Abnahme des Polarisationsgrades mit ansteigender Photonenenergie, andererseits jedoch eine Zunahme der Quantenausbeute bei Erhöhung der Photonenenergie. Deswegen muß ein optimaler Bereich gefunden werden, bei dem der Polarisationsgrad *und* die Intensität maximale Größen annehmen.

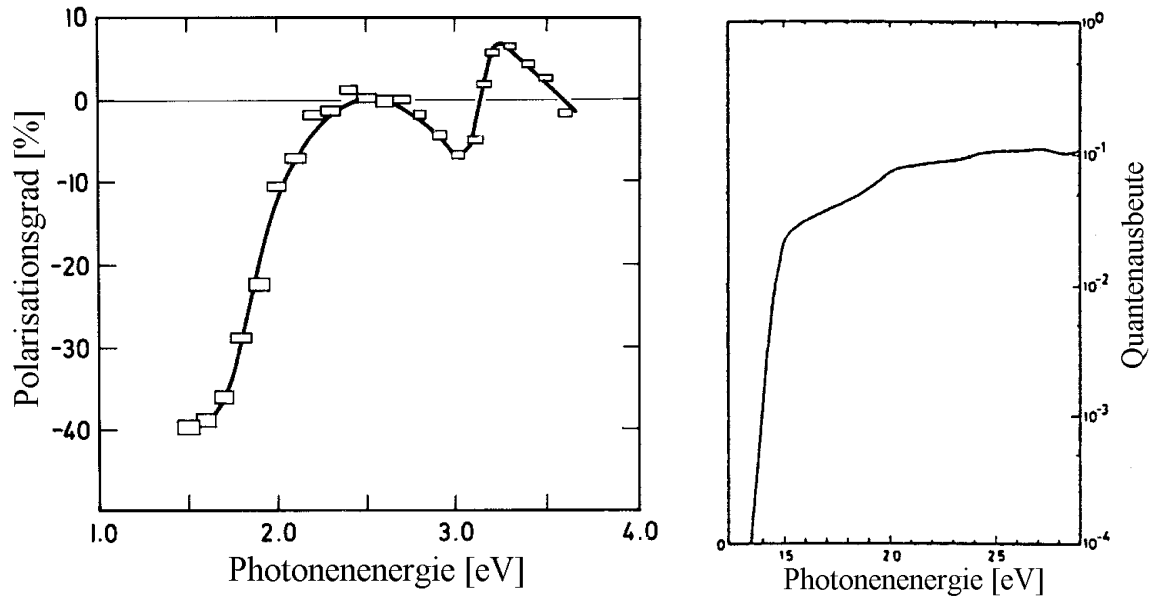


Abbildung 1.11: Verhalten des Polarisationsgrades und der Quantenausbeute in Abhängigkeit von der Photonenenergie [Kes]

# Kapitel 2

## Komponenten der Quelle

### 2.1 Aufbau der Quelle und Problemstellung

In der vorliegenden Arbeit wird die Erzeugung und Beschleunigung von polarisierten Elektronenstrahlen aus der 120 keV-Quelle beschrieben. Die polarisierten Elektronenstrahlen werden durch laserinduzierte Photoemission an einem Halbleiterkristall erzeugt. Als Lichtquelle wird ein blitzlampengepumpter Titan:Saphir-Laser verwendet, der mit einer Wiederholrate von 50 Hz läuft. Das linear polarisierte Laserlicht wird mittels eines  $\lambda/4$ -Plättchens oder einer Pockelszelle in zirkular polarisiertes Licht umgewandelt und dann auf den Kristall eingestrahlt. Die Elektronen sind beim Austritt aus der Kristalloberfläche in das Ultrahochvakuum longitudinal, also parallel oder gegebenenfalls antiparallel zur Impulsrichtung polarisiert. In einer dreistufigen Beschleunigungsstrecke, die vertikal aufgebaut ist, werden die Elektronen auf eine Energie von 120 keV beschleunigt. Dies entspricht der Einschußenergie in den Varian-Linearbeschleuniger. Im Anschluß an die Beschleunigungsstrecke durchlaufen die Elektronen den Spindrehler, in dem der Spin transversal zur Synchrotronebene eingestellt wird und der Impuls aus der Vertikalen in die Horizontale gedreht wird. Die transversale Polarisation der Elektronen ist einerseits erforderlich, um den Polarisationsgrad mittels Mott-Streuung zu messen. Andererseits bleibt bei der Beschleunigung im Synchrotron und im Stretcherring nur die transversale Spinkomponente erhalten, die allerdings auch noch durch Resonanzdepolarisation zerstört werden kann. In einem ca. 7 m langen Transferkanal wird der polarisierte Elektronenstrahl dem Linearbeschleuniger zugeführt. Ein Dipolmagnet erlaubt die rechtwinklige Ablenkung in den Linac zur weiteren Beschleunigung.

Im folgenden sind die wesentlichen Anforderungen an die Quelle zusammengestellt. Die nachfolgenden vier Anforderungen ergeben sich aus Parametern der Beschleunigeranlage:

- Elektronenenergie: 120 keV, entsprechend zur Einschußenergie in den Linac
- Wiederholrate: 50 Hz, aufgrund der Taktfrequenz des Synchrotrons
- Pulsdauer: 1  $\mu$ sec, analog zur Injektionszeit mit der thermischen Kathode
- Intensität: etwa 100 mA Pulsstrom, um einen mittleren extrahierten Strom von ca. 1 nA zu erzielen.

Die folgenden zwei Punkte basieren auf Anforderungen des Experimentierbetriebes:

- Polarisationsgrad: möglichst hoch, transversal im Beschleuniger und longitudinal am Experiment
- Vakuum im Kristallbereich:  $\leq 1 \cdot 10^{-11}$  mbar, um lange Lebensdauern der Kristalloberfläche (gute Vakuumqualität) und damit lange Betriebsdauern der Quelle zu erreichen.

Die letzten zwei Anforderungen werden an die zu verwendende Lichtquelle gestellt:

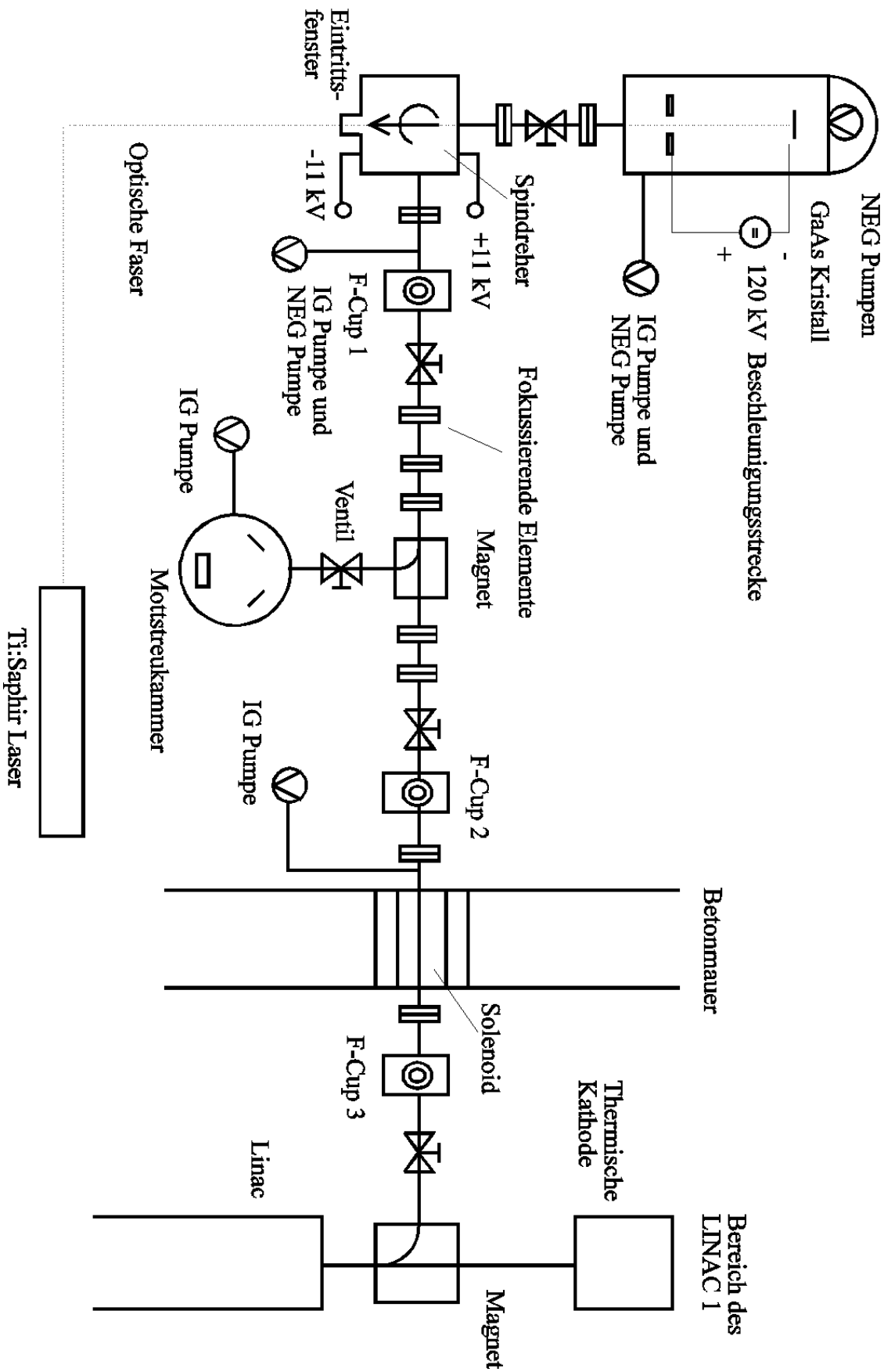


Abbildung 2.1: Prinzipieller Aufbau der Quelle für polarisierte Elektronenstrahlen [Zig]

- Wellenlängenbereich des Laserlichtes: abstimbar zwischen 700 - 900 nm, um verschiedene Kristallstrukturen mit dem gleichen Lasersystem betreiben zu können
- Lebensdauer der Blitzlampen: mindestens fünf Tage, das entspricht bei 50 Hz-Dauerbetrieb mehr als 20 Millionen Schuß.

Die Abbildung 2.1 gibt einen Überblick vom Aufbau der Quelle für polarisierte Elektronenstrahlen.

Wie schon in Kapitel 1.1 bei der Beschreibung des Speichermodus erwähnt, kann sich in Kreisbeschleunigern eine transversale Polarisation infolge von Synchrotronlichtabstrahlung selbst aufbauen. Das Prinzip der Selbstpolarisation (*Sokolov-Ternov-Effekt*) wird bei Kreisbeschleunigern, wie z.B. HERA und LEP benutzt, um polarisierte Elektronenstrahlen zu erzeugen. Die Zeit, die vergeht, bis sich die Polarisation aufgebaut hat, ist energieabhängig und liegt bei den o.g. Beschleunigern im Bereich von einigen Minuten. Für den Stretcherring ist aufgrund der zu niedrigen Endenergie der Sokolov-Ternov-Effekt nicht nutzbar. Die Zeit  $\tau$ , die vergeht bis sich Polarisation aufgebaut hat, kann mit folgender Beziehung abgeschätzt werden und beträgt im Stretcherring bei 2 GeV ca. 25 Minuten:

$$\tau = \frac{8}{5\sqrt{3}} \cdot \frac{m_e \bar{R} \rho^2}{\hbar r_e \gamma^5} \quad (2.1)$$

mit  $m_e$  = Elektronenmasse =  $9,1 \cdot 10^{-31}$  kg  
 $r_e$  = klassischer Elektronenradius =  $2,82 \cdot 10^{-15}$  m  
 $\bar{R}$  = mittlerer Maschinenradius = 26,1 m  
 $\rho$  = Ablenkradius der Dipole = 10,88 m  
 $\gamma = E/mc^2$   
 $\hbar = 1,05 \cdot 10^{-34}$  Js .

Daher muß der Elektronenstrahl bei der Injektion in die Beschleunigeranlage ELSA polarisiert sein.

Die 120 keV-Quelle für polarisierte Elektronenstrahlen ist 1991 in der Nähe des Varian-Linearbeschleunigers aufgebaut worden. Folgende Überlegungen waren entscheidend für die damalige Umbaumaßnahme:

1. Der ursprüngliche Standort der Quelle befand sich ca. 4 m oberhalb des Varian-Linacs und außerhalb der Synchrotronhalle. Aus Platzgründen mußte die Quelle dort abgebaut werden.
2. Aufgrund des verkürzten Strahltransportes und der veränderten Strahloptik wurde eine bessere Transmission von der Quelle zum Linac erwartet und auch erzielt.

Während der ersten Experimente wurde die GaAs-Quelle mit einem blitzlampengepumpten 50 Hz Farbstoff-Laser von der Firma Candela betrieben. Als Farbstoff wurde Oxazin 720 verwendet, der mit Methanol im Verhältnis von 1 Gramm Oxazin auf 8 Liter Methanol gemischt wurde. Als sehr nachteilig wirkte sich der hohe Verbrauch des Farbstoffs aus. Im Dauerbetrieb benötigte man 20 Liter dieser Mischung pro Tag. Desweiteren war häufig eine Wartung des Lasersystems nötig und trotzdem ein zuverlässiger Betrieb nicht möglich. Um den gesamten Wellenlängenbereich von 700 bis 900 nm abzudecken, hätte man verschiedene Farbstoffe einsetzen müssen, die allerdings alle eine unterschiedliche Effizienz aufgewiesen hätten. Daraufhin wurde nach einem geeigneteren Lasersystem gesucht, das einen großen Wellenlängenbereich abdeckt. Ein Alexandrit-Laser wurde bei einer Wellenlänge von 720 nm getestet; er lieferte dabei eine unzureichende Puls-zu-Puls-Stabilität von nur 40 %. Dann wurden erste Experimente mit einem auf Pulsbetrieb modifizierten Krypton-Ionen-Laser durchgeführt. Die Ergebnisse waren unbefriedigend, weil die Laserleistung pro Puls nicht ausreichte, um genügend Intensität aus der Photokathode zu erzeugen. Es wurde nur ca. 1 mA Pulsstrom gemessen. Nachdem Testmessungen mit einem blitzlampengepumpten

Titan:Saphir-Laser (10 Hz) Pulsströme von ca. 25 mA lieferten, wurde ein Prototyp mit 50 Hz Wiederholrate beschafft.

Als dieser Laser für intensive Studien mit der Quelle zur Verfügung stand, wurden Probleme im UHV-Bereich erkannt, die im folgenden kurz zusammengefaßt werden:

Die Lebensdauer der Kristalloberfläche lag im Bereich von einer halben bis einer Stunde, d.h. viel zu kurz, um damit Studien oder gar Experimente am Beschleuniger durchzuführen.

Diese kurze Lebensdauer legt die Vermutung nahe, daß am Kristall ein sehr schlechtes Vakuum gewesen sein muß. Selbst wenn die Meßröhre (ca. 0,5 m vom Kristall entfernt) einen Druck im Bereich von einigen  $10^{-11}$  mbar anzeigte, ergeben Abschätzungen, daß ein schlechter Leitwert in der Beschleunigungsstrecke zu einem Vakuum am Kristall in der Größenordnung von  $10^{-9}$  mbar oder sogar noch schlechter führt. Desweiteren benötigte man im alten Aufbau (siehe Abb. 2.2) ca. 200 Watt für die Kristallheizung. Bei dieser Leistung wurde der gesamte Kristallhalterflansch auf ca. 100°C erhitzt und konnte (einem Ausheizprozeß vergleichbar) viele Restgasmoleküle in die unmittelbare Umgebung abgeben.

Auch war zu der Zeit dieser Konstruktion noch nicht bekannt, daß eine sehr sorgfältige Auswahl der Materialien (extrem kohlenstoffarme Stähle) nötig ist, um die Restgaszusammensetzung auch beim Ausheizen nicht dramatisch zu verschlechtern. Der Kristall befand sich auf einem Sockel, dessen Edelstahl der herkömmlichen DIN 1.4301 entsprach. Der Kristall wurde durch dieses Material wahrscheinlich bei jeder Kristallausheizung mit kohlenstoffhaltigen Fremdatomen kontaminiert.

Um den elektrischen Kontakt zwischen dem Kristall und dem auf Hochspannung liegenden Kristallhalter zu verbessern, wurde versuchsweise eine dünne Goldfolie auf die Kristallunterseite gelegt. Nach der Ausheizung und der Aktivierung des Kristalls wurde aber kein Photostrom gemessen. Das Belüften der Apparatur erbrachte dann folgende Erkenntnis:

Gold bildet bei Temperaturen oberhalb von etwa 300°C Legierungen mit dem GaAs-Kristall. Bei Ausheiztemperaturen von knapp 600°C wird Gallium und Arsen aus dem Kristallverband in eine GaAs-Au-Legierung überführt. Somit läßt sich also mit Gold der elektrische Kontakt nicht verbessern, wenn die Apparatur höheren Temperaturen ausgesetzt wird. Da ein gewisser Goldanteil nicht mehr aus der Apparatur entfernt werden konnte, ließen sich die dadurch entstandenen Probleme am alten Kristallhalter nie mehr ganz beseitigen.

Die Auslegung der ursprünglich fünfstufigen Beschleunigungsstrecke war zwar hochspannungssicher, aber nicht geeignet, ein gutes Vakuum am Kristall zu gewährleisten (siehe Abb. 2.2). Das trichterartige Anodensystem führte auch bezüglich der Formgebung (34 mm lichte Öffnung) zu extrem schlechten Leitwerten. Die Keramikisolatoren stammten von ausgedienten Wasserstoff-Thyratronen und waren an den metallischen Übergängen zur Struktur zusammengeschweißt. An diesen Schweißnähten wurden immer wieder Mini-Lecks beobachtet. Damit wurden Vermutungen erhärtet, daß die Struktur den Anforderungen nicht gewachsen ist. Der zentrale UHV-Rezipient ermöglichte den Anschluß vieler Elemente (Ionengetterpumpe, Massenspektrometer, Meßröhre und Vorvakuumleitung) über entsprechende Flanschverbindungen. Nachteilig war bei dieser Konstruktion das große Volumen und die vielen, zum Teil unnötigen Flansche und Schweißnähte. Da dieser alte Aufbau nicht verändert werden konnte, wurden der Kristallhalter, die Beschleunigungsstrecke und der zentrale UHV-Rezipient völlig neu konstruiert und gebaut. Die Realisierung wird im folgenden ausführlich beschrieben.

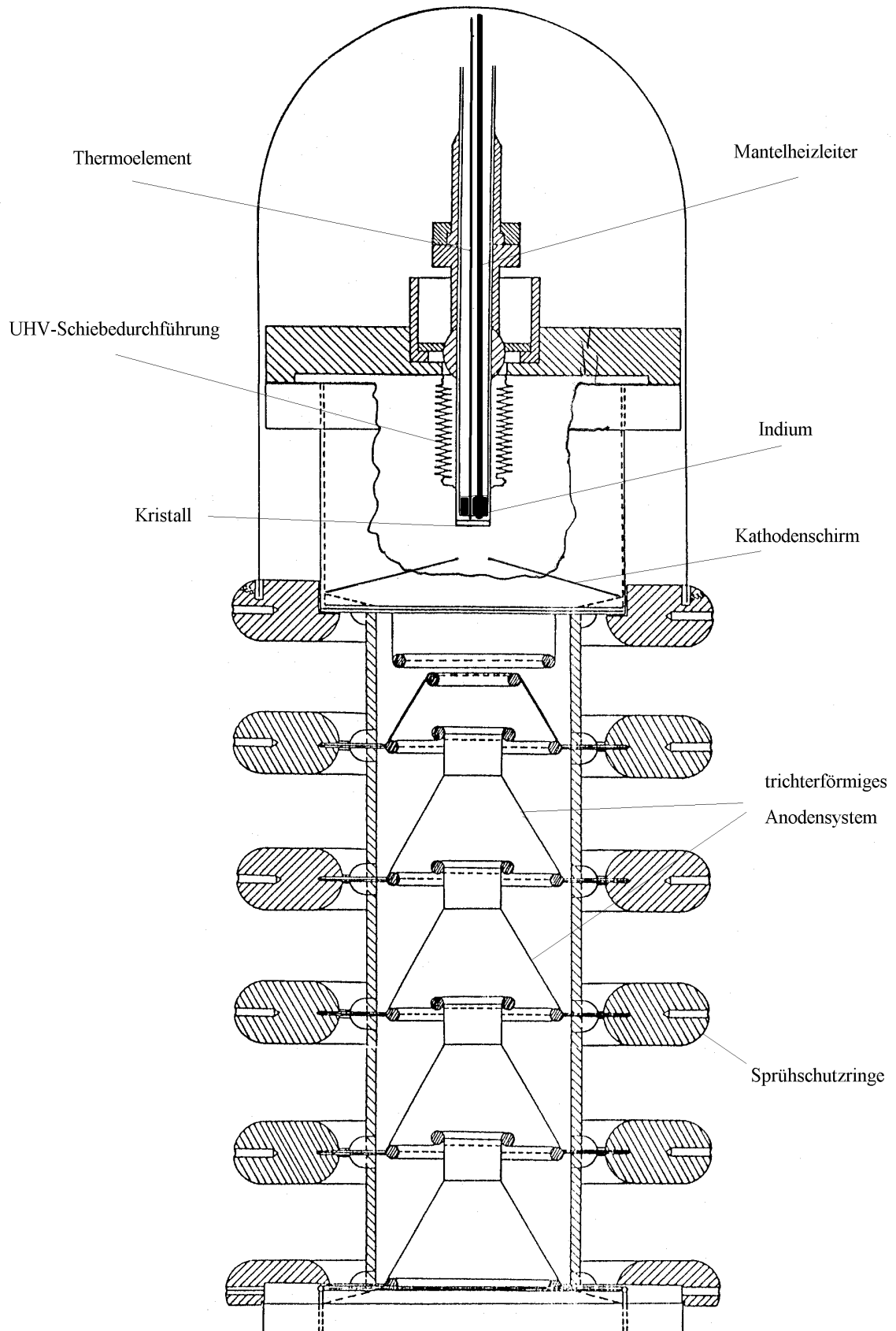


Abbildung 2.2: Alter Aufbau der Beschleunigungsstrecke mit Kristallhalter

## 2.2 Der Ultrahochvakuum-Bereich

Der UHV-Bereich setzt sich zusammen aus dem Kristallhalter, der Beschleunigungsstruktur und dem zentralen UHV-Rezipienten. In den Kapiteln 2.2.1 und 2.2.2 wird zunächst die Auswahl der Materialien und der Pumpsysteme beschrieben. Auf alle Komponenten wird dann im einzelnen in den folgenden Kapiteln ausführlich eingegangen.

Um ein Vakuum von weniger als  $1 \cdot 10^{-11}$  mbar zu erzielen, werden spezielle Anforderungen an die zu konstruierende Apparatur gestellt. Resultate, die mit dem alten Aufbau erzielt worden sind, sowie Erfahrungen auch anderer Institute haben gezeigt, daß eine sorgfältige Materialauswahl und sauberes Arbeiten unbedingt erforderlich sind, um mit großem Aufwand schließlich in diesen Bereich der Vakuumphysik vorzustoßen. Auch wenn weltweit verschiedene Philosophien verfolgt werden, um dieses Extremvakuum zu erreichen, so dürfen an keiner Stelle und zu keiner Zeit im Aufbau der Apparatur Kompromisse eingegangen werden.

Die Teilchenzahldichte ist im Ultrahochvakuum sehr gering und wird durch Gasabgabe der Behälterwände und durch geringste Undichtheiten an Verbindungsstellen bereits erheblich erhöht. Im Zusammenhang mit einer Reihe wichtiger technischer Anwendungen, aber auch zur Charakterisierung des Ultrahochvakuumbereichs allgemein, ist die sogenannte Wiederbedeckungszeit wichtig. Darunter wird die Zeit  $\tau$  verstanden, die vergeht, bis sich auf einer im Vakuum befindlichen, ideal gereinigten Fläche, die von Gasteilchen getroffen wird, eine monomolekulare oder monoatomare Schicht ausgebildet hat. Unter der Voraussetzung, daß jedes die Fläche treffende Gasteilchen einen freien Platz findet und darauf haften bleibt, gilt folgende Faustformel:

$$\tau = \frac{3,2}{p} \cdot 10^{-6} \text{ sec.} \quad (2.2)$$

Im Ultrahochvakuum liegt daher die Wiederbedeckungszeit in der Größenordnung von Stunden oder gar Tagen [Ley]. Diese Größe ist sehr wichtig für eine lange Lebensdauer der Kristalloberfläche. Dabei ist auch noch von erheblicher Bedeutung, welche Moleküle auf dem Kristall deponiert werden (siehe Kap. 2.2.7). Eine UHV-Apparatur zeichnet sich i.a. dadurch aus, daß sie extrem gasdicht ist (Verwendung von Metalldichtungen) und daß die Gasabgabe der Oberflächen des Vakuumbehälters und der daran angeschlossenen Bauteile (z.B. Verbindungsleitungen, Ventile, Dichtungen) extrem niedrig gemacht werden kann. Der Zusammenbau, die Inbetriebnahme und schließlich der Betrieb einer UHV-Apparatur erfordern besondere Sorgfalt und Sauberkeit. Der Zusammenbau muß sachgemäß erfolgen, insbesondere dürfen die einzelnen Bauteile nicht im geringsten beschädigt werden (z.B. durch Kratzer an Dichtflächen).

Der Ausheizprozeß stellt eine rapide Erhöhung des Desorptionsprozesses dar. Das Ausheizen erstreckt sich nicht nur auf den Vakuumbehälter, sondern auch auf daran angeschlossene Teile, wie zum Beispiel auf Meßröhren und das Massenspektrometer und ist eine aufwendige Prozedur, die im Kapitel 3.1 beschrieben wird.

### 2.2.1 Bedeutung der Materialauswahl

Es muß unbedingt darauf geachtet werden, daß alle Flansche (ausgelegt in der Conflat-Technik, **CF**) aus hochfestem, kohlenstoffarmem Edelstahl der DIN 1.4429 (US-Norm: 316 LN) hergestellt sind. Dieser Stahl hat einen Kohlenstoffgehalt von weniger als 0,03 % und weist aufgrund des Stickstoffgehalts von 0,14 % bis 0,22 % die genügende Festigkeit und Härte, speziell für die Schneidkanten der CF-Flansche, auf. Für Rohrstücke und andere Bauteile können auch Edelstähle nach DIN 1.4306 und nach DIN 1.4404 verwendet werden. Bei diesen Stählen handelt es sich um nicht ganz so hochfeste CrNi- bzw. CrNiMo-Stähle, die aber ebenfalls einen Kohlenstoffgehalt von weniger als 0,03 % aufweisen. Der Vorteil einer härteren Oberfläche ist zudem noch in einer geringeren Desorptionsrate des Materials zu sehen.

Eine weitere Voraussetzung für die Extrem-UHV-Tauglichkeit von Edelstahl ist ein spezielles Herstellungsverfahren, sog. **ESU**-Schmieden. Darunter versteht man **Elektro-Schlacken-Umschmelzen** und anschließendes Schmieden. Nach der Produktion des Edelstahls wird dieser nochmal

elektrisch geschmolzen, um letzte Schlacken aus dem Gefüge herauszubekommen. Danach muß der Stahl geschmiedet werden, um eine hohe Festigkeit zu gewährleisten.

Die aus den Werkstätten kommenden und mit Schmiermitteln behafteten Teile wurden zunächst in warmem Seifenwasser abgewaschen und entfettet. Desweiteren wurden fast alle Teile mit Aceton geputzt und im Ultraschallbad gereinigt. Anschließend wurden die Einzelteile im Vakuumofen bei einem Vakuum  $\leq 10^{-4}$  mbar bei 1.050°C oxidfrei geglüht. Dieses anlaßfarbenfreie Ausglühen entfernt alle Oxide auf der Oberfläche des Edelstahls. Dabei wird zwar das Material weicher, was aber unbedenklich ist, weil die Ursprungshärte nach dem Abkühlen wieder erreicht wird. Die ausgeglühten Teile wurden dann in Kunststoffolien verpackt und erst kurz vor dem Zusammenbau der Apparatur aus der Verpackung genommen.

Für den gesamten Aufbau der UHV-Apparatur wurde in einem Labor ein Zelt aus Kunststoffplanen genutzt, in das über einen mit Filtern ausgestatteten Lüfter ständig Frischluft zugeführt wird und somit ein leichter Überdruck herrscht. Alle Personen, die in dem Zelt arbeiten, müssen das physikalisch nötige Reinheitsgebot beachten und entsprechende Schutzmaßnahmen befolgen. Bei den einzusetzenden Kupferdichtungen muß berücksichtigt werden, daß **OFHC**-Kupfer verwendet wird. Dabei handelt es sich um **Oxygen Free High Conductivity**-Kupfer, also Kupfer, das frei von Sauerstoff und gut leitend ist. Andere Kupferdichtungen neigen zur Oxidation beim Ausheizen der Apparatur. Diese Oxidation kann bei mehrmaligem Ausheizen auch in den UHV-Bereich vordringen und muß daher durch den Einsatz von OFHC-Kupferdichtungen vermieden werden. Für einen zuverlässigen Sitz der CF-Flanschverbindungen ist auch die Materialauswahl bei den Schrauben wichtig. Es werden nur Edelstahlschrauben mit der Festigkeitsklasse A4 verwendet werden, weil diese mit 640 N/mm<sup>2</sup> die höchste Festigkeit besitzen.

Um den Reibungskoeffizienten von Edelstahl auf Edelstahl zu verringern und die Schrauben auch nach Ausheizprozessen wieder lösen zu können, müssen die Schrauben entweder mit Molybdändisulfid eingerieben oder versilbert werden. Das Einreiben mit Molybdändisulfid hat den Nachteil, daß es die Arbeitsvoraussetzungen für Extrem-UHV-Anwendungen fast unmöglich macht. Molybdändisulfid führt fast immer zu unvermeidlichen Verschmutzungen im Flansch- und Dichtungsbereich. Daher sind versilberte Schrauben wesentlich besser zu verwenden. Die A4-Schrauben müssen zuerst verkupfert und können anschließend mit 3 - 5 µm Silber beschichtet werden. Diese Versilberung reicht aus, wenn die Apparatur nicht über 260°C ausgeheizt wird. Diese Schrauben werden in der beschriebenen Apparatur eingesetzt. Werden höhere Ausheiztemperaturen angestrebt, so müssen die Schrauben thermofest versilbert werden. Das bedeutet, daß die Schrauben vor der Versilberung vernickelt werden müssen.

Materialien, die sich in unmittelbarer Umgebung des Kristallbereichs befinden und bei Ausheizprozessen des Kristalls ebenfalls auf hohe Temperaturen erhitzt werden, unterliegen einer besonders strengen Materialauswahl. Anstelle von Edelstahl wird hier Molybdän, Tantal oder Titan verwendet. Diese Materialien haben einen Kohlenstoffgehalt von weniger als 50 ppm. Sie werden ebenfalls alle im Ultraschallbad gereinigt; speziell Teile mit Gewinde müssen einer gründlichen Reinigung unterzogen werden. Alle Schrauben und Schraubverbindungen, die UHV-seitig eingesetzt werden, sind genutet, damit die Gewindgänge entgasen können.

### 2.2.2 Auswahl der Pumpsysteme

Zur Erzeugung von Ultrahochvakuum können verschiedene Pumpsysteme eingesetzt werden. Der Einsatz von Drehschieberpumpen und Turbomolekularpumpen ermöglicht zwar auch ein Vakuum im Bereich von einigen  $10^{-10}$  mbar, jedoch ist zu bedenken, daß das Restgasspektrum dann einen hohen Anteil von Kohlenstoffverbindungen und Kohlenwasserstoffen aufweist. Für Anwendungen, bei denen im Restgasspektrum im wesentlichen nur noch das Wasserstoffsignal dominant sein sollte, sind diese ölhaltigen Pumpsysteme nicht sinnvoll einzusetzen. Erhebliche Vorteile weisen im Vergleich dazu Sorptionspumpen auf, die auch in dem gesamten Quellenaufbau zum Einsatz kommen.

Unter den Begriff Sorptionspumpen fallen alle Systeme, bei denen zum Pumpen von Gasen und Dämpfen aus einem Gefäß Sorptionsmittel verwendet werden. Die abzupumpenden Gasteilchen



werden dabei an den Oberflächen oder im Inneren dieser Sorptionsmittel gebunden, und zwar entweder aufgrund von physikalischen, temperaturabhängigen Adsorptionskräften oder durch Einbetten infolge fortwährender Ausbildung neuer sorbierender Schichten. Man unterscheidet Adsorptionspumpen, bei denen die Sorption von Gasen lediglich durch temperaturgeregelte Adsorptionsvorgänge erfolgt, und Getter-Pumpen, bei denen die Sorption und der Einbau von Gasen im wesentlichen unter Bildung chemischer Verbindungen durch ständig neue adsorbierende Oberflächenschichten (Getter) erfolgen. Die Gettersubstanzen werden dabei entweder verdampft oder zerstäubt.

Adsorptionspumpen arbeiten nach dem Prinzip der physikalischen Adsorption von Gasen an der Oberfläche von Molekularsieben oder anderen Adsorptionsmitteln (z.B. von aktiviertem  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ). Als Adsorptionsmittel wird häufig *Zeolith* verwendet. Dieses Alkali-Alumino-Silikat besitzt eine im Verhältnis zur Masse des Materials außerordentlich große Oberfläche, etwa  $10^3 \text{ m}^2$  pro Gramm Festkörpersubstanz. Dementsprechend ist die Gasaufnahmefähigkeit beträchtlich. Der Porendurchmesser des Zeolith beträgt etwa  $13 \text{ \AA}$ , liegt also in der Größenordnung von Wasserdampf-, Öldampf- und größeren Gasmolekülen. Wasserstoff und leichte Edelgase, wie Helium und Neon, haben bezüglich der Porengröße des Zeolith einen relativ kleinen Teilchendurchmesser. Diese Gase werden daher nur sehr schlecht adsorbiert. An der Quelle werden Adsorptionspumpen über ein Ventil an den Vorvakuumteil angeschlossen. Erst durch Eintauchen des Pumpenkörpers in flüssigen Stickstoff wird der Sorptionseffekt technisch nutzbar gemacht. Nach einem Auspumpprozeß braucht die Pumpe nur auf Zimmertemperatur erwärmt zu werden, um das adsorbierte Gas freizugeben und das Zeolith wieder einsatzbereit zu machen. Wurde stark wasserdampfhaltige Luft (oder feuchtes Gas) abgepumpt, dann empfiehlt sich, die Pumpe bis zur völligen Trocknung der Zeolith-Oberflächen einige Stunden bei  $200^\circ\text{C}$  auszuheizen. Mit diesen *Zeolith-Fallen* kann ein Vorvakuum in der Größenordnung von  $10^{-3}$  mbar erreicht werden. Im gesamten Quellenbereich stehen drei Zeolith-Fallen zur Verfügung.

Neben diesen Zeolith-Fallen kann ein ölfreies Vorvakuum auch mit den sogenannten Membranpumpen erzeugt werden. Bei Membranpumpen wird das Vakuum mit einer Membran aus Gummi vergleichbar zur Arbeitsweise einer Hubkolbenpumpe erzeugt. Der erreichbare Enddruck liegt im Bereich von einigen mbar. Zum Starten der Ionengetterpumpen muß dann allerdings eine weitere ölfreie Pumpstufe eingebaut werden. Dafür wird eine magnetgelagerte Turbomolekularpumpe mit einer Saugleistung von  $70 \text{ l/sec}$  eingesetzt.

Die Pumpwirkung der Ionenzerstäuberpumpen und Ionengetterpumpen wird von Sorptionsvorgängen erzeugt, die durch ionisierte Gasteilchen in einer Penning-Gasentladung ausgelöst werden. Die Ionen treffen auf die Kathode der Gasentladungsanordnung und zerstäuben das Kathodenmaterial (Titan). Die dadurch an anderen Stellen entstehenden Titanniederschläge wirken als Getter-Film und binden die reaktionsfähigen Gasteilchen (z.B. Stickstoff, Sauerstoff, Wasserstoff). Dieser Sorptionsvorgang ist für alle Arten von Ionen, auch für Edelgase wirksam.

Bei den *Dioden-Pumpen* werden die Getter-Schichten an den Anodenoberflächen und zwischen den Zerstäubungsbereichen auf der Kathode gebildet. Die Implantation der Ionen erfolgt in den Kathodenoberflächen. Diodenpumpen haben neben einer langen Lebensdauer auch ein sehr gutes Edelgaspumpvermögen. Allerdings läßt für Edelgase die Pumpwirkung nach einiger Zeit nach, weil sie nur durch Ioneneinschluß gepumpt werden können [Ley]. Diodenpumpen lassen sich erst bei einem Vakuum von  $10^{-6}$  mbar starten. Eine Diodenpumpe mit einer Saugleistung von  $110 \text{ l/sec}$  wird im Transferkanal zwischen Spindrehler und der Injektion in den Linac eingesetzt.

Bei *Trioden-Pumpen*, die transparente Kathoden haben, treffen die Ionen streifend auf die Titanstäbe des Kathodengitters. Die Zerstäubungsrate ist dadurch größer als bei senkrechtem Einfall. Das zerstäubte Titan fliegt in ungefähr gleicher Richtung wie die einfallenden Ionen. Die Getter-Schichten bilden sich vorzugsweise auf der dritten Elektrode, dem Auffänger, der identisch mit der Wand des Pumpengehäuses ist. Die Triodenpumpen zeichnen sich im Gegensatz zu den Diodenpumpen durch hohe Edelgasstabilität aus. Triodenpumpen lassen sich schon bei einem Vakuum von einigen  $10^{-3}$  mbar starten. Die Lebensdauer der Triodenpumpen ist dagegen kürzer, als die der Diodenpumpen. Zur Zeit werden im Aufbau der Quelle keine Triodenpumpen eingesetzt.

In den vergangenen Jahren ist von der Fa. Varian die sogenannte StarCell-Pumpe entwickelt worden, die im wesentlichen die Vorteile der Dioden- und Trioden-Pumpen in sich vereinigt, zum Teil noch übertrifft und hinsichtlich der Lebensdauer unerreichbar ist. Bei der StarCell-Pumpe sind die Elemente sternförmig, wabenartig angeordnet. StarCell-Pumpen können sowohl Edelgase (vergleichbar mit Diodenpumpen), als auch Wasserstoff sehr gut pumpen. Dazu läßt sich die StarCell-Pumpe auch schon bei recht hohen Drücken ( $10^{-3}$  mbar) starten, was vergleichbar mit einer Triodenpumpe ist. Eine StarCell-Pumpe liefert die höchste Pumpleistung für Methan, Argon und Helium. Desweiteren eignen sich StarCell-Pumpen besonders gut für den kombinierten Einsatz mit den sogenannten NEG-Pumpen, die ebenfalls in der Apparatur eingesetzt werden. An der Quelle werden zwei StarCell-Pumpen eingesetzt, die den UHV-Bereich und den Spindreherteil evakuieren und jeweils über ein Saugleistung von 300 l/sec verfügen.

Im folgenden wird die Funktionsweise der sogenannten **NEG**-Pumpen (**N**on **E**vaporable **G**etter) beschrieben [SAES]. An der Quelle werden im UHV-Bereich sowie im Spindreherteil zwei NEG-Pumpen mit einer Saugleistung von 1000 l/sec für Wasserstoff und zwei NEG-Pumpen direkt auf dem Kristallhalterflansch mit Saugleistungen von 50 l/sec für Wasserstoff betrieben.

Als Getter-Material für diese „nicht ausgasenden Adsorptionspumpen“ wird eine Zr-V-Fe Legierung mit dem Handelsnamen St 707 verwendet. Diese Legierung ist geeignet, alle aktiven Gase und speziell Wasserstoff und seine Isotope zu pumpen. Aktive Gasmoleküle (wie z.B. Sauerstoff, Kohlenmonoxid und Stickstoff) werden permanent im Volumen des auf Zirkon basierenden Getters absorbiert. Die Aktivierungs-Temperatur der St 707-Legierung beträgt  $450^{\circ}\text{C}$ .

Die charakteristischen Eigenschaften der NEG-Pumpen, die diese von anderen Pumpensystemen unterscheiden, sind die folgenden:

- hohe Pumpgeschwindigkeit für alle aktiven Gase
- konstantes Pumpen unter UHV-Bedingungen ( $10^{-10}$  mbar oder weniger)
- reversibles Pumpen von Wasserstoffisotopen
- Betrieb bei Raumtemperatur nach der Aktivierung
- Betrieb ohne Netzgerät, daraus resultierend eine hohe Sicherheit bei Stromausfall oder anderen Betriebsstörungen
- Betrieb auch in Anwesenheit von hohen Spannungen und Magnetfeldern
- ölfreies und vibrationsfreies Vakuum
- geringes Gewicht.

Diese Eigenschaften machen die NEG-Pumpen ideal für Anwendungen, bei denen das Ultrahochvakuum in Kombination mit Ionengetterpumpen oder Turbomolekularpumpen verbessert werden muß.

Die Abbildung 2.3 zeigt den schematischen Aufbau einer NEG-Pumpe.

Die Kartusche (A) enthält das Getter-Material und besteht in ihrer Basis aus Eisen oder Konstantan. Der Heizdraht (B) besteht aus einer Tantalspule, die spiral auf Aluminium-Elemente gewickelt und von Molybdän-Stäben gehalten wird. Der Trägerflansch (C) ist ein Standard CF-Flansch (DIN 1.4301), der auch die zwei Stromdurchführungen (D) für den Heizleiter aufnimmt. Der elektrische Anschluß (E) ermöglicht die Verbindung der Pumpe zum Netzgerät bzw. zur Kontrolleinheit während des Aktivierens.

Der Pumpprozeß einer NEG-Pumpe basiert auf der chemischen Sorption von aktiven Gasen, die auf die Oberfläche des Getter-Materials treffen. Die sukzessive Sorption von Gasmolekülen sättigt die Oberfläche des Getter-Materials progressiv, bis die Sorption völlig aufhört. Um den Sorptionsprozeß wiederherzustellen, muß das absorbierte Gas in tiefere Schichten des Getter-Materials

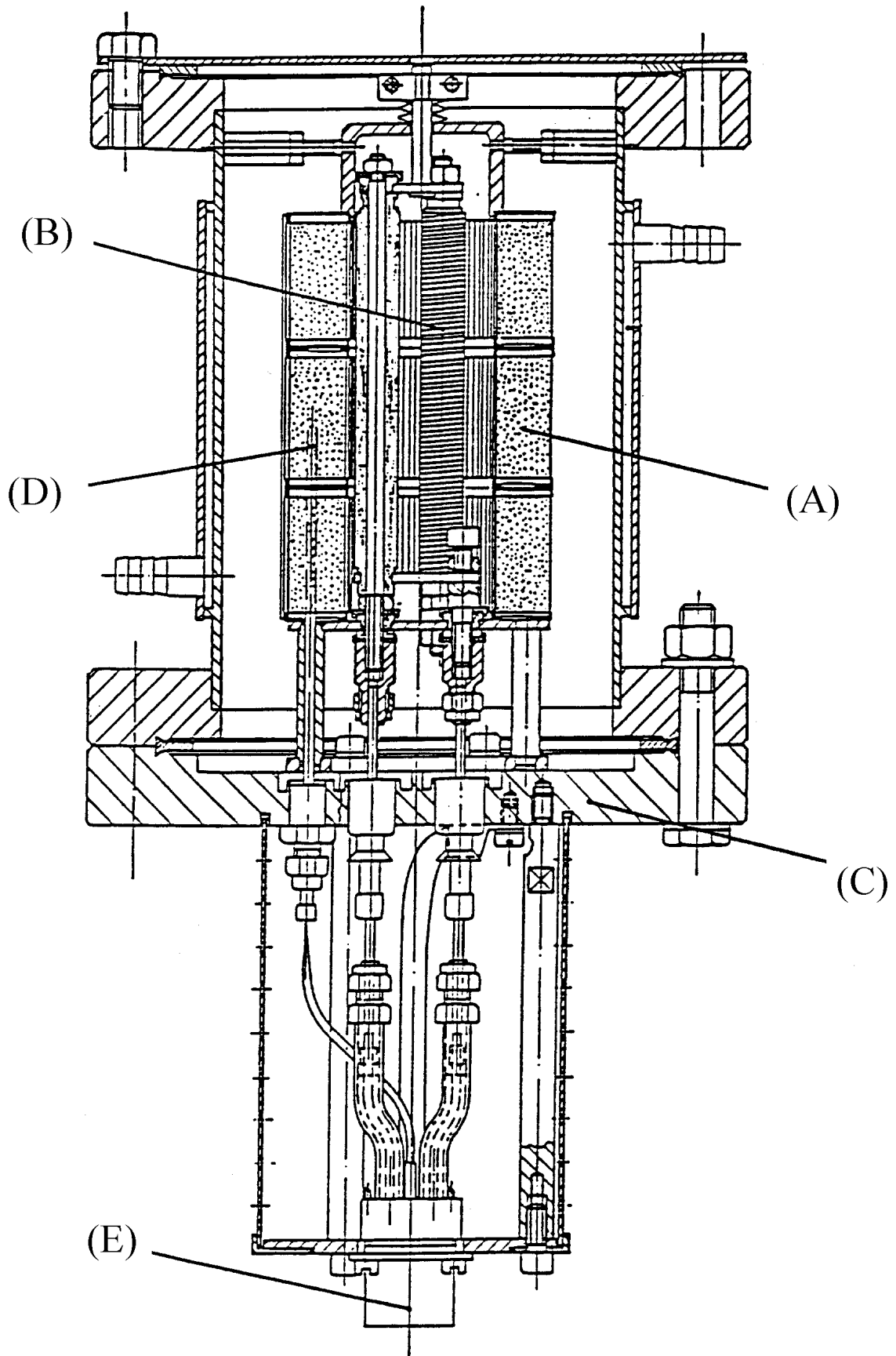


Abbildung 2.3: Aufbau einer NEG-Pumpe [SAES]

eingelagert werden. Dieser Diffusionsprozeß wird erreicht, in dem die Temperatur des Getter-Materials auf 450°C erhöht wird. Dabei wird die Kinetik der gepumpten Gase erhöht und die Gase in tiefere Schichten eingelagert. Die Pumpe ist nach Abkühlen auf Raumtemperatur dann wieder voll einsatzfähig. Eine Kartusche kann auf diese Art etwa 20 - 30 mal aktiviert werden, bis sie gegen eine neue ausgetauscht werden muß. Von erheblicher Bedeutung ist noch, daß die NEG-Pumpe bereits vor dem Ausheizen der gesamten Apparatur auf 450°C ausgeheizt werden muß, damit die dabei freigesetzten Gase aus dem UHV-Bereich abgepumpt werden können. Während der Abkühlphase der Apparatur findet dann eine zweite Aktivierung der NEG-Pumpe statt. Zunächst wird die NEG-Pumpe für ca. eine Stunde auf 450°C erhitzt, anschließend dann etwa 12 Stunden bei 250°C aktiviert. Im Anschluß daran kühlen die NEG-Pumpe und die Apparatur etwa gleich ab, bis Raumtemperatur erreicht wird. Mit fallender Temperatur setzt die Pumpwirkung der NEG-Pumpen ein und verbessert so die Restgaszusammensetzung der UHV-Apparatur entscheidend.

### 2.2.3 Der Kristallhalter

Aus der Abbildung 2.4 ist die Konstruktion des Kristallhalters ersichtlich [Neff]. Der Kristallhalter befindet sich auf einem CF-150 Flansch ①, dessen Material der DIN 1.4429 entspricht. Drei Macor-Stäbe ② halten den aus Molybdän gefertigten Kathodenschirm ③, in den eine Pierce-artige Öffnung eingedreht ist. Der Kristall ④ selber wird über drei Molybdän-Stäbe ⑤ (sog. Molybdän-Käfig) und einer Molybdän-Kappe gehalten. Über einen VAT-Comvat-Membranbalg ⑥ läßt sich der Molybdän-Käfig mit dem Kristall in der Vertikalen bewegen. Dabei wird der CF-35 Flansch mittels einer Graphit-Führung ⑭ im Pneumatik-Gehäuse auf vertikaler Achse gehalten, um zu vermeiden, daß der Kristall beim Einfahren in die Passung des Kathodenschirms verkantet und dann wegen zu hoher mechanischer Belastung bricht. Der Hub beträgt 60 mm, die Lebensdauer des Membranbalgs beträgt 10.000 Lastwechsel. Der Balg wird pneumatisch angesteuert. Die Pneumatik hat gegenüber einem Elektromotor den Vorteil, daß es keine Probleme mit der anzulegenden Hochspannung geben kann. Zwei Federn ⑬ sorgen für einen gleichmäßigen Anpreßdruck des Kristalls in der Molybdänkappe. Dies ist wichtig, um sicherzustellen, daß ein ausreichender elektrischer Kontakt zwischen dem Kristall und dem auf Hochspannung liegenden Halter besteht. Der Kristall wird rückseitig mit einem Ta-Heizdraht ⑦ über Strahlung ausgeheizt. Im zusammengezogenen Balgzustand befindet sich der Kristall, abgeschirmt von zwei Molybdän-Hitzeschilden ⑧, in der Präparationsposition. Auf dem CF-150 Flansch befinden sich zwei 35er Flansche ⑨, die zur Aufnahme von zwei NEG-Pumpen ⑩ dienen, jede mit einem Saugvermögen von 50 l/sec. Diese NEG-Pumpen sollen dazu beitragen, das Vakuum in der unmittelbaren Umgebung des Kristalls zu verbessern. Aufgrund der Hochspannungsverhältnisse eignen sich NEG-Pumpen ganz hervorragend dazu, weil sie nach erfolgter Aktivierung ohne jegliche Netzversorgung arbeiten. In den CF-150 Flansch sind drei weitere CF-16 Flansche ⑪ eingedreht worden, die einen Fensterflansch, eine 10 fach-Stromdurchführung und ein Silberrohrchen aufnehmen (vgl. unten). Der CF-16 Fensterflansch ermöglicht es, den Kristall in der Präparationsposition zu sehen und so den Strahlfleck des Lasers auf dem Kristall zu korrigieren. Im Kathodenschirm befindet sich zu diesem Zweck ein Spiegel aus poliertem Edelstahl. An der 10 fach-Durchführung befinden sich 2 Cäsium-Dispenser ⑫ (4 Anschlüsse), und zwei Anschlüsse werden als Kontaktgeber zum Kathodenschirm benutzt. Die verbleibenden 4 Anschlüsse sind frei.

Der Cs-Dispenser von der Firma SAES Getters enthält Cäsium-Chromat ( $\text{Cs}_2\text{CrO}_4$ ). Wird ein Strom von etwa 5,5 A durch den Dispenser geschickt, so wird eine Temperatur von ca. 500°C erreicht. Dabei wird Cäsium aus dem Dispenser freigesetzt und in die Vakuumkammer abgegeben. Die Konstruktion ist so ausgelegt, daß das Cäsium nur im Bereich der Präparationskammer verteilt wird und nicht in den Bereich der Beschleunigungsstufen gelangt. Der Kathodenschirm sieht also kein Cäsium. Die Effizienz des freigesetzten Cäsiums ist abhängig von der Position des Dispensers zum Kristall. Zwei Dispenser sorgen dafür, daß stets genug Cäsium für den Aktivierungsprozeß zur Verfügung steht. Ein Dispenser kann bei 5 A ca. 24 Stunden betrieben werden.

Der zur Aktivierung des Kristalls notwendige Sauerstoff wird über ein heizbares Silberrohrchen gewonnen. Man nutzt dabei die Tatsache aus, daß Silber bei Temperaturen von einigen hundert Grad Celsius ein deutliches Diffusionsvermögen für Sauerstoff zeigt. Hier wird mit einem Thermokoax-Mantelheizleiter das Silberrohrchen auf etwa 450°C erhitzt. Dazu wird ein Strom von etwa 2,2 A benötigt, die Heizleistung liegt bei ca. 30 Watt. Das Anschweißen des Silberrohrchens an den CF-16 Flansch ist ein recht aufwendiger Fertigungsprozeß. Es muß ein Silberlot verwendet werden, das unter dem Dampfdruck von Silber liegt. Auf den CF-16 Flansch wird zunächst ein Palladiumlot aufgebracht, das für Edelstahl benetzend wirkt. Dann wird das Pa-Lot ausgedreht und bei ca. 550°C das Silberrohrchen in diese Palladiumbohrung eingelötet.

Der gesamte CF-150 Flansch ist von der Firma VAT gefertigt worden. Alle Molybdänteile für den Flansch sind in der institutseigenen Werkstatt bearbeitet worden.

Dieser Kristallhalter erfüllt nach heutigem Stand der Technik alle Vakuumanforderungen bestens. Lediglich ein sogenanntes Schleusensystem („load lock“) kann bei Verwendung dieses Kristall-

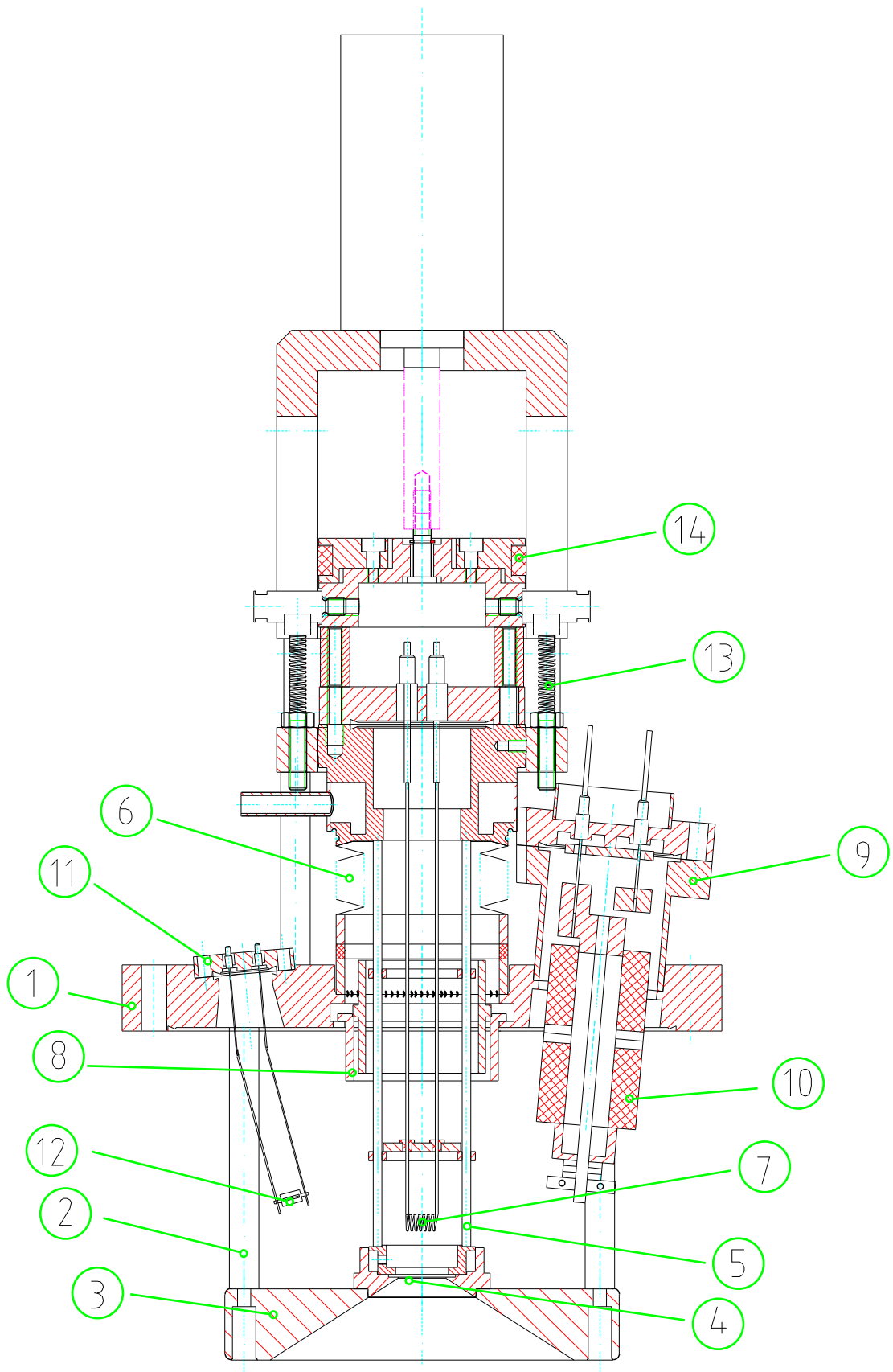


Abbildung 2.4: Aufbau des Kristallhalters [Neff]

halters nicht mehr entwickelt werden. Die vom SLAC eingeführte „load lock“-Technologie hat nämlich den großen Vorteil, daß die UHV-Apparatur prinzipiell nicht mehr belüftet werden muß. Das Dreikammersystem besteht aus einer Arbeitskammer, der Präparationskammer und einer Ladekammer. Somit läßt sich ein Kristallwechsel viel problemloser und schneller durchführen, und ein langwieriger Ausheizprozeß der UHV-Apparatur entfällt. Auch das Formieren der Beschleunigungsstrecke (siehe Kap. 2.2.5) wäre nur einmal erforderlich, und das Dunkelstromproblem wäre einfacher zu bewältigen. In der derzeitigen Anordnung ist zu bemerken, daß zum Formieren der Hochspannung der Kristall in die Präparationskammer zurückgezogen wird, um zu vermeiden, daß der Kristall durch Ionenbombardement zerstört wird.

## 2.2.4 Die Kristall-Heizung

Um eine hohe Quantenausbeute bei möglichst langer Lebensdauer der Kristalloberfläche zu erreichen, spielt die separate Heizung des GaAs-Kristalls eine wichtige Rolle. Im alten Aufbau (siehe Abb. 2.2 in Kapitel 2.1) ist der Kristall über Wärmeleitung mit einem Heizleiter erhitzt worden, wozu eine Leistung von etwa 200 Watt erforderlich war. Die UHV-Schiebedurchführung, auf der sich auch der Kristall befand, war ein Rohr. In dieses wurden von außen der Mantelheizleiter und das Thermoelement gesteckt. Um die Wärmeleitung zwischen dem Mantelheizleiter bzw. Thermoelement und dem Kristall zu verbessern, wurde das Rohr mit Indium gefüllt. Als sehr nachteilig erwies sich dabei, daß der gesamte Kristallhalterflansch mit seiner Peripherie eine Temperatur von ca. 100°C erreichte, sich dabei die Vakuumbedingungen dramatisch verschlechterten und häufiger auch kleine Lecks auftraten. Mit dieser Technik ließen sich nur Lebensdauern der Kristalloberfläche von etwa einer Stunde erreichen. Im Zusammenhang mit der Neukonstruktion des Kristallhalters wurde eine andere Methode für das Ausheizen des Photoemitters realisiert. Der Kristall wird jetzt rückseitig von einem Tantal-Heizdraht durch Strahlung auf die geforderte Temperatur von 600°C gebracht. Der Tantal-Heizdraht hat einen Durchmesser von 0,5 mm, er hat 18 Windungen und wird mit einem Strom von etwa 6 A und einer Spannung von ca. 8 V betrieben. Dies führt zu einer Leistung von etwa 50 Watt.

Die Temperaturmessung stellt nun aber ein Problem dar. Im alten Aufbau wurde die Temperatur der Kristallheizung (siehe oben) mit einem Thermoelement kontrolliert. In der neuen Konstruktion ist dies nicht möglich, weil man das Thermoelement zwischen Heizdraht und Kristall anbringen müßte und die Messung dann aufgrund der unterschiedlichen Reflektionskoeffizienten abhängig von der Position dieser Elemente wäre. Auch aus vakuumtechnischen Gründen ist die Temperaturmessung mit einem Thermoelement nicht realisierbar, weil es keine UHV-tauglichen Temperaturfühler gibt. Eine absolute, kalibrierbare Messung ist aber erforderlich, um Resultate auch mit Apparaturen von anderen Instituten zu vergleichen. Am besten geeignet ist dafür eine berührungslose Temperaturmessung mit einem Pyrometer [Nak1].

Für die Kalibrierung der Temperaturcharakteristik beim Ausheizen des Kristalls wurde eine Testapparatur aufgebaut und darin die Kristalltemperatur über eine pyrometrische Messung ermittelt. Das Prinzip beruht auf der Messung der abgestrahlten Intensität vom erhitzten Material. Das Intensitätsspektrum folgt dem Planck'schen Gesetz, wenn das Material als schwarzer Strahler angenommen wird. Bei der Temperaturmessung des realen Materials muß ein unterschiedlicher Emissionsgrad berücksichtigt werden, der durch das Strahldichteverhältnis aus Material und Schwarzkörper definiert ist. Der Emissionsgrad hängt vom Absorptionskoeffizienten und der Reflektion auf dem Material ab. Aufgrund der Energieerhaltung wird die absorbierte Intensität vom Material wieder emittiert. Daher ist für eine pyrometrische Messung zunächst die Bestimmung des Emissionsgrades wichtig.

Da die Emissivität bis auf einen schmalbandigen Wellenlängenbereich um 1  $\mu\text{m}$  im übrigen Wellenlängenbereich stark temperaturabhängig ist, muß bei der Auswahl eines Pyrometers auf einen schmalbandigen spektralen Meßbereich bei etwa 1  $\mu\text{m}$  geachtet werden. Da es einen Einfluß der Beleuchtung des Pyrometers durch die Heizspule (Untergrund durch weißes Licht) geben könnte, wurde dies untersucht. Um diesen Einfluß abzuschätzen, wurde der Kristall bei ausgeschalteter Heizspule zuerst mit einer Halogenlampe so beleuchtet, daß der Kristall gleich hell erschien wie die Heizspule. Danach wurde die Heizspule eingeschaltet und die Temperatur des Kristalls gemessen. Dann wurde die Halogenlampe ausgeschaltet und die Kristall-Temperatur wieder gemessen. In der pyrometrischen Messung wurde aber kein signifikanter Unterschied im Meßwert festgestellt.

Der Aufbau der Testapparatur wird in Abb. 2.5 skizziert. Der GaAs-Kristall wird von der Heizspule, die hinter dem Kristall sitzt, durch Wärmestrahlung auf 600°C ausgeheizt. Obwohl die Heizspule über 1000°C heiß wird, kann die Messung nicht gestört werden, solange der GaAs-Kristall im spektralen Meßbereich des Pyrometers nicht transparent ist. Diese Voraussetzung ist erfüllt, wenn der maximale Emissionsgrad bei der Wellenlänge  $\lambda \leq \lambda_{\text{cutoff}}$  erreicht ist. Dafür muß der spektrale Meßbereich  $\lambda$  unter 1,1  $\mu\text{m}$  liegen, sowie der Emissionsgrad richtig gewählt werden.



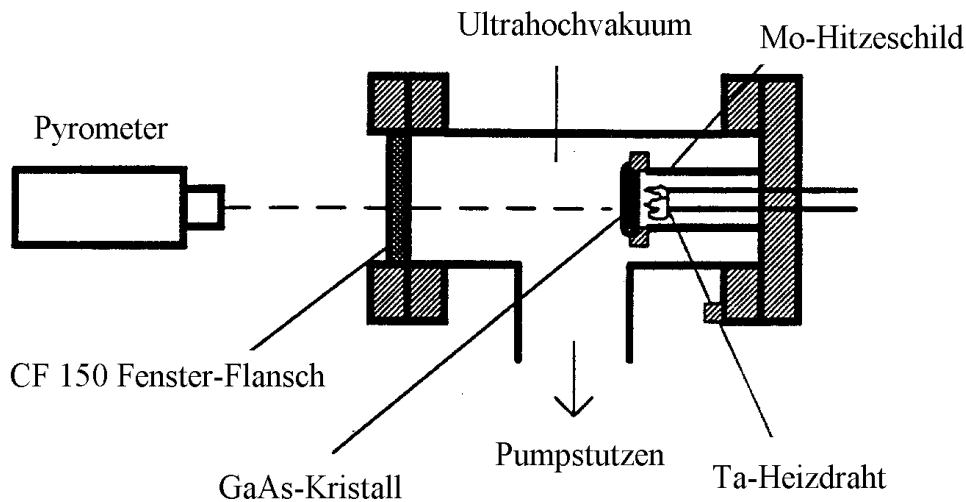


Abbildung 2.5: Aufbau der Testapparatur

Zwei Hitzeschilde aus Molybdän umgeben den Kristall, damit die Wärmestrahlung reflektiert wird und dadurch der Kristall mit möglichst wenig Heizleistung ausgeheizt werden kann. Gleichzeitig wird dabei der Untergrund von der heißen Spule für die pyrometrische Messung minimiert. Das ganze System wurde auf ein Vakuum von weniger als  $1 \cdot 10^{-11}$  mbar evakuiert.

Aufgrund des Transmissionskoeffizienten des Quarzglasfensters, das das Kristallheizsystem vakuumseitig von der Atmosphäre trennt und daher zwischen Objektmaterial und Pyrometer sitzt, wird die Intensität weiter verringert. Bei der Einstellung des Emissionsgrades mußte der Transmissionskoeffizient des Glasfensters berücksichtigt werden. Zur Kompensation der Intensitätsabnahme durch dieses Glasfenster mußte die Empfindlichkeit des Pyrometers erhöht werden. Dazu wurde ein weiteres, gleichartiges Fenster zwischen das Pyrometer und die Apparatur gestellt. Die in dieser Anordnung gemessene geringere Intensität wurde durch Erhöhung der Empfindlichkeit des Pyrometers wieder auf den Meßwert ohne zusätzliches Fenster eingestellt und damit der Korrekturfaktor bezüglich des Eintrittsfensters bestimmt.

Der Abstand zwischen dem Pyrometer und dem Kristall beträgt aus technischen Gründen mindestens 35 cm. Bei diesem Abstand muß die Objektgröße etwa 3 - 10 mm sein. Je kleiner der Meßfleck wird, desto schwieriger ist das Objektiv- und Signalverstärkungssystem zu bauen. Da die Objektgröße für den neuen Kristallhalter etwa 16 mm beträgt und der Untergrund vom metallischen Halter zu vermeiden ist, wird eine Meßfleckgröße von 10 mm gewählt.

Abschließend werden die Spezifikationen an ein Pyrometer zusammengestellt:

- Meßspektralbereich: möglichst schmalbandig, max. Wellenlänge  $1,1 \mu\text{m}$
- nutzbarer Temperaturbereich:  $550^\circ\text{C} - 750^\circ\text{C}$
- Objektgröße: etwa 10 mm im Abstand von 35 cm
- Meßgenauigkeit und Reproduzierbarkeit: besser als 1 %, systematischer Fehler 2 %
- Emissionsgrad: stufenlos einstellbar von 0,2 - 1.

Schließlich soll noch betont werden, daß Temperaturmessungen im Bereich von  $400^\circ\text{C}$  an GaAs-Kristallen aufgrund der Transparenz bei einer Wellenlänge von  $1 \mu\text{m}$  nicht mehr möglich sind.

Sollte in Zukunft ein superlattice-Kristall (siehe Kapitel 1.3) eingesetzt werden, der nur auf maximal  $400^{\circ}\text{C}$  ausgeheizt werden darf, so wäre ein weiterer Trick erforderlich. Um die benötigte Heizleistung zu bestimmen, wird ein anderer Halbleiterkristall verwendet. Zum Beispiel hat In-As einen ähnlichen Emissionsgrad wie GaAs, wird aber unter  $3\ \mu\text{m}$  nicht transparent. Da das Glasfenster bei einer Wellenlänge von  $2\ \mu\text{m}$  je nach Glastyp unterschiedliche Kennlinien für den Transmissionskoeffizienten hat, sollte der spektrale Meßbereich des Pyrometers unter  $2\ \mu\text{m}$  liegen. Ein Ge-Detektor im Pyrometer, der die Wellenlänge zwischen  $1,5$  und  $1,8\ \mu\text{m}$  detektiert, ist für diesen Zweck geeignet.

## 2.2.5 Die Beschleunigungsstrecke

Die Konstruktion der Beschleunigungsstrecke ist in Abbildung 2.6 dargestellt und unterliegt im wesentlichen zwei Anforderungen:

- Die präparierte NEA-Oberfläche der GaAs-Photokathode kann leicht durch den sogenannten Dunkelstrom, der zwischen den Elektroden induziert wird, beeinflusst werden. Der Dunkelstrom führt durch Auslösen von Ionenströmen, die zur Kathode zurückbeschleunigt werden, zu einer Verringerung der Lebensdauer der Photokathode und kann sogar die Kristalloberfläche zerstören. Daher ist es wichtig, den Dunkelstrom so niedrig wie möglich zu halten, um eine lange Lebensdauer der polarisierten Elektronenquelle zu erzielen.
- Um die Gefahr von Hochspannungsüberschlägen zu reduzieren, ist die Beschleunigungsstrecke dreistufig mit einer entsprechenden Spannungsteilerschaltung (siehe Abb. 2.6) ausgelegt worden. Das entspricht dann einer Hochspannung von 40 kV für jede Beschleunigungsstufe. Gegenüber einer einstufigen Auslegung (wie z.B. am SLAC) wird in diesem Fall der Feldgradient (aufgrund der Größe des Aufbaus) reduziert und damit die Betriebssicherheit erhöht. Sollte trotzdem ein höherer Feldgradient benötigt werden, so kann dies durch Änderung der Widerstandskonfiguration erreicht werden.

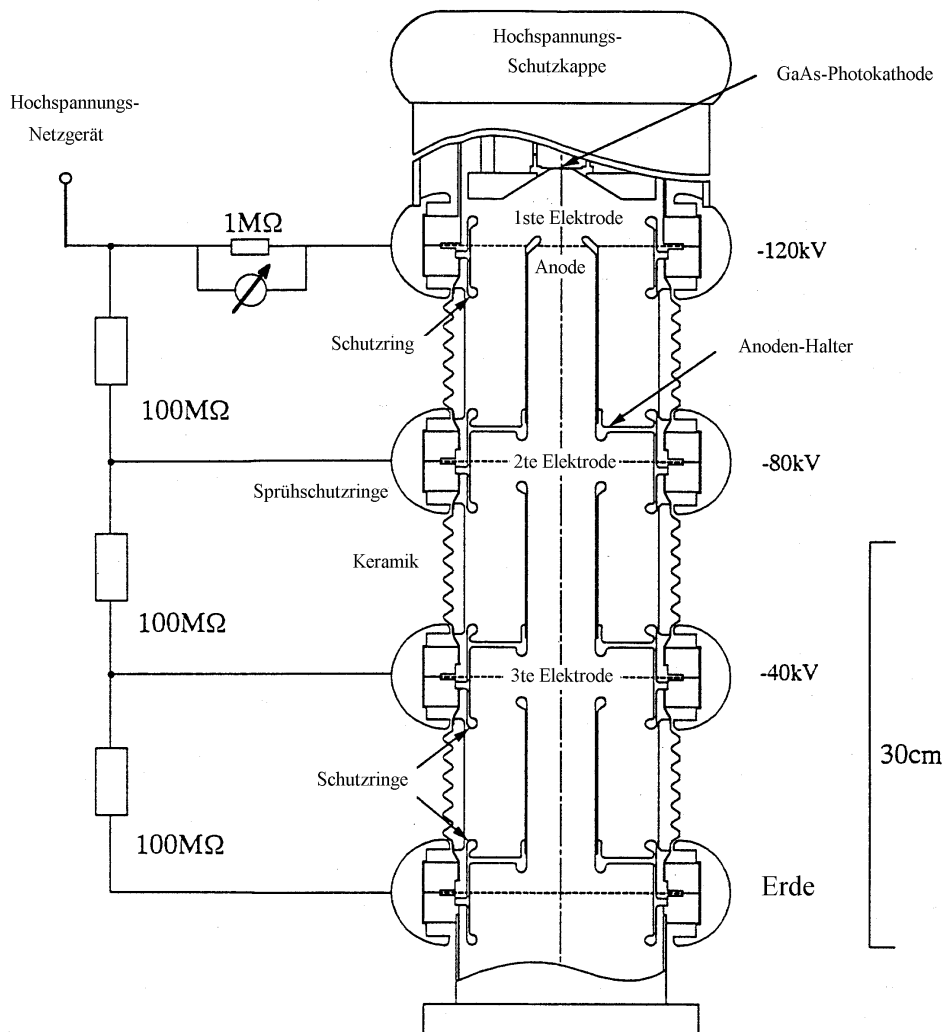


Abbildung 2.6: Aufbau der Beschleunigungsstruktur [Tog1]

Die Keramik wurde spezifiziert und bei der Firma Friatec AG (vormals Friedrichsfeld AG) beschafft. Jeder Isolator muß eine Spannungsfestigkeit von  $\geq 40$  kV haben und zugleich Ultrahochvakuumtauglichkeit besitzen. Den UHV-Test haben die Isolatoren im Aufbau einer kleinen Testapparatur bestanden. Die Keramik besteht aus 96 %  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ; sie ist innen glatt und außen glasiert und gerippt, um den Kriechweg zu verlängern. Die Keramik wird nach dem Mo-Mn-Verfahren metallisiert. Auf dieser Grundmetallisierung kann vernickelt werden. Die Metallisierung ermöglicht Lötungen bis zu  $1.200^\circ\text{C}$  im Vakuumofen oder unter Wasserstoff-Schutzgas-Atmosphäre. Die nach diesem Metallisierungsprozeß vorbereiteten Keramikteile werden dann mit VACON 10/70, einer NiFeCo-Legierung hart verlötet. Das Hartlöteten muß unter Schutzgas oder im Vakuum vorgenommen werden. Als Lotlegierung wird Ag-Cu verwendet. Die Keramik wird dann an CF-150 Flansche angeschweißt. Das Material der CF-Flansche entspricht DIN 1.4429.

Im folgenden wird ausführlich auf die Konstruktion der Elektroden sowie der Schutzringe eingegangen, die auch in einem gemeinsamen Bericht von der Universität Nagoya und der Universität Bonn dargestellt wurden [Tog1].

Für die Auslegung der Elektrodenform und der Schutzringe wurden die elektrischen Felder auf der Oberfläche an verschiedenen relevanten Punkten berechnet. Dazu wurde das Simulationsprogramm POISSON verwendet. Der raumladungsbegrenzte Strom wurde bestimmt durch die geometrische Form der ersten Elektrode und den Abstand zur Kathode. Der Abstand zwischen Kathode und Anode wurde zu 50 mm gewählt, unter Verwendung des Simulationsprogrammes EGUN. Damit ist die Raumladungsgrenze auf etwa 250 mA abgeschätzt worden, bei Anwendung eines Laserflecks von 10 mm Durchmesser auf dem Kristall. Zunächst wurden die elektrischen Felder im Bereich der ersten Beschleunigungsstufe von 40 kV berechnet.

Die Ergebnisse der Rechnung für die Äquipotentiallinien sind in Abb. 2.7 dargestellt. Daraus wurden die folgenden Parameter abgeleitet. Der äußere Durchmesser der Anode beträgt 54 mm, die Krümmungsradien für die Anoden sind 2,5 mm und für die Schutzringe 4 mm. Der Durchmesser des Anodenloches wurde mit 30 mm und der des Anodenrohres mit 50 mm festgelegt. Diese Durchmesser sind nötig, um zu vermeiden, daß der Halo des Elektronenstrahls auf die Anode trifft und dort positive Ionen erzeugt, die dann in entgegengesetzter Richtung zur Kathode beschleunigt werden und den GaAs-Kristall bombardieren. Die maximalen elektrischen Felder wurden berechnet für Punkte auf der Oberfläche der Elektroden sowie in der Nähe des sog. *Tripel*-Punktes und sind in Abb. 2.8 dargestellt. Der Tripel-Punkt ist der Bereich, an dem die Keramik mit der Metallisierung und dem CF-Flansch in Berührung kommt. Das maximale Feld beträgt auf der Kathode 7 kV/cm und auf der Anode 27 kV/cm. Die Felder in der Nähe des Tripel-Punktes sind 17 kV/cm kathodenseitig im Vakuum und 16 kV/cm in Luft. Anodenseitig sind es 12 kV/cm im Vakuum und 13 kV/cm in Luft. Diese Werte sind klein genug im Vergleich mit kritischen Werten, die das Kilpatrick-Kriterium vorhersagt. Somit wurde erwartet, daß die geometrische Struktur sicher gegen Hochspannungszusammenbrüche ausgelegt ist.

Für die zweite und dritte Beschleunigungsstufe wurden ebenfalls die Äquipotentiallinien und elektrischen Felder berechnet. Die Ergebnisse sind in Abb. 2.9 gezeigt. Der Abstand der zweiten und dritten Elektrode wurde zu 30 mm gewählt und der Krümmungsradius der Elektroden zu 4 mm, um zu verhindern, daß der Strahlenhalo die Keramik treffen kann und um einen Zusammenbruch zwischen den Elektroden zu verhindern. Die berechneten Werte für die maximalen Felder sind in Abb. 2.10 eingetragen.

Unter Annahme der obigen Geometrie der Beschleunigungsstufen wurde die Strahlemittanz an einer Stelle 100 mm unterhalb der Kathode mit Hilfe des Programms EGUN studiert. Die Abhängigkeit der Strahlemittanz vom Laserfleck-Durchmesser für verschiedene Pulsströme von 100 mA, 50 mA und 10 mA ist in Abb. 2.11 gezeigt. Für eine minimale Emittanz liefern die Ergebnisse, daß die optimale Größe des Laserflecks auch vom extrahierten Pulsstrom abhängt. Wenn der Raumladungseffekt vernachlässigt werden kann, führt im allgemeinen ein kleiner Laserfleck zu einer kleinen Strahlemittanz. Da aber die geforderte Stromdichte von 100 mA/cm nicht so klein ist, werden hier Raumladungseffekte relevant und müssen berücksichtigt werden. Dabei wird die Emittanz schlechter bei kleinem Laserfleck und steigender Strahlstromdichte. Die Strahl-

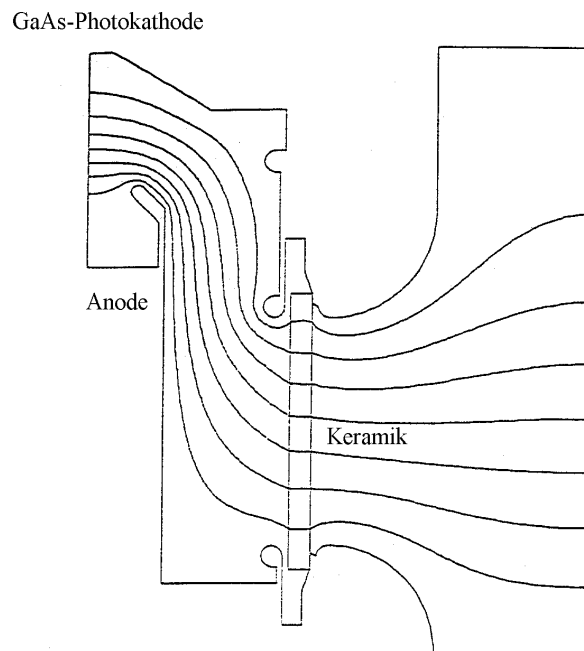


Abbildung 2.7: Äquipotentiallinien auf der ersten Anode [Tog1]

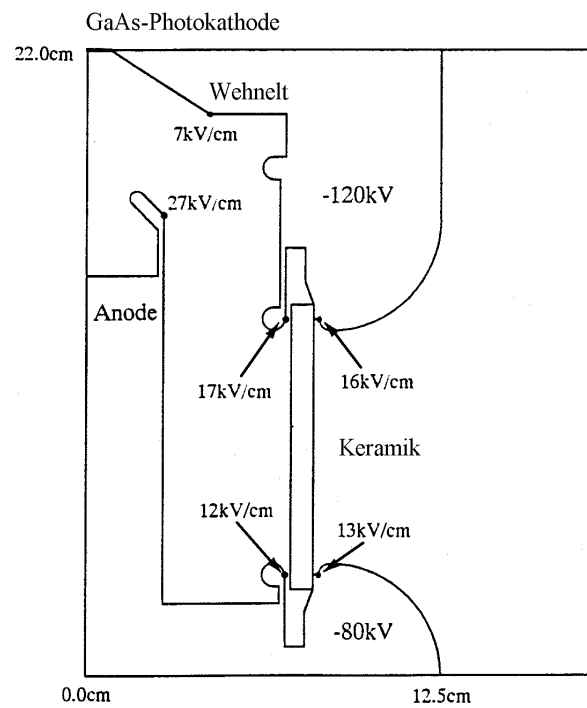


Abbildung 2.8: Elektrische Feldstärken auf der ersten Elektrode [Tog1]

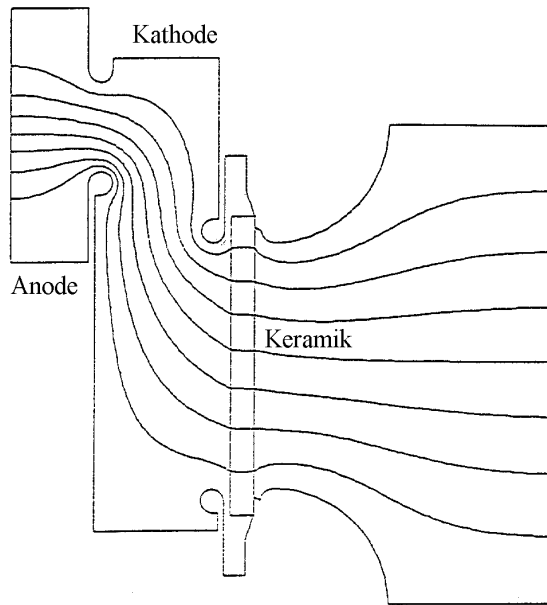


Abbildung 2.9: Äquipotentiallinien der zweiten und dritten Elektrode [Tog1]

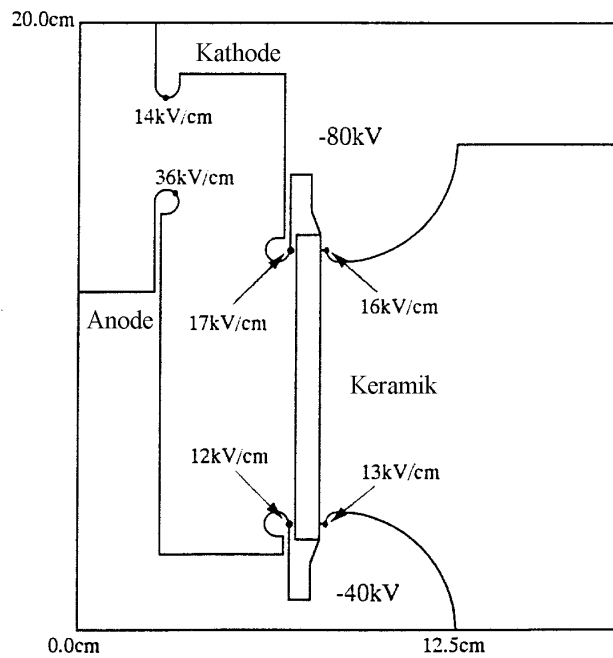


Abbildung 2.10: Elektrische Feldstärken auf der zweiten und dritten Elektrode [Tog1]

Envelope wird nur während der Beschleunigung in der ersten Beschleunigungsstufe bestimmt, während die weiteren Stufen keinen Einfluß auf die Envelope haben. Dies ist wahrscheinlich darauf zurückzuführen, daß der Loch-Durchmesser der Elektroden, verglichen mit dem Querschnitt des Elektronenstrahls in der Nähe der optischen Achse klein ist. Der Einfluß der Laserfleckgröße auf die Elektronenbahn wird in Abb. 2.12 gezeigt. Der Strahlstrom ist dabei mit 100 mA angenommen, bei variablem Laserfleck von 5 und 10 mm Durchmesser.

Desweiteren ist eine sorgfältige Reinigung der Elektrodenoberfläche wichtig, um den Dunkelstrom zu reduzieren. In der Vergangenheit wurden viele Verbesserungen bei Vakuumisolationen für Hochspannungsanwendungen erzielt. Trotzdem gibt es weltweit wenig Erfahrung in der Reinigung von Metalloberflächen, wenn Dunkelströme unter 10 nA bei Hochspannungen von mehr als 100 kV erreicht werden sollen. Diese strengen Bedingungen werden zur Zeit nur für NEA-Photokathoden gefordert. Als Elektrodenmaterial wurde Stahl der US-Norm 316 L entsprechend DIN 1.4429 verwendet. Zur Senkung des Dunkelstroms wurde folgende Technik angewendet. Die Oberflächen-Politur wurde als Kombination aus elektrochemischem und mechanischem Polieren ausgeführt. Damit konnte die Oberflächenrauheit auf unter  $0,1 \mu\text{m}$  reduziert werden. Als Endstufe der Oberflächenreinigung wurden die Elektroden in ultrareinem Wasser, das einen Widerstand von 18 M $\Omega$  hat, gereinigt. Erfahrungen am KEK in Japan haben gezeigt, daß diese Reinigungsmethoden sehr effektiv sind bei der Präparation von Oberflächen in Hochfrequenz-Resonatoren.

Diese Elektroden wurden schließlich in die Keramik-Isolatoren eingesetzt und der Hochspannungstest durchgeführt. Für die dreistufige Beschleunigung ist ein Spannungsteiler aufgebaut worden, der drei 100 M $\Omega$ -Widerstände besitzt, um die einzelnen Stufen mit je 40 kV zu betreiben. Die Hochspannung wird über ein Kabel zugeführt und an den Spannungsteiler angeschlossen. Der Spannungsteiler befindet sich auf einer Troidur-Platte, auf der die drei Widerstände vertikal aufgestellt sind. Mittels einer Plexiglasstange wird die ganze Anordnung mechanisch gehalten. Zwischen den Widerständen befinden sich Aluminium-Ringe, die die Zuleitungskabel zwischen der Widerstandskette und der Beschleunigungsstruktur aufnehmen. An den CF-150 Flanschen der Keramikisolatoren werden Sprühschutzringe aus Aluminium angebracht. Diese dienen einerseits zur Aufnahme der Zuleitung der Hochspannung und andererseits wird die Gefahr von äußeren Überschlügen verringert. Die Halbschalen haben einen Krümmungsradius von 5 cm. Der Strom wird nun in den Zuleitungskabeln vom Spannungsteiler zum Anodensystem gemessen. Das Ergebnis dieser Messung wird in Abb. 2.13 gezeigt. Während dieser Messungen lag das Vakuum bei  $1 \cdot 10^{-11}$  mbar. Bei 120 kV wurde ein Dunkelstrom von etwa 3 nA gemessen. Dies ist deutlich weniger als 10 nA und damit werden die Auslegungs-Kriterien voll erfüllt.

Um möglichst niedrige Dunkelströme zu erzielen, muß die Beschleunigungsstrecke durch Konditionieren der einzelnen Beschleunigungsstufen formiert werden. Unter dem Formieren versteht man das langsame Hochfahren der Hochspannung jeder Beschleunigungsstufe auf 45 kV. Während des Formierens wird der Dunkelstrom mit einem (y,t)-Schreiber aufgenommen (siehe Abb. 2.14). Im zeitlichen Verlauf des Formierens erkennt man Amplituden, die auf innere Überschlüge hindeuten. Diese Überschlüge sind vor der Aktivierung des Kristalls und während des Betriebes der Quelle besonders kritisch für die Lebensdauer der Kristalloberfläche. Es werden dabei Ionen produziert, die zur Kathode zurückbeschleunigt werden und den Kristall bombardieren können. Deshalb wird der Kristall auch während des Formierens der Beschleunigungsstrecke in die Präparationsposition zurückgezogen (siehe Abschnitt 2.2.3). Treten beim Hochfahren der Hochspannung Überschlüge auf, so wird das Hochfahren gestoppt. Die Konditionierung der Beschleunigungsstrecke dauert maximal 24 Stunden für jede Strecke, wenn erstmals nach einer Ausheizprozedur des UHV-Bereichs formiert wird. Nach einer Kristallaktivierung geht das Formieren dann wesentlich schneller. Während des Formierens muß das Massenspektrometer ausgeschaltet sein, weil dieses das Vakuum verschlechtert und damit der Photostrom beeinflusst wird.

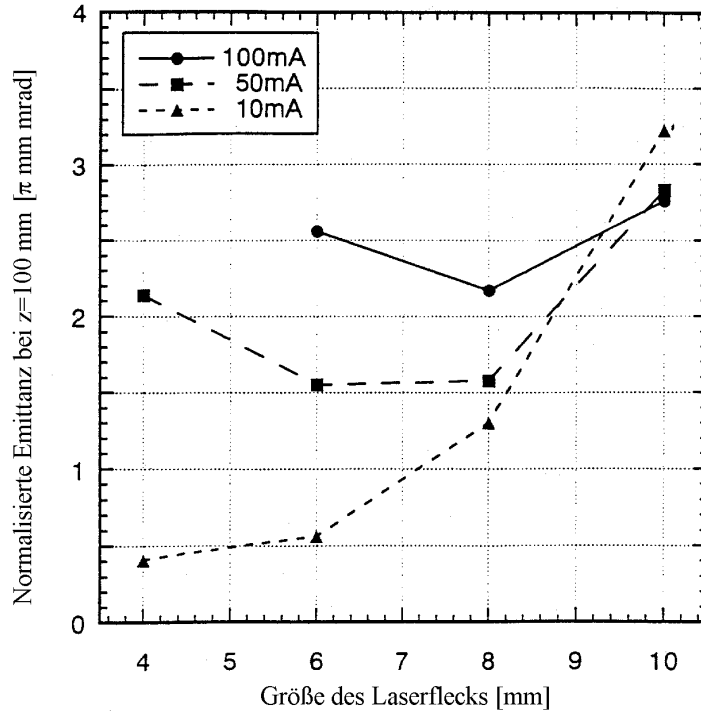


Abbildung 2.11: Abhängigkeit der Strahlemittanz von der Größe des Laserflecks [Tog1]

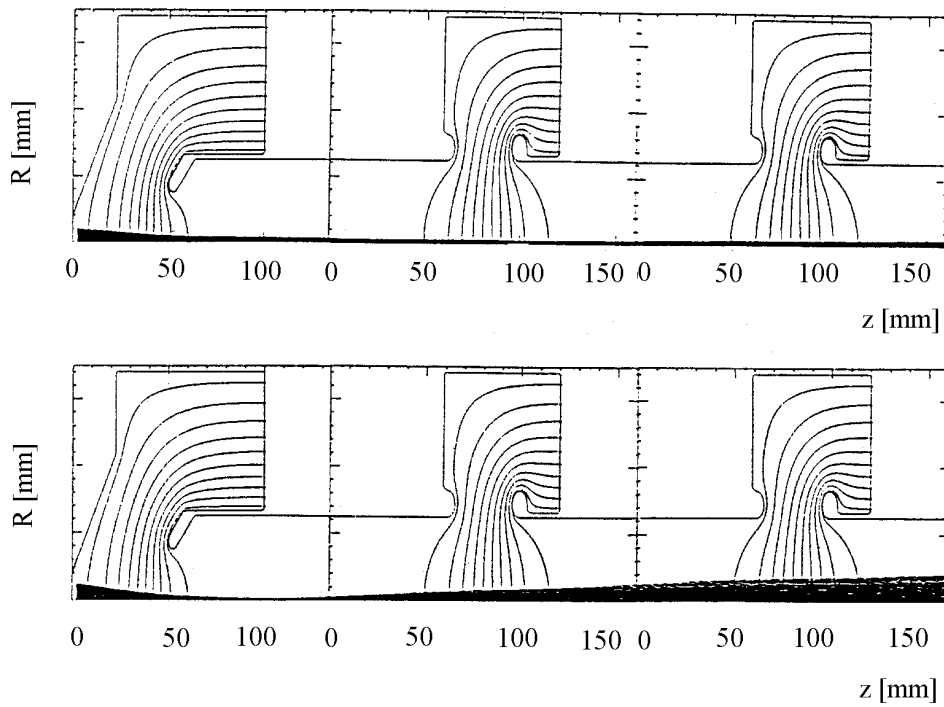


Abbildung 2.12: Einfluß der Laserfleckgröße auf die Elektronenstrahl-Envelope [Tog1]



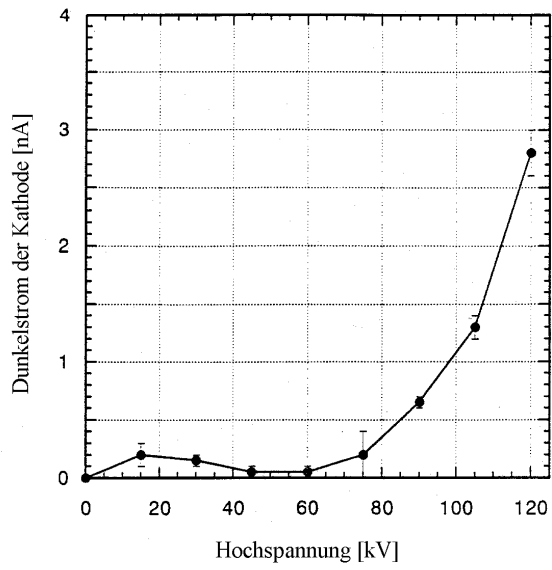


Abbildung 2.13: Dunkelstrom in Abhängigkeit von der Hochspannung

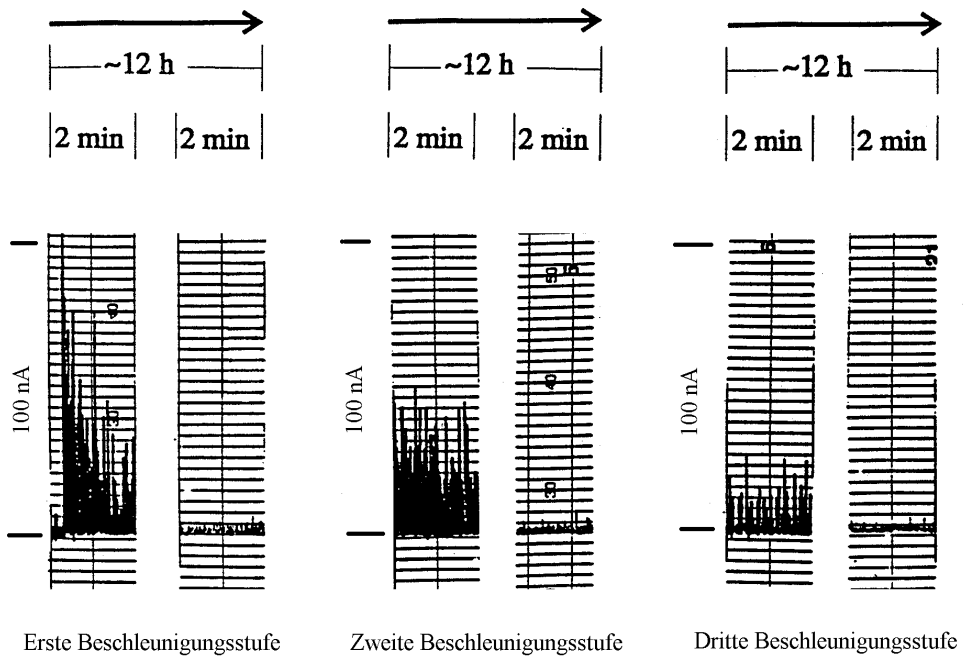


Abbildung 2.14: Zeitlicher Verlauf des Formierens der drei Beschleunigungsstufen

### 2.2.6 Der zentrale UHV-Rezipient

An die Beschleunigungsstrecke ist der zentrale UHV-Rezipient angeschlossen, der in Abbildung 2.15 dargestellt ist. Die obere Abbildung zeigt die Seitenansicht, und die untere Zeichnung zeigt die Draufsicht. Das zentrale Element ist hier ein UHV-Würfel ① der Firma RIAL. In diesen Würfel mit der Kantenlänge 206 mm sind auf allen sechs Flächen CF-150 Flansche eingedreht. Vakuumtechnisch ist dies ein erheblicher Vorteil gegenüber herkömmlichen Doppelkreuzstücken, bei denen alle Flansche aufwendig eingeschweißt werden müssen. Das Material des Würfels besteht aus ESU-geschmiedetem Edelstahl der DIN 1.4429. In vertikaler Richtung durchquert der Elektronenstrahl die Keramik ⑨, ein Distanzstück ⑧ und den Würfel. Strahlabwärts befindet sich ein Reduzierflansch von CF 150 auf CF 35 und ein 35er Membranbalg ⑩, an den ein VAT-Ganzmetall-Durchgangsventil ⑥ angeschlossen ist. Dieses Ventil trennt den UHV-Bereich von dem sich anschließenden Spindreherteil. An die verbleibenden 4 CF-Flansche werden folgende Aggregate angeflanscht:

1. eine StarCell-Ionengetterpumpe ② mit einem Saugvermögen von 300 l/sec
2. die Vorvakuumleitung, abgetrennt durch ein 63er Ganzmetall-Eckventil ⑦ der Firma Varian
3. ein 150er T-Stück zur Aufnahme der NEG-Pumpe ③ mit einem Saugvermögen von 1.000 l/sec, sowie das Quadrupol-Massenspektrometer ④
4. ein Gaseinlaßsystem ⑪ zur Zuleitung von Sauerstoff aus einer Sauerstoffflasche, sowie die Varian-UHV-Meßröhre ⑤ zur Messung des Totaldrucks im UHV-Bereich und ein Blindflansch ⑫.

### 2.2.7 Das Massenspektrometer

Der Quadrupol-Analysator besteht aus der Ionenquelle, dem Massenfilter (Stabsystem), dem Ionendetektor (Auffänger) und dem Anschlußkopf [Bal]. Die Ionen entstehen durch Stoß zwischen den Elektronen und den Molekülen des zu analysierenden Gasgemisches. Die Ionenquellen zum Analysator QMA 125 zeichnen sich durch folgende Eigenschaft aus: Die Spannung zwischen Ionisierungsraum und Erde ist höher als die zwischen Ionisierungsraum und Kathode. Infolgedessen hat die Kathode ebenfalls positive Spannung gegen Erde. Damit die Ionen im Massenfilter auf die erforderliche niedrige Energie von einigen eV abgebremst werden, darf auch das mittlere Potential des Massenfilters nur wenige Volt niedriger sein, als das des Ionisierungsraums.

In Abbildung 2.16 ist der prinzipielle Aufbau des Quadrupol-Analysators gezeigt.

Es wurde eine geeignete Ionenquelle gesucht und dabei folgende Ionenquellentypen in diesem Aufbau eingesetzt:

1. Axialbeam-Ionenquelle
2. UHV-Gitter-Ionenquelle

Die *Axialbeam-Ionenquelle* liefert Ionen mit schmaler Energieverteilung und kleiner Geschwindigkeitskomponente quer zur Achse, so daß man mit dem Massenfilter eine gute Auflösung bei hoher Empfindlichkeit erhält. Es zeigte sich aber, daß die Axialbeam-Ionenquelle zur Restgasanalyse im Druckbereich von einigen  $10^{-11}$  mbar nicht geeignet ist. Nach Einschalten des Massenspektrometers verschlechterte sich der Gesamtdruck um ca. eine Größenordnung. Als Kathodenmaterial dieser Ionenquelle wurde Rhenium verwendet. Damit wurden die folgenden Erkenntnisse gewonnen:

Wird das Massenspektrometer über mehrere Tage betrieben, so verbessert sich der gemessene Gesamtdruck langsam. Nach ca. zwei Wochen permanenter Betriebszeit ist dann der gemessene

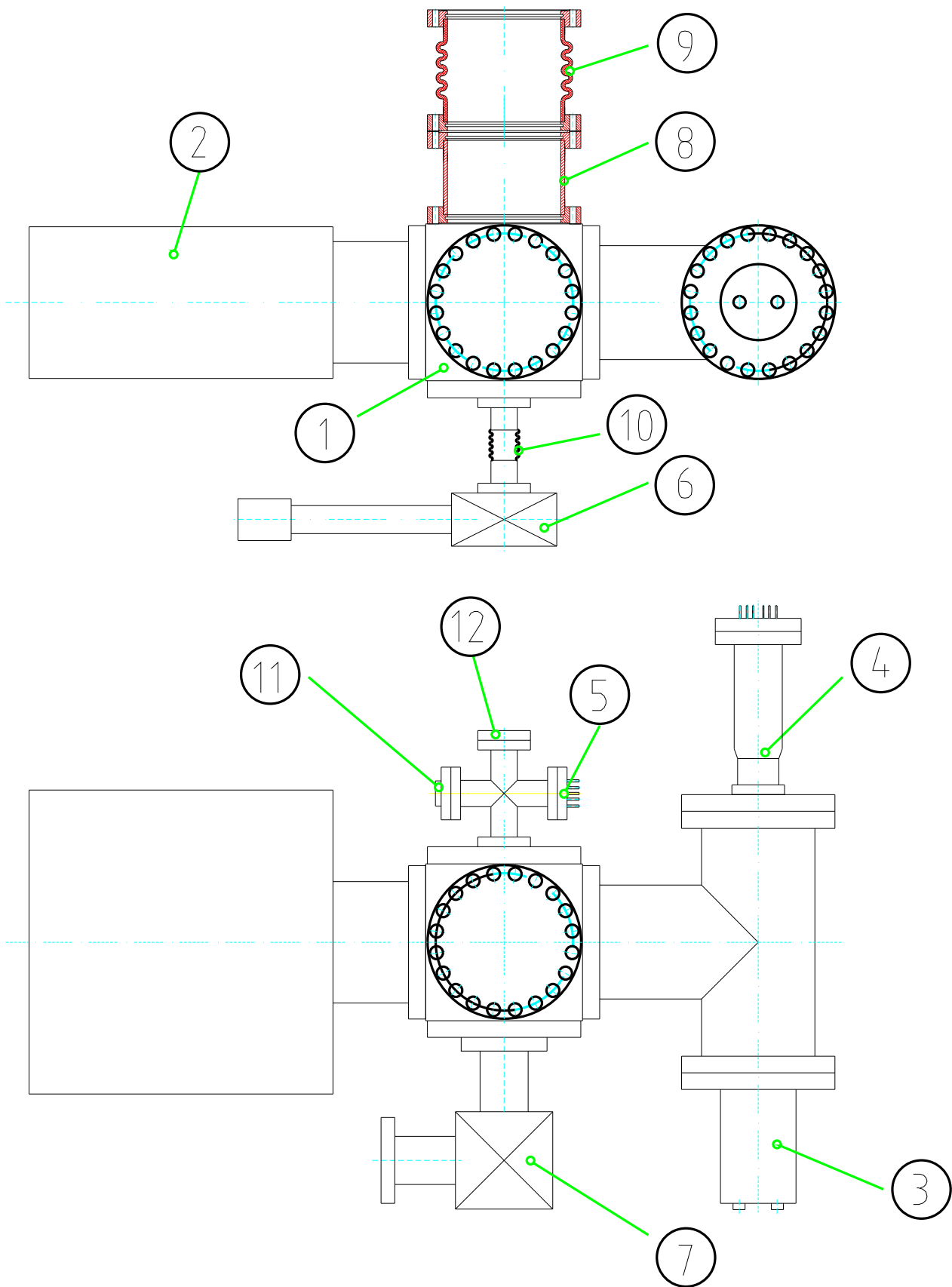


Abbildung 2.15: Zentraler UHV-Rezipient in Seitenansicht (oben) und Draufsicht (unten)

Totaldruck mit dem Meßwert vor dem Einschalten des Massenspektrometers vergleichbar. Allerdings ist dann meist keine Restgasanalyse mehr möglich, da innerhalb der zwei Wochen die Rhenium-Kathode restlos verdampft ist.

Daraufhin wurde nach einer anderen Ionenquelle gesucht.

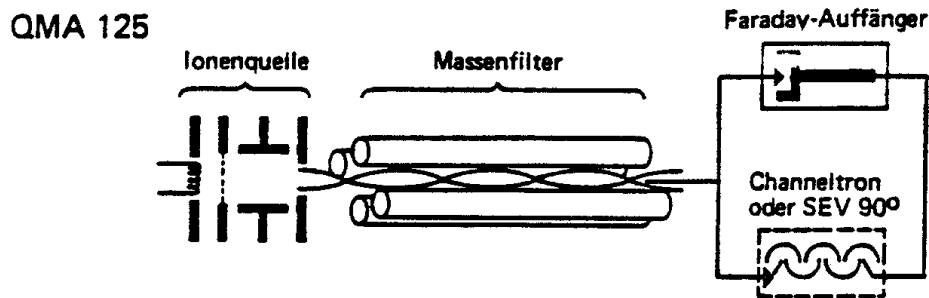


Abbildung 2.16: Aufbau eines Quadrupol-Analysators [Bal]

Die offene Bauweise der *UHV-Gitter-Ionenquelle* eignet sich speziell für die Restgasanalyse im Ultrahochvakuum. Die Auswahl der Materialien, der Aufbau und die Entgasungsmöglichkeit durch Elektronenbeschuß ergeben beim Betrieb eine sehr geringe Abgas- und Desorptionsrate. Die von der Ringkathode emittierten Elektronen werden zum Gitter beschleunigt. Die innerhalb des Gitters durch Elektronenstoß gebildeten Ionen werden durch die geerdete Eintrittsblende des Massenfilters extrahiert und gelangen durch die zentrale Blendenbohrung in das Massenfilter. Die Kathode ist durch einen Mittelkontakt in zwei Hälften unterteilt. Beide Hälften können getrennt oder gemeinsam betrieben werden. Das Kathodenmaterial ist Wolfram. Nachdem diese UHV-Gitter-Ionenquelle installiert war, konnten vernünftige Restgasanalysen durchgeführt werden.

Das Massenfilter ist als Stabsystem ausgelegt und besteht aus vier zylindrischen Stabelektroden, deren exakte Anordnung ausschlaggebend ist für ein einwandfreies Funktionieren (Massentrennung, Stabilität und Empfindlichkeit). An das Stabsystem wird im Betrieb eine veränderbare Hochfrequenzspannung angelegt, sowie eine dazu proportionale Gleichspannung. Die Schwingungseigenschaften der Ionen im resultierenden elektrischen Feld bewirken, daß abhängig von der Amplitude nur Ionen eines bestimmten Masse-Ladungs-Verhältnisses den Ionendetektor erreichen, während die übrigen aussortiert werden.

Der Ionendetektor ist für empfindliche Messungen ein Channeltron oder Sekundärelektronen-Vervielfacher (SEV). Der SEV wandelt den auftreffenden Ionenstrom in einen erheblich stärkeren Ionenstrom um. Das Channeltron ist eine gebogene Glasröhre, deren innere Oberfläche eine definierte niedrige Leitfähigkeit aufweist.

Mit dem Quadrupol-Massenspektrometer QMG 125 von der Firma Balzers ist das in Abb. 2.17 gezeigte Massenspektrum aufgenommen worden. Es wird hier ein typisches Massenspektrum gezeigt, aufgenommen nach dem Ausheizen der Apparatur. Anhand dieses Massenspektrums werden im folgenden die Signale diskutiert. Der Totaldruck lag unter  $1 \cdot 10^{-11}$  mbar. Wie schon erwähnt, dominiert im Massenspektrum des UHV das Wasserstoff-Signal mit einem Partialdruck von  $8 \cdot 10^{-12}$  mbar. Alle anderen Signale liegen mehr als eine Größenordnung unter dem Wasserstoff-Signal. Wasserstoff ist für die Kristalloberfläche unschädlich und beschränkt nicht die Lebensdauer der Quelle. Im gezeigten Massenspektrum erkennt man bei der Massenzahl 12 ein Signal, das den Kohlenstoff anzeigt. Ein weiteres Signal liefert die Massenzahl 16, der Methan zuzuordnen ist. Es könnte sich zwar auch um Sauerstoff handeln, aber dann müßte auch ein deutliches Signal bei der Massenzahl 32 existieren. Bei der Massenzahl 18 sieht man das Signal für Wasser. Die Massenzahlen 28 und 44 zeigen die Moleküle Kohlenmonoxid und Kohlendioxid. Der Massenzahl 28 könnte man auch Stickstoff ( $N_2$ ) zuordnen, dies ist aber auszuschließen, weil

es kein erkennbares Signal bei der Massenzahl 14 gibt. Diese Elemente sind alle für die Vergiftung der Kristalloberfläche verantwortlich. Daher wurde mit dem Massenspektrometer eine sorgfältige Restgasanalyse durchgeführt, um daraus die entsprechenden Konsequenzen bezüglich der Materialauswahl und der Ausheizprozesse zu veranlassen. Um lange Lebensdauern des Kristalls zu erreichen, müssen die oben genannten Massen im Partialdruckbereich von einigen  $10^{-13}$  mbar gehalten werden.

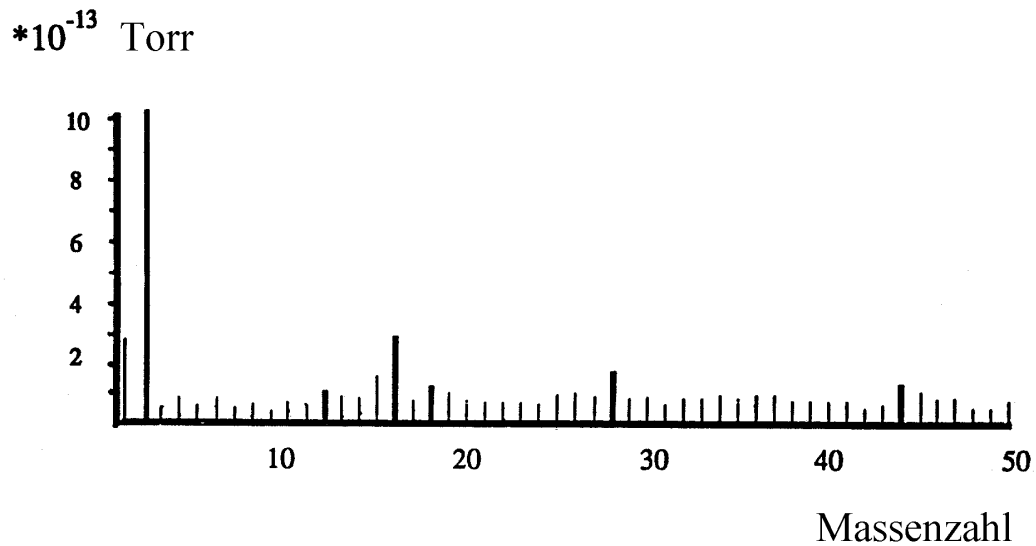


Abbildung 2.17: Massenspektrum des UHV-Bereichs nach dem Ausheizen

## 2.3 Der Transferkanal

### 2.3.1 Der Spindreher

Der polarisierte Elektronenstrahl hat nach seiner photoelektrischen Auslösung eine longitudinale Spinorientierung bezüglich des eingestrahnten Laserlichtes, d.h. der Spin ist parallel oder antiparallel zur Impulsrichtung ausgerichtet. Die beiden folgenden Aspekte erfordern nun eine Spindrehung von longitudinaler Polarisation in transversale Polarisation bezüglich der Impulsrichtung:

1. Die Messung des Polarisationsgrades erfolgt durch Mott-Streuung.
2. Bei der Beschleunigung von polarisierten Elektronenstrahlen in Zirkularbeschleunigern bleibt nur die transversale Spinkomponente erhalten (siehe Kap. 4.1).

Im Spindreherteil, der als elektrostatischer Zylinderkondensator ausgelegt ist, wird die Spindrehung von longitudinaler auf transversale Orientierung und die erforderliche Bahnlenkung um  $90^\circ$  aus der Vertikalen in die Horizontale durchgeführt. Man kann sich den Spindreher als ein gekrümmtes Wien-Filter vorstellen, bei dem der Impulsvektor der Elektronen und die angelegten elektrischen und magnetischen Felder jeweils senkrecht zueinander stehen, also

$$\vec{E} \perp \vec{B} \perp \vec{p}.$$

Die Drehfrequenz  $\Omega_s$  des Spinvektors relativ zum Impuls ist durch folgenden Ausdruck gegeben:

$$\Omega_s = \frac{eE}{mv} \left[ \left( \frac{g}{2} - 1 \right) - \frac{g}{2\gamma^2} \right] + \frac{eB}{m} \left( \frac{g}{2} - 1 \right). \quad (2.3)$$

Für die Drehfrequenz  $\Omega_p$  des Impulsvektors gilt folgende Beziehung:

$$\Omega_p = -\frac{eE}{m\gamma v} - \frac{eB}{m\gamma}. \quad (2.4)$$

Setzt man  $B = 0$  und bildet das Verhältnis für die Drehfrequenzen, so erhält man den Ausdruck:

$$\Omega_p = \Omega_s \frac{g}{\frac{g}{2}(1 - \gamma^2) + \gamma^2}. \quad (2.5)$$

Dabei bedeuten:  $e$  = Elementarladung  
 $m$  = Masse des Elektrons  
 $E$  = elektrische Feldstärke  
 $v$  = Geschwindigkeit der Elektronen  
 $g$  = g-Faktor  
 $\gamma$  = Lorentzfaktor  
 $B$  = magnetische Feldstärke.

Bei Elektronenenergien von 120 keV und damit für  $\gamma = 1,235$  ergibt sich, daß der Spin der Elektronen in einem  $90^\circ$ -Zylinderkondensator nicht um  $90^\circ$  bezüglich des Impulses gedreht werden kann. Für eine Impulsablenkung von  $90^\circ$  ergibt sich, daß der Spin nur um  $73,2^\circ$  bezüglich des Impulses gedreht wird. Die notwendige  $90^\circ$ -Spindrehung würde zu einer Impulsablenkung von  $111^\circ$  führen. Ein Spindreher dieser Art transferiert die longitudinale Polarisation nicht vollständig in eine transversale Polarisation, sondern führt zu einer Depolarisation von etwa 4 %. Für eine ideale Spindrehung müßte dem elektrischen Feld noch ein magnetisches Feld überlagert werden, das den Elektronenstrahl auf eine entsprechende Sollbahn durch den Zylinderkondensator führt. Für die ersten Versuche wurde auf das Korrekturmagnetfeld verzichtet, weil sich die elektronenoptischen Eigenschaften bei idealer Spindrehung verschlechtern und der relativ geringe Polarisationsverlust in Kauf genommen werden kann. Bei einem Radius der Elektronenbahn

von 0,15 m, einem Plattenabstand der Elektroden von 16 mm und einer Elektronenenergie von 120 keV wird zur Zeit mit Ablenkspannungen von  $U = +11,5$  kV bzw.  $U = -11,5$  kV gearbeitet. Die Abb. 2.18 zeigt den mechanischen Aufbau des Spindreherteils [Nuh]. Die 80 mm breiten Zylinderflächen des Kondensators sind aus 4 mm starken, polierten Edelstahlblechen gefertigt. Sie werden durch Isolatoren aus Macor-Glaskeramik auf Abstand gehalten. Am Eingang und Ausgang des Spindrehers befinden sich Strahlblenden, die an einen ringförmigen VIIA-Halter geschraubt sind. Die Zylinderflächen werden mit Klemmschrauben in einem Rohrbogen befestigt, der dem Sollbahnradius entspricht. Vor dem Eintritt in den Spindrehler befindet sich eine Tantal-Blende mit einer lichten Öffnung von 16 mm. Diese Tantal-Blende dient dazu, daß im Spindrehler erzeugte Ionen nicht bis zum Kristall zurückbeschleunigt werden können. Die Ablenkspannung wird über zwei Spannungsdurchführungen auf die Kondensatorplatten übertragen.

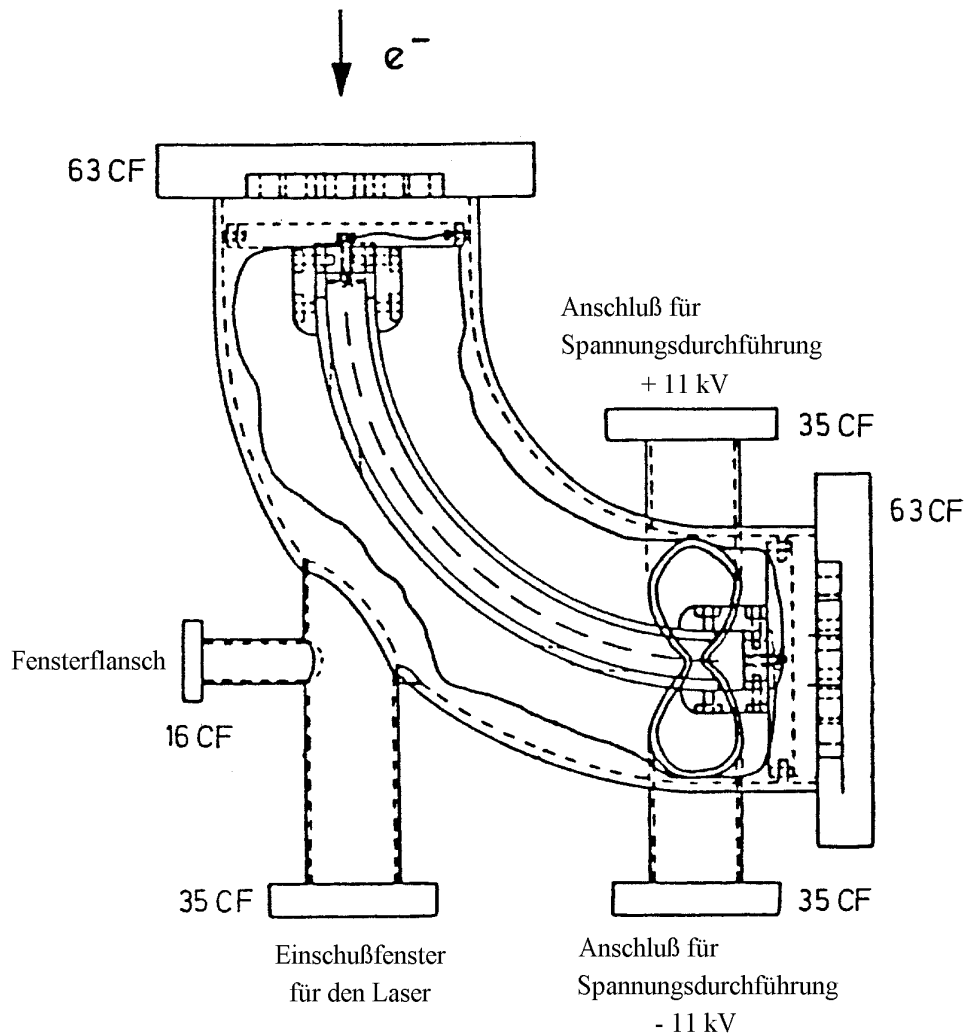


Abbildung 2.18: Mechanischer Aufbau des Spindrehers [Nuh]

### 2.3.2 Die Mott-Streukammer

Unter Mott-Streuung versteht man die spinabhängige elastische Streuung von Elektronen im Coulomb-Potential von schweren Kernen. Die Mott-Streuung berücksichtigt die Kopplung des magnetischen Momentes des Elektrons mit dem Coulombfeld des Kerns, die durch die Bewegung des Elektrons im elektrischen Feld des Kerns auftritt (Spin-Bahn-Wechselwirkung). Das magnetische Moment  $\vec{\mu}$  des Elektrons ist über den  $g$ -Faktor als Proportionalitätsfaktor mit dem Spin  $\vec{S}$  verknüpft und wird durch nachfolgende Gleichung ausgedrückt:

$$\vec{\mu} = -g \frac{e}{2mc} \cdot \vec{S}. \quad (2.6)$$

Im Ruhesystem des Elektrons bewegt sich der Kern um das Elektron. Diese Spin-Bahn-Wechselwirkung induziert ein Magnetfeld, das eine repulsive oder attraktive Kraft auf das Elektron bewirkt und sich in einer polarisationsabhängigen Winkelverteilung der gestreuten Elektronen äußert.

Der attraktive bzw. repulsive Zusatzterm tritt auf, wenn das magnetische Moment  $\vec{\mu}$  parallel bzw. antiparallel zum Magnetfeld  $\vec{H}$  des Kerns steht. Daraus folgt, daß die Wechselwirkungsenergie

$$E_{LS} = -\vec{\mu} \cdot \vec{H}$$

verschieden ist und daß man eine Zählratenasymmetrie  $A$  erhält:

$$A = \frac{N_l - N_r}{N_l + N_r} = P_l \cdot S(\Theta, Z, E). \quad (2.7)$$

Dabei bezeichnen  $N_l$  und  $N_r$  die Zählraten für die nach links und rechts unter dem Winkel  $\Theta$  gestreuten Elektronen,  $P_l$  ist die transversale Polarisation des Elektronenstrahls und  $S(\Theta)$  ist die *Sherman-Funktion*.

Die Sherman-Funktion ist die Asymmetriefunktion und zeigt eine Abhängigkeit vom Winkel der gestreuten Elektronen unter Berücksichtigung der Elektronenenergie. Bei Elektronenenergien von 120 keV erreicht die Sherman-Funktion die größten Werte bei einem Streuwinkel von 120° (Abb. 2.19). Die Zählratenasymmetrie wird maximal, wenn der Polarisationsvektor der Elektronen

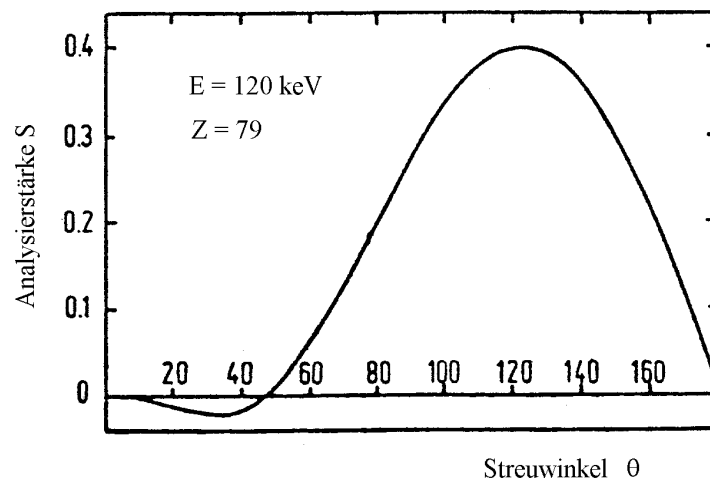


Abbildung 2.19: Sherman-Funktion in Abhängigkeit vom Streuwinkel  $\Theta$

senkrecht zum Impulsvektor und senkrecht zur Streuebene steht.

Aufgrund der Abhängigkeit von der Kernladungszahl  $Z$  werden für die Streuung der Elektronen Elemente mit großem  $Z$  verwendet. Aus Gründen der technischen Realisierbarkeit eignet sich Gold ( $Z = 79$ ) am besten als Targetmaterial.



Der polarisierte Elektronenstrahl wird an freitragenden Goldfolien gestreut. Im folgenden wird dazu die Herstellung der Goldfolien beschrieben [Sch].

Zur Herstellung freitragender Goldfolien werden beschichtete Träger für den Aufdampfprozeß verwendet. Als Trägermaterial wird eine Zucker-Aerosol-Lösung benutzt. Glasplättchen der Größe 80 x 25 mm (Mikroskop-Objektträger) werden dafür als Trägermaterial verwendet. Zum Beschichten werden diese Glasplättchen in die warme, kleisterartige Zucker-Aerosol-Lösung eingetaucht, so daß sie von einem dünnen Film des Trägermaterials überzogen werden. Anschließend werden die präparierten Glasplättchen in die Aufdampfapparatur eingebracht. Mithilfe einer Maske lassen sich auf jedem Objektträger drei runde Folienstücke produzieren. Das Gold wird in einem Wolfram-Schiffchen verdampft, das sich in einer Aufdampfapparatur befindet. Die Aufdampftrate liegt bei ca. 0,1 nm pro Sekunde.

Die Foliendicke wird mit einem Schwingquarz gemessen. Das Meßprinzip ist folgendes: Es wird die Verstimmung eines 5 MHz-Schwingquarzes bestimmt, der sich im Strahl des Golddampfes befindet. Außerhalb der Aufdampfapparatur befindet sich ein Referenzquarz. Aufgrund der Massenbelegung des Meßquarzes kommt es zu einer Frequenzdifferenz zwischen Referenz- und Meßquarz. Die Verringerung der Frequenz wird von einem Zähler angezeigt. Der Fehler in der Schichtdickenbestimmung mit der Quarzmethode wird mit etwa 4 % abgeschätzt.

Die auf diese Art hergestellten Goldfolien müssen nun von den Glasplättchen befreit werden. In einer mit warmem oder gar heißem Wasser gefüllten Schale werden die beschichteten Glasträger schräg eingetaucht, so daß sich die Zucker-Aerosol-Schicht langsam vom Glasträger ablöst. Die Goldfolien schwimmen dann auf der Wasseroberfläche. Mit Aluminium-Trägern werden sie dann vorsichtig aus dem Wasser gefischt. Für die Mott-Streuung wurden Goldfolien der Dicken  $100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ ,  $200 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  und  $300 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  entsprechend 52 nm, 100 nm und 155 nm hergestellt.

Aufgrund der endlichen Foliendicke tritt bei der Polarisationsmessung Kleinwinkel- und Mehrfachstreuung auf, die durch Einführen einer *effektiven* Sherman-Funktion  $S_{\text{eff}}$  berücksichtigt werden muß [Weg]. Experimentell läßt sich die effektive Sherman-Funktion in einem Extrapolationsverfahren ermitteln [Bro]. Dabei wird die gemessene Streuasymmetrie gegen die Dicke der Streufolie aufgetragen. Aus der Extrapolationskurve kann man für verschiedene Foliendicken den Wert der zugehörigen effektiven Sherman-Funktion ablesen.

Die Asymmetrie-Messungen werden mit einem HeNe-Laser oder einem Dioden-Laser je nach verwendeter Kristallsorte durchgeführt. Die Leistung der Laser wird mit geeigneten Graufiltern abgeschwächt, um die Zählraten zu begrenzen und die Zähler nicht in Sättigung zu betreiben.

Der Nachweis der Polarisation erfolgt durch Streuung an den Goldfolien, die sich auf einem Foliennrad befinden. Sechs Positionen können mit Folien verschiedener Dicke besetzt werden, um eine möglichst genaue Extrapolation auf die Foliendicke Null durchführen zu können. Das Foliennrad ist in einem Streutopf auf einer Drehdurchführung befestigt, so daß jede gewünschte Position einstellbar ist. Die Zähl Elektronik wird unter einem Winkel von  $120^\circ$  aufgebaut. Zum Nachweis der gestreuten Elektronen werden Halbleiter-Detektoren, sogenannte Oberflächensperrschicht-Zähler verwendet, deren Arbeitsweise man analog zu der einer gasgefüllten Ionisationskammer beschreiben kann.

### 2.3.3 Das Transportsystem zum Linac

In einem ca. 7 m langen Strahlrohr wird der polarisierte Elektronenstrahl dem Linac zugeführt. Am Ende des Transferkanals befindet sich zwischen der thermischen Kathode und dem Prebuncher ein Dipolmagnet, der die Injektion in den Linac ermöglicht. Auf dem Strahlrohr befinden sich kurze magnetische Linsen, sog. *Solenoid*e. Diese Fokussierelemente sind jeweils paarweise angeordnet und werden von einem Netzgerät gegensinnig erregt. Da im Feld einer magnetischen Linse Larmor-Präzession auftritt, muß der Einfluß auf den Polarisationsvektor beim Durchlaufen eines Fokussierelements sofort mit dem *anderen*, gegensinnig erregten Element kompensiert werden.

Einen erheblichen Einfluß übt das Erdmagnetfeld auf die Strahlführung aus. Mit folgender Beziehung kann die Strahlablenkung  $s$  im Einfluß des Erdfeldes ausgedrückt werden:

$$s = \frac{e \cdot B \cdot l^2}{2 \cdot m \cdot \gamma \cdot v} \quad (2.8)$$

mit  $e$  = Elementarladung

$B$  = magnetisches Erdfeld, Horizontalkomponente =  $1,49 \cdot 10^{-5}$  Vsec/m  
Vertikalkomponente =  $4,26 \cdot 10^{-5}$  Vsec/m

$l$  = Weglänge des Elektronenstrahls, bezogen auf 1 m

$m$  = Masse des Elektrons =  $9,1 \cdot 10^{-31}$  kg

$\gamma$  = Lorentzfaktor = 1,2348 bei 120 keV

$v$  = Geschwindigkeit der Elektronen.

Bei einem Strahltransport von einem Meter erfährt der Strahl in der Horizontalen eine Ablenkung von etwa 17 mm; in der Vertikalen beträgt die Ablenkung ca. 6 mm. Der Einfluß des Erdmagnetfeldes läßt sich verringern, indem möglichst das gesamte Strahlführungssystem mit sogenanntem  $\mu$ -Metall (weichmagnetisches Blech) abgeschirmt wird. Die magnetische Abschirmung ist um so vollständiger, je höher die Permeabilität des verwendeten Werkstoffes ist und je geschlossener ihre Form ist. Die Abschirmgehäuse werden entweder tiefgezogen oder aus Blechen durch Schneiden und Biegen hergestellt. Für das Transportsystem der polarisierten Quelle wurden die Bleche durch Biegen und Schneiden in die benötigte Form gebracht. Dabei wurde versucht, möglichst große Biegeradien zu realisieren, um die Abschirm-Eigenschaften des Materials nicht zu sehr zu zerstören. Nach dem Biegen von  $\mu$ -Metall empfiehlt sich ein erneutes Glühen der behandelten Materialien, um wieder die Anfangs-Permeabilität herzustellen. Aus Kosten- und Zeitgründen ist aber auf diese Maßnahme verzichtet worden. Die Abschirmkraft hat durch die mechanische Behandlung etwa 50 % eingebüßt. Durch die Kombination von Werkstoffen mit hoher Permeabilität und hoher Sättigung kann praktisch eine vollkommene Abschirmung erreicht werden. Zur Beschreibung der Wirksamkeit einer Abschirmung wird das Verhältnis des äußeren magnetischen Feldes  $H_a$  zum in der Abschirmung gemessenen Restfeld  $H_i$  benutzt. Der Abschirmfaktor  $H_a : H_i$  läßt sich näherungsweise wie folgt darstellen und erreicht für die konkreten Verhältnisse in der Strahlführung einen Wert von 500:

$$\frac{H_a}{H_i} = \frac{4d}{3D} \cdot \mu \quad (2.9)$$

mit  $d$  = Blechdicke = 1,5 mm

$D$  = mittlerer Durchmesser des Abschirmgehäuses in Feldlinienrichtung

$\mu$  = Werkstoff-Permeabilität.

Das  $\mu$ -Metall Hyperm 766 wurde bei der Firma Krupp Widia [Kru] beschafft und entspricht DIN 17405 RNi 5. Es handelt sich hier um eine Nickel-Eisen-Legierung, die 75 - 81 % Nickel mit Zusätzen von Cu, Cr und Mo enthält. Der Höchstwert der Koerzitivfeldstärke beträgt 5 A/m; dies ist die wichtigste Kenngröße weichmagnetischer Werkstoffe. Ihr Wert bestimmt die scheinbare Remanenz in einem offenen Magnetkreis. Die Anfangs-Permeabilität (bei  $H = 0,4$  A/m) von Hyperm 766 liegt bei 35.000, die Maximal-Permeabilität beträgt 90.000. Mit diesem  $\mu$ -Metall wird

der Quellenaufbau vom Ganzmetallventil zwischen dem UHV-Bereich und dem Spindrehler bis zur Injektion in den Linac abgeschirmt. Die einzelnen Elemente, wie z.B. der Spindrehler, werden innerhalb des Quellengestells in entsprechende Gehäuse aus  $\mu$ -Metallplatten eingepackt. Für Durchführungen und Ventile wurden Aussparungen vorgesehen, die wiederum mit Abdeckplatten versehen werden können. Im Bereich des Transferkanals wurde die Größe der Abschirmung den Abmessungen der Solenoide auf dem Rohr angepaßt. Am Ende eines jeden Abschnitts der Abschirmung wurden Endkappen konstruiert, die verhindern sollen, daß das Erdmagnetfeld an diesen Stellen auf den Strahl eingreifen kann.

Während der Beschleunigung im Linac wird der Polarisationsvektor beim Durchlaufen von magnetischen Fokussierlinsen, die sich auf dem Beschleunigerrohr befinden, in der Art beeinflusst, daß der transversale Polarisationsvektor Larmor-Präzession ausführt. Um eine maximale transversale Polarisation bezüglich der Synchrotronebene bei der anschließenden Beschleunigung im Synchrotron und im Stretcherring zu erhalten, wird ein 40 cm langes Solenoid verwendet, das über das Strahlrohr des Transferkanals geschoben wird. Mit diesem Solenoiden wird eine „Vordrehung“ des Spins in der gleichen Größe, aber in entgegengesetzter Richtung erreicht, wie der Spin sie durch den Einfluß der Linac-Linsen erfährt.

Aufgrund des gemessenen longitudinalen Polarisationsgrades mit Møllerstreuung (siehe Kapitel 4.3) kann durch Variation des Stroms im Solenoiden ein Maximum der transversalen Polarisation erreicht werden [Bre2]. Diese Messungen wurden bereits 1978 durchgeführt, als polarisierte Elektronenstrahlen aus der Fano-Quelle in das 2,5 GeV-Synchrotron injiziert wurden, und sind in Abbildung 2.20 dargestellt.

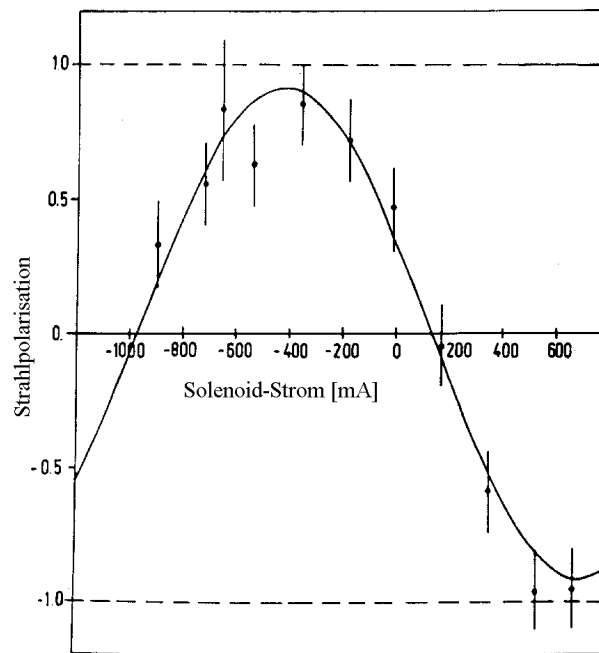


Abbildung 2.20: Wirkungsweise des Solenoiden auf die Polarisation [Bre2]

## 2.4 Das Lasersystem

Die Anforderungen an das Lasersystem sind im wesentlichen von den gegebenen Parametern des Beschleunigers und der Quelle für polarisierte Elektronenstrahlen abhängig und sind nachfolgend zusammengestellt:

- Wiederholrate: 50 Hz, aufgrund der Taktfrequenz des Synchrotrons
- Pulslänge: 1  $\mu\text{sec}$ , analog zur Injektionszeit mit der thermischen Kathode
- Pulsenergie: 1 mJ am Kristall, um bei einer Quantenausbeute von 1 % eine Intensität von 100 mA zu erzeugen und dabei noch einen Faktor 10 Reserve zu haben
- Wellenlängenbereich: 700 - 900 nm, um flexibel für den Einsatz von verschiedenen Kristallen zu sein
- Strahlquerschnitt: 5 - 10 mm am Kristall, um die Elektronenoptik verändern zu können
- Puls-zu-Puls-Stabilität:  $\leq 10 \%$ , um eine möglichst gleichmäßige Füllung im Synchrotron zu erhalten
- Lebensdauer der Blitzlampen: ca. 5 Tage, das entspricht bei 50 Hz-Dauerbetrieb mehr als 20 Millionen Schuß.

Wie schon im Kapitel 2.1 erwähnt, wurden verschiedene Lasersysteme an der Quelle eingesetzt. Für den Betrieb der polarisierten Quelle wurde schließlich ein blitzlampengepumpter Titan:Saphir-Laser angeschafft, der die o.g. Spezifikationen im Vergleich zu anderen Systemen am besten erfüllt. Bei diesem Laser handelte es sich um einen Prototyp, der von der Firma *Elight Laser Systems* in Teltow produziert wurde. Weltweit gab es zum Zeitpunkt der Beschaffung nur zwei Ti:Sa-Laser mit einer Wiederholrate von 50 Hz. Das zweite Lasersystem wird am SLAC betrieben und ist in Eigenleistung konstruiert worden. Im folgenden werden die physikalischen Grundlagen des Ti:Sa-Lasers vorgestellt [Ank, Kol].

Aufgrund der hohen thermischen Leitfähigkeit und der mechanischen Stabilität eignet sich Saphir sehr gut als Wirtsmaterial für einen Laserkristall. Titan gehört zur Gruppe der Übergangsmetalle und besitzt dreifach ionisiert als  $\text{Ti}^{3+}$  nur ein einzelnes 3d-Elektron. Wenn ein Ion in ein Saphir-Wirtsgitter ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) eingebracht wird, dann ersetzt das Ti-Ion ein Al-Ion in der rhomboedrischen Einheitszelle und ist von jeweils 6 Sauerstoffatomen in Form eines Oktaeders umgeben. Aufgrund der unterschiedlichen Ionenradien kommt es zur trigonalen Deformierung des Kristallgitters und einer Aufspaltung des 5 fach entarteten Grundzustandes (siehe Abb. 2.21).

Der breite Abstimmbereich resultiert aus einer starken Jahn-Teller-Kopplung der Elektronen des  $\text{Ti}^{3+}$ -Ions mit den Atomen des Saphir. Das Spektrum ist kontinuierlich. Für die rötliche Färbung des Kristalls ist ein blau-grünes Absorptionsband verantwortlich, das aus dem Übergang  $T_2 - E$  resultiert. Diese sogenannte vibronische Kopplung ist das wesentliche Merkmal des Ti:Saphirs als Lasermaterial und ermöglicht auch erst die Abstimmbarkeit der Wellenlänge. Die Abbildung 2.22 zeigt das Absorptions- und Emissionsverhalten im Ti:Sa-Kristall für  $\sigma$ - und  $\pi$ -polarisierte Pumpstrahlung.

Das Termschema ist in Abb. 2.23 dargestellt und entspricht dem eines Vier-Niveau-Lasers. Desweiteren ist die Lebensdauer des oberen Laserniveaus temperaturabhängig und nimmt mit steigender Temperatur ab. Bei Raumtemperatur (300 K) beträgt die Lebensdauer noch 3,1  $\mu\text{sec}$ , bis 200 K beträgt sie 3,85  $\mu\text{sec}$ . Die optische Anregung des  $\text{Ti}^{3+}$ :Saphir-Kristalls mit Blitzlampen führt zu hohen Pulsenergien und Repetitionsraten bei einem hohen Gesamtwirkungsgrad, also dem Verhältnis von Laserenergie zu elektrischer Energie. Aufgrund des Emissionsspektrums, der hohen thermischen Belastbarkeit und der Zuverlässigkeit und Lebensdauer eignen sich lineare Xenon-Blitzlampen ideal zum optischen Pumpen von Festkörper-Lasermaterialien. Der Pumpwirkungsgrad ist besonders hoch, wenn Lampe und Laserstab gleiche Dimensionen haben.

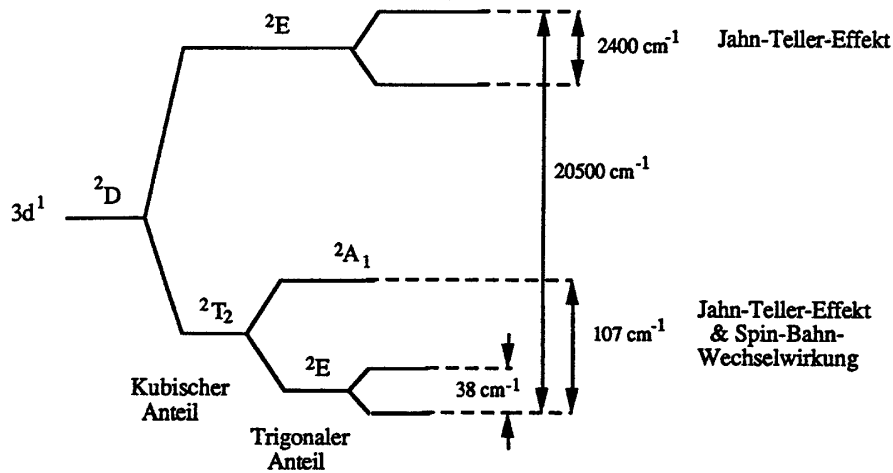


Abbildung 2.21: Aufspaltung des 5 fach entarteten Grundzustandes [Kol]

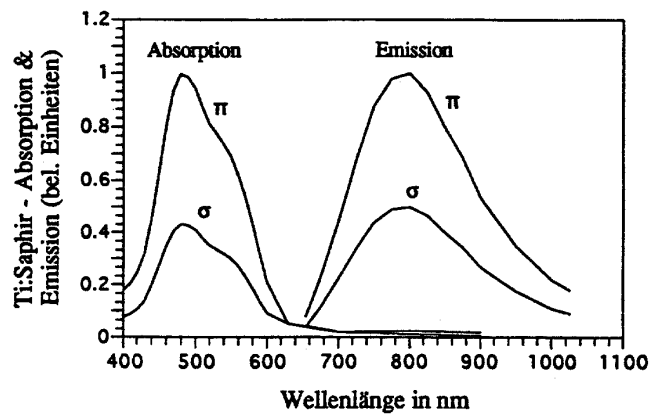


Abbildung 2.22: Absorptions- und Emissionsverhalten im Ti:Sa-Kristall [Kol]

Die Lebensdauer der Blitzlampe wird eingeschränkt durch Erosion der Quarzglaswandung oder Abputtern von Elektrodenmaterial. Hohe Pulsströme in der Mikrosekundenentladung sorgen für erhöhten thermischen und mechanischen Streß. Um die angestrebte Lebensdauer von  $2 \cdot 10^7$  Schuß zu erzielen, ist es besser, den Laserstab mit 4 Blitzlampen zu pumpen. Der spektrale Anteil des Pumplichts unterhalb von 350 nm hat den Nachteil, daß UV-Absorptionen im Laserkristall Farbzentren erzeugen, die die Lasereffizienz reduzieren. Der UV-Anteil muß deshalb mittels eines geeigneten UV-Konverters (z.B. Quarzglas) herausgefiltert werden. Der Laserkopf bzw. die Kavität hat einen erheblichen Einfluß auf den Gesamtwirkungsgrad des Lasersystems. Mittels einer sogenannten diffusen Kavität werden die 4 Blitzlampen nahe an den Laserstab gebracht, um möglichst viel Pumplicht direkt auf den Stab abzubilden. Der Reflektor liegt nahe um die Lampen. Als Reflektormaterial dient hochreflektierender Kunststoff, sog. *Spectralon*. Die Abbildung 2.24 zeigt den Querschnitt der diffusen Laserpumpkammer. Die Verwendung von 4 Blitzlampen verlängert in einer diffusen Pumpkammer die Lebensdauer der Blitzlampen entscheidend.

Das Blitzlampenlicht wird dadurch erzeugt, daß die in einem Kondensator gespeicherte elektrische Energie durch die Lampe entladen wird. Da die Lebensdauer des oberen Laserniveaus mit  $3,1\text{ }\mu\text{sec}$  sehr kurz ist, werden an die Treiberkreise erhöhte Anforderungen gestellt. Die Basis für eine gleichmäßige Entladung bildet ein kontinuierlicher Strom von ca. 100 mA durch die Lampe

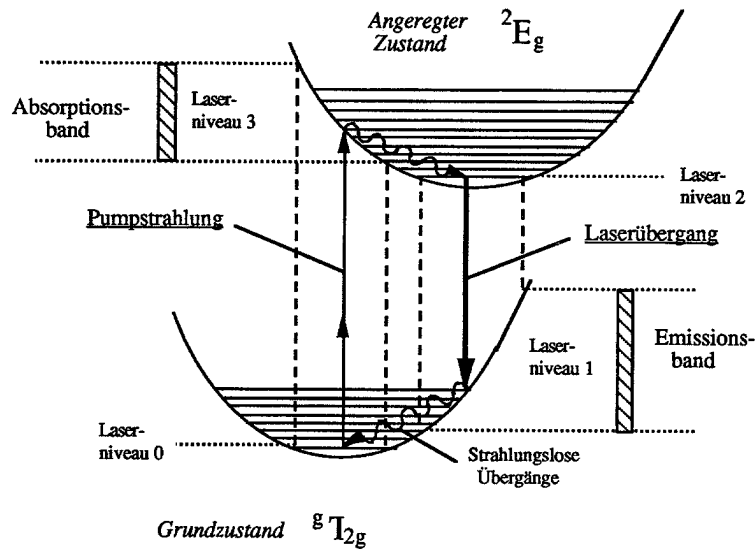


Abbildung 2.23: Termschema des Ti:Sa-Lasers [Kol]

(sog. Simmerstrom). Vor dem eigentlichen Hauptpuls wird ein Vorpuls mit ca. 20 A und einer Pulsdauer von ca. 150  $\mu\text{sec}$  gezündet, der die Induktivität der Blitzlampen herabsetzt und damit ein effektives Zünden des Hauptpulses ermöglicht. Dies ist wichtig, um die Lebensdauer der Blitzlampen zu erhöhen. Der Hauptpuls selbst erreicht eine Stromstärke von ca. 5 kA bei einer Pulsdauer von mehr als 3  $\mu\text{sec}$ . Die Abbildung 2.25 zeigt den beschriebenen Sachverhalt [Ul].

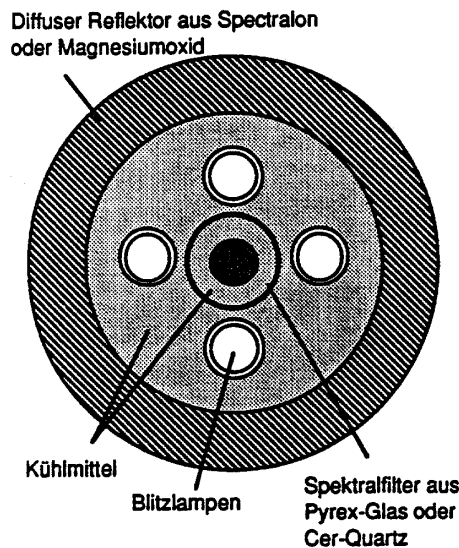


Abbildung 2.24: Querschnitt einer diffusen Laserpumpkammer [Kol]

Der Ti:Saphir-Laser liefert ohne Güteschaltung Laserpulse mit einer Dauer von ca. 10  $\mu\text{sec}$ . Ein zeitaufgelöster Laserpuls ist in Abbildung 2.26 gezeigt. Die Pulsleistung beträgt bei dieser Meßreihe 188 mJ bei einer Blitzlampenspannung von 11 kV. Um die geforderte Pulslänge von 1  $\mu\text{sec}$  zu erzielen, wird ein Pulsschneidesystem verwendet. Es handelt sich hierbei um eine Pockelszelle mit anschließendem Polarisator (Glan-Thompson Prisma), die außerhalb des Laserresonators

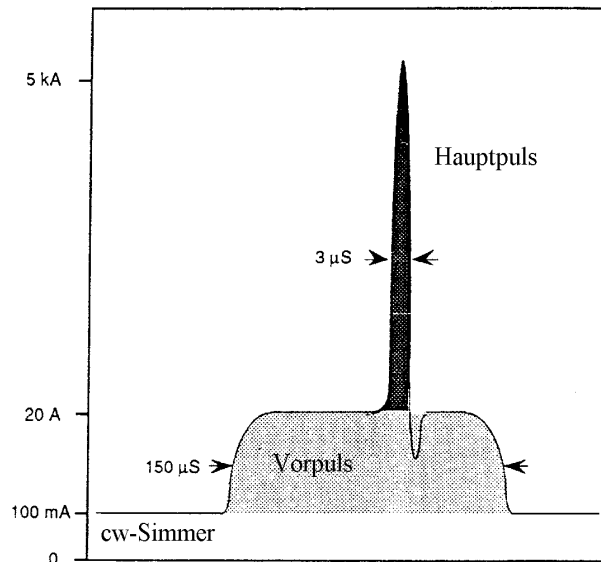


Abbildung 2.25: Prinzip des zeitlichen Verlaufs des Simmer-Systems [Ulb]

betrieben wird. Das Laserlicht ist am Ausgang des Laserresonators linear polarisiert. Der Pulschneider wird nun so betrieben, daß der Laserpuls bei spannungslosem Betrieb der Pockelszelle im Glan-Thompson Prisma um  $90^\circ$  aus der ursprünglichen Richtung in einen Strahlsumpf abgelenkt wird (Abb. 2.27). Bei entsprechend gewählter Spannung an der Pockelszelle wird die lineare Polarisation des Laserlichtes um  $90^\circ$  gedreht und das Licht geradlinig durch die Anordnung durchgelassen (siehe Abb. 2.28).

Der Laserpuls wird strahlabwärts vom Pulsschneidesystem in eine optische Faser eingekoppelt und der polarisierten Quelle zugeführt [Wes]. Die Faser ist ca. 85 m lang und hat einen Durchmesser von  $600 \mu\text{m}$ . Transmissionsmessungen ergeben, daß die Intensitätsverluste in der Faser recht gering sind. Lediglich beim Einkoppeln des Strahls in die Faser treten Verluste auf, die aber problemlos durch entsprechende Leistungsreserven ausgeglichen werden können. Bevor der Laserstrahl in die Quelle eingeschossen wird, muß das Laserlicht zirkular polarisiert werden. Da in der Faser die Polarisation des Laserlichtes verloren geht, muß nach Auskopplung aus der Faser zunächst wieder lineare Polarisation in einem Glan-Thompson-Prisma erzeugt werden. Dahinter befindet sich eine Pockelszelle oder ein  $\lambda/4$ -Plättchen, womit die zirkulare Polarisation des Laserlichtes hergestellt wird. Der gesamte Aufbau ist in der Abbildung 2.29 dargestellt.

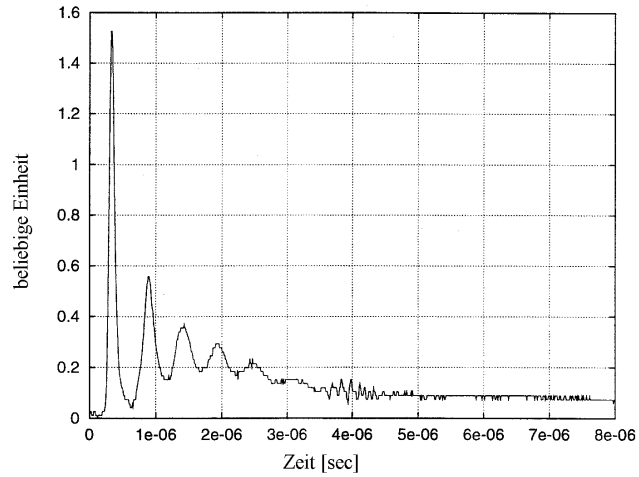


Abbildung 2.26: Laserpulsform am Ausgang des Laserresonators [Wes]

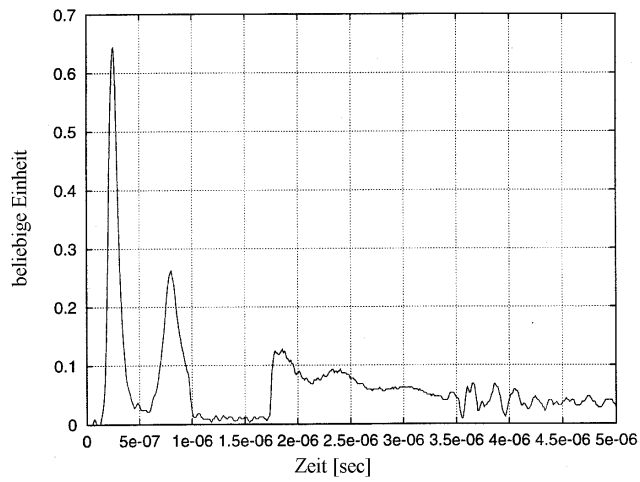


Abbildung 2.27: Ausgeblendete Laserpulsform [Wes]

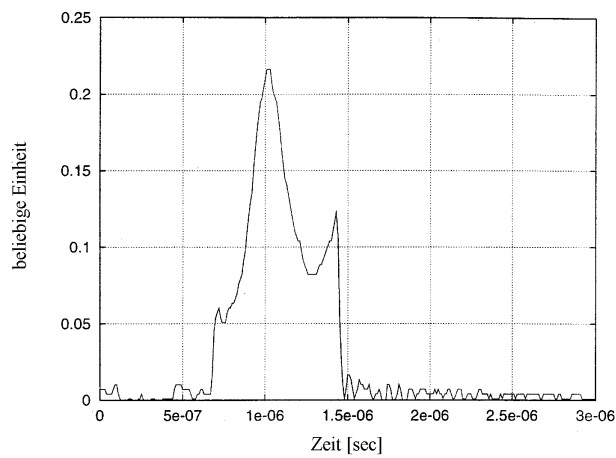


Abbildung 2.28: Geschnittene Laserpulsform am Ausgang des Pulsschneidesystems [Wes]



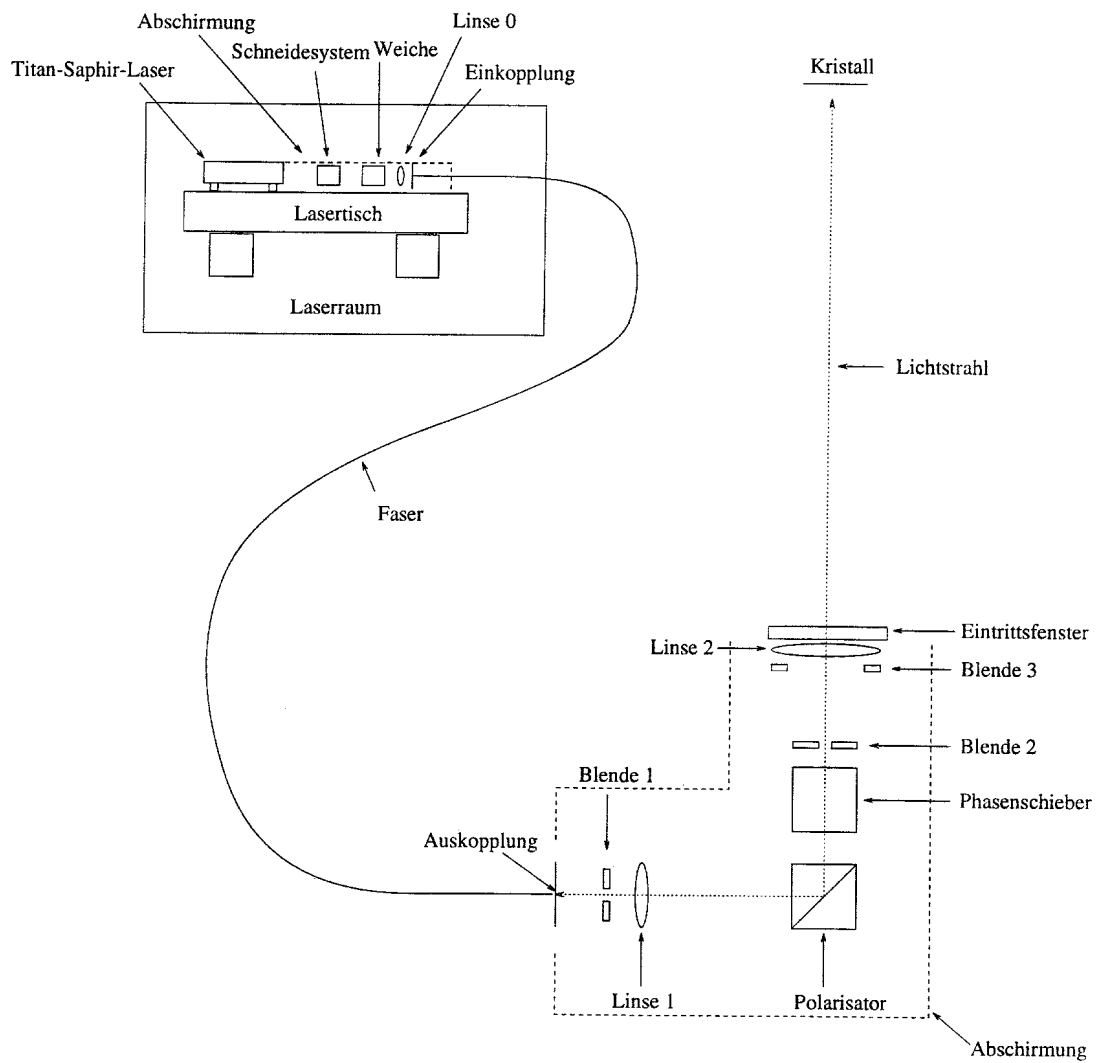


Abbildung 2.29: Gesamtaufbau der Laser-Strahlführung vom Laserraum bis zur Quelle [Wes]

# Kapitel 3

## Betrieb der Quelle

### 3.1 Lebensdauer des Kristalls

Zunächst wurde im Labor eine Testapparatur aufgebaut, um den neuen Kristallhalter hinsichtlich Vakuumtauglichkeit, Aktivierung des Kristalls und seiner Lebensdauer zu testen. Dieser Testaufbau bestand im wesentlichen aus einem CF-150 Doppelkreuzstück ①, dessen 6 Flansche nach Abb. 3.1 bestückt wurden. Auf dieses Kreuzstück wurde der neue Kristallhalter ② gesetzt, von unten konnte der Kristall durch einen CF-150 Fensterflansch mit einem Laser ⑧ angestrahlt werden. Zur Erzeugung des Vakuums wurden über ein Eckventil ⑦ eine Membranpumpe und eine Turbomolekularpumpe angeschlossen. Weitere Pumpen waren eine StarCell-Pumpe ③ und eine NEG-Pumpe ④. An ein CF-35 Doppelkreuzstück wurde das Massenspektrometer ⑤ und eine UHV-Meßröhre ⑥ angeflanscht.

Der in der Testapparatur verwendete GaAs-Kristall von der Firma Freiburger Elektronikwerkstoffe hat folgende Parameter:

- Durchmesser:  $(22,45 \pm 0,1)$  mm, aufgrund der Auslegung des Kristallhalters
- Kristalldicke: 300  $\mu\text{m}$
- Orientierung: [100]
- Dotierung: Zn, Ladungsträgerkonzentration:  $2,0 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  (Rückseite),  $4,9 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  (Vorderseite), um gleichzeitig eine möglichst hohe Quantenausbeute bei hohem Polarisationsgrad zu erzielen.

Die Dotierung beeinflusst den Polarisationsgrad in der Art, daß bei Erhöhung der Dotierung der Polarisationsgrad abnimmt. Die Quantenausbeute dagegen nimmt mit höherer Dotierung zu. Eine optimale Ladungsträgerkonzentration liegt bei ca.  $5 \cdot 10^{18}$  Zn-Atomen pro  $\text{cm}^3$ . Vor dem Einsetzen in den Kristallhalter muß der Kristall einer gründlichen Reinigung unterzogen werden. Dazu wird er in einer chemischen Lösung geätzt. Diese Lösung setzt sich aus 98%iger Schwefelsäure ( $\text{H}_2\text{SO}_4$ ), 30%igem Wasserstoffperoxid ( $\text{H}_2\text{O}_2$ ) und bidestilliertem Wasser ( $\text{H}_2\text{O}$ ) zusammen und wurde im Verhältnis von 8:1:1 hergestellt. Der Ätzvorgang läuft bei Zimmertemperatur ab. Der Kristall darf nur für einige Sekunden in diese Chemikalie getaucht werden, da bei längerer Ätzzeit die dotierten Zn-Atome aus dem Kristall weggeätzt werden. In dieser Zeit wird von der Kristalloberfläche eine Schicht von etwa 100 nm abgetragen. Nach dem Ätzen wird der Kristall mehrmals im bidestillierten Wasser gespült und anschließend im Stickstoffstrahl getrocknet. Danach muß der Kristall so schnell wie möglich in die Vakuum-Apparatur eingebracht werden, um die Kontamination mit Fremdatomen auf dem Kristall so gering wie möglich zu halten.

Danach wird die Apparatur auf ein Vakuum von einigen  $10^{-9}$  mbar gebracht. Anschließend wird die Apparatur sorgfältig ausgeheizt und dann die NEG-Pumpe aktiviert. Nach dieser etwa eine Woche dauernden Prozedur sollte ein Druck von  $1 \cdot 10^{-11}$  mbar erreicht sein. Dann wird mit der Kristallaktivierung begonnen. Die Cs-Dispenser von der Firma SAES-Getters haben eine

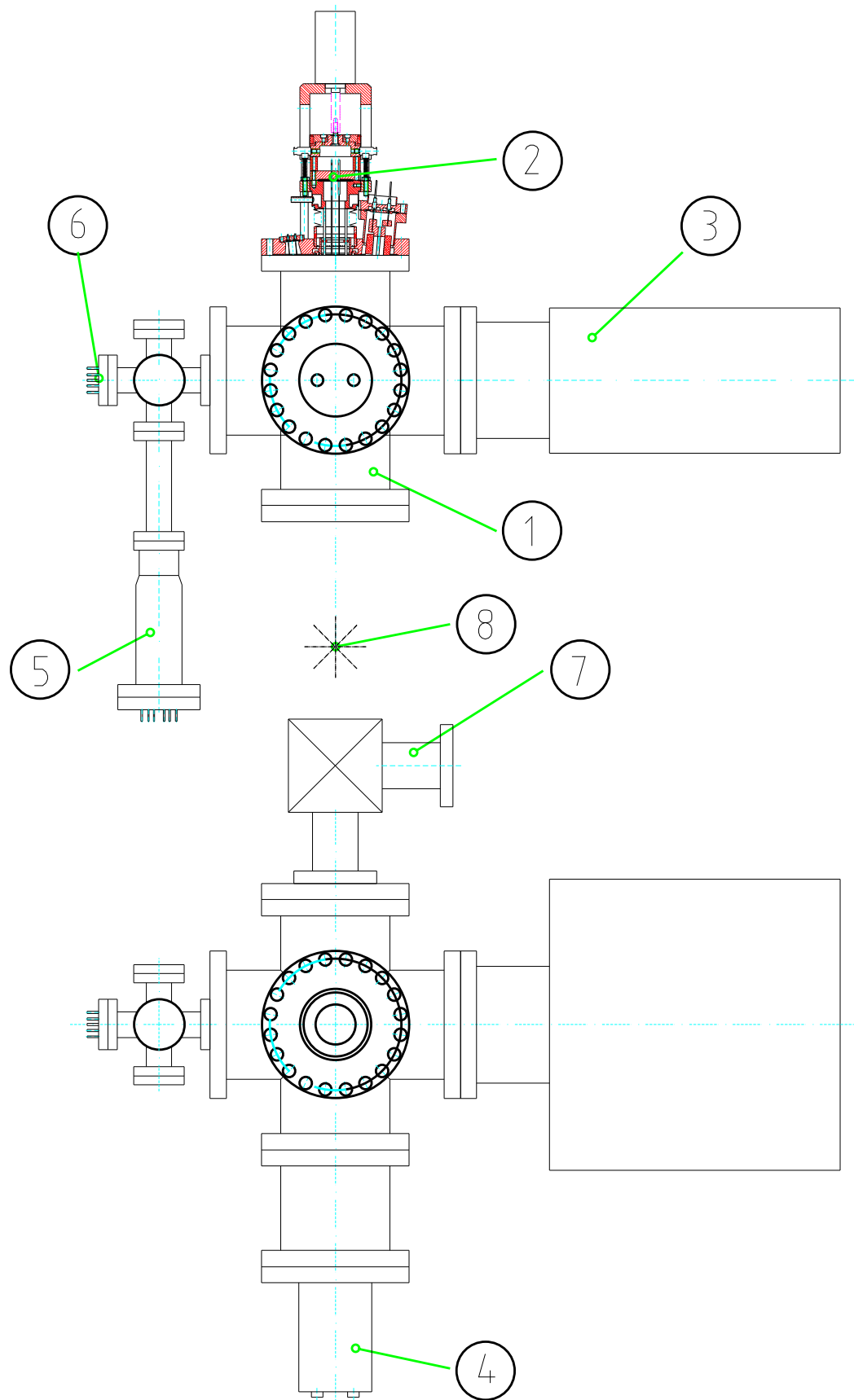


Abbildung 3.1: Apparatur zum Test des Kristallhalters, Seitenansicht (oben), Draufsicht (unten)

Länge von 12 mm und werden mit ca. 5,5 A betrieben. Die Abbildung 3.2 zeigt die Schaltskizze der Elemente zur Aktivierung. Der Kathodenschirm wird auf positives Potential gelegt und dient somit als Anode. Die Ziehspannung beträgt 100 Volt. Das Silberrohrchen hat eine Länge von etwa 50 mm, einen Durchmesser von 5 mm und eine Wandstärke von 0,5 mm. Es wird mit ca. 2,2 A betrieben. Während der Aktivierung wird der Photostrom gemessen, indem der Kristall mit einem Diodenlaser angestrahlt wird. Der Diodenlaser hat eine Leistung von 5 mW bei einer Wellenlänge von 750 nm. Die Laserleistung wird während der Aktivierung durch geeignete Graufilter abgeschwächt.

Der Photostrom fließt über einen Widerstand (100 k $\Omega$ ), der einen Spannungsabfall bewirkt. Der zeitliche Verlauf der Aktivierung wird mit einem (y,t)-Kompensationsschreiber aufgezeichnet.

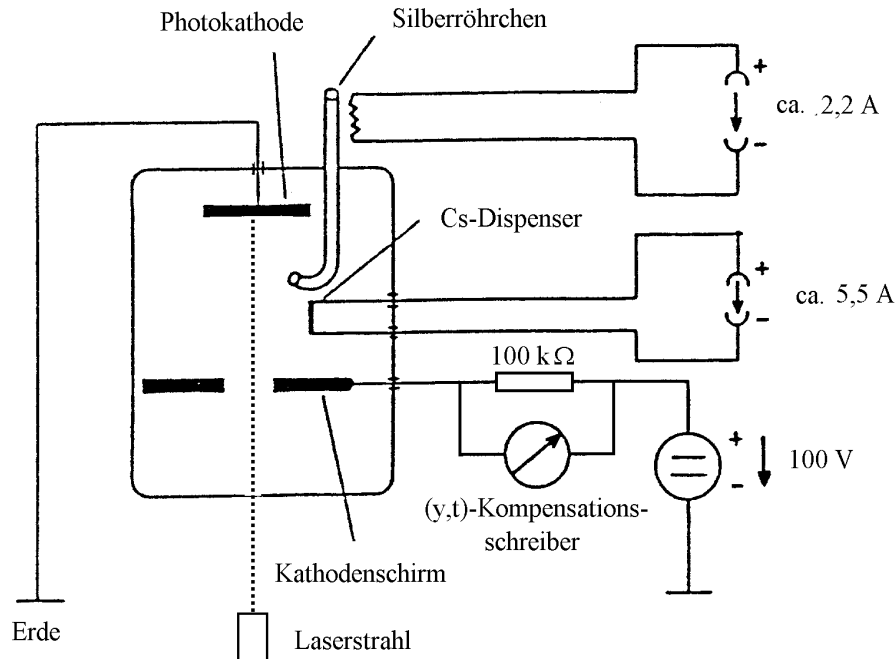


Abbildung 3.2: Verschaltung der Aktivierungselemente

Die Vorgehensweise bei der Kristallaktivierung unterliegt verschiedenen Philosophien. Zur Kristall-Aktivierung wird zur Zeit eine Methode angewendet, die von der Universität Nagoya erfolgreich entwickelt und eingesetzt wird [Tog2]. Eine typische Aktivierungskurve ist in Abb. 3.3 dargestellt. Die Aktivierung startet mit dem Einschalten des Cs-Dispensers (a). Der Photostrom setzt ungefähr nach 30 Minuten ein. Es wird ein Maximum des Photostroms erreicht, bei weiterem Cäsieren fällt der Photostrom wieder auf Null, und der Cs-Dispenser wird ausgeschaltet (b). Dann wird die Heizung des Silberrohrchens eingeschaltet, und man beobachtet einen deutlichen Anstieg des Photostroms. Ist ein weiteres, höheres Maximum erreicht, so wird die Oxidation beendet und wieder der Cs-Dispenser eingeschaltet (c). Nach kurzer Abnahme des Photostroms wird erneut ein Maximum erreicht. Der Kristall wird dann so lange mit Cäsium bedampft, bis der Photostrom wieder verschwindet. Wegen des ständigen Wechsels von Photostrom-Minima und -Maxima nennt man diese Aktivierungsphasen auch „Jo-Jo“-Zyklen. Diese Jo-Jo-Zyklen werden so lange durchgeführt, bis keine nennenswerte Steigerung des Photostroms mehr bemerkbar ist (d). Dafür sind ca. 6 - 8 Aktivierungszyklen erforderlich. Die Zeit, die dafür benötigt wird, beträgt etwa 2 - 4 Stunden, je nach Zustand des Cs-Dispensers. Wenn man diese Resultate mit denen anderer Gruppen vergleicht, so stellt man fest, daß die Zahl der Aktivierungszyklen und die Zeit für die Aktivierung sehr stark von der Größe, der Formgebung und der Positionierung des Dispensers zum Kristall abhängt.

Danach wird die Lebensdauer der aktivierten Kristalloberfläche getestet. Die Ergebnisse werden

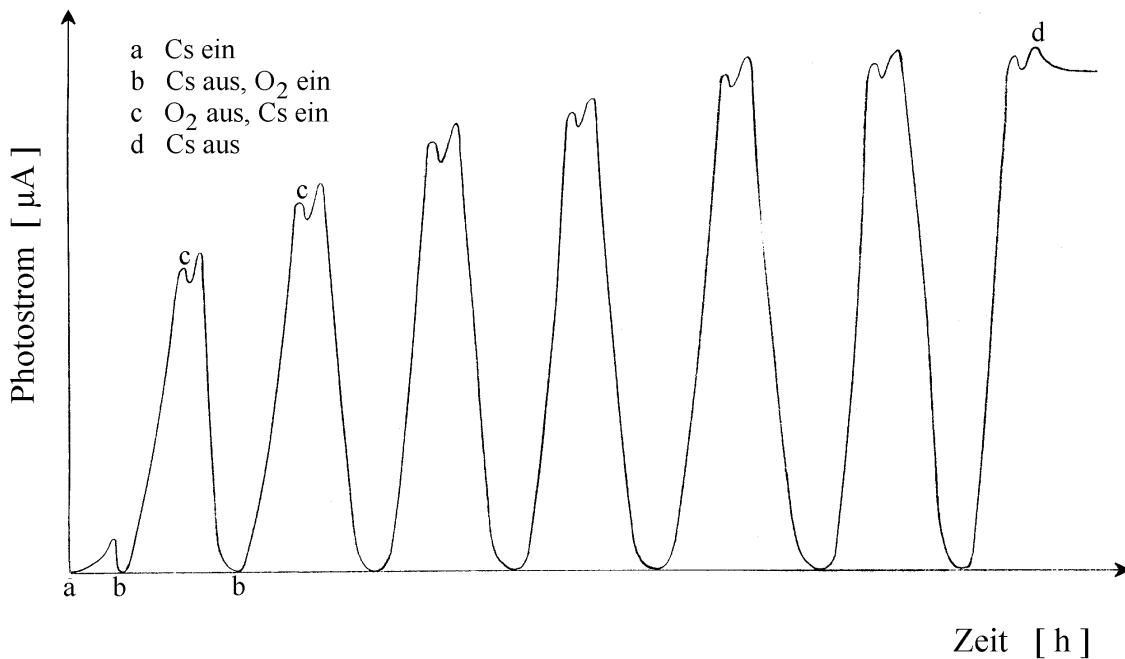


Abbildung 3.3: Photostromänderung während der Kristallaktivierung

ebenfalls mit dem oben beschriebenen Diodenlaser erzielt und in Abb. 3.4 aufgezeigt. Die Lebensdauer liegt bei diesen Messungen reproduzierbar zwischen 120 und 150 Stunden, entsprechend 5 - 6 Tagen.

Nach diesen vielversprechenden Tests wurde der Kristallhalter in die Original-Apparatur eingebracht. Um den Vakuumbereich von weniger als  $10^{-11}$  mbar zu erreichen, muß eine umfangreiche Pump- und Ausheizprozedur durchgeführt werden, die im folgenden beschrieben wird.

Nachdem die Apparatur fertig zusammengebaut war, wurde mit Zeolithfallen oder einer Membran-Pumpe ein Vorvakuum erzeugt. Mit einer magnetgelagerten Turbomolekularpumpe wurde dann ein Vakuum von einigen  $10^{-5}$  mbar oder besser erreicht. Dann wurde die Ionengetterpumpe eingeschaltet und die Apparatur auf ein Vakuum von einigen  $10^{-8}$  mbar gebracht. Bis zu diesem Zustand verging etwa ein Tag. Nun konnte die UHV-Apparatur mit einem Helium-Lecksucher auf Dichtheit überprüft werden. Dabei wurden speziell die lösbaren Verbindungen (Flanschverbindungen) und geschweißte oder hartgelötete Verbindungsstellen untersucht. Nach dieser Dichtheitsprüfung wurde mit der Ausheizprozedur begonnen. Dazu wurden alle auszuheizenden Teile mit Aluminium-Folie umwickelt und dann Heizbänder mit einer Heizleistung von maximal 1 kW um die Flansch- und Rohrstücke gelegt. Mit einigen Lagen Aluminium-Folie wurde eine Abschirmung realisiert. Die Heizbänder wurden mit Regeltrafos betrieben und langsam auf entsprechende Temperatur gebracht. Dabei wurde permanent der Druck in der Apparatur sowie die Temperatur mittels Temperaturfühlern auf einem (y,t)-Schreiber aufgenommen. Die maximale Ausheiztemperatur wurde auf  $260^{\circ}\text{C}$  begrenzt, weil bis zu dieser Temperatur alle für den Betrieb der Quelle relevanten Gase von den Behälterwänden abdampfen und höhere Temperaturen nur Probleme mit Dichtungen und Lötstellen mit sich bringen. Die Apparatur wurde so lange ausgeheizt, bis sich das Vakuum nicht mehr nennenswert verbessert. Dabei verging ca. eine Woche. Dann wurde die Apparatur langsam auf Zimmertemperatur abgekühlt, und nach etwa zwei bis drei Tagen sollte der Totaldruck im Bereich von einigen  $10^{-11}$  mbar liegen. Insgesamt muß für diese Ausheizprozedur eine Zeit von wenigstens zwei Wochen veranschlagt werden. Nach dieser Prozedur wurde mit dem Massenspektrometer ein Totaldruck von  $8 \cdot 10^{-12}$  mbar gemes-

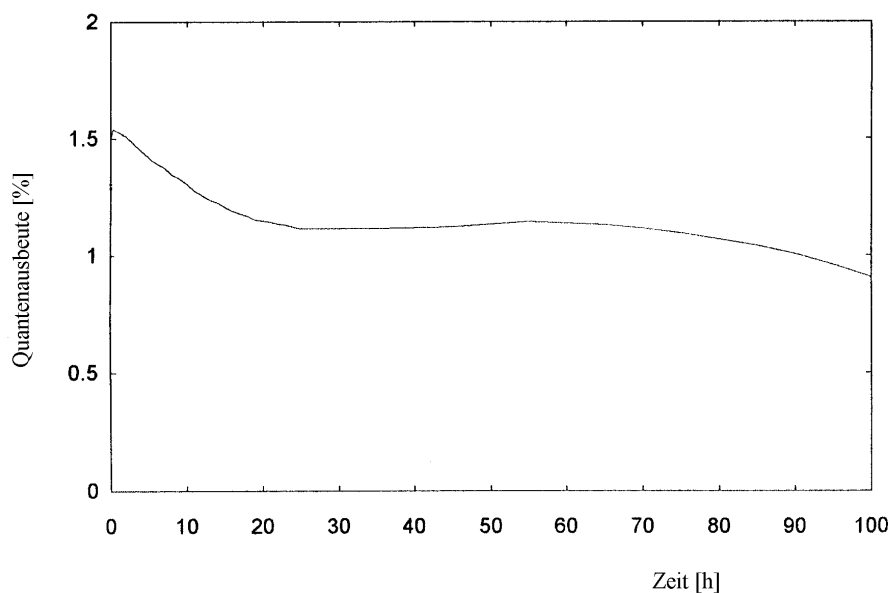


Abbildung 3.4: Lebensdauermessung mit einem Diodenlaser

sen, die UHV-Meßröhre zeigte einen Druck von  $1 \cdot 10^{-11}$  mbar an und hatte damit die untere Nachweisgrenze erreicht. Da sich Massenspektrometer und Meßröhre in dem zentralen UHV-Rezipienten befinden und somit ca. 0,5 m vom Kristall entfernt sind, kann man keine genaue Aussage über die absolute Größe des Vakuums direkt am Kristall machen. Leitwertberechnungen ergeben, daß das Vakuum am Kristall um einen Faktor 2 - 3 schlechter sein kann. Dies muß aber nicht so sein, da zur Kompensation dieses Leitwerteffektes zwei kleine NEG-Pumpen direkt auf dem Kristallhalterflansch angebracht sind und diese nur ca. 5 cm vom Kristall entfernt sind. Der Kristall wurde dann nach dem oben beschriebenen Verfahren aktiviert. Danach wurde die Hochspannung angelegt und der Diodenlaser eingeschaltet. Der Elektronenstrahl wurde durch die Beschleunigungsstrecke und den Spindrehler gefädelt und auf den Monitorstationen nachgewiesen. Als Monitore im Quellenbereich werden Leuchtschirme verwendet, die mit Zinksulfid beschichtet sind und den auftreffenden Elektronenstrahl als grünen Fleck sichtbar machen. Diese Monitorstationen erhalten die Bezeichnungen FC1, FC2 und FC3, wobei der FC3 auch als Faraday-Cup benutzt werden kann. Zur Lebensdauermessung wird der Monitor FC3 benutzt, um zu vermeiden, daß am Zinksulfid-Schirm erzeugte Ionen zurückbeschleunigt werden, in den UHV-Bereich eindringen und möglicherweise den Kristall bombardieren. Die Lebensdauer bei dieser Messung ergab ein Resultat, das mit der Messung in der Testkammer vergleichbar ist. Danach wurde die Messung mit dem Ti:Sa-Laser begonnen. Die deutlich höhere Lichtleistung, die auf dem Kristall deponiert wird, führt neben verschiedenen Effekten auch zu einer thermischen Belastung des Kristalls und reduziert die Lebensdauer der Kristalloberfläche. Es wurde eine Lebensdauer von etwa einem Tag gemessen. Damit hat die Quelle für Maschinenstudien eine ausreichende Betriebszeit. Für die geplanten Experimente sollte durch weitere Verbesserungen („load lock“-System, optimierter Spindrehler, etc.) eine Erhöhung der Lebensdauer möglich sein.

### 3.2 Intensität des polarisierten Elektronenstrahls und Transmission bis zum Linac

Nachdem alle Ventile bis zur Linacstruktur geöffnet waren, wurde ein Durchgriff der relativ schlechten Vakuumbedingungen des Linac (typischerweise einige  $10^{-8}$  mbar) bis in den Kristallbereich beobachtet. Als Gegenmaßnahme wurde in die Strahlführung an das Doppelkreuzstück eine Kryopumpe eingebaut, die als weitere differentielle Pumpstufe dafür sorgt, daß das Vakuum strahlaufwärts sich nicht verschlechtert, wenn das Ventil zum Linac geöffnet wird.

Die Quantenausbeute des GaAs-Kristalls ist die entscheidende Größe für die erreichbare Intensität des polarisierten Elektronenstrahls. Typische Quantenausbeuten liegen im Bereich von einigen Prozent bei Verwendung von herkömmlichen GaAs-Kristallen. Bei Verwendung eines Diodenlasers mit 5 mW Ausgangsleistung und einer Wellenlänge von 750 nm wurden Quantenausbeuten von max. 0,5 % gemessen. Der relativ kleine Wert (ca. Faktor 10 unter dem Erwartungswert) ist unbefriedigend und leider nicht verstanden. Eine mögliche Ursache liegt in der verwendeten Kristallsorte.

Um in Verbindung mit dem Ti:Sa-Laser Intensitäten zu messen, wurde in die Spannungsteilerschaltung ein Stromtransformator (vergleichbar mit einer Rogowski-Spule) eingebaut, der es ermöglicht, den Strom zu messen, der den Kristall verläßt. Der ausgelöste, gepulste Photostrom erzeugt einen Strom im Zuleitungskabel zwischen dem Spannungsteiler und der Kathode. Dieser Pulsstrom bewirkt eine induzierte Spannung in der Wicklung des Stromtransformators, die gemessen wird.

Damit wurden Ströme von bis zu 150 mA pro Puls ermittelt. Der erste Nachweis auf dem FC1 strahlabwärts vom Spindrehler lieferte etwa 80 mA und auf dem FC3 wurden noch 60 mA gemessen. Diese Ströme entsprechen in etwa den geplanten Parametern der Quelle. Eine Verdopplung der erzeugten Intensität sollte erreicht werden, wenn die Probleme der geringen Quantenausbeute verstanden und überwunden werden können. Ein weiteres Problem stellt die Ablenkung in den Linac dar. Auf dem sog. *Paddle* (ein Faraday-Cup zwischen Prebuncher und Linac) wurde ein Pulsstrom von 10 mA gemessen, d.h. die Transmission von FC3 zum Paddle betrug weniger als 20 %. Eine Transmission von ca. 50 % sollte aber möglich sein, da frühere Messungen (unter Verwendung eines Diodenlasers) zu Transmissionen von über 60 % geführt haben. Sicherlich stellt hier der Prebuncher Probleme dar, weil dieser nur Öffnungen von 3 mm hat und der mit dem Ti:Sa-Laser erzeugte Elektronenstrahl einen größeren Querschnitt aufweist und die gesamte Intensität durch diese kleinen Löcher transferiert werden müssen (siehe auch Kapitel 4.2).

Im folgenden wird noch auf Sättigungseffekte eingegangen, die bei den verschiedenen Aktivierungen beobachtet worden sind. Die nach der Aktivierung mit dem Diodenlaser gemessene Quantenausbeute ist in Abb. 3.5 aufgetragen. Anschließend wurde der Kristall mit dem Ti:Sa-Laser bestrahlt und dabei die Laserenergie (gemessen vor dem Eintritt in das Vakuum) zwischen  $1 \mu\text{J}/\text{Puls}$  und  $70 \mu\text{J}/\text{Puls}$  variiert. Man erkennt für alle drei Quantenausbeuten eine deutliche Sättigung des extrahierten Pulsstroms. Bei einer Quantenausbeute von 0,16 % wurde ein maximaler Pulsstrom von knapp 5 mA bei einer Laserleistung von  $60 \mu\text{J}/\text{Puls}$  erreicht. In dieser Meßreihe wurde bei einer Quantenausbeute von 0,31 % ebenfalls bei  $60 \mu\text{J}/\text{Puls}$  ein gesättigter Pulsstrom von ca. 18 mA gemessen. Diese Messungen wurden alle auf dem FC3 (ZnS-Schirm) durchgeführt.

Bei der letzten Aktivierung wurde eine Quantenausbeute von 0,5 % erreicht, der Pulsstrom, gemessen mit dem FC3, betrug an dieser Stelle ca. 40 mA. Die Laserleistung von etwa  $60 \mu\text{J}/\text{Puls}$  reichte also völlig aus, um eine maximale Intensität aus dem Kristall zu erzeugen. Damit ist der Laser ausreichend dimensioniert; die um einen Faktor 1000 höhere Laserleistung ist nur für einen stabilen Laserbetrieb erforderlich. Die überschüssige Laserleistung muß mit geeigneten Graufiltern (Farbgläser der Firma Schott) abgeschwächt werden.

Die Erklärung für die beobachteten Sättigungseffekte ist sehr schwierig bzw. die aufgetretenen Effekte sind noch unverstanden und bedürfen weiterer systematischer Studien. Raumladungseffekte scheiden als mögliche Ursache für die Sättigung aus, da Rechnungen (siehe Kapitel 2.2.5)

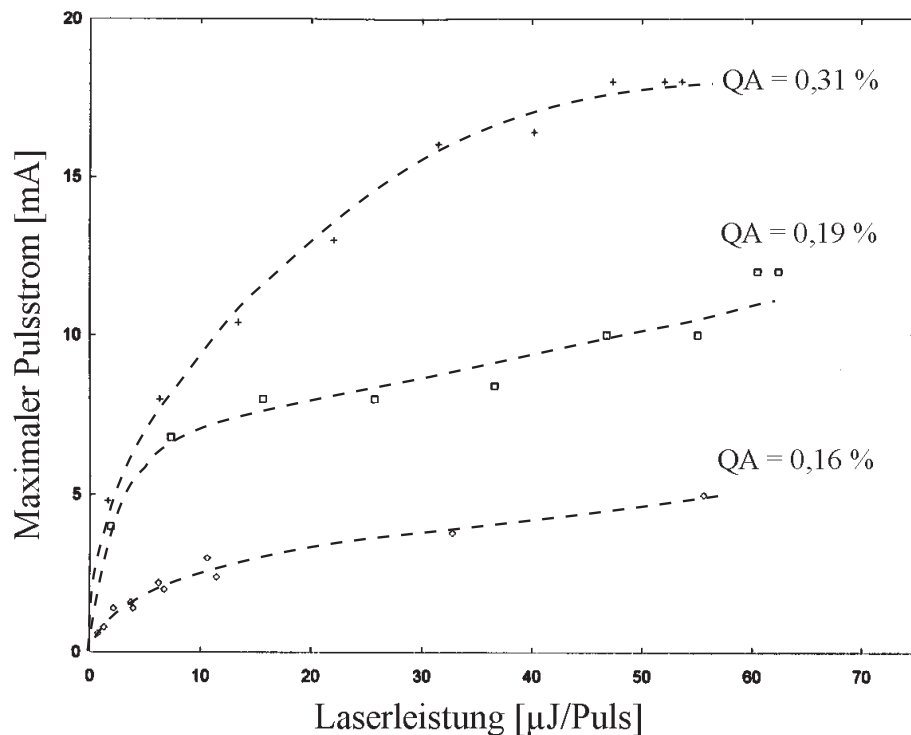


Abbildung 3.5: Sättigungsverhalten des Kristalls bei verschiedenen Quantenausbeuten in Abhängigkeit von der Laserleistung

eine Raumladungsbegrenzung erst bei Pulsströmen von 260 mA bei 10 mm Kristallausleuchtung vorhersagen. Es wird vermutet, daß als weitere Ursache das sogenannte „cathode charge limit“ in Betracht zu ziehen ist. Darunter versteht man eine Ladungsbegrenzung im Abfluß der Elektronen aus der Kathode.

Abschließend werden die Transmissionsmessungen des polarisierten Elektronenstrahls bis zum Linac zusammengefaßt:

Der neu eingebaute Stromtransformator liefert eine zuverlässige Aussage über den Pulsstrom. Er wurde mit einem stabilisierten Strommeßgerät geeicht. Dieser Wert wurde als Ausgangsgröße angenommen. Hier wurden ca. 150 mA gemessen. Größere Strahlverluste treten sicherlich im Spindrehler auf, wo die kleine Öffnung von 16 mm ein Hindernis darstellt. Auf dem Monitor FC1 wurde dann ein Strom von ca. 80 mA gemessen, daraus ergibt sich eine Transmission von etwa 50 %. Im Transferkanal strahlabwärts gibt es zwei weitere Zinksulfid-Schirme. Zwischen FC1, FC2 und FC3 sollten fast 100 % Transmission möglich sein, gemessen wurde auf dem Monitor FC3 eine Intensität von ca. 60 mA, also 75 % Transmission von FC1 zu FC3. Weitere Strahlverluste treten dann strahlabwärts an der 90°-Umlenkung in den Linac auf. Auf dem Paddle wurden maximal 12 mA gemessen. Damit lag die Transmission von FC3 zum Paddle bei ca. 20 %. Die Transfereffizienz vom Kristall (150 mA) bis auf das Linac-Paddle (12 mA) beträgt also knapp 10 %. Dieser Wert ist noch recht unbefriedigend und sollte durch geeignete Maßnahmen (Neukonstruktion des Spindrehlers und Optimierung des Transferkanals) auf 30 - 50 % verbessert werden. Eine wesentlich höhere Transmission kann nicht erwartet werden, da auch mit deutlich schwächeren Lasern die Transmission nicht mehr als 60 % beträgt. Erstrebenswert wäre eine Erhöhung des Pulsstromes auf ca. 50 mA auf dem Paddle. Dies würde viele Probleme bei der Injektion der polarisierten Elektronen in die Beschleunigeranlage lösen und zu einfacheren Betriebsbedingungen führen.



# Kapitel 4

## Beschleunigung von polarisierten Elektronenstrahlen

### 4.1 Theoretische Betrachtungen

Polarisierte Elektronenstrahlen können bei der Bewegung in einem synchrotronartigen Beschleuniger beim Durchqueren oder Verweilen in den sogenannten *Imperfection*- und *Intrinsic*-Resonanzen depolarisiert werden [Cou]. Beide Resonanztypen basieren auf der Tatsache, daß der Polarisationsvektor der Elektronen präzediert, wenn er nicht exakt parallel oder gegebenenfalls antiparallel zum Führungsfeld steht. Variiert ein von den Elektronen zusätzlich gesehenes Magnetfeld mit der gleichen Frequenz wie der Polarisationsvektor auf dem Präzessionskegel, so handelt es sich um einen resonanten Zustand, und es kommt zu einer Veränderung des Präzessionskegels in einer solchen Resonanz.

Wenn die Elektronen ein periodisch variierendes Feld durchlaufen, kann dies verschiedene Resonanzen zur Folge haben:

1. Die Intrinsic-Resonanzen werden von den „inneren“ Eigenschaften des Zirkularbeschleunigers (Vertikale Betatronschwingungen) verursacht.
2. Die Imperfection-Resonanzen werden von Unvollkommenheiten (Feldfehlern und Fehljustierungen) hervorgerufen.

Bei Zirkularbeschleunigern, wie das Bonner 2,5 GeV-Synchrotron und der Stretcherring, ist die Resonanzdepolarisation der entscheidende Depolarisationsmechanismus für den Elektronenstrahl [Bre1].

Das magnetische Moment  $\vec{\mu}$  und die Polarisation  $\vec{P}$  des Elektronenstrahls können so in Beziehung gesetzt werden:

$$\vec{\mu} = -(1 + a) \frac{e}{m_e} \vec{P}. \quad (4.1)$$

Die Anomalie  $a$  des gyromagnetischen Verhältnisses beträgt  $a = 0,00116$ .  $\vec{P}$  und  $\vec{\mu}$  sind Erwartungswerte von physikalischen Operatoren. Nach dem Ehrenfest'schen Theorem haben für die zeitliche Entwicklung von Erwartungswerten die Gesetze der klassischen Physik Gültigkeit. Somit kann mit der klassischen Larmorgleichung gearbeitet werden, wobei  $\hbar = c = 1$  gesetzt ist:

$$\frac{d\vec{P}}{dt} = \frac{e}{m_e} (1 + a) \vec{P} \times \vec{B}. \quad (4.2)$$

Die zeitliche Entwicklung des im Ruhesystem definierten Polarisationsvektors kann in Abhängigkeit von Laborgrößen ausgedrückt werden und wird durch die Bargman-Michel-Telegdi-Gleichung beschrieben [BMT]:

$$\frac{d\vec{P}}{dt} = \frac{e}{m_e} \left[ \frac{1}{\gamma} (\vec{P} \times \vec{B}) + \frac{1}{\gamma + 1} \vec{P} \times (\vec{E} \times \vec{v}) + a \left( \vec{P} \times \vec{B} - \frac{\gamma - 1}{\gamma v^2} (\vec{B} \cdot \vec{v}) (\vec{P} \times \vec{v}) + \vec{P} \times (\vec{E} \times \vec{v}) \right) \right]. \quad (4.3)$$

Im folgenden wird der Spezialfall betrachtet, daß das Magnetfeld in zwei Komponenten aufgespalten werden kann ( $\vec{B} = \vec{B}_{\parallel} + \vec{B}_{\perp}$ ) und alle elektrischen Felder verschwinden. Die BMT-Gleichung vereinfacht sich dann zu folgendem Ausdruck [Hof]:

$$\frac{d\vec{P}}{dt} = em_e\gamma\vec{P} \left( (1+a)\vec{B}_{\parallel} + (1+a\gamma)\vec{B}_{\perp} \right). \quad (4.4)$$

Der erste Spezialfall  $\vec{B} = \vec{B}_{\parallel}$  beschreibt die sogenannte Larmor-Präzession. In der Bonner Beschleunigeranlage wird nur bei Durchlaufen des Linearbeschleunigers die transversale Polarisation durch Larmor-Präzession beeinflusst:

$$\vec{\omega}_L = \frac{e}{m_e\gamma}(1+a)\vec{B}_{\parallel}. \quad (4.5)$$

Der zweite Spezialfall  $\vec{B} = \vec{B}_{\perp}$  führt zur sogenannten Thomas-Präzession:

$$\vec{\omega}_T = \frac{e}{m_e\gamma}(1+a\gamma)\vec{B}_{\perp}. \quad (4.6)$$

Diese Thomas-Präzession ist entscheidend für die Resonanzdepolarisation in Zirkularbeschleunigern.

In einem idealen Synchrotron wirken auf die Elektronen i.a. nur die Magnetfelder, die transversal zur Impulsrichtung stehen. Sieht man von Oszillationen durch horizontale Betatronschwingungen ab, so ist das vertikale Feld mit dem Führungsfeld  $\vec{B}_0$  identisch. Wegen der vertikalen Betatronschwingungen spüren die Elektronen auch das oszillierende radiale Feld. Diese beiden Felder verursachen die Thomas-Präzession. Betrachtet man das Führungsfeld  $\vec{B}_0$  allein, so stellt man fest, daß ein beliebig ausgerichteter Polarisationsvektor nur um die vertikale Feldrichtung präzediert, ohne daß sich die Öffnung des Präzessionskegels ändert. Bei der über viele Umläufe dauernden Extraktion aus dem Stretcherring wird nur die horizontale Komponente des Polarisationsvektors zerstört.

Die Thomas-Frequenz  $\vec{\omega}_T$  und die Zyklotron-Frequenz  $\vec{\omega}_C$  stehen nun aber in folgender Beziehung:

$$\vec{\omega}_T = \gamma \cdot a \cdot \vec{\omega}_C. \quad (4.7)$$

Die Zyklotronfrequenz  $\vec{\omega}_C$  ist durch folgende Beziehung gegeben:

$$\vec{\omega}_C = -\frac{e}{m\gamma}\vec{B}_{\perp}. \quad (4.8)$$

Desweiteren kann der Polarisationsvektor in einen horizontalen und in einen vertikalen Anteil zerlegt werden [Ehs]:

$$\vec{P} = \vec{P}_H + \vec{P}_V. \quad (4.9)$$

Damit ergibt sich, daß die horizontale Komponente des Polarisationsvektors  $\gamma a$  Drehungen pro Umlauf ausführt. Abb. 4.1 zeigt den Einfluß von radialen Feldern auf den Präzessionskegel des Polarisationsvektors. Durchlaufen die Elektronen ein radiales Feld, so wird der Polarisationsvektor  $\vec{P}$  weiter nach außen oder innen gekippt. Dies führt zu einer Vergrößerung oder Verkleinerung von  $\vec{P}_H$ .

Zu einem resonanten Zustand (also zu einer systematischen Veränderung des Polarisationskegels) kommt es genau dann, wenn an Stellen gleicher Ausrichtung von  $\vec{P}_H$  bezüglich des Impulses im Mittel ein radiales Feld gleichen Vorzeichens gesehen wird. Diese Resonanzbedingung ist gegeben, wenn die Thomas-Frequenz ein ganzzahliges Vielfaches der Frequenz des oszillierenden radialen Feldes beträgt. Das oszillierende radiale Feld ist gegeben durch eine Überlagerung von sinusförmigen Feldern verschiedener Perioden. Deshalb kann die Thomas-Frequenz von  $\vec{P}_H$  nur mit der Frequenz einer Fourier-Komponente des Magnetfeldes übereinstimmen. Dadurch erhält man mehrere Resonanzzustände bei verschiedenen Thomas-Frequenzen des Polarisationsvektors.

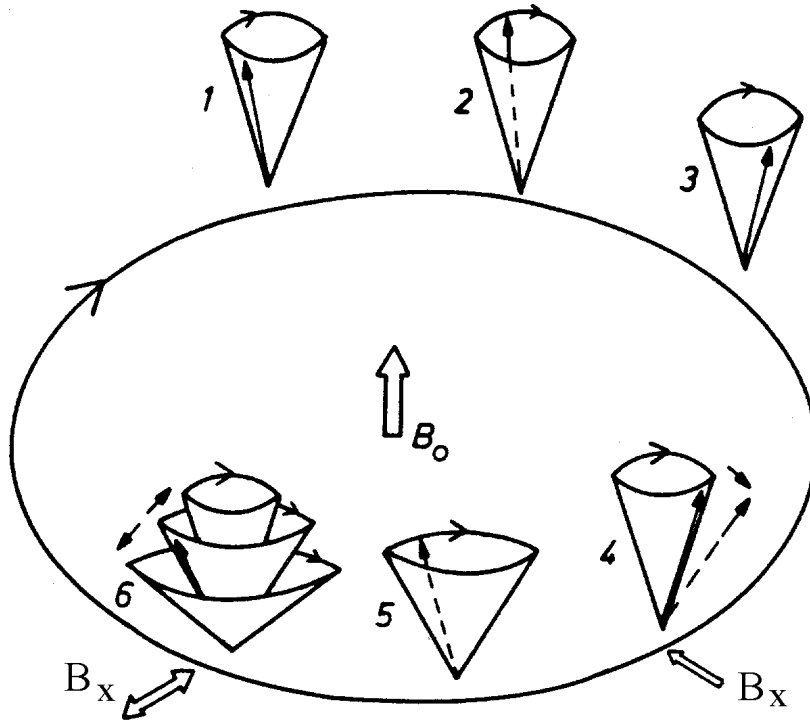


Abbildung 4.1: Änderung des Polarisationskegels [Ehs]

Daher treten die depolarisierenden Resonanzen bei verschiedenen Elektronenenergien auf. Die Fourier-Entwicklung für das Magnetfeld  $B_x$  in Abhängigkeit von  $x, y, \Theta$  lautet:

$$\frac{dB_x}{dz}(0,0,\Theta) = \sum_{k=0}^{\infty} a_k \cos(kN\Theta + \delta_k). \quad (4.10)$$

Dabei bedeuten:  $a_k$  = Amplitude  
 $\delta_k$  = Phase  
 $N$  = Periodizität des Beschleunigers  
( $N_{Stretcherring} = 2, N_{Synchrotron} = 12$ ).

Für den Ort  $z(\Theta)$  der Elektronen erhält man:

$$z(\Theta) = A \cdot \cos(Q_z \Theta + \alpha) \quad (4.11)$$

mit  $A$  = Amplitude der Betatronschwingung  
 $\alpha$  = Phase der Betatronschwingung  
 $Q_z$  = Vertikaler Arbeitspunkt.

Der vertikale Arbeitspunkt  $Q_z$  entspricht der Anzahl der vertikalen Betatronschwingungen pro Umlauf. Für  $B_x$  erhält man durch Umformen:

$$B_x(\Theta) = \sum_{k=0}^{\infty} B_k \left[ \cos((kN + Q_z)\Theta + \varphi_k) + \cos((kN - Q_z)\Theta + \varphi_k^*) \right]. \quad (4.12)$$

Es bedeuten:  $B_k = 1/2 a_k A$ ,  
 $\varphi_k = \delta_k + \alpha$ ,  
 $\varphi_k^* = \delta_k - \alpha$ .

Resonanzdepolarisation tritt genau dann ein, wenn die Frequenz der Thomas-Präzession mit

der Frequenz einer Fourier-Komponente des von den Elektronen durchlaufenen radialen Feldes übereinstimmt [Buo]:

$$kN \pm Q_z = \gamma \cdot a, \quad \text{mit } k = 0, 1, 2, \dots \quad (4.13)$$

Dieser Resonanztyp hängt von den „inneren“ Eigenschaften des Zirkularbeschleunigers ab, nämlich dem vertikalen Arbeitspunkt, und wird daher *intrinsic*-Resonanz genannt. Diese Resonanzen treten auch in einer idealen Maschine auf.

In einer nicht idealen Maschine werden die Elektronen von zusätzlichen radialen Feldern beeinflusst, die durch Feldfehler oder Fehljustierungen der Magnete hervorgerufen werden. Diese radialen Feldstörungen können durch folgende Fourier-Entwicklung dargestellt werden:

$$B_x^*(\Theta) = \sum_{k=0}^{\infty} B_k^* \cdot \cos(k\Theta + \alpha_k). \quad (4.14)$$

Mit der Annahme, daß die Elektronen durch die Störfelder zu erzwungenen Schwingungen ange-regt werden, erhält man:

$$z'' = Q_z^2 \cdot z = \frac{r}{B_0} \sum_{k=1}^{\infty} B_k^* \cos(k\Theta + \alpha_k). \quad (4.15)$$

Die Lösung dieser Differentialgleichung liefert folgende von den Elektronen zusätzlich gesehene Felder:

$$B_x(\Theta) = \sum_{k=1}^{\infty} \frac{k^2}{|Q_z^2 - k^2|} \cdot B_k^* \cos(k\Theta + \alpha_k). \quad (4.16)$$

Resonanzdepolarisation ergibt sich dann, wenn die Thomas-Frequenz  $\gamma a$  gleich einem ganzzahligen Wert  $k$  ist, also:

$$\gamma \cdot a = k. \quad (4.17)$$

Daraus ergeben sich Elektronenenergien von  $E_k = k \cdot 440,7$  MeV. Da dieser Resonanztyp von den Unvollkommenheiten eines Zirkularbeschleunigers hervorgerufen wird, spricht man von *im-perfection*-Resonanzen.

Die *im-perfection*-Resonanzen werden durch fundamentale Naturkonstanten bestimmt und eignen sich daher hervorragend zur Kalibration der Energie eines Zirkularbeschleunigers. Man muß dafür eine *im-perfection*-Resonanz (z.B. bei 881 MeV) genau vermessen. An der Stelle, bei der die Polarisation verschwindet, liegt dann genau die Energie, die durch die *im-perfection*-Resonanz vorgegeben ist. Eine Energiekalibration des 2,5 GeV-Synchrotrons wurde bereits 1978 vorgenommen und ist für den Stretcherring geplant.

Die radialen Störfelder der Amplitude  $B_k^*$  (also die *im-perfection*-Resonanzen) können durch Elimination oder durch Kompensation fast vollständig überwunden werden. Wenn das Störfeld nur durch Dejustierung der Magnete hervorgerufen wird, kann durch exakte Justierung das Störfeld auf ein Minimum reduziert werden. Wird das Störfeld allerdings durch Feldfehler in den Magneten erzeugt, so muß die Kompensation durch ein zusätzliches radiales Störfeld erfolgen. Da die Lage und die Stärke der Störfelder konstant sind, reicht für die Kompensation im Prinzip ein Korrektur-Dipol. Es ist aber sinnvoll, die Kompensation mit mindestens zwei Dipolen durchzuführen, um sich in der Wahl der Einbaustellen der Dipole nicht zu sehr einzuschränken und dadurch an ungünstigen Stellen vertikale closed-orbit Störungen einzuhandeln. Die Überlagerung der von den Dipolen erzeugten Felder muß die vorhandene Störung gerade kompensieren:

$$B_k^{Dipol1} \sin(k\Theta + \varphi_1) + B_k^{Dipol2} \sin(k\Theta + \varphi_2) = -B_k^* \sin(k\Theta). \quad (4.18)$$

Der Index  $k$  zeigt an, daß nur die Fourier-Komponente der Amplitude  $B_k^*$  der entsprechenden *im-perfection*-Resonanz kompensiert werden muß. Für die Kompensation einer einzigen *im-perfection*-Resonanzen reicht prinzipiell ein zeitlich konstantes Dipolfeld aus, während zur Minimierung der *intrinsic*-Resonanzen ein zeitlich veränderliches Quadrupolfeld benötigt wird.

k	Energie/MeV	Resonanzstärke	$P_f/P_i$ bei $\alpha_{min}$	$P_f/P_i$ bei $\alpha_{max}$
1	440,5	$0,28 \cdot 10^{-4}$	0,98	1,00
2	881,0	$0,95 \cdot 10^{-4}$	0,76	1,00
3	1321,5	$2,90 \cdot 10^{-4}$	-0,40	0,93
4	1762,1	$3,60 \cdot 10^{-4}$	-1,00	0,89
5	2202,6	$6,80 \cdot 10^{-4}$	-1,00	0,64
6	2643,1	$0,91 \cdot 10^{-4}$	-0,78	0,99
7	3083,6	$5,51 \cdot 10^{-4}$	-0,97	0,75

Tabelle 4.1: Lage der imperfection-Resonanzen

$\pm k \pm Q_z$	Energie/MeV	Resonanzstärke	$P_f/P_i$ bei $\alpha_{min}$	$P_f/P_i$ bei $\alpha_{max}$
$-4 + Q_z$	281,4	$0,116 \cdot 10^{-5}$	0,99	1,00
$6 - Q_z$	598,6	$0,147 \cdot 10^{-5}$	0,99	1,00
$-2 + Q_z$	1162,4	$0,149 \cdot 10^{-4}$	0,46	0,97
$8 - Q_z$	1479,6	$0,453 \cdot 10^{-5}$	0,94	1,00
$0 + Q_z$	2043,5	$0,747 \cdot 10^{-4}$	-1,00	0,34
$10 - Q_z$	2360,7	$0,605 \cdot 10^{-5}$	0,90	1,00
$2 + Q_z$	2924,5	$0,552 \cdot 10^{-4}$	-0,97	0,61

Tabelle 4.2: Lage der intrinsic-Resonanzen

Zur Überwindung der imperfection-Resonanzen ist bis zur  $k = 4$  (1,76 GeV) Resonanz im Stretcherring kein nennenswerter Polarisationsverlust zu erwarten, wenn die maximale Kreuzungsgeschwindigkeit ausgenutzt wird. Alle imperfection-Resonanzen der höheren Energien führen aber zu einer deutlichen Depolarisation. Die Resonanzstärke muß dann geeignet kompensiert werden. Dazu eignen sich kleine Korrekturdipole. Bei Korrektur einer Resonanz werden i.a. alle anderen Resonanzen stärker angeregt, entsprechend einer globalen „closed orbit“-Störung.

Die allgemeine Bedingung für Resonanzdepolarisation, auch unter Berücksichtigung von Termen höherer Ordnung, führt zu folgendem Ausdruck [Hus]:

$$\gamma a = k \pm lQ_z \pm mQ_x \pm nQ_s. \quad (4.19)$$

In den Tabellen 4.1 und 4.2 sind die Resonanzstärken in Abhängigkeit von der Elektronenenergie zusammengefaßt, wobei  $P_i, P_f$  jeweils die Polarisationsgrade vor und nach der Resonanzkreuzung bedeuten [Jes, Toy].

Der Polarisationsverlust beim Durchqueren der Resonanzen kann berechnet werden mit Hilfe der Froissart-Stora-Formel, welche eine analytische Approximation darstellt [Fro]:

$$P_f = P_i \cdot 2 \cdot e^{-A^2} - 1 = P_i \cdot 2 \cdot e^{-\frac{\pi e^2}{2\alpha}} - 1. \quad (4.20)$$

Diese Approximation liefert folgende Erkenntnis: Bei maximaler Kreuzungsgeschwindigkeit der Resonanzen (kurze Wechselwirkungszeit zwischen Spin und Magnetfeld) ist die Depolarisation gering. Wird die Resonanz sehr langsam gekreuzt, so kommt es aufgrund der relativ langen Verweilzeit in der Resonanz zu einem vollständigen Umklappen des Spins (sog. Spinflip). Der Polarisationsgrad bleibt dabei nahezu erhalten und ändert nur sein Vorzeichen. Lediglich bei mittlerer Kreuzungsgeschwindigkeit geht die Polarisation fast vollständig verloren.

Der Stretcherring hat im Energiebereich von 500 MeV bis 3,5 GeV sechs intrinsische Resonanzen. Bis 1,5 GeV treten allerdings nur schwache Resonanzen auf. Mögliche Verluste sollten durch eine große Kreuzungsgeschwindigkeit vermieden werden. Da im 2,5 GeV-Synchrotron nur eine starke intrinsische Resonanz existiert, sollte die Injektion unterhalb dieser Energie von 1,5 GeV erfolgen.

Am sinnvollsten erscheint eine Injektionsenergie in den Stretcherring von 1,2 GeV bis 1,3 GeV, also noch unterhalb der dritten imperfection-Resonanz.

Für die Berechnung der Resonanzstärken der intrinsic-Resonanzen werden eine horizontale und vertikale Kopplung von 10 %, eine natürliche horizontale Emittanz bei 3,5 GeV von 0,9 mm-mrad und eine vertikale Emittanz von 0,08 mm-mrad angenommen.

Bei den Energien 2,05 GeV und 2,9 GeV liegen zwei starke intrinsische Resonanzen, die einen großen Polarisationsverlust hervorrufen können. Um diese Verluste zu minimieren, gibt es folgende Möglichkeiten:

Eine geringere Kreuzungsgeschwindigkeit würde einen *Spinflip* erzeugen. Besser geeignet ist die Methode, die Kreuzungsgeschwindigkeit mit Hilfe eines sog. *Tunejumps* zu erhöhen. Darunter versteht man die schnelle vertikale Arbeitspunktänderung durch zusätzliche Quadrupole. Damit liegt die Änderung des Spins pro Umlauf (sog. „Spintune“) nur während eines kurzen Zeitintervalls  $\Delta t_1$  in der Resonanz (Abb. 4.2). Um die Verluste klein zu halten, muß zum einen die Kreuzungsgeschwindigkeit  $\alpha$  groß sein und zum anderen der *Tunejump*  $2\delta$  ein Vielfaches der Resonanzbreite  $\epsilon_R$  betragen. Die Abklingzeit  $\Delta t_2$  ergibt sich aus der Bedingung, daß sich nach der Resonanzkreuzung der Abstand zur Resonanz nicht verringern darf.  $\Delta t_2$  ist aber auch begrenzt durch den Abstand zur nächsten Resonanz. Der Tunejump muß vor der nächsten Resonanz beendet sein.

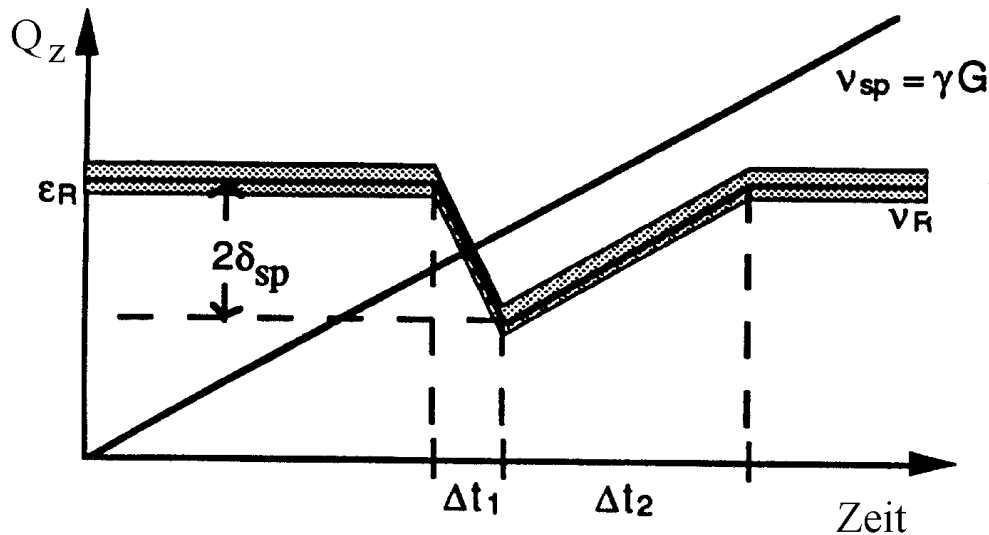


Abbildung 4.2: Vertikaler Arbeitspunkthub zur Resonanzkreuzung [Jes]

## 4.2 Einschluß in den Linac und Beschleunigung im Synchrotron und im Stretcherring

Die Injektion des polarisierten Elektronenstrahls in den Linearbeschleuniger bereitete anfangs Probleme, weil die vorhandenen Monitorsysteme nur beschränkt für die schwachen Ströme nutzbar sind und neue Parameter erst gefunden werden mußten. Daher wurde folgende Vorgehensweise angewendet:

Die thermische Elektronenquelle liefert typischerweise einen Strom von einigen 100 mA, die auf dem sogenannten „Paddle“ (ein Faraday-Cup zwischen Prebuncher und Linac) gemessen werden. Nach der Vorbeschleunigung auf 20 MeV kann der Strahl auf den Lage- und Intensitätsmonitoren LI1 und LI4 nachgewiesen werden. Typische Signale an LI1 sind ca. 200 mA und zwischen dem dritten Ablenkmagneten und dem Einschluß in das Synchrotron bei LI4 ca. 50 - 100 mA. Mit diesen Intensitäten werden im Synchrotron etwa 10 mA umlaufender Strom beschleunigt. Der 90°-Ablenkmagnet für den Einschluß des polarisierten Elektronenstrahls in den Linac befindet sich zwischen der thermischen Quelle und dem Prebuncher. Der Prebuncher dient zur Anpassung der zeitlichen Strahlstruktur des Elektronenpulses an die Hochfrequenz des Beschleunigerrohres. Es handelt sich dabei um einen Hohlraumresonator mit Blenden von 3 mm Durchmesser. In der nachfolgenden Driftstrecke bildet sich eine Dichtemodulation des Elektronenstrahls aus, weil die Elektronen nach Durchlaufen des Prebunchers unterschiedliche Geschwindigkeiten haben. Der kleine Durchmesser der Prebuncher-Öffnungen erschwert die Einschlußbedingungen für polarisierte Elektronen in den Linac erheblich. Die Anordnung der Elemente im Bereich der Injektion ist in Abbildung 4.3 dargestellt (Strahlverlauf von rechts nach links).

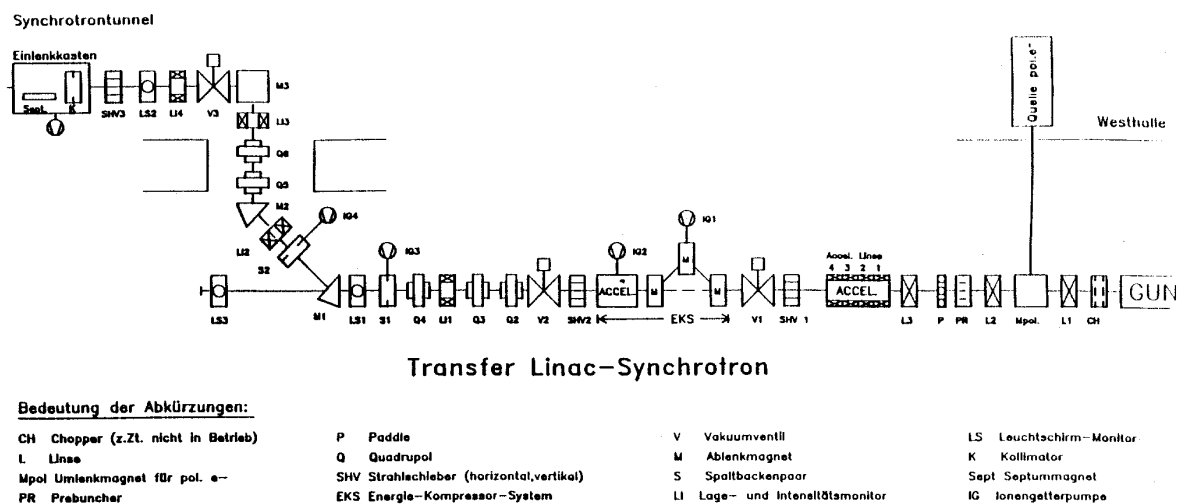


Abbildung 4.3: Strahlführung im Einschlußbereich [Döi]

Um die geringe Intensität des polarisierten Elektronenstrahls zu imitieren, wurde die Strahlführung des Injektors so verstellt, daß nur noch wenige Elektronen aus der thermischen Elektronenkanone in den Linac injiziert werden konnten. Damit wurde ein Strom von ca. 3 mA auf dem Paddle gemessen, was in etwa der Intensität des Strahls aus der polarisierten Quelle entspricht. Die Energie, auf die der Linac die Elektronen beschleunigt, ist intensitätsabhängig. Aufgrund der geringen Intensität ist das Energiespektrum der beschleunigten Elektronen verändert. Das bedeutet, daß der Linac im „Normalfall“ Elektronen auf 20 MeV beschleunigt. Ein einzelnes Elektron dagegen würde eine Beschleunigung auf 35 MeV erfahren. Um den Energiezuwachs bei geringen Intensitäten zu vermeiden, muß die Leistung der zugeführten Hochfrequenz verringert werden. Dazu wird mit Hilfe des Potentiometers „Klystron Voltage“ die Leistungsverstärkung des Klystrons reduziert. Im Normalfall liegt die Spannung bei 38 kV; für Strahlen aus der po-

larisierten Quelle wurden Werte unter 32 kV gefahren. Mit dieser Einstellung konnten Signale von ca. 1 - 2 mA an LI1 und knapp 1 mA an LI4 gemessen werden. Im Synchrotron wurden dann noch etwa 0,5 mA umlaufender Strom beschleunigt. Das sogenannte Langzeitsignal, das den zirkulierenden Strahl im Synchrotron anzeigt, war dabei noch gut zu beobachten. Auch im weiteren Verlauf (Transferkanal zwischen Synchrotron und Stretcherring und im Stretcherring) konnte der Strahl mit den Monitorsystemen nachgewiesen werden.

Nach diesen vorbereitenden Maßnahmen wurde der Trigger für die thermische Elektronenquelle abgezogen. Dann können keine thermischen Elektronen mehr vorbeschleunigt werden. Anschließend wurde die Quelle für polarisierte Elektronenstrahlen in Betrieb genommen. Auf dem Paddle wurde ein Strom von 10 mA gemessen. Strahlabwärts vom Linac konnte ein Signal von 4 mA an LI1 und weniger als 1 mA an LI4 nachgewiesen werden. Die Fokussierlinsen vor und auf dem Beschleunigerrohr mußten noch ein wenig den neuen Injektionsbedingungen angepaßt werden. Der Einschuß ins Synchrotron gestaltete sich anfänglich recht schwierig. Im Synchrotrontunnel wurden zwischen den Magneten M1 und M2, sowie zwischen M10 und M11 Szintillationszähler aufgestellt, die in der Lage sind, Streustrahlung nachzuweisen. Ein dritter Szintillationszähler wurde am Ende des Transferkanals kurz vor der Injektion in den Stretcherring neben dem Chromox-Leuchtschirm aufgestellt. Um ein echtes Signal an den Szintillationszählern zu detektieren, wurde der Chromox-Schirm in den Transferkanal eingefahren. Mit dem Szintillationszähler wurden die am Chromox-Schirm erzeugten Bremsquanten nachgewiesen. Damit konnten die Einschußparameter optimiert werden und schließlich auf dem Langzeitsignal im Synchrotron ein Strom von 0,4 mA detektiert werden. Danach wurde probiert, bei einer Energie von 1,2 GeV die Elektronen in den Stretcherring zu transferieren. Der Chromox-Leuchtschirm am Ende des Transferkanals zwischen dem Synchrotron und dem Stretcherring lieferte einen visuell gut erkennbaren Strahlfleck an der üblichen Position. Danach wurde dieser Schirm herausgefahren und der Strahl konnte problemlos in den Stretcherring injiziert werden. Es konnten im Speicherbetrieb bei 1,2 GeV knapp 1 mA pro Sekunde akkumuliert werden. Der im Stretcherring zirkulierende Strom wurde sowohl mit dem neu installierten Synchrotronlicht-Monitor als auch mit dem Toroid-Monitor der Firma Bergoz gemessen.

Nach diesen Tests wurde die Extraktions-Strahlführung zum Experiment SAPHIR eingeschaltet und im Nachbeschleunigungsmodus versucht, die Elektronen zu extrahieren. Dazu wurden die Elektronen im Stretcherring auf 2,8 GeV hochbeschleunigt und anschließend extrahiert. Am SAPHIR-Detektor wurde ohne Kollimatoren eine mittlere Tagging-Rate von 300 - 400 kHz gemessen. Aufgrund der gleichen Einstellung des zuvor gelaufenen Experiments konnte der extrahierte Strom mit etwa 0,5 nA bestimmt werden.

In einem weiteren Experiment mit der Beschleunigeranlage wurde die Transmission von der polarisierten Quelle bis zum ELAN-Experiment getestet. Das war wichtig, weil der ELAN-Detektor als erster für Experimente mit polarisierten Strahlen benutzt werden soll und um aus der nachgewiesenen Intensität eine Meßzeitabschätzung für die Møllermessung zu gewinnen. Bei diesem Test lieferte die polarisierte Quelle einen Pulsstrom von ca. 100 mA bei einer Puls-zu-Puls-Stabilität des Lasers von  $\pm 25\%$ . Der Ti:Sa-Laser konnte bei diesem Test nur bis zu einer Wiederholrate von 25 Hz einen stabilen Betrieb liefern. Der auf den Kristall fokussierte Laserstrahl hatte einen Durchmesser von etwa 6 - 7 mm, die Laserleistung lag bei ca. 300  $\mu\text{J}/\text{Puls}$ .

Der Elektronenstrahl aus der polarisierten Quelle wurde in das Synchrotron eingeschossen, auf 1,6 GeV hochbeschleunigt und dann in den Stretcherring transferiert. Der in den Stretcherring injizierte Strahl wurde akkumuliert und auf 1,94 GeV nachbeschleunigt. Für diesen Test wurden die Einstellungen des zuvor gelaufenen ELAN-Experiments übernommen. Der nachbeschleunigte Strahl wurde dann durch Resonanz-Extraktion zum ELAN-Detektor extrahiert. Die Intensität des extrahierten Strahls konnte nicht mit hinreichender Genauigkeit mit dem Faraday-Cup gemessen werden, da wegen der Kapazität des Verbindungskabels ein zu großer Offset im pA-Bereich existiert und der „Current Integrator“ im unteren Bereich eine langsame Drift aufweist. Die gemessene Intensität wurde dann über die Zählrate im ELAN-Detektor abgeschätzt. Damit ergab sich ein Wert von etwa 0,2 nA bis 0,3 nA für den extrahierten Strahl. Man kann also davon



ausgehen, daß bei einem Laserbetrieb mit einer Wiederholrate von 50 Hz ein Strahlstrom von ca. 0,5 nA erwartet werden kann.

Die Transmission vom Kristall bis zum Paddle betrug bei diesen Tests ca. 15 %. Die Transmission durch den Linac bis zum LI1-Monitor wurde zu 25 % ermittelt, und von LI1 bis zur Injektion in das Synchrotron wurden 5 % gemessen. Auf dem LI1-Monitor wurde ein Pulsstrom von  $(2,5 \pm 0,5)$  mA gemessen, und das Langzeitsignal zeigte einen zirkulierenden Strom im Synchrotron von  $(0,5 \pm 0,2)$  mA an. Die Transmission vom Synchrotron bis zum ELAN-Detektor wurde mit 27 % bestimmt. Damit ergibt sich eine Transfereffizienz vom Linac bis zum Experiment von ca. 1,3 %. Dieser Wert ist nun zu vergleichen mit der Transmissionsmessung unter Verwendung der thermischen Kathode. Dabei wurde im gleichen Betriebsmodus eine Transmission von 1,6 % beobachtet. Damit liegt die Transmission, die mit Elektronen aus der polarisierten Quelle gemessen wurde in der gleichen Größenordnung, wie beim Betrieb mit der thermischen Kathode.

### 4.3 Polarisationsgradbestimmung mit Møllerstreuung

Unter Møllerstreuung versteht man die elastische Elektron-Elektron-Streuung. Die Messung der longitudinalen Polarisation von Elektronen basiert auf der Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von der relativen Spinorientierung der beiden Elektronen.

Allgemein gilt für den Wirkungsquerschnitt der Møllerstreuung:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_0 \cdot \left( 1 + \sum_{jk} a_{jk} P_j^S P_k^T \right), \quad (4.21)$$

mit  $\left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_0$  = Wirkungsquerschnitt für unpolarisierte Elektronen

$P_j^S$  = j-te Komponente der Strahlpolarisation

$P_k^T$  = k-te Komponente der Targetpolarisation

$a_{jk}$  = Asymmetriekoeffizienten.

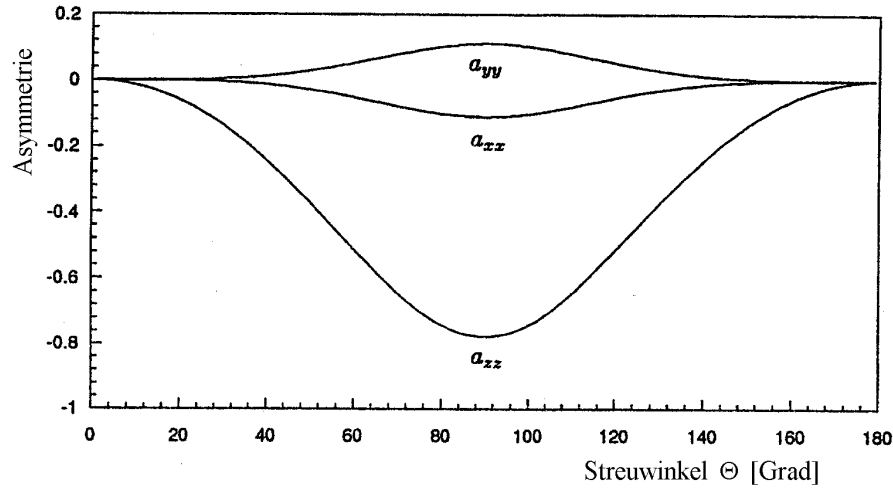


Abbildung 4.4: Verhalten der Asymmetrie-Koeffizienten  $a$  bei verschiedenen Streuwinkeln [Hüf]

Die Abbildung 4.4 zeigt das Hochenergie-Verhalten der Asymmetrie-Koeffizienten  $a$  bei verschiedenen Streuwinkeln. Man sieht, daß die Asymmetrie-Koeffizienten im symmetrischen Fall maximal werden, d.h. die Polarisationsmessung sollte bei  $90^\circ$  durchgeführt werden. Damit vereinfacht sich die obige Gleichung zu:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_0 \cdot \left( 1 + \sum_i a_{ii} P_i^S P_i^T \right). \quad (4.22)$$

Als Møller-Target dient eine  $20 \mu\text{m}$  Supermendur-Folie. Für die Polarisation der Folie erhält man:

$$\vec{P}^T = \sin\psi |\vec{P}^T| \vec{e}_x + \cos\psi |\vec{P}^T| \vec{e}_z. \quad (4.23)$$

Dabei beträgt die Folien-Polarisation  $|\vec{P}^T|$  etwa 8 %. Die Møller-Elektronen werden unter  $90^\circ$  im Schwerpunkt-System gemessen. Die Analysierstärke der Folie beträgt  $A_f = 7/9$ , unabhängig von der Strahlenergie. Die Folie befindet sich in einem von einer Helmholtz-Anordnung erzeugten Magnetfeld von etwa 100 Gauß und wird etwa  $23^\circ$  gegen den einlaufenden Elektronenstrahl geneigt. Diese Neigung ist erforderlich, da sich die Folie nur in der Folienebene polarisieren läßt.

Durch die Neigung erhält man eine Komponente der Folienpolarisation, die parallel bzw. antiparallel zur longitudinalen Strahlpolarisation ist. Da der Elektronenstrahl longitudinal polarisiert ist (also  $\vec{P}^S = |\vec{P}^S| \vec{e}_z$ ), erhält man für den Wirkungsquerschnitt:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_0 \cdot (1 + a_{zz} P_z^S P_z^T). \quad (4.24)$$

Die Asymmetrie am Target wird bestimmt durch folgenden Ausdruck, wobei die Strahlpolarisation sehr stark vom verwendeten Kristall (siehe Kap. 1.3) und der Kreuzung von Depolarisationsresonanzen (siehe Kap. 4.1) abhängt:

$$A = |\vec{P}^S| \times |\vec{P}^T| \times \cos(23^\circ) \times A_f = |\vec{P}^S| \times 0,08 \times 0,92 \times 0,78 = |\vec{P}^S| \times 0,057. \quad (4.25)$$

Bei einer Strahlpolarisation  $|\vec{P}^S| = 0,30$  erhält man für die Targetasymmetrie  $A = 0,017$ . Daraus ergibt sich, daß man bei bekannter Targetpolarisation den Polarisationsgrad durch eine Asymmetriemessung bestimmen kann. Die Asymmetrie läßt sich vereinfacht ausdrücken als:

$$A = \frac{N^+ - N^-}{N^+ + N^-}. \quad (4.26)$$

In der Diplomarbeit von C. Hüffer wurde die Meßzeit für einen Meßpunkt abgeschätzt [Hüf]:

$$\Delta t = \frac{1 - (a_{zz} P_z^S P_z^T)^2}{2 \left( \frac{\Delta A}{A} \right)^2 \cdot k \cdot \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_0 \cdot (a_{zz} P_z^S P_z^T)^2}. \quad (4.27)$$

Unter Verwendung einer 20  $\mu\text{m}$  Vacoflux-Folie und einem extrahierten Strahlstrom von 0,5 nA wird eine Zählrate von 1,2 kHz erwartet. Bei einer Genauigkeit von 10 % für die Polarisationsmessung werden für beide Meßpunkte je 564 sec = 9,4 min, also zusammen ca. 20 Minuten benötigt.

# Kapitel 5

## Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wird die Problematik bei der Erzeugung und Beschleunigung von polarisierten Elektronenstrahlen aus der 120 keV-Quelle, bei der der Photoeffekt am GaAs verwendet wird, beschrieben. Die Anbindung der polarisierten Quelle an die Bonner Beschleunigeranlage stellt hohe Anforderungen an die Pulsstrom-Intensität sowie an die Lebensdauer der Kristalloberfläche. Die Lösungen dieser Probleme werden ausführlich in der Arbeit vorgestellt. Dazu gehört die völlige Neukonstruktion des gesamten UHV-Bereichs. Auf den neuesten Erkenntnissen basierend und nach weltweit aktuellem Stand der Forschung wurde ein neuer Kristallhalter konstruiert, der speziell vakuumtechnisch die Anforderungen bestens erfüllt. Ebenfalls wurde eine dreistufige Beschleunigungsstrecke neu aufgebaut, die sowohl vakuumtechnisch als auch elektronenoptisch die Voraussetzungen liefert, einen hohen Pulsstrom auf 120 keV zu beschleunigen. Desweiteren wurde der zentrale UHV-Rezipient mit der entsprechenden Peripherie neu aufgebaut.

Im Verlauf der Arbeit hat sich gezeigt, daß für die Extrem-UHV-Anforderungen bestimmte Arbeitsschritte unvermeidbar sind und man an jeder Stelle im Aufbau der Apparatur größte Sorgfalt walten lassen muß.

Mit der modifizierten Quelle werden Pulsströme von mehr als 100 mA erzielt, die Lebensdauer der Kristalloberfläche liegt unter diesen Bedingungen bei etwa einem Tag. Dabei wird ein GaAs-Kristall verwendet, die Wellenlänge des Laserlichtes liegt bei 725 - 750 nm. Ferner wird gezeigt, daß Elektronen aus der Quelle in den Stretcherring injiziert und den entsprechenden Experimenten zur Verfügung gestellt werden können. Um die Transmission von der Quelle zum Linac weiter zu erhöhen, müssen der Transferkanal und die Effizienz der 90°-Ablenkung verbessert werden.

Um einen Kristallwechsel ohne Belüften des UHV-Bereichs vornehmen zu können, empfiehlt sich die Installation eines Schleusensystems („load lock“). Damit ist es möglich, in kurzer Zeit einen Kristall auszutauschen und auch die neuen Kristalle mit deutlich höherer Polarisation auf ihre Einsatzfähigkeit am Beschleuniger, speziell hinsichtlich der Quantenausbeute, zu testen.

Weiterhin müssen geeignete Maßnahmen zur Minimierung der depolarisierenden Wirkung von imperfection- und intrinsic-Resonanzen realisiert werden. Mit Hilfe der imperfection-Resonanzen kann eine Energie-Kalibration des Stretcherrings durchgeführt werden. Mit diesen Maßnahmen sollten polarisierte Elektronenstrahlen aus der 120 keV-Quelle im Stretcherring bis auf 3 GeV beschleunigt und Experimente damit durchgeführt werden können.

Abschließend wird noch darauf hingewiesen, daß sich eine weitere Quelle mit einer Beschleunigungsspannung von 50 kV in der Konstruktion befindet. Bei dem Aufbau dieser 50 keV-Quelle wird auf die Erfahrungen beim Aufbau und Betrieb der 120 keV-Quelle zurückgegriffen. Diese Quelle wird an den im Aufbau befindlichen Linac 2 angeflanscht. Der Linac 2 soll ausschließlich als Vorbeschleuniger für polarisierte Elektronenstrahlen dienen.

# Danksagung

Mein herzlicher Dank gilt Herrn Prof. Dr. D. Husmann für die interessante und vielfältige Themenstellung dieser Dissertation. Ich bedanke mich bei ihm für die Unterstützung und gute Zusammenarbeit in allen Phasen der Arbeit sowie das stets freundliche Arbeitsklima. Ferner danke ich Herrn Prof. em. Dr. K.H. Althoff für die vielen motivierenden Diskussionen, sein stetes Interesse am Fortgang der Arbeit und für die Übernahme des Koreferates. Bei Herrn Dr. W. von Drachenfels bedanke ich mich für die vielen anregenden Diskussionen und Vorschläge und für die tatkräftige Unterstützung bei den ersten Einschußversuchen in ELSA.

Herrn Dipl.-Phys. S. Nakamura danke ich für seinen bedingungslosen Einsatz beim Betrieb der Quelle sowie für die fruchtbare Kontinuität in der deutsch-japanischen Kollaboration. Desweiteren bedanke ich mich bei Herrn Prof. Dr. T. Nakanishi von der Universität Nagoya. Ein ganz besonderer Dank gilt ihm sowie den Mitarbeitern seiner Gruppe für die Hilfe bei der Auslegung und dem Bau des Anoden-Systems für die neue Beschleunigungsstruktur.

Besonders bedanken möchte ich mich bei Herrn B. Neff, der hervorragende Arbeit für die Realisierung des UHV-Bereichs geleistet hat. Ebenso gilt mein Dank Herrn N. Rick für seine Hilfe beim Zusammenbau der UHV-Apparatur sowie seine stetige Hilfsbereitschaft. Herrn Th. Alscheid danke ich für die große Unterstützung bei der Anfertigung der gesamten Magnetfeldabschirmung und seine Hilfe beim Umbau der Quelle.

Desweiteren bedanke ich mich bei dem Leiter der Feinmechanischen Werkstatt des Physikalischen Instituts, Herrn Liers, dem Leiter der Synchrotronwerkstatt, Herrn H. Peschel, dem Leiter der Zentralwerkstatt, Herrn Roßrucker, und dem Leiter der Elektronikwerkstatt, Herrn Dr. A. Dieckmann, die alle Aufträge zuverlässig und schnell ausgeführt haben. Allen Diplomanden und Doktoranden der Beschleuniger-Mannschaft möchte ich meinen Dank für ihre ständige Hilfsbereitschaft aussprechen. Schließlich möchte ich mich bei allen Technikern der Beschleuniger-Mannschaft für ihre hervorragende Unterstützung bedanken. Ohne diese Hilfe bei den verschiedensten Problemen hätte die vorliegende Arbeit nicht gelingen können.

# Literaturverzeichnis

- [All] Alley, R. et. al.: *The Stanford linear accelerator polarized electron source*, SLAC-PUB-95-6489, 1995
- [Alg1] Alguard, M.J. et al.: *Elastic Scattering of Polarized Electrons by Polarized Protons*, Physical Review Letters 37,2, (1976), 1258; *Deep-Inelastic e-p Asymmetry Measurements and Comparison with the Bjorken Sum Rule and Models of Proton Spin Structure* 41,1, (1978), 70
- [Alg2] Alguard, M.J. et al.: *A Source of Highly Polarized Electrons at the Stanford Linear Accelerator Center*, Nuclear Instruments and Methods 163 (1979) 29-59
- [Alt1] Althoff, K.-H., Husmann, D.: *ELSA - Ein neuer Beschleuniger in der Mittelenergiephysik*, Interner Bericht, (Bonn-IR-87-30), Bonn 1987
- [Alt2] Althoff, K.-H. et al.: *ELSA - One Year Experience with the Bonn Electron Stretcher Accelerator*, 1990
- [Ank] Ankerhold, U.: *Aufbau eines durchstimmbaren Einmoden-Ti:Saphir-Lasers*, Diplomarbeit, Institut für Quantenoptik Hannover, 1991
- [Ans] Anselmino, M. et al.: *On Possible Resolutions of the Spin Crisis in the Parton Model*, Soviet Journal of Nuclear Physics, 49, (1989), 136
- [Ant] Anton, G. et al.: *Proposal to measure the Drell-Hearn-Gerasimov Sum Rule*, Proposal, April 1992
- [Bal] Balzers: *Quadrupol-Massenspektrometer QMG 125*, Betriebsanweisung, BK 800 125 BD, 1.1990, 1990
- [Bau1] Baum, G. et al.: *New Measurement of Deep-inelastic e-p Asymmetries*, Physical Review Letters 51, (1983), 1135
- [Bau2] Baum, G.: *Erzeugung eines polarisierten Elektronenstrahls durch Photoionisation polarisierter Atome*, Dissertation, 1-042, Bonn, 1968
- [Bjo] Bjorken, J.D.: *Applications of the  $U(6) \times U(6)$  Algebra of Current Densities*, Physical Review 148, (1966), 1467; *Asymptotic Sum Rules at Infinite Momentum* 179, (1969), 1547
- [BMT] Bargman V., Michel L., Telegdi V.L.: *Precession of the Polarization of Particles Moving in a Homogeneous Electromagnetic Field*, Physical Review Letters 2, 435, 1959
- [Bre1] Brefeld, W.: *Beschleunigung von polarisierten Elektronen im Bonner Synchrotron und im geplanten Stretcherring ELSA*, Dissertation, (Bonn-IR-81-31), Bonn 1981
- [Bre2] Brefeld W. et al.: *Measurement of the Polarization Degree of Accelerated Polarized Electrons at the 2.5 GeV Synchrotron in Bonn for Energies between 0.85 and 2 GeV*, Nuclear Instruments and Methods 228, (1985), 228-235

- [Bro] Brosi, A.R. et al.: *A Precision Measurement of the Longitudinal Polarization of Betas Following  $P^{32}$  Decay*, Nuclear Physics, Band 33, 1962
- [Buo] Buon, J.: *Polarization in Electron and Proton Beams*, CERN Accelerator School, CERN 87-03, 1987
- [Cou] Courant, E.D, Ruth, R.D.: *The Depolarization of Polarized Protons in Circular Accelerators*, BNL Report 51270, ISA 80-5, BNL Upton NY 11973, 1980
- [Döi] Döing, R.: Persönliche Mitteilung, 1993
- [Dra1] v. Drachenfels, W. et al.: *Intense Pulses of Polarized Electrons produced by Fano Effect*, Zeitschrift für Physik 269, (1974), 387
- [Dra2] v. Drachenfels, W. et al.: *A Pulsed Source for Polarized Electrons with High Repetition Rate*, Nuclear Instruments and Methods 140, (1977), 47-55
- [Dre] Drell, S.D. and Hearn, A.C.: *Exact Sum Rule for Nucleon Magnetic Moments*, Physical Review Letters 16, (1966), 908
- [Dut] Dutz, H. et al.: *The Bonn Frozen Spin Target for Experiments with Real Photons*, Proceedings of the Workshop at the 9th International Symposium on High Energy Spin Physics, Sept. 1990, Bonn 1990
- [Ehs] Ehses, E.: *Der polarisierte Elektronenstrahl am 2,5 GeV-Synchrotron*, Dissertation, (Bonn IR-79-45), Bonn 1979
- [Ess] Essabaa, S. et al.: *Study of the Metastable Helium Spin Polarization in an Optically Pumped Afterglow*, Nuclear Instruments and Methods 344, (1994), 315-318
- [Fro] Froissart, M. and Stora R.: *Depolarisation d'un faisceau de Protons Polarisés dans un Synchrotron*, Nuclear Instruments and Methods 7, 297 - 305, 1960
- [Ger] Gerasimov, S.B.: *A Sum Rule for Magnetic Moments and the Damping of the Nucleon Magnetic Moment in Nuclei*, Yad. Fiz. 2 (1965) 598, Soviet Journal of Nuclear Physics 2, (1966), 430,
- [Heil] Heil, W.: *Messung und Analyse der Paritätsverletzung in der quasielastischen Streuung von polarisierten Elektronen an  $^9\text{Be}$* , Dissertation, KPH 11/87, Mainz, 1987
- [Hof] Hofmann, M.: *Beschleunigung polarisierter Elektronen im Bonner 2,5 GeV-Synchrotron*, Diplomarbeit, (Bonn-IR-78-31), Bonn 1978
- [Hus] Husmann, D.: *Storage and Acceleration of Polarized Electrons*, Vortrag am SLAC, 1979
- [Hüf] Hüffer, C.: *Møller-Streuung mit unpolarisierten Elektronen zur Entwicklung eines Møller-Polarimeters an ELSA*, Diplomarbeit, (Bonn-IR-92-28), Bonn 1992
- [Jam] James, L.W. et al.: *Transport Properties of GaAs Obtained from Photoemission Measurements*, Physical Review, Band 183,1(3), 1969
- [Jes] Jessenberger, R.: *Erarbeitung analytischer Zusammenhänge zur Beschreibung polarisierter Teilchenstrahlen in Beschleunigern und deren Anwendung auf das Kühlersynchrotron COSY*, Dissertation, ISSN 0366-0885 Jül-2754, IKP Forschungszentrum Jülich, 1993
- [Kes] Kessler, J.: *Polarized Electrons*, Springer Series on Atoms and Plasmas, Second Edition, 1985
- [Kol] Kolenda, J.: *Anwendungen des blitzlampengepumpten Titan:Saphir Lasers in der Lidar-Technik*, Dissertation, FU Berlin, 1993

- [Kra] Kranefeld, G.: *Erste Messungen mit einer Apparatur für Doppelpolarisationsexperimente in Bonn*, Dissertation, (Bonn-IR-94-14), Bonn 1994
- [Kru] Krupp Widia GmbH, Magnettechnik: *Hyperm, Weichmagnetische Werkstoffe und Bauteile*, Katalog-Nr.: W 2.20-48.1, 1990
- [Ley] Leybold AG: *Grundlagen der Vakuumtechnik, Berechnungen und Tabellen*, Katalog-Nr. 1 99 89, 1987
- [Mad] Madelung, O.: *Festkörpertheorie I*, Springer Verlag Berlin, Heidelberg, New York, 1972
- [Nak1] Nakamura, S.: *Eine Überlegung für die Temperaturmessung mit dem berührungslosen Temperaturmeßgerät*, Interner Bericht, PI Bonn, 1994
- [Nak2] Nakamura, S.: Dissertation in Vorbereitung
- [Nkn] Nakanishi, T.: *Development of Electron Source toward  $\sim 100$  % Polarization*, Summary Report, März 1995
- [Neff] Neff, B. und Rick, N.: *Persönliche Mitteilung*, 1996
- [SAES] SAES-Getters: *Sorb-Ac Cartridge Pumps*, Bedienungsanleitung für den Betrieb von NEG-Pumpen, June 1990, 302/9/S FM/at, 1990
- [Nuh] Nuhn, H.-D.: *Konstruktion und Bau einer Quelle für freie polarisierte Elektronen durch Photoeffekt am GaAs*, Diplomarbeit, (Bonn-IR-81-1), Bonn 1981
- [Pie1] Pierce, D.T. et al.: *Direct Observation of Spin Dependent Electronic Structure of GaAs Using Spin Polarized Photoemission*, Physics Letters, Band 51 A, 1975
- [Pie2] Pierce, D.T. et al.: *GaAs Spin Polarized Electron Source*, The Review of Scientific Instruments, Band 51 (4), 1980
- [Pre] Prescott C.Y.: *Parity Violation in Inelastic Scattering of Polarized Electrons*, SLAC-PUB-2218
- [Sak] Saka, T. et al.: *A New Type Photocathode for the Polarized Electron Source with a Distributed Bragg Reflector*, Internal Report, DPNU-93-26, September 1993
- [Sch] Schäfer, R.: *Bau und Test einer Mott-Streuapparatur*, Diplomarbeit, (Bonn IR-76-15), Bonn 1976
- [Spi] Spicer, W.E.: *Optical Properties of Solids*, North-Holland Publishing Comp., Amsterdam, London (1972), Kap. 10, 1972
- [Tog1] Togawa, K. et al.: *Design and Construction of Accelerating Electrodes for a Polarized Electron Gun at the Bonn Stretcher Accelerator ELSA*, Internal Report, DPNU-95-33, Bonn-ME-95-01, August 1995
- [Tog2] Togawa, K.: *Persönliche Mitteilung*, Januar 1995
- [Toy] Toyama, T. et al.: *On the Depolarizing Resonances in ELSA*, Internal Report, KEK Tsukuba, 1993
- [Ul1b] Ulbricht, M.: *Flashlamp Pumped Ti:Sapphire Lasers*, Technische Informationsschrift, Elight Laser Systems, Teltow, 1993
- [Weg] Wegener, H.: *Mott-Streuung an Streufohlen endlicher Dicke*, Zeitschrift für Physik, Band 151, 1958



- [Wes] Westermann, M.: *Konzept und Bau einer Laserstrahlführung und Laserpulsmodulation für eine Quelle spinpolarisierter Elektronen*, Diplomarbeit, Bonn, 1995
- [Zig] Zigann, S.: *Persönliche Mitteilung*, 1996