

# Diplomarbeit

## Konzeption und Simulation des Positronenstrahlensystems EPOS

vorgelegt von

MARCO JUNGSMANN

geboren am 24. Februar 1971



Institut für Physik/Chemie  
der Naturwissenschaftlichen Fakultät II  
der Martin-Luther-Universität Halle-Wittenberg

Betreuer: Prof. Dr. R. Krause-Rehberg

Halle (Saale), 21. Mai 2008

---

---

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1	ELBE Übersicht . . . . .	2
<b>2</b>	<b>Grundlagen</b>	<b>5</b>
2.1	Erzeugung von Positronen . . . . .	5
2.2	Grundlagen der Positronenannihilation . . . . .	7
2.3	Experimentelle Techniken der Positronen-Spektroskopie . . . . .	12
2.4	Bewegung von geladenen Teilchen im elektromagnetischen Feld	17
2.4.1	Bewegung von elektrisch geladenen Teilchen in einem Längsmagnetfeld . . . . .	17
2.4.2	Bewegung in einem inhomogenen Magnetfeld . . . . .	19
2.4.3	Bewegung in einem $E \times B$ Feld . . . . .	20
2.4.4	Krümmungsdrift und Gradientendrift . . . . .	21
2.5	Führungsmagnetfeld . . . . .	23
2.6	Elektrostatische Linsen . . . . .	24
<b>3</b>	<b>EPOS-System</b>	<b>27</b>
3.1	Übersicht über das EPOS-System . . . . .	27
3.2	Moderator . . . . .	30
3.3	Einzellinse . . . . .	33
3.4	Strahlführung . . . . .	35
3.4.1	Führungsmagnetfeld . . . . .	35
3.4.2	Korrekturfeld . . . . .	40
3.5	Chopper . . . . .	43
3.5.1	Aufbau . . . . .	43
3.5.2	Choppersignal . . . . .	47
3.5.3	Simulationen . . . . .	48
3.6	Buncher . . . . .	51
3.7	Thermische Analyse . . . . .	53
3.8	Multidetektorsystem . . . . .	57
3.9	Vakuumsystem . . . . .	59
	<b>Ausblick</b>	<b>62</b>

<b>Anhang</b>	<b>63</b>
A    Position und Parameter der Spulen . . . . .	65
<b>Danksagungen</b>	<b>69</b>
<b>Erklärung</b>	<b>70</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>73</b>

---

# Kapitel 1

## Einleitung

In den letzten Jahrzehnten hat sich die zerstörungsfreie Untersuchung kondensierter Materie mit Positronen zu einer Standardmethode in der Festkörperphysik etabliert. Im Vakuum hat das Positron eine unendliche Lebensdauer, wogegen die Lebensdauer des Positrons im Festkörper durch Zerstreuung mit einem Elektron auf 0 ps bis 142 ns beschränkt ist. Die meisten Untersuchungsmethoden verwenden die Annihilationsstrahlung als Messsignal. Aus der Zeitdifferenz zwischen Implantation und der ausgesandten Annihilationsstrahlung lassen sich Aussagen über Gitterfehler wie zum Beispiel Leerstellen und Versetzungen im Festkörper machen. Impulsverteilungen von Festkörperelektronen lassen sich durch Energie und Winkelmessung der emittierten Gammaquanten ermitteln. Mit der Positronenannihilationspektroskopie werden vor allem Metalle und Halbleiter untersucht.

Für tiefenaufgelöste Messungen der Positronenlebensdauer werden Positronenstrahlensysteme mit durchstimmbaren Energien verwendet. Ein solches System soll im Forschungszentrum Dresden-Rossendorf aufgebaut werden. Die Vorteile dieses Systems gegenüber anderen Strahlensystemen werden im Kapitel 3.1 aufgeführt.

Meine Diplomarbeit beschäftigt sich mit der Simulation der Positronenstrahlführung durch elektrische und magnetische Felder, dem Zeit- und Energieverhalten des Positronenstrahls auf der Probe sowie der Konstruktion und Umsetzung des Aufbaus.

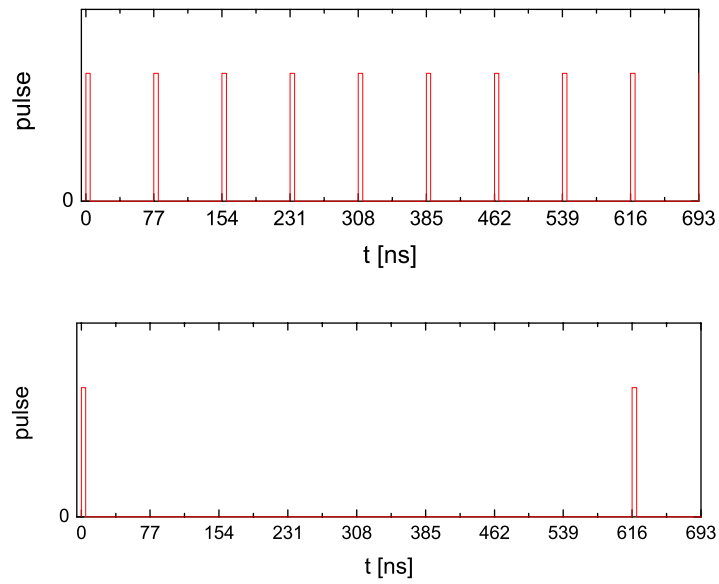
## 1.1 ELBE Übersicht

Kernstück der ELBE-Halle (**E**lektronen **L**inearbeschleuniger für Strahlen hoher **B**rillanz und **E**mittanz) im Forschungszentrum Dresden-Rossendorf (FZD) ist ein supraleitender Hochfrequenzelektronenbeschleuniger.

Der damit erzeugte Elektronenstrahl wird von fünf Nutzergruppen zur Erzeugung von Sekundärstrahlung (elektromagnetische Strahlung sowie Teilchenstrahlung) genutzt. So können Untersuchungen mit kohärenter Infrarotstrahlung ( $3\text{-}200\mu\text{m}$ ), quasimonochromatischer Röntgenstrahlung (10-100 keV), polarisierter Bremsstrahlung ( $\leq 20$  MeV), gepulsten Neutronen ( $\leq 30$  MeV) und gepulsten monochromatischen Positronen (1-30 keV) durchgeführt werden [FZDR08].

Der supraleitende Linearbeschleuniger liefert einen maximalen mittleren Strahlstrom von 1 mA. Dazu werden die Elektronen in einer thermionischen 250 keV DC-Elektronenkanone vorbeschleunigt und mit zwei HF-Bunchern pulskomprimiert. Zwei mit flüssigem Helium gekühlte 20 MeV-Beschleunigermodule übernehmen die Hauptbeschleunigung. Die dazu notwendige Hochfrequenzleistung wird von zwei 10 KW Klystrons bereitgestellt. Die Mikropulsbreite und die Energieschärfe des Strahls werden durch eine elektromagnetische Schikane zwischen den Beschleunigermodulen optimiert.

Für EPOS (**E**LBE **P**ositron **S**ource) wird ein 1-10 ps scharfer Elektronenimpuls mit einer Bunchladung von 77 pC ( $4,8 \times 10^8 e^-$  pro Bunch) erwartet. Die Energie der Elektronen beträgt 40 MeV. Es werden zwei Modi zur Verfügung gestellt. Bei dem schnellen Mode werden alle Pulse an den Nutzer übermittelt, beim langsamen Mode werden 7 Signale ausgeblendet [FZDR08]. Die Wiederholrate liegt im schnellen Mode bei 77 ns. Damit können Lebensdauern von bis zu 7 ns gemessen werden. Im langsamen Mode beträgt die Wiederholrate 616 ns (Abb. 1.1). Dadurch ist es möglich, Proben mit langen Positronenlebensdauern zu untersuchen. Die Ausblendung der Bunche im langsamen Mode wirkt sich nachteilig auf die Zählrate aus, da die Elektronen verloren gehen. Eine neue Entwicklung des Forschungszentrums ist eine Elektronenquelle, welche auf einer supraleiten-



**Abb. 1.1:** Schematische Darstellung der vom Forschungszentrum Rossendorf erzeugten Elektronenpulse

den HF-Photoquelle basiert. Damit soll eine Bunchladung von 1 nC mit einer Bunchlänge von 20 ps und einer Wiederholdauer von 1000 ns erreicht werden. Diese Elektronenquelle wäre für die Erzeugung eines Positronenstrahls zur Messung von langen Lebensdauern ideal.





# Kapitel 2

## Grundlagen

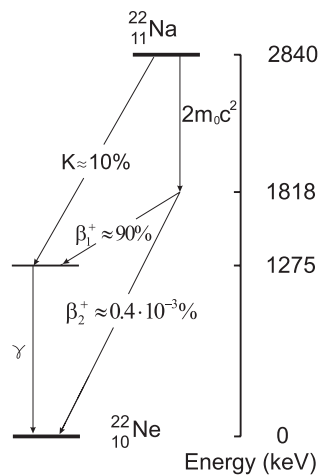
In diesem Kapitel werden die Grundlagen der Positronenspektroskopie und die experimentellen Techniken dargestellt.

Weiterhin wird die Bewegung von elektrisch geladenen Teilchen im elektromagnetischen Feld betrachtet. Im EPOS-System werden die Positronen über eine Strecke von 11 m in einem Führungsmagnetfeld transportiert. Dabei durchlaufen diese auch drei Rohrbögen. Beim Transport durch diese Bögen kommt es zu einer Krümmungs- und Gradientendrift. Am Ende des Kapitels wird kurz die Funktionsweise von elektrostatischen Linsen erläutert. Da für die Simulation das Programm Simion [Dahl99] zur Verfügung steht, wird nicht weiter auf die Berechnung dieser Linsen eingegangen. Weiterführende Informationen dazu sind in [Wain54, Brue34] zu finden.

### 2.1 Erzeugung von Positronen

Im Jahre 1928 wurde von Dirac das Positron als Antiteilchen des Elektrons vorhergesagt. Anderson beobachtete 1932 in einer Nebelkammer ein positives Teilchen. Dieses Teilchen wurde durch die kosmische Strahlung erzeugt und hatte die Masse von  $511 \text{ keV}/c^2$  [Ande33]. Es konnte sich also nur um das Antiteilchen des Elektrons handeln. Untersuchungen haben ergeben, dass das Positron im Vakuum eine Lebensdauer von  $> 2 \cdot 10^{21}$  Jahren hat und somit stabil ist.

Um Positronen in ausreichender Menge für Materialuntersuchungen zu erzeugen, gibt es grundsätzlich zwei Möglichkeiten. Die einfachste Möglichkeit besteht darin, einen  $\beta^+$  Strahler zu verwenden. Die  $\beta^+$  Strahlung tritt bei instabilen Kernen mit einem Überschuss an Protonen auf. Bei deren Zerfall  $p \rightarrow n + e^+ + \nu_e$  wird Energie freigesetzt. Diese wird auf das Positron und das Neutrino verteilt. Das Positron weist deswegen ein kontinuierliches Energiespektrum von Null bis zur maximalen Energie von 543 keV auf. Am häufigsten wird als  $\beta^+$  Strahler eine  $^{22}\text{Na}$  Quelle verwendet. Das Zerfallsschema ist in Abbildung 2.1 zu sehen. Die  $^{22}\text{Na}$  Quelle besitzt eine



**Abb. 2.1:** Der instabile Kern  $^{22}_{11}\text{Na}$  verwandelt sich mit 90% Wahrscheinlichkeit durch Positronenstrahlung in einen angeregten Kern  $^{22}_{10}\text{Ne}$ . Dieser Kern wandelt sich sofort unter Abgabe eines  $\gamma$ -Quants mit einer Energie von 1,274 MeV in den stabilen Zustand  $^{22}_{10}\text{Ne}$  um. Der Grundzustand ist nach 3,7 ps erreicht.

Positronenausbeute von 90% und hat eine Halbwertszeit von 2,62 Jahren. Ein großer Vorteil liegt darin, dass zeitgleich mit dem  $\beta^+$  Zerfall ein  $\gamma$ -Quant mit einer Energie von 1,27 MeV emittiert wird [Lind79]. Bei Lebensdauer-messungen wird dieses  $\gamma$ -Quant als Startsignal genutzt.

Eine weitere Möglichkeit Positronen zu erzeugen, soll im Forschungszentrum Dresden-Rossendorf genutzt werden. Dazu wird die Bremsstrahlung von hochenergetischen Elektronen aus einem Beschleuniger zur Paarbildung genutzt. Die erzeugten Gammaquanten treffen dabei auf ein Target und ihre Strahlungsenergie kann nach  $\gamma \rightarrow e^+ + e^-$  in Masse umgewandelt werden. Die Bildung eines Elektron-Positron-Paares ist ab einer Energie von

$E = 2mc^2 = 1,022$  MeV möglich. Haben die  $\gamma$ -Quanten eine höhere Energie, so wird diese dem Elektron und Positron als kinetische Energie mitgegeben. Die Energie kann sich beliebig auf das Positron und das Elektron verteilen, so dass die Positronen das Target mit einer kontinuierlichen Energieverteilung verlassen.

## 2.2 Grundlagen der Positronenannihilation

### Thermalisierung

Trifft ein Positron auf einen Festkörper, so verliert es bis zur thermischen Energie von  $E_{th} = 3/2K_B T$  seine gesamte kinetische Energie. Der Energieverlust wird durch Ionisation, die Anregung von Core- und Valenzelektronen, die Erzeugung von Elektron-Loch-Paaren und der Anregung von Plasmonen und Phononen bewirkt. Dieser Vorgang spielt sich innerhalb weniger ps ab und ist im Vergleich zu den zu messenden Lebensdauern gering.

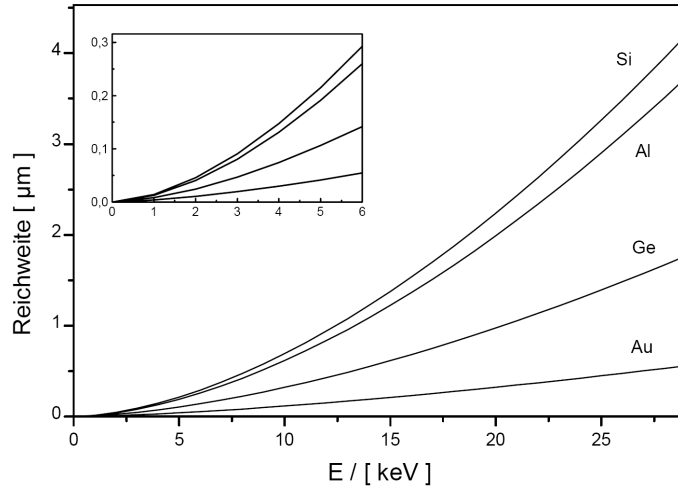
### Eindringtiefe in Materie

Die Eindringtiefe der Positronen in die zu untersuchenden Materialien hängt von der Dichte des Materials und der Energie der Positronen ab. Tiefenaufgelöste Messungen können deswegen nur mit Positronen aus monoenergetischen Strahlen durchgeführt werden. Wird die Energie des monochromatischen Strahls verändert, können Fehlstellentiefenprofile aufgenommen werden. Bei der Verwendung von  $\beta^+$  Strahlern, wie zum Beispiel  $^{22}Na$ , wird dem Positron bei der Entstehung eine Energie im Bereich zwischen 0 eV bis 543 keV mitgegeben. Damit ist eine tiefenaufgelöste Untersuchung nur unter Verwendung eines Moderators und zusätzlicher Energiefilter möglich. Für die mittlere Eindringtiefe von Positronen in Materie kann als Näherung

$$\bar{z} = A \cdot E^n \quad (2.1)$$

verwendet werden. A ist eine von der Dichte abhängige Größe, n wurde in verschiedenen Arbeiten [Bran77, Vaha87] empirisch bestimmt und ist

abhängig vom Material und der Energie der Positronen. In Abbildung 2.2 ist die mittlere Reichweite von Positronen in verschiedenen Materialien aufgetragen.



**Abb. 2.2:** Mittlere Reichweite von Positronen in verschiedenen Materialien [Männ96]

## Diffusion

Nachdem die Positronen auf thermische Energie abgebremst wurden, diffundieren die Positronen durch das Gitter und verhalten sich wie geladene Teilchen. Aufgrund der positiven Ladung werden die Positronen von den positiv geladenen Atomrümpfen abgestoßen und haben ihre größte Aufenthaltswahrscheinlichkeit im Bereich des Zwischengitters. Die Positronendiffusion kann mit dem dreidimensionalen Random-Walk-Modell beschrieben werden. Die Diffusionslänge des Positrons ist durch die endliche Lebensdauer des Positrons in defektfreiem Material begrenzt.

$$L_+ = \sqrt{\tau_b D_+} \quad \text{mit} \quad D_+ = \tau_r \frac{k_B T}{m^*} \quad (2.2)$$

Dabei ist  $\tau_b$  die Lebensdauer in einer defektfreien Probe und  $\tau_r$  die Relaxationszeit für die dominierenden Streuprozesse. Die effektive Positronenmasse  $m^*$  ist aufgrund von Phononenstreuung, der Abschirmung von Positronen

durch Elektronen und dem Einfluss des periodischen Gitters um den Faktor 1,3 bis 1,7 größer als die Masse des freien Positrons. Der Diffusionsbereich liegt für Lebensdauern von 200 ps bei  $\leq 2000 \text{ \AA}$ .

### Zerstrahlung von Positronen im Festkörper

Bei der Zerstrahlung von Elektron und Positron wird die Masse der beiden Teilchen in zwei Gammaquanten mit der Energie von jeweils  $E = mc^2 = 511 \text{ keV}$  umgewandelt. Der Winkel zwischen den beiden Gammaquanten und dem Schwerpunktzentrum des Elektron-Positron-Paares beträgt  $180^\circ$ . Im ungestörten Gitter zerstrahlt das Positron mit Valenz- oder Rumpfelektronen. Im gestörten Gitter reagiert das Positron empfindlich auf Haftstellen mit einem negativen Potential, wie zum Beispiel Leerstellen, Leerstellenagglomerate und Versetzungen. Die Positronen werden von diesen Haftstellen lokalisiert. Da die thermische Energie des Positrons im Vergleich zur Potentialtiefe der Haftstellen gering ist, bleibt das Positron nach dem Einfang bis zur Zerstrahlung an die Haftstelle gebunden. Dabei erhöht sich die Wahrscheinlichkeit, dass das Positron mit einem Valenzelektron annihiliert.

Neben der Zerstrahlung kann sich auch ein gebundener Zustand zwischen Positron und Elektron bilden. Dieser Zustand wird als Positronium bezeichnet. Es handelt sich um eine dem Wasserstoff ähnlichen Bindung mit einer Bindungsenergie von  $-6,8 \text{ eV}$  und einem Radius von etwa  $1 \text{ \AA}$ . Je nach Spinorientierung der Bindungspartner zueinander bildet sich Orthopositronium oder Parapositronium. Das Parapositronium besitzt eine antiparallele Spinorientierung. Im Vakuum hat dieser Zustand eine Lebensdauer von 125 ps und zerstrahlt danach in 2  $\gamma$ -Quanten mit einer Energie von je 511 keV. Beim Orthopositronium stehen die Spins parallel zueinander. Aufgrund der Spin- und Paritätserhaltung zerstrahlt dieser Zustand im Vakuum innerhalb von 142 ns in drei  $\gamma$ -Quanten mit einer Energie von je 340 keV. Die Winkel zueinander betragen  $120^\circ$ .

## Das Trappingmodell

Quantitativ kann der Positroneneinfang in der Positronen-Lebensdauer-Spektroskopie durch das Trapping-Modell beschrieben werden. Hierbei handelt es sich um die Beschreibung der zeitlichen Verteilung der Positronen auf die verschiedenen Defektzustände. Im Trapping-Modell werden beliebig viele Defektarten zugelassen. Im einfachsten Fall wird das Entweichen eines thermisch angeregten Positrons aus der Haftstelle nicht berücksichtigt. Weiterhin wird angenommen, dass kein Positron vor der vollständigen Thermalisation von einem Defekt eingefangen wird.

Ein Positron, welches sich nach der Thermalisation zur Zeit  $t=0$  im Kristallvolumen aufhält und nicht durch eine Leerstelle eingefangen wird, kann im Kristall mit einer Zerfallsrate  $\lambda_b$  zerstrahlen. Wird das Positron eingefangen, so wird es mit der Einfangrate  $\kappa$  lokalisiert und zerstrahlt aus der Leerstelle heraus mit der Annihilationsrate  $\lambda_d$ . Die Einfangrate  $\kappa$  ist eine Funktion der Leerstellenkonzentration. Die Einfangrate wird größer, wenn sich der mittlere Abstand zwischen zwei Leerstellen verringert. Die Annihilationsraten entsprechen den reziproken Lebensdauern.

$$\lambda_i = \frac{1}{\tau_i} \quad (2.3)$$

Die zeitliche Änderung kann mit einem gekoppelten Differentialgleichungssystem beschrieben werden:

$$\begin{aligned} \frac{dn_b(t)}{dt} &= -\lambda_b n_b(t) - \kappa n_b(t) \\ \frac{dn_d(t)}{dt} &= \kappa n_b(t) - \lambda_d n_d(t) \end{aligned} \quad (2.4)$$

Dabei bezeichnet  $n_b$  die Anzahl der Positronen im defektfreien Raum und  $n_d$  die Anzahl der Positronen in den Defekten. Zur Zeit  $t=0$  gilt als Anfangsbedingung  $n_b(0) = N_0$  und  $n_d(0) = 0$ .  $N_0$  ist die Gesamtzahl der Positronen, die sich zur Zeit  $t=0$  im Kristall aufhalten. Die Lösung dieses Systems mit der normierten Gesamtzahl der Positronen  $N_0 = 1$  ist das Zerfallsspektrum

der Positronen:

$$D(t) = I_1 \exp\left(-\frac{t}{\tau_1}\right) + I_2 \exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right) \quad (2.5)$$

mit den Lebensdauern:

$$\tau_1 = \frac{1}{\lambda_b + \kappa_d} \quad \tau_2 = \frac{1}{\lambda_d} \quad (2.6)$$

und den Intensitäten:

$$I_1 = 1 - I_2 \quad I_2 = \frac{\kappa_d}{\lambda_b - \lambda_d + \kappa_d} \quad (2.7)$$

Die Lebensdauer  $\tau_2$  ist nicht von der Einfangrate abhängig. Da sie somit auch nicht von der Defektkonzentration abhängt, ist diese Lebensdauer charakteristisch für einen bestimmten Defekttyp. Die Werte von  $\tau_1$ ,  $I_1$  und  $I_2$  sind abhängig von der Einfangrate und somit ein Maß für die Defektkonzentration. Das Lebensdauerspektrum erhält man durch das Auftragen der Anzahl der Positronen, die im jeweiligen Zeitfenster des MCA gespeichert werden. Man erhält den absoluten Wert der zeitlichen Ableitung von  $D(t)$ .

$$N(t) = \left| \frac{dD(t)}{dt} \right| = \frac{I_1}{\tau_1} \exp\left(-\frac{t}{\tau_1}\right) + \frac{I_2}{\tau_2} \exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right) \quad (2.8)$$

Das vom MCA aufgenommene Spektrum beinhaltet aber auch einen konstanten Untergrund. Gleichung 2.8 ist weiterhin gefaltet mit einer Zeitauflösfunktion, welche mit einer Summe von Gaußfunktionen angenähert werden kann. Die Lebensdauern  $\tau_i$  und die Intensitäten  $I_i$  erhält man nach dem Abziehen des Untergrundes aus dem Spektrum und einer Quellkorrektur durch einen nichtlinearen Fit. Aus diesen Werten kann mit 2.9 die Einfangrate  $\kappa_d$  ermittelt werden.

$$\kappa_d = \mu C = I_2 \left( \frac{1}{\tau_1} - \frac{1}{\tau_2} \right) = \frac{I_2}{I_1} \left( \frac{1}{\tau_b} - \frac{1}{\tau_d} \right) \quad (2.9)$$

Für Versetzungen, Leerstellen und kleine Leerstellenagglomerate ist die Einfangrate proportional zur Defektkonzentration  $C$  und es gilt die Beziehung:

$$\kappa = \mu C \quad (2.10)$$

Bei  $\mu$  handelt es sich um den spezifischen Positroneneinfangkoeffizient. Dieser stellt für einen bestimmten Defekt eine temperaturabhängige Konstante dar.

Für hohe Defektkonzentrationen, wenn zum Beispiel die Abstände zwischen den Defekten kleiner sind als die Diffusionslänge im Kristall, werden alle Positronen eingefangen und es entsteht für eine Defektart ein Lebensdauerpektrum mit einer Lebensdauer und einer Intensität. Bei solch einem gesättigten Positroneneinfang kann nur die untere Grenze für die Defektkonzentration angegeben werden.

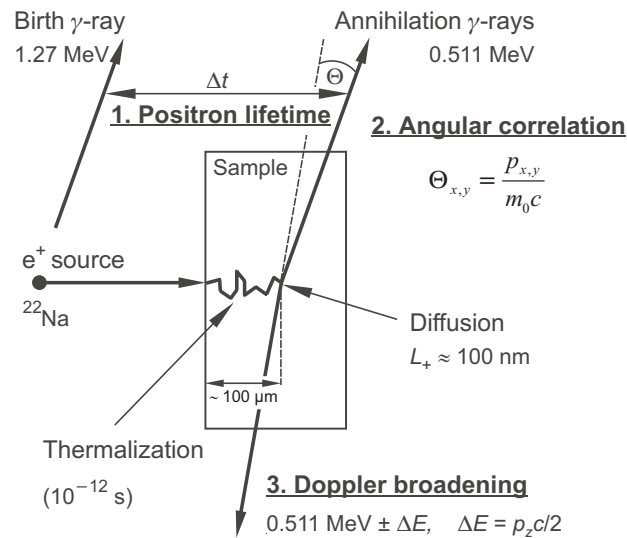
Eine Möglichkeit, Defektkonzentrationen unter dieser Grenze zu erhalten besteht darin, Positronen mit einer Energie in keV Bereich in die Probe zu implantieren. Durch die geringe Eindringtiefe, die geringer als die Diffusionslänge ist, haben einige Positronen die Möglichkeit, wieder zur Oberfläche der Probe zu gelangen. Diesen Prozess bezeichnet man als Rückdiffusion. Die Rückdiffusionsrate kann über die Zerstrahlung von Orthopositronium nachgewiesen werden. Während die Positronen bei der Zerstrahlung innerhalb des Kristalls durch die diskrete Energieaufteilung in 2  $\gamma$ -Quanten mit je 511 keV charakterisiert werden können, annihiliert das Orthopositronium in drei  $\gamma$ -Quanten mit einem kontinuierlichen Energiespektrum [Lynn88].

## 2.3 Experimentelle Techniken der Positronen-Spektroskopie

Zur Untersuchung von Materialien mit Positronen werden verschiedene Techniken verwendet. Es handelt sich dabei um zerstörungsfreie Techniken.

Eine Übersicht über die verschiedenen Messverfahren wird in Abbildung 2.3 gezeigt. Im Folgenden werden einige Techniken kurz beschrieben. Auf die Winkelkorrelationsmessung wird nicht weiter eingegangen, da sie im EPOS-System aufgrund des großen Platzbedarfs nicht zur Anwendung kommt.





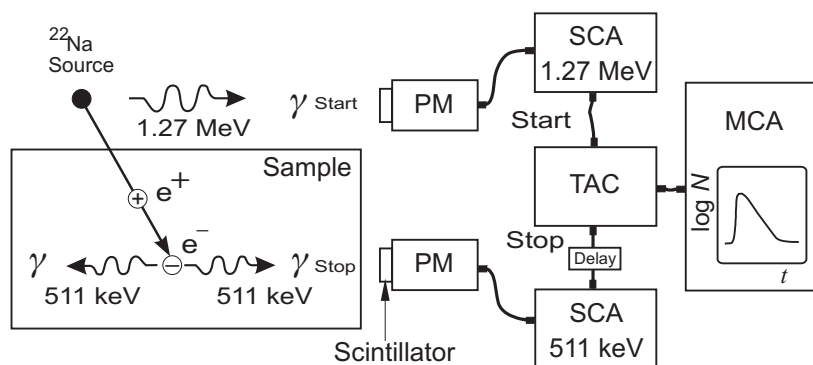
**Abb. 2.3:** Schematische Darstellung der gebräuchlichsten Messtechniken in der Positronenspektroskopie [Krau99]. Treffen die Positronen zum Beispiel aus einer  $^{22}\text{Na}$ -Quelle auf die Probe, so thermalisieren sie innerhalb weniger ps und diffundieren durch die Probe. Nach einer, von der Energie der Positronen und dem Material abhängigen Eindringtiefe, annihilieren die Positronen mit einem Elektron. Bei der Positronen-Lebensdauer-Spektroskopie wird die Zeit zwischen der Entstehung des Positrons (Aussendung eines 1,27 MeV  $\gamma$ -Quants) und der Annihilation (511 keV  $\gamma$ -Quant) gemessen. Mit der Doppler-Verbreiterungs-Spektroskopie wird die Abweichung der einzelnen  $\gamma$ -Quanten von der 511 keV Linie bestimmt. Dazu werden Germaniumdetektoren mit einer guten Energieauflösung verwendet. Die Winkel-Korrelations-Spektroskopie wird zur Messung des transversalen Elektronenimpulses verwendet. Die für die Messung erforderliche Winkelauflösung beträgt etwa 1 mrad. Es ist daher erforderlich, dass die Detektoren in einem Abstand von etwa 20 Metern zueinander stehen.

### Positronen-Lebensdauer-Spektroskopie

Mit Hilfe der Positronen-Lebensdauer-Spektroskopie können Aussagen über die Defektkonzentration in einem Festkörper gemacht werden. Die Elektrodichte ist in den Fehlstellen geringer als auf den Zwischengitterplätzen im ungestörten Kristall. Damit sinkt die Annihilationswahrscheinlichkeit nach dem Positroneneinfang und die mittlere Positronenlebensdauer erhöht sich. Zur Messung der Lebensdauer wird in konventionellen Versuchsaufbauten das in einer  $^{22}\text{Na}$ -Quelle bei der Erzeugung eines Positrons emittierte Gammaquant mit einer Energie von 1,27 MeV als Startsignal verwendet.

Das Stoppsignal liefert eines der zwei 511 keV  $\gamma$ -Quanten, welches bei der Zerstrahlung mit einem Elektron entsteht. Die  $^{22}\text{Na}$ -Quelle ist zwischen zwei gleichen Proben positioniert.

Die experimentelle Anordnung ist in Abbildung 2.4 dargestellt. Die Szintillatoren wandeln die  $\gamma$ -Quanten in Lichtimpulse um. Diese Impulse werden mit Sekundärelektronenvervielfachern (engl. Photomultiplier, PM) in elektrische Impulse umgewandelt. Aus der Impulshöhe kann die Energie des  $\gamma$ -Quants abgeschätzt werden. Durch die Abhängigkeit der Impulshöhe von der Energie der  $\gamma$ -Quanten können die interessierenden Impulse mit einem Single-Channel-Analyzer herausgefiltert werden. Mit dem Startsignal beginnt das Laden eines Kondensators im Zeit-Impulshöhen-Konverter (engl. time-to-amplitude-converter, TAC). Der lineare Anstieg der Spannung des Kondensators in Abhängigkeit von der Zeit wird durch das Laden mit einem konstanten Strom erreicht. Durch das Stoppsignal wird dieser Vorgang beendet. Mit Hilfe eines Koaxialkabels kann das Stoppsignal verzögert werden, um das Zeitspektrum in einen linearen Bereich des TAC zu verschieben. Die nach dem Stoppsignal erreichte Spannung des Kondensators ist ein Maß für die Lebensdauer und wird in einem Multi-Channel-Analyzer (MCA) abgespeichert. Nach der Messung wird dieser ausgelesen. Das entstandene Spektrum kann dann zum Beispiel mit dem Programm LT ausgewertet werden. Zur Unterdrückung des Untergrundes kann die Messung in Koinzidenz



**Abb. 2.4:** Schematische Darstellung eines Lebensdauermessplatzes [Krau99]

betrieben werden. Dazu stehen sich zwei Detektoren für die Stoppsignalerfassung gegenüber. Nur wenn beide ein Signal ausgeben, wird das Ereignis

verarbeitet. Ein dritter Detektor wird für das Startsignal verwendet.

#### **Doppler-Verbreiterungs-Spektroskopie**

Bei der Dopplerverbreiterung wird der Impulserhaltungssatz ausgenutzt. Das Elektron und das Positron besitzen vor der Annihilation einen Impuls. Wegen der Impulserhaltung muss dieser auf die beiden entstehenden  $\gamma$ -Quanten übertragen werden. Das bedeutet, dass die Energie der beiden  $\gamma$ -Quanten etwas von der 511 keV Linie abweichen. Der Impuls eines thermalisierten Positrons kann dabei vernachlässigt werden, da seine thermische Energie nach Gleichung 2.11 nur etwa 0,04 eV beträgt. Die Energie von Elektronen im Festkörper reicht bis zur Fermienergie von etwa 10 eV.

$$E_{th} = \frac{3}{2}k_B T \quad (2.11)$$

Mit

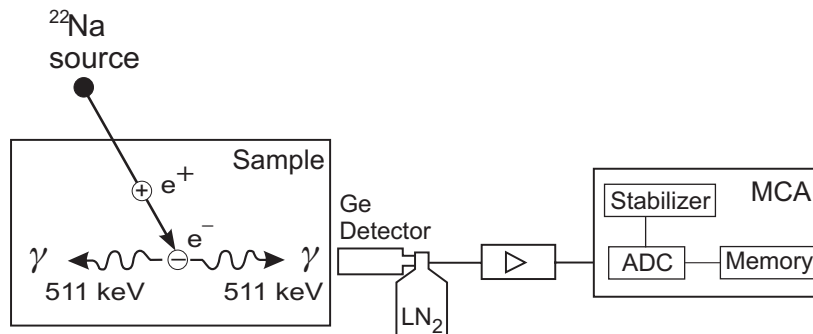
$$\vec{p}_{\gamma_1} + \vec{p}_{\gamma_2} = \vec{p}_{e^-} + \vec{p}_{e^+} \approx \vec{p}_{e^-} \quad (2.12)$$

ergibt sich eine Energieänderung von:

$$\Delta E = \frac{c}{2}\vec{p}_{e^-} \quad (2.13)$$

Die Änderung der Energie wird in Richtung der Gammaquanten gemessen. Die Experimentieranordnung ist in Abbildung 2.5 dargestellt. Die Energieverbreiterung der 511 keV Linie wird mit einem stickstoffgekühlten Germaniumdetektor gemessen. Damit können etwa 20% der auftreffenden Positronen detektiert werden. Die Annihilationsquanten verursachen aufgrund der angelegten Spannung von mehreren kV eine Ladungstrennung im Germaniumdetektor. Ein Vorverstärker wandelt diese in einen elektrischen Impuls um. Die Amplitude ist ein Maß für die Energie der Photonen und wird in einem MCA gespeichert.

Zur Unterdrückung des Untergrundes können zwei sich gegenüberstehende Germaniumdetektoren in Koinzidenz betrieben werden. Die Energiever-



**Abb. 2.5:** Schematische Darstellung des Messaufbaus für die Bestimmung der Dopplerverbreiterung [Krau99]

schiebung hat auf beiden Seiten den gleichen Betrag, aber ein entgegengesetztes Vorzeichen. Die Daten werden in ein zweidimensionales Spektrum eingetragen. Das eindimensionale Spektrum erhält man aus der Diagonale des zweidimensionalen Spektrums. Da Elektronen auf inneren Schalen einen höheren Impuls als Valenzelektronen besitzen, kann mit Hilfe der Energieverteilung der Annihilationsquanten eine Aussage über die Impulsverteilung der Festkörperelektronen gemacht werden.

### Lebensdauer-Impuls-Korrelation (AMOC)

Eine weitere Technik ist die Kombination von Lebensdauer- und Dopplerverbreiterungs-Spektroskopie. Dabei wird das gleiche Zerstrahlungsereignis verwendet. Es stehen sich ein Lebensdauerdetektor und ein Germaniumdetektor für die Messung der Lebensdauer und der Dopplerverbreiterung gegenüber. Mit dieser Messmethode kann die Abhängigkeit der Dopplerverbreiterung von der Lebensdauer bestimmt werden. Verwendet wird diese Methode in der Positroniumchemie.

## 2.4 Bewegung von elektrisch geladenen Teilchen im elektromagnetischen Feld

Bei den betrachteten Teilchen kann durch die Transportenergie von 2 keV ein nichtrelativistisches Verhalten vorausgesetzt werden. Im elektromagnetischen Feld wirkt auf ein geladenes Teilchen die Lorentzkraft:

$$\vec{F} = m\vec{a} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (2.14)$$

Daraus ergibt sich ein gekoppeltes Differentialgleichungssystem.

$$\begin{aligned} m_0\ddot{x} &= q(E_x + \dot{y}B_z - \dot{z}B_y) \\ m_0\ddot{y} &= q(E_y + \dot{z}B_x - \dot{x}B_z) \\ m_0\ddot{z} &= q(E_z + \dot{x}B_y - \dot{y}B_x) \end{aligned} \quad (2.15)$$

Dieses System wird im Kapitel 3.5 zur Berechnung der Trajektorien analytisch oder numerisch mit Hilfe von Mathematica und dem zusätzlichen ODE Package gelöst.

### 2.4.1 Bewegung von elektrisch geladenen Teilchen in einem Längsmagnetfeld

Für die Bewegung eines Teilchens in einem Längsmagnetfeld (Richtung  $B_z$ ) ohne elektrische Felder vereinfacht sich das System wesentlich und kann analytisch gelöst werden.

$$\begin{aligned} m_0\ddot{x} &= q\dot{y}B_z \\ m_0\ddot{y} &= -q\dot{x}B_z \\ m_0\ddot{z} &= 0 \end{aligned} \quad (2.16)$$

Die allgemeine Lösung dieser Differentialgleichungen hat die folgende Form.

$$\begin{aligned} v_x &= +v_\perp \cos(\omega_g t + \phi_0) \\ v_y &= -v_\perp \sin(\omega_g t + \phi_0) \end{aligned} \quad (2.17)$$

Den Weg, den ein Positron während einer Gyration zurücklegt, kann aus der Gyrationfrequenz

$$\omega_g = \frac{qB_z}{m} \quad (2.18)$$

und der longitudinalen Geschwindigkeit

$$v_{||} = \sqrt{\frac{2E_{kin}}{m}} = \sqrt{\frac{2qU}{m}} \quad (2.19)$$

über die Gleichung

$$l_g = \frac{2\pi v_{||}}{\omega_g} \quad (2.20)$$

bestimmt werden. Der Gyrationradius wird mit der folgenden Gleichung ermittelt.

$$r = \frac{v_{\perp} m}{qB_z} \quad (2.21)$$

Die Gyrationdauer errechnet sich aus

$$T_g = \frac{2\pi}{\omega_g} \quad (2.22)$$

Im EPOS-System werden die Positronen auf eine Transportenergie von 2 keV beschleunigt. Das magnetische Führungsfeld besitzt eine Stärke von 75 Gauß. In Tabelle 2.1 sind die aus den vorangegangenen Gleichungen errechneten Werte angegeben.

Gyrationfrequenz	209 MHz
Gyrationdauer	4,763 ns
Gyrationlänge	126,34 mm
longitudinale Geschwindigkeit	$2,652 \cdot 10^7 m/s$
Gyrationradius bei 3 eV transversaler Energie	0,78 mm
Gyrationradius bei 10 eV transversaler Energie	1,42 mm

**Tab. 2.1:** Errechnete Werte der Strahlparameter

### 2.4.2 Bewegung in einem inhomogenen Magnetfeld

Betrachtet wird die Bewegung eines geladenen Teilchens in einem inhomogenen zeitunabhängigen Magnetfeld. Die Inhomogenitätslänge ist dabei viel größer als der Gyrationradius. Die Bewegungsgleichung dafür lautet:

$$F = m_0 \vec{a} = q(\vec{v} \times \vec{B}) \quad (2.23)$$

Die Bahn der Teilchen in Parameterdarstellung:

$$\vec{r}(t) = \vec{R}(t) + \vec{\rho}(t) \quad (2.24)$$

Dabei stellt  $\vec{\rho}(t)$  die Gyrationbewegung bezüglich des Führungszentrums dar.  $\vec{R}(t)$  ist der Ort der Führungszentrums und  $\vec{v}$  bezeichnet den Geschwindigkeitsvektor, der sich aus der longitudinalen Geschwindigkeit  $v_{\parallel}$  und der transversalen Geschwindigkeit  $v_{\perp}$  ergibt. Die Gyrationbewegung verläuft in der Ebene senkrecht zum Magnetfeld. In einem Koordinatensystem, in dem die Magnetfeldlinien in Richtung der z-Achse verlaufen, gilt:

$$\vec{\rho}(t) = \frac{v_{\perp}}{w_g} (\sin \Psi(t), \cos \Psi(t), 0) \quad \omega_g(t) = \frac{qB(\vec{r}(t))}{m} \quad \Psi(t) = \int_0^t dt' \omega_g(t') \quad (2.25)$$

Die parallele Bewegung des geladenen Teilchens kann aus dem Energieerhaltungssatz und aus der adiabatischen Invarianz des magnetischen Momentes abgeleitet werden. Die Energie des Teilchens bleibt aufgrund der Bewegungsgleichung erhalten.

$$E = \frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}mv_{\perp}^2 + \frac{1}{2}mv_{\parallel}^2 = \text{const} \quad (2.26)$$

Mit  $\mu$  wird das magnetische Moment der Gyrationbewegung definiert.

$$\frac{1}{2}mv_{\perp}^2 = \mu B \quad (2.27)$$

Das magnetische Moment  $\mu$  stellt eine adiabatische Invariante dar. Die Änderung ist viel kleiner als die des Magnetfeldes. Daraus folgt:

$$\frac{1}{2}mv_{\parallel}^2 + \mu B = \mu B_{max} \quad (2.28)$$

Bei einem zunehmenden longitudinalen Magnetfeld nimmt die longitudinale Geschwindigkeitskomponente  $v_{\parallel}$  ab. Am Punkt  $B = B_{max}$  kommt es zu einer Reflektion des Teilchens. Daraus kann die Spiegelbedingung für ein ansteigendes Magnetfeld abgeleitet werden [Kers07].

$$\frac{1}{2}mv_{\parallel}^2(B_{min}) + \frac{1}{2}mv_{\perp}^2(B_{min}) < \frac{1}{2}mv_{\perp}^2(B_{max}) = \frac{B_{max}}{B_{min}} \frac{m}{2}v_{\perp}^2(B_{min}) \quad (2.29)$$

Die Spiegelbedingung lautet somit:

$$\frac{v_{\parallel}^2(B_{min})}{v_{\perp}^2(B_{min})} < \frac{B_{max}}{B_{min}} - 1 \quad (2.30)$$

Zur Abschätzung der longitudinalen Geschwindigkeit kann die Gleichung 2.31 verwendet werden [Fale02].

$$v_{\parallel}(B_{max}) \cong v \sqrt{1 - \frac{B_{max}}{B_{min}} \sin^2 \alpha} \quad (2.31)$$

Der Winkel  $\alpha$  wird von dem resultierenden Geschwindigkeitsvektor und dem longitudinalen Geschwindigkeitsvektor eingeschlossen. Die hier betrachteten Gleichungen sind aber nur im Falle der adiabatischen Strahlführung gültig. Als Maß für die Gültigkeit der adiabatischen Strahlführung wird Gleichung 2.32 verwendet. Solange der adiabatische Parameter  $K$  kleiner als 1 ist, können die oben aufgeführten Gleichungen verwendet werden.

$$K = \frac{2\pi m v}{e B^2} \frac{dB_z}{dz} \quad (2.32)$$

### 2.4.3 Bewegung in einem $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ Feld

Die Bewegung eines Teilchens in einem  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  Feld wird in dem von uns verwendeten Chopper ausgenutzt. Die Magnetfeldlinien verlaufen entlang der



Bewegungsrichtung der Positronen (z-Richtung). Das elektrische Feld steht senkrecht dazu in y-Richtung. Das daraus folgende Differentialgleichungssystem mit  $\vec{E} = (0, E_y, 0)$  und  $\vec{B} = (0, 0, B_z)$  ergibt sich aus 2.15.

$$\begin{aligned} \dot{v}_x &= \frac{q}{m_0} v_y B_z \\ \dot{v}_y &= \frac{q}{m_0} (E_y - v_x B_z) \\ \dot{v}_z &= 0 \end{aligned} \quad (2.33)$$

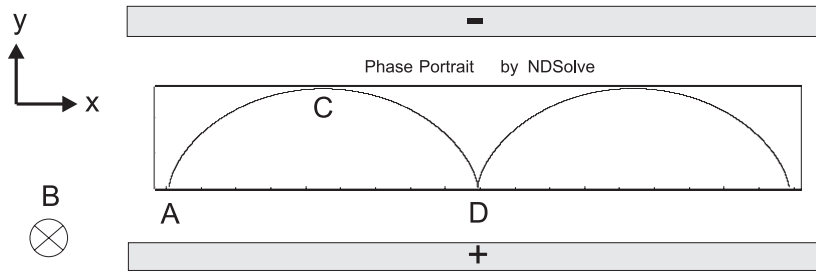
Die Lösung dieses Systems lautet:

$$v_x = \frac{E_y}{B_z} - \frac{E_y}{B_z} \cos(\omega_g t), \quad v_y = \frac{E_y}{B_z} \sin(\omega_g t), \quad v_z = v_{z0} \quad (2.34)$$

Dabei ist  $\omega_g$  die in Gleichung 2.18 definierte Gyrationfrequenz. Der Bruch  $E_y/B_z$  ergibt die Einheit einer Geschwindigkeit. Die Überlagerung der beiden Felder bewirkt eine Driftbewegung in x-Richtung. Weiterhin führt die durch das elektrische Feld auf das Teilchen übertragene transversale Energie zu einer Gyrationbewegung im magnetischen Feld. Die Bewegung eines solchen Teilchens ist in Abbildung 2.6 dargestellt. Da die Geschwindigkeit in z-Richtung konstant ist, kann das Verhalten in der x-y-Ebene betrachtet werden. Tritt das Teilchen am Punkt A in das elektrische Feld ein, wirkt eine nach oben gerichtete Kraft. Durch den Geschwindigkeitszuwachs kommt es zu einer Gyrationbewegung. Am Punkt C ist die Lorentzkraft größer als die Kraft des elektrischen Feldes, so dass es zu einer Richtungskehr bezüglich der y-Achse kommt. Das Teilchen verliert an Energie und hat am Punkt D keine kinetische Energie zur Verfügung. Dieser Kreislauf wiederholt sich bis zum Verlassen des elektrischen Feldes.

### 2.4.4 Krümmungsdrift und Gradientendrift

Die Positronen unterliegen in den verwendeten Rohrbögen einer Krümmungsdrift und einer Gradientendrift. Die Ursache der Krümmungsdrift liegt darin, dass die elektrisch geladenen Teilchen



**Abb. 2.6:** Bewegung eines positiv geladenen Teilchens in einem  $E \times B$  Feld. Das Teilchen kann am Punkt A als ruhend angenommen werden, da die Geschwindigkeit in z-Richtung keinen Einfluss auf die Bewegung in der x-y-Ebene hat.

den Feldlinien folgen und dadurch einer Zentrifugalkraft unterliegen.

$$\vec{F}_m = m \frac{v_{\parallel}^2}{R_m} \vec{e}_{R_m} = m \frac{v_{\parallel}^2 \vec{R}_m}{R_m^2} \quad (2.35)$$

Die Geschwindigkeit, mit der die Teilchen vom Führungszentrum abdriften, ergibt sich aus der folgenden Gleichung.

$$\vec{v}_{KDrift} = \frac{mv_{\parallel}^2}{q} \frac{\vec{R}_m \times \vec{B}}{R_m^2 B^2} \quad (2.36)$$

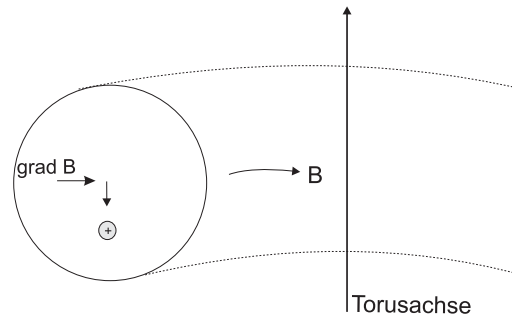
Die Gradientendrift entsteht, da das Magnetfeld durch die höhere Windungsdichte an den Innenseiten des Bogens größer ist, als an den Außenseiten. Das radiale Magnetfeld in einem Bogen ist dabei proportional zu  $1/R$ . Die Driftgeschwindigkeit beträgt:

$$\vec{v}_{GDrift} = \frac{mv_{\perp}^2}{2q} \frac{\vec{R}_m \times \vec{B}}{R_m^2 B^2} \quad (2.37)$$

Da der Gyrationradius klein gegenüber den anderen Dimensionen ist, kann man beide Driften linear addieren [Schm07].

$$\vec{v}_{GDrift} + \vec{v}_{KDrift} = \frac{m}{q} \left( v_{\parallel}^2 + \frac{1}{2} v_{\perp}^2 \right) \frac{\vec{R}_m \times \vec{B}}{R_m^2 B^2} \quad (2.38)$$

$R_m$  bezeichnet dabei den Radius des Führungszentrums der Teilchenbahn. Der Driftgeschwindigkeitsvektor steht senkrecht zum Magnetfeld und dem Radiusvektor. Dadurch werden die geladenen Teilchen seitlich abdriften.



**Abb. 2.7:** Dargestellt ist die Drift in einem Rohrbogen, welche durch den Gradienten des Magnetfeldes hervorgerufen wird.

Die Abweichung des Teilchens von der idealen Bahn durch den Bogen lässt sich nach Gleichung 2.39 berechnen.

$$\Delta r = \frac{2\pi R\alpha}{360^\circ} \cdot \frac{v_{Drift}}{v_{||}} \quad (2.39)$$

## 2.5 Führungsmagnetfeld

Zum Transport von geladenen Teilchen kann man elektrostatische Linsensysteme und magnetische Führungsfelder verwenden. Da magnetische Führungsfelder einfacher aufzubauen sind und im Strahltransportsystem mehrere Rohrbögen vorkommen, werden die Positronen durch ein Längsmagnetfeld geführt. Zur Berechnung des Führungsfeldes wird das Programm mfield.m [Bond04] verwendet. Das axiale Magnetfeld einer Leiterschleife ergibt sich aus Gleichung 2.40.

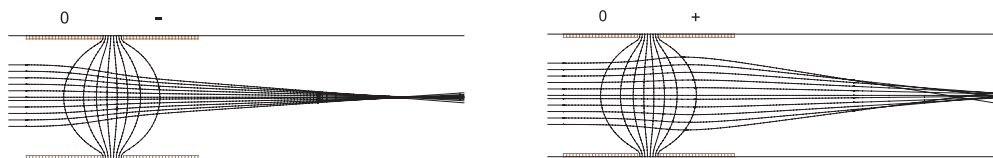
$$B(z) = \frac{\mu_0 I r_s^2}{4\pi(r_s^2 + z^2)^{3/2}} \quad (2.40)$$

Dabei gibt  $r_s$  den Radius der Leiterschleife an,  $z$  bezeichnet der Punkt auf der Achse, an dem das Magnetfeld berechnet wird. Für die Berechnung des Führungsmagnetfeldes werden die Felder der einzelnen Leiterschleifen summiert.

## 2.6 Elektrostatische Linsen

Das Prinzip für die elektrostatischen Linsen gilt für elektrisch geladene Teilchen wie zum Beispiel Elektronen und Positronen. In Analogie zum Glas in der Lichtoptik sind bei elektrostatischen Linsen die Äquipotentialflächen eines axial-symmetrischen Feldes für die Brechung des Positronenstrahls verantwortlich.

In Abbildung 2.8 ist eine einfache elektrostatische Linse mit den dazugehörigen Äquipotentiallinien und den Trajektorien der Positronen dargestellt. Bei der linken Linse nimmt das Potential in Strahlrichtung ab, wogegen bei der rechten Linse das Potential zunimmt. Die Form der Feldlinien ist dabei gleich. In der linken Abbildung ist die Kraft auf das Positron bis zur Mit-



**Abb. 2.8:** Elektrostatische Linsen mit negativem und positivem Potential auf der rechten Seite

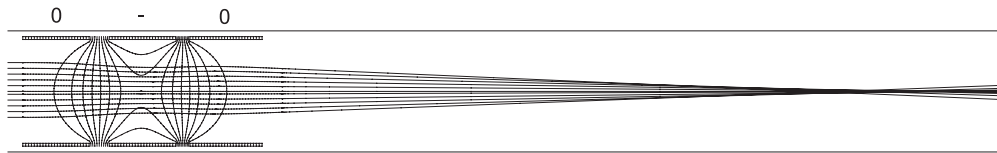
telebene des Feldes zur Achse hin gerichtet, da die Feldlinien senkrecht auf den Äquipotentiallinien stehen und das Positron vom negativen Potential angezogen wird. Hat das Positron die Mittelebene der Äquipotentiallinien erreicht, wirkt auf das Positron eine Kraft die von der Achse weg gerichtet ist. Da das Positron infolge der Beschleunigung im elektrischen Feld rechts der Mittelebene eine höhere Geschwindigkeit als auf der linken Seite hat, ist die Ablenkung zur Achse stärker als die Ablenkung von der Achse weg. Der Positronenstrahl wird so als Ganzes zur Achse abgelenkt. In Abbildung 2.8 rechts wird der Strahl erst von der Achse weg gelenkt und nach Durchlauf der Mittelebene der Potentialflächen zur Achse abgelenkt. Da die Geschwindigkeit auf der linken Seite höher ist, als auf der rechten Seite, kommt es hier ebenfalls zu einer Fokussierung des Strahls. Beim Durchgang durch die Linse erfahren die Positronen eine Beschleunigung (links) oder eine Verzögerung

## 2.6 Elektrostatische Linsen

---

(rechts), die zu einer Geschwindigkeitsveränderung der Positronen führt.

Um eine Geschwindigkeitsveränderung zu vermeiden wird bei EPOS eine Einzellinse verwendet. Diese besteht aus 3 Rohrstücken (Abbildung 2.9). Die beiden äußeren Elektroden liegen auf Masse, das mittlere Rohrstück



**Abb. 2.9:** Einfache Zylinderlinse mit dazugehörigen Äquipotentialflächen zwischen den Enden von zwei entgegengesetzt geladenen Zylindern

liegt auf einem negativen Potential. Diese Anordnung wirkt unabhängig vom Vorzeichen des Potentials des mittleren Rohrstücks zu den äußeren Stücken als Sammellinse. Die Energie des Positrons nach dem Verlassen der Einzellinse entspricht der Energie vor dem Eintritt. Die Energie, die dem Positron beim Passieren des ersten Schlitzes zugeführt wird, verliert es beim Durchlaufen des zweiten Schlitzes.



# Kapitel 3

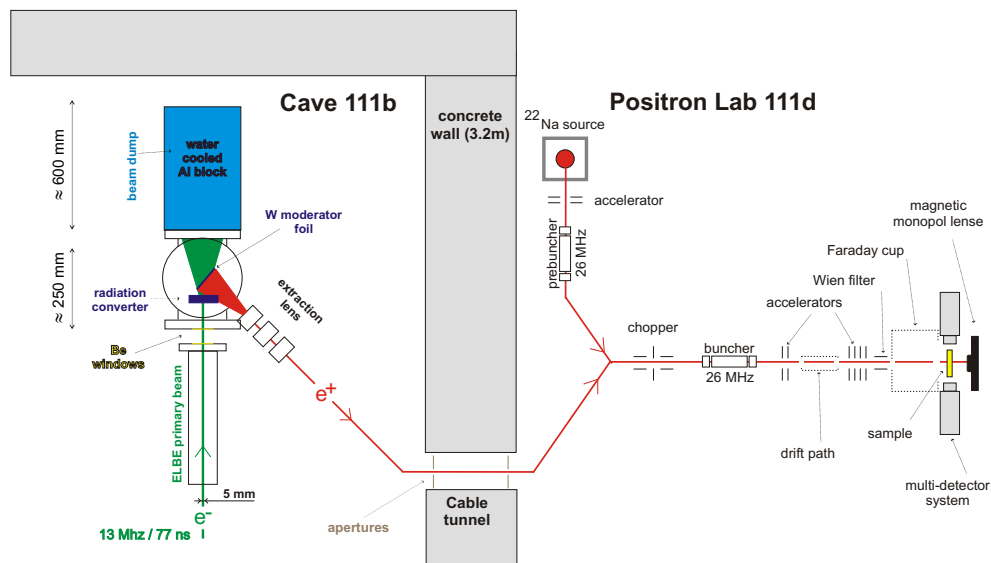
## EPOS-System

### Vorteile des EPOS-Systems gegenüber anderen Systemen

Weltweit gibt es etwa 10 Positronenstrahlsysteme, die zur Positronenerzeugung die Paarbildung nutzen [Cole99]. Einige davon sind wie das EPOS-System im Aufbau. Der Vorteil dieser Systeme gegenüber Strahlensystemen mit konventionellen  $^{22}\text{Na}$ -Quellen liegt in der hohen Positronenausbeute. Für das EPOS-System werden  $3 \times 10^5$  detektierte  $e^+/s$  erwartet. Konventionelle Strahlensysteme erreichen Werte von  $10^3 e^+/s$ . Ein Vorteil gegenüber anderen Strahlensystemen ist, dass der für die Erzeugung der Positronen verwendete Elektronenstrahl gepulst ist. Der Positronenstrahl besitzt dadurch ebenfalls eine vorgegebene Zeitstruktur. Andere Positronenstrahlsysteme arbeiten mit einem kontinuierlichen Positronenstrahl. Für Lebensdauermessungen muss dem Strahl durch Vorbuncher, Chopper und Buncher eine Zeitstruktur auferlegt werden. Dadurch wird jedoch ein Großteil der Positronen vernichtet. Im EPOS-System werden diese Komponenten ebenfalls verwendet, dienen aber hauptsächlich der Unterdrückung des Untergrundes.

### 3.1 Übersicht über das EPOS-System

In Abbildung 3.1 ist das EPOS-System schematisch dargestellt. Durch die beiden wassergekühlten Berylliumfenster wird das EPOS-Vakuum vom ELBE-Vakuum getrennt. Die Fenster sind für den Übergang Normaldruck



**Abb. 3.1:** Schematische Darstellung des EPOS-Systems [Krau06] (geändert)

zu Vakuum ausgelegt. Zwischen den Fenstern wird eine Schutzgasatmosphäre aus Stickstoff aufgebaut. Diese verhindert die Oxidation der Berylliumfenster, welche bei hoher Strahlintensität auftritt.

Im darauf folgenden Konverter wird der Elektronenstrahl abgebremst. Die Bewegungsenergie der Elektronen wird in Bremsstrahlung umgewandelt. Überschreitet diese Strahlung eine Energie von 1,022 MeV, so kann durch die Wechselwirkung des Photons mit dem Coulombfeld eines Atomkerns oder eines Elektrons ein Positron-Elektron-Paar erzeugt werden. Da der Elektronenstrahl gepulst ist, wird erwartet, dass die benötigten Positronen den Konverter ebenfalls gepulst verlassen.

Die entstandenen Positronen besitzen eine breite Energieverteilung, deshalb ist es notwendig, diese zu moderieren. Dazu wird am Anfang eine Wolframfolie verwendet. Zu einem späteren Zeitpunkt soll diese durch mehrere Wolframnetze ersetzt werden.

Um die Positronen auf die Transportenergie von 2 keV zu beschleunigen,



und den Positronenstrahl auf einen Durchmesser von 1,5 mm zu fokussieren, wird eine Extraktionslinse verwendet. Diese besteht aus einem Gitter und einer Einzellinse. Das Gitter ist auf der obersten Elektrode der Einzellinse befestigt und steht parallel zum Moderator. Der Moderator liegt auf einem Potential von 2 kV, das Gitter auf Masse. Der Fokuspunkt der Einzellinse liegt bei 1000 mm vom Mittelpunkt des Moderators aus gesehen.

An dieser Stelle beginnt auch das magnetische Führungsfeld. Dieses Feld hat eine Feldstärke von 75 Gauß und verhindert eine Aufweitung des Positronenstrahls bis zur Probe. Über das magnetische Führungssystem gelangen die Positronen in das Labor.

Durch den Transport über 11 Meter wird der Positronenstrahl zeitlich aufgeweitet. Mit dem Chopper wird ein Zeitfenster realisiert, durch welches die Positronen durchgelassen werden. In der restlichen Zeit wird der Positronenstrahl unterbrochen. Dadurch kann auch der Untergrund ausgeblendet werden. Ein sich anschließender Buncher komprimiert den Positronenstrahl zeitlich, so dass die Positronen in einem Zeitfenster von etwa 10 ps auf der Probe ankommen. Dazu werden die Positronen, die den Chopper zuerst verlassen, abgebremst und die, die nach dem Normpositron kommen, beschleunigt.

Da für tiefenaufgelöste Materialuntersuchungen die Energie der Positronen im Bereich von 20 eV bis 30 keV durchstimmbare sein soll, ist ein Beschleuniger notwendig. Mit dem Beschleuniger werden die Positronen vor der Probe abgebremst oder beschleunigt. Durch an der Probenkammer oder der Probe gestreute oder reemittierte Positronen ist es möglich, dass diese wieder in den Beschleuniger gelangen und erneut auf die Probe beschleunigt werden. Das würde zu einem merklich strukturierten Untergrund führen.

Ein Wienfilter verhindert, dass diese Positronen mit geringerer Energie als der Transportenergie den Beschleuniger, von der Probenseite aus gesehen, erreichen [Baue00]. Damit reemittierte Positronen durch störende Potentiale nicht wieder auf die Probe beschleunigt werden, wird die Probe mit einem Faradaykäfig, der auf dem gleichen Potential wie die Probe liegt, abgeschirmt. Reemittierte oder reflektierte Positronen erfahren dadurch keine

Kraft zur Probe hin und werden an den Blenden annihilieren.

Zum Nachweis der Annihilationsstrahlung wird ein Multidetektorsystem mit 8 Lebensdauerdetektoren und 2 Germaniumdetektoren zur Energiebestimmung verwendet. Die Lebensdauerdetektoren sowie die Germaniumdetektoren können in Koinzidenz betrieben werden, wodurch der Untergrund reduziert wird. Um den Positronenstrahl auf die Probe zu fokussieren, wird eine magnetische Monopollinse verwendet.

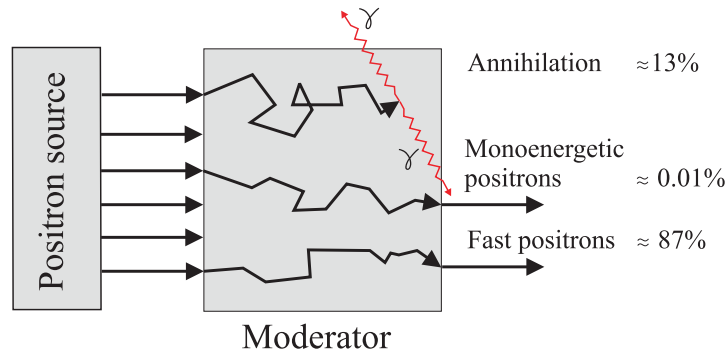
Weil dem EPOS-System nur etwa 10 Prozent der Elektronenstrahlzeit zur Verfügung stehen, soll in den Zwischenzeiten mit einer  $^{22}\text{Na}$ -Quelle gemessen werden. Neben Dopplermessungen sollen auch Lebensdauermessungen durchgeführt werden. Dazu ist es notwendig, den kontinuierlichen Positronenstrahl mit Hilfe eines Vorbunchers zeitlich zusammenzupressen, damit nicht zu viel an Intensität verloren geht. Danach passiert der Strahl die gleichen Komponenten wie der durch Paarerzeugung generierte Strahl und sollte die gleiche Zeitstruktur besitzen. Das Signal, welches den Buncher ansteuert, könnte dann als Startsignal verwendet werden.

## 3.2 Moderator

Die durch den Konverter erzeugten Positronen haben eine kontinuierliche Energieverteilung. Für tiefenaufgelöste Messungen sind jedoch Positronen mit einer definierten Energie notwendig. Um dies zu erreichen, müssen die Positronen moderiert werden. Dazu verwendet man Materialien, die eine negative Austrittsarbeit besitzen. Positronen, die das Material verlassen, bekommen zu ihrer kinetischen Energie noch diesen Energiebetrag dazu.

In Abbildung 3.2 ist schematisch dargestellt, welchen Einfluss ein Moderator auf die Positronen hat. Der größte Teil der Positronen wird den Moderator mit einer kontinuierlichen Energieverteilung wieder verlassen. Diese Positronen wirken sich störend auf die Messungen aus und müssen vor dem Auftreffen auf die Probe eliminiert werden.

Ein Teil der Positronen verliert im Moderator so viel Energie, dass diese die Oberfläche nicht mehr erreichen. Diese Positronen annihilieren im



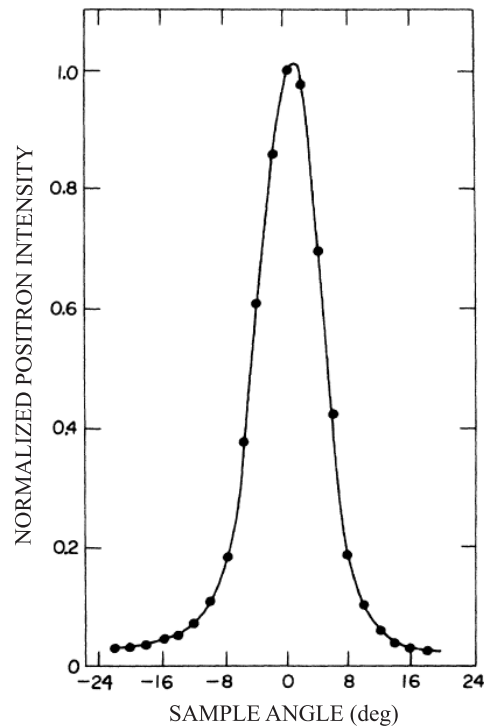
**Abb. 3.2:** Wirkungsweise eines Moderators auf schnelle Positronen. Die Werte beziehen sich auf eine  $^{22}\text{Na}$  Quelle und auf einen Moderator aus einer  $2\ \mu\text{m}$  starken (100) Wolfram Einkristallfolie.

Moderator. Ein geringer Teil der Positronen thermalisiert im Moderator und gelangen durch Diffusion gerade an die Oberfläche. Dort verlassen diese Positronen durch die negative Austrittsarbeit den Moderator mit einer wohldefinierten Energie.

Im EPOS-System wird dafür Wolfram mit einer Austrittsarbeit von  $-3\ \text{eV}$  verwendet. Die Positronen verlassen den Moderator jedoch nicht senkrecht zur Oberfläche. Bei einem  $\text{W}(110)$ -Moderator wurde die in Abbildung 3.3 dargestellte Winkelverteilung ermittelt [Fisc86]. Die Halbwertsbreite beträgt  $10^\circ \pm 1^\circ$ .

Um den Elektronenstrahl für die Einstellung der Magnetfeldparameter nicht zu blockieren, werden diese Einstellungen sowie Voruntersuchungen zum Energieverhalten des Positronenstrahls mit einer konventionellen  $^{22}\text{Na}$ -Quelle durchgeführt. Das Verhalten des Positronenstrahls bleibt dabei das Gleiche. Um die Geometrie beizubehalten, musste der Moderator der  $^{22}\text{Na}$ -Quelle angepasst werden. In diesem Zusammenhang wurde eine Moderatorhalterung entwickelt, welche der Geometrie des späteren Moderators entspricht.

In mehreren Veröffentlichungen wurde die Moderatoreffektivität von Wolframnetzen untersucht [Weng04, Sait02]. Darauf aufbauend wurde ein Moderator angefertigt (Abb.3.4). Dazu wurden Teile aus einem Wolframnetz ausgestanzt. Das Wolframnetz hat eine offene Fläche von 81% und einen



**Abb. 3.3:** Winkelverteilung der mit 3 eV aus dem W(110) Moderator austretenden Positronen [Fisc86]

Drahtdurchmesser von 25  $\mu\text{m}$ . Um den Drahtdurchmesser auf 10  $\mu\text{m}$  zu verringern, wurden die Netze chemisch geätzt. Die Inhaltsstoffe der Lösung sind in Tabelle 3.1 aufgelistet.

BEZEICHNUNG	MENGE	KONZENTRATION
Ammoniak	10 ml	25 %
$H_2O_2$	26 ml	30 %
$NaOH$	10 g	
destilliertes Wasser	54 ml	

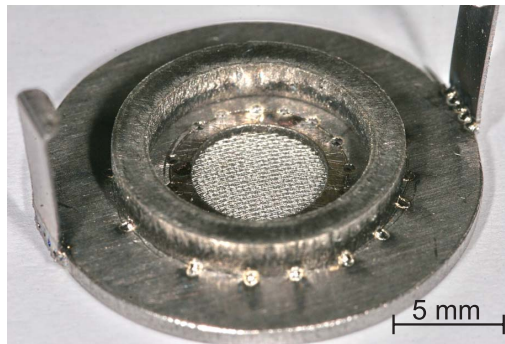
**Tab. 3.1:** Verwendete Zutaten für das chemische Ätzen der Moderatornetze

Die Ätzzeit betrug etwa zwei Stunden bei einer Temperatur von 50°C. Im Anschluss wurden die Netze in eine gefaltete Wolframfolie gelegt. Diese wurde im Vakuum für 30 Minuten auf 1600°C erhitzt. Dazu wurde die gefaltete Folie an eine Konstantstromquelle angeschlossen. Die Temperatur wurde

### 3.3 Einzellinse

---

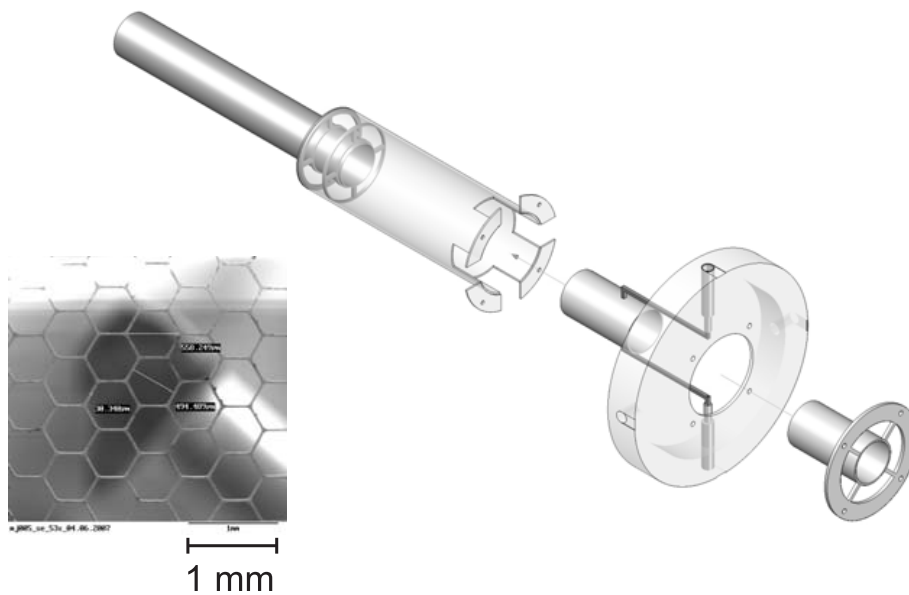
mit einem Glühfadenpyrometer gemessen. Dabei musste berücksichtigt werden, dass es sich um einen grauen Strahler handelt. Der Emissionskoeffizient für Wolfram in Abhängigkeit von der Temperatur wird in Grafik 3.30 auf Seite 55 gezeigt [Emis07]. Bei 1600°C beträgt dieser etwa 0,27. Nach dem Ausheizen wurden die Netze in die Moderatorhalterung gelegt und befestigt (Abb.3.4).



**Abb. 3.4:** Moderator mit 12 Netzen

### 3.3 Einzellinse

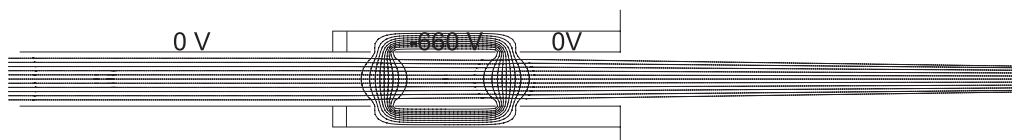
Die im EPOS-System verwendete Einzellinse ist in Abbildung 3.5 dargestellt. Der Abstand zwischen den einzelnen Rohrstücken beträgt 10 mm. Die Länge des ersten Rohrstücks wurde auf 170 mm festgelegt. Zum Moderator hin befindet sich das elektrolytisch geätzte Absauggitter mit einer offenen Fläche von 89 Prozent. Die zwei sich anschließenden Stücke haben eine Länge von 50 mm. Der Innendurchmesser ist mit 25 mm größer bemessen als der Moderator. Die Linse wurde auf einem Edelstahlflansch mit 4 Spannungsdurchführungen aufgebaut, der zwischen zwei Iso-Flanschen befestigt wird. Diese Konstruktion wurde gewählt, da die gesamte Linse so, ohne Arbeiten an der Konverterkammer, schnell ausgetauscht werden kann. Weiterhin können die Spannungsdurchführungen nicht in Aluminium eingeschweißt werden. Die Spannungsdurchführungen dienen zum einen der Spannungsversorgung, zum anderen wird die mittlere Elektrode mechanisch stabil gehalten. Da der Abstand zwischen Linse und Moderator 4 mm



**Abb. 3.5:** Explosionsdarstellung der Einzellinse. Die Gesamtlänge beträgt 290 mm. Links unten ist das elektrolytisch geätzte Gitter dargestellt.

beträgt, ist es notwendig, ein Absauggitter zu verwenden. Die Feldlinien würden sich sonst zwischen dem Moderator und der Elektrodeninnenwand aufbauen. Die Positronen bewegen sich entlang dieser Feldlinien und würden an der Elektrodenwand annihilieren. Durch das Absauggitter werden die Positronen geradlinig auf die Transportenergie von 2 keV beschleunigt.

Simulationen mit dem Programm Simion [Dahl99] haben gezeigt, dass für diese Anordnung eine negative Spannung an der mittleren Elektrode günstiger für den Strahlradius am Brennpunkt ist. Bei einer angelegten Spannung von -660 V beträgt dieser 0,9 mm. Die Äquipotentialflächen und die dazugehörigen Trajektorien sind in Abbildung 3.6 dargestellt.

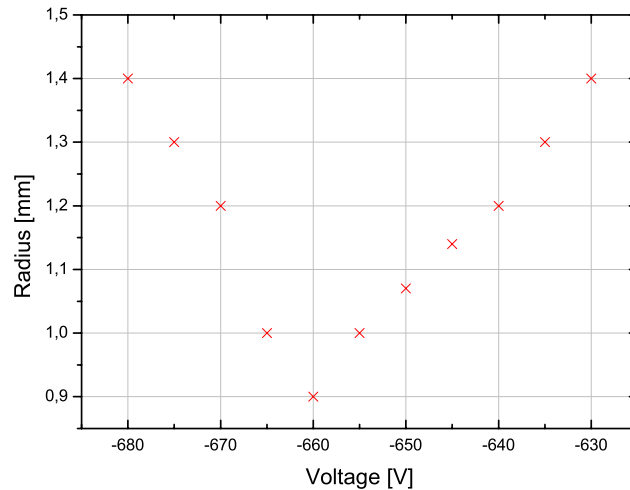


**Abb. 3.6:** Darstellung der Äquipotentialflächen und der Trajektorien der von links eintreffenden Positronen in die verwendete Einzellinse. Der Fokuspunkt befindet sich außerhalb des Bildbereiches.

### 3.4 Strahlführung

---

Die Spannungsversorgung sollte auf 5 V stabil sein, um den Strahlradius unter einem Millimeter zu halten. In Abbildung 3.7 ist die Abhängigkeit des Strahldurchmessers von der angelegten Spannung dargestellt.



**Abb. 3.7:** Einfluss der angelegten negativen Spannung auf den Strahlradius am Brennpunkt

Die dem Positron zugegebene transversale Energiekomponente bleibt wegen der großen Brennweite der Einzellinse gering. Für die am weitesten von der Strahlachse entfernten Positronen beträgt diese Energie 0,4 eV. Diese Komponente verändert den Gyrationradius des Positrons im magnetischen Führungsfeld. Die Komponente kann sich positiv oder negativ auf den Strahldurchmesser auswirken. Im ungünstigsten Fall vergrößert sich der Gyrationradius bei einem Positron mit 3 eV transversaler Startenergie von 0,78 auf 0,83 mm.

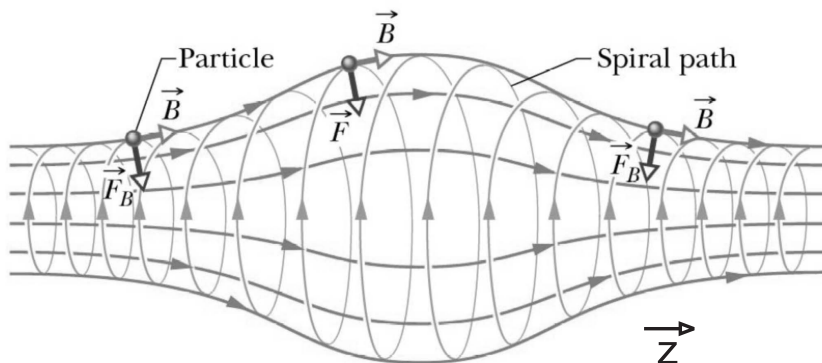
## 3.4 Strahlführung

### 3.4.1 Führungsmagnetfeld

Zur Strahlführung wird ein Führungsmagnetfeld mit  $B_z = 75$  Gauß verwendet. Die Simulation wurde mit dem Programm mfield.m berechnet. Dabei

wird nur das Magnetfeld auf der Strahlachse ermittelt. Die auf die Rohre aufgebrachten Spulen haben einen Durchmesser von 100 mm und 160 mm. Durch den geringen Strahldurchmesser von 3,5 mm kann davon ausgegangen werden, dass das Magnetfeld in diesem Bereich um die Strahlachse homogen ist.

Im Bereich zwischen einem Übergang von zwei unterschiedlichen Spulendurchmessern muss der Strahl beim Fädeln auf der Achse gehalten werden. Weicht der Strahl von der Achse ab, so bekommt er durch das inhomogene Magnetfeld eine transversale Komponente, welche den Durchmesser vergrößert. Es muss weiterhin darauf geachtet werden, dass das Magnetfeld in Strahlrichtung homogen ist. Die Positronen haben zusätzlich zur Geschwindigkeitskomponente in z-Richtung eine transversale Geschwindigkeitskomponente. Aus der Überlagerung der Driftbewegung und der Kreisbewegung ergibt sich eine helixförmige Bewegung um die Magnetfeldlinien.



**Abb. 3.8:** Bewegung eines geladenen Teilchens mit einer longitudinalen und transversalen Energie in einem inhomogenen Magnetfeld [Hall03]

Sinkt die Stärke des Magnetfeldes, so laufen die Magnetfeldlinien auseinander (Abbildung 3.8). Da die Lorentzkraft auf ein geladenes Teilchen senkrecht auf dem Geschwindigkeitsvektor und dem Feldlinienvektor steht, wirkt eine Kraft, die nicht senkrecht zur Bewegungsachse steht. Das Teilchen wird in z-Richtung beschleunigt und der Gyrationradius nimmt durch das abnehmende Magnetfeld zu. Laufen die Feldlinien wieder zusammen, kann es im ungünstigsten Fall, durch die Kraft entgegen der Driftbewegung, zu einer

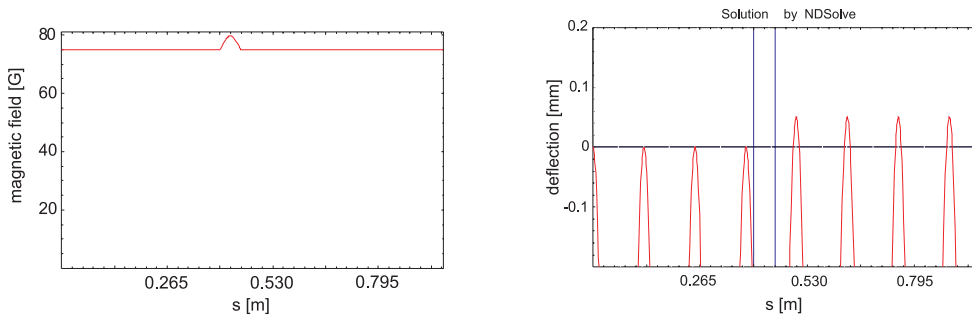


### 3.4 Strahlführung

---

Reflektion des geladenen Teilchens kommen. Bei einem Führungsmagnetfeld von 75 Gauß ist eine Reflektion nach Gleichung 2.30 auf Seite 20 für Teilchen mit einer longitudinalen Energie von 2000 eV und einer transversalen Energie von 10 eV erst bei  $15 \times 10^3$  Gauß möglich. Dieser Wert wird in dem berechneten Strahlführungssystem bei weitem nicht erreicht.

Ist die Magnetfeldänderung auf einer Längenskala vergleichbar mit der Gyrationlänge, so kommt es zu einem Versatz des Strahls. An Abbildung 3.9 ist dieser Versatz bei einer Änderung des Magnetfeldes um 5 Gauß auf einer Länge von 53 mm dargestellt. Dieser Wert ist typisch bei den berechneten Magnetfeldern. Die Abweichung des Teilchens von der Achse beträgt dabei 0,025 mm.



**Abb. 3.9:** links: magnetisches Führungsfeld mit einer Magnetfelderhöhung um 5 Gauß rechts: Abweichung des Teilchens von der Strahlmitte. Die gesamte Gyration ist zur besseren Übersichtlichkeit nicht dargestellt. Der Bereich der Magnetfeldänderung liegt zwischen den vertikalen Linien.

### Magnetfeldsimulation

Um das Feld optimal anzupassen, wurden bei der Berechnung des Magnetfeldes auch Spulen mit entgegengesetzter Magnetfeldrichtung verwendet. Im Cave (1 m bis 2,7 m) kommt es durch die Verwendung von unterschiedlichen Spulendurchmessern zu Abweichungen. Im Labor kann das Magnetfeld wegen der Anschlüsse für das Vakuumsystem, dem Anschluss der  $^{22}\text{Na}$ -Quelle und anderer Vorrichtungen nicht mehr mit Selenoidspulen erzeugt werden. Es werden in diesen Bereichen Helmholtzspulen verwendet. Dadurch kommt

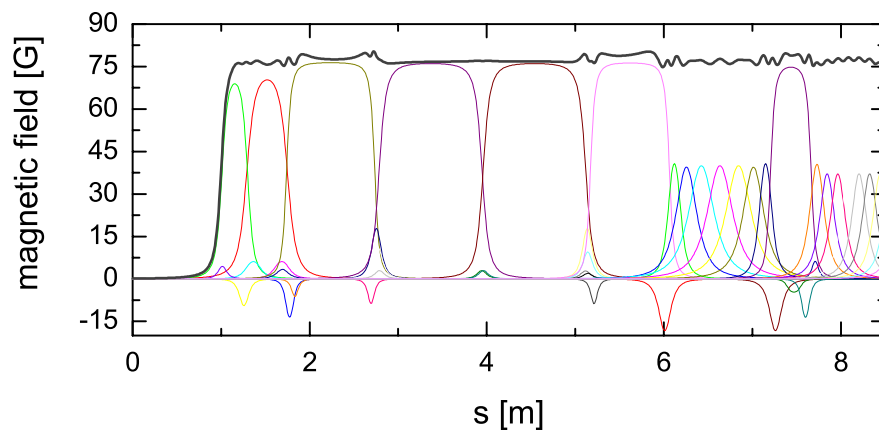
es ebenfalls zu geringen Abweichungen des Magnetfeldes auf der Strahlachse.

In Abbildung 3.10 und 3.11 ist das berechnete Magnetfeld und der dazu gehörende Gradient für den Bereich von der Quelle bis zur Zuleitung der  $^{22}\text{Na}$ -Quelle dargestellt. Die farbigen Linien stellen die Magnetfelder der einzelnen Spulen dar. Die schwarze Linie ist das daraus resultierende Gesamtmagnetfeld auf der Strahlachse. Die Berechnung des Magnetfeldes bis zur Probe kann erst nach der endgültigen Konstruktion vorgenommen werden. Offen ist zum Beispiel noch die Dimensionierung der Probenkammer.

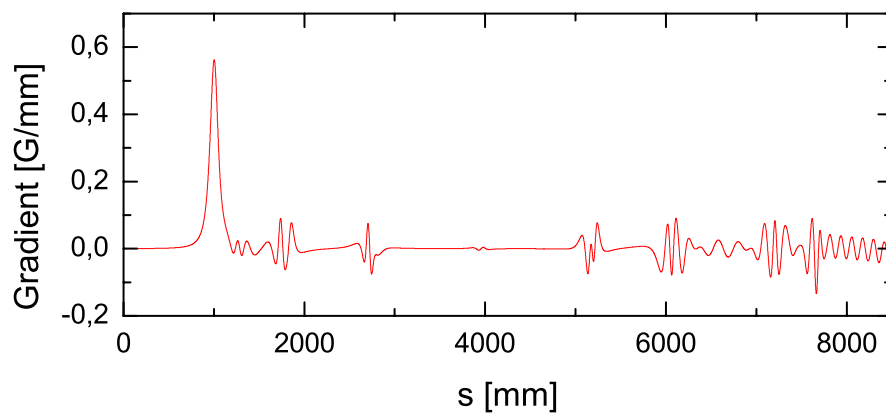
Zur Abschätzung der Drift eines Positrons mit 3 eV transversaler Energie in einem inhomogenen Längsmagnetfeld (Abb. 3.12) wurden die Werte aus Abbildung 3.10 verwendet. Die Flugbahn wurde durch den sich ändernden Gyrationradius in den einzelnen festgelegten Intervallen (1 mm) ermittelt. Diese Methode berücksichtigt nicht die sich ändernden Energien in longitudinaler und transversaler Richtung. Nach Gleichung 2.31 auf Seite 20 ist die Änderung jedoch gering. Aufgetragen ist die Bewegung in der x-z-Ebene. Die Drift beträgt etwa 0,2 mm. Dadurch kann sich der Strahldurchmesser von 3,5 mm auf 3,9 mm erhöhen. Die Drift in der y-z-Ebene verhält sich ähnlich.

### **Temperaturverhalten des Führungsmagnetfeldes**

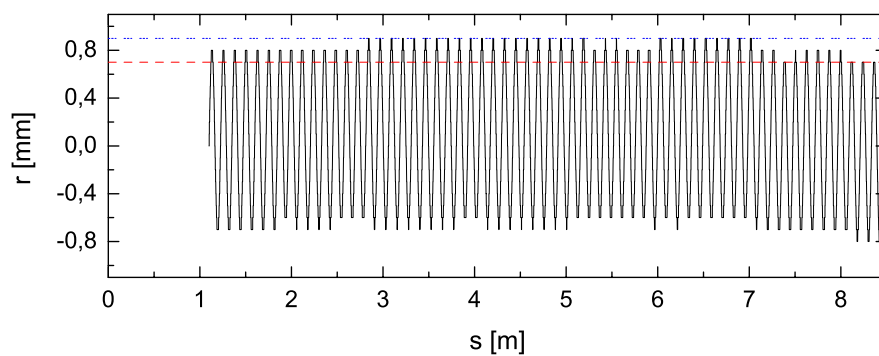
Bei der Verwendung von Spulen muss darauf geachtet werden, dass die Temperatur in der Spule nicht über der zulässigen Temperatur der Leitungsisolierung liegt. Die maximale Temperatur für den verwendeten Kupferlackdraht liegt bei 200°C. Zur Abschätzung, ob bei langen Spulen weitere Kühlmaßnahmen erforderlich sind, kann die Amperewindungszahl pro Länge IN/l verwendet werden [Rait99]. Liegt diese über 10 A/mm, so müssen weitere Kühlmaßnahmen in Betracht gezogen werden. Der Wert für die langen Spulen im Cave und im Tunnel liegt bei 6,6 A/mm und unterschreitet diesen Wert deutlich. Eine Messung über 12 Stunden hat ergeben, dass die Gleichgewichtstemperatur bei einem Strom von 4,4 A im Inneren der Spulen einen Wert von 55°C nicht überschreitet.



**Abb. 3.10:** Dargestellt ist das Magnetfeld bis zur Zuführung der  $^{22}\text{Na}$ -Quelle. Abgesehen vom Beginn des Feldes beträgt das minimale Magnetfeld 74,7 Gauß und das maximale Magnetfeld 80,4 Gauß.



**Abb. 3.11:** Am Beginn beträgt der Gradient des Magnetfeldes maximal 0,56 G/mm. Im Führungsfeld wird ein Wert von  $\pm 0,14$  G/mm nicht überschritten. Durch Einsetzen der Gradienten in Gleichung 2.32 auf Seite 20 kann eine adiabatische Strahlführung für das System bestätigt werden.

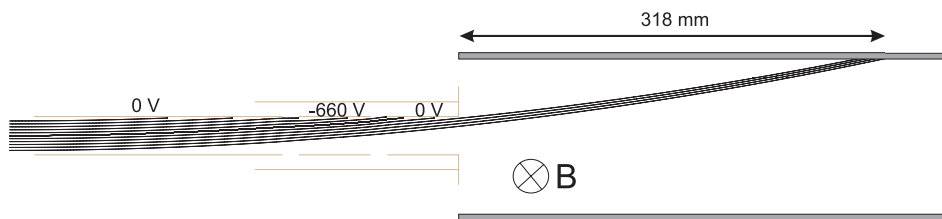


**Abb. 3.12:** Drift eines Positrons im inhomogenen Führungsmagnetfeld

### 3.4.2 Korrekturfeld

Für eine sichere Strahlführung werden bei EPOS über das gesamte Strahlführungssystem Korrekturfelder senkrecht zur Bewegung der Positronen erzeugt. Dazu werden Sattelspulen verwendet. Diese sollen das Erdmagnetfeld und andere stationäre Magnetfelder kompensieren. Weiterhin wird der Strahl damit durch die Rohrbögen und Blenden gefädelt.

Es werden 38 Sattelspulenpaare mit je einer Stromversorgung benötigt. Die Notwendigkeit des Einsatzes von Korrekturspulen im Bereich der elektrostatischen Linse wird nachfolgend gezeigt. In Abbildung 3.13 sind die Trajektorien der Positronen in der elektrostatischen Linse mit einem überlagerten Magnetfeld von 0,4 Gauß dargestellt. Ein Teil der Positronen annihiliert an den Innenwänden der Linse. Die Positronen, die die Linse verlassen, treffen spätestens nach 318 mm auf die Innenwand des Vakuumsystems. Bei einem Magnetfeld von 0,001 Gauß beträgt die Abweichung von der Strahlachse nach einem Meter, vom Moderator aus gemessen, 0,33 mm. Die Lage des Brennpunktes und der Durchmesser wird dabei nicht messbar verändert. Die dafür notwendige Stabilität des Stromgerätes mit einem Konstantstrom von 5 A liegt bei 12 mA.



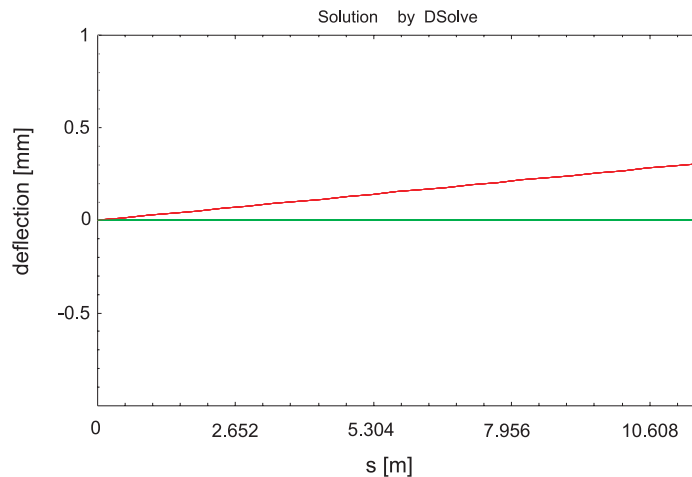
**Abb. 3.13:** Bewegung der Teilchen in einer elektrostatischen Linse mit einem überlagerten Magnetfeld (0,4 Gauß)

Im Bereich des Längsmagnetfeldes werden ebenfalls senkrecht zueinander stehende Sattelspulen verwendet. Der Abstand eines Sattelspulenpaares liegt im Bereich von 100 mm bis 170 mm. Zur Kompensation des Erdfeldes benötigt man in den einzelnen Spulen einen Strom von 0,8 A bis 1,5 A. In diesem Bereich haben die Konstantstromgeräte nach 2 Stunden nur eine geringe Drift. Unter der Annahme, dass über die gesamte Länge des Sys-

### 3.4 Strahlführung

---

tems (11 m) der Strom eine Drift von 0,5 mA besitzt, das entspricht einer Magnetfeldänderung von  $2 \times 10^{-3}$  Gauß, beträgt die Abweichung von der Strahlachse 0,3 mm (Abbildung 3.14).



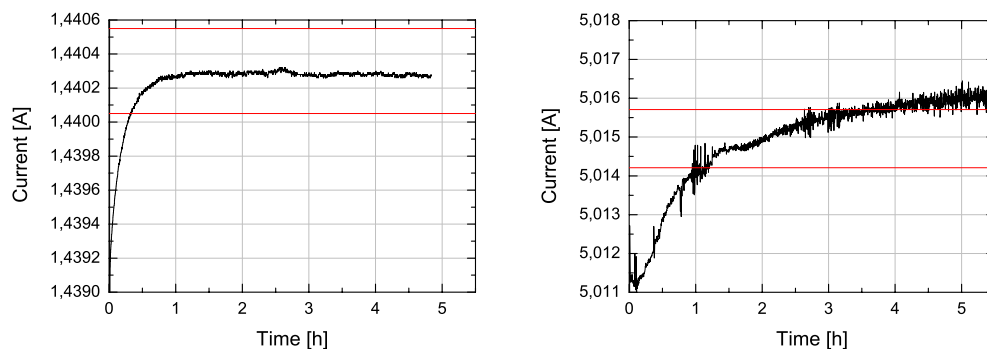
**Abb. 3.14:** Abweichung des Normpositrons ohne transversale Energie in x-Richtung (rot) und y-Richtung (grün) in einem Längsmagnetfeld von  $B_z = 75$  G und einem senkrecht dazu stehenden Magnetfeld von  $B_x = 2 \times 10^{-3}$  G

Durch die Überlagerung der beiden Felder sind die Bewegungsrichtung und die Feldlinien nicht mehr parallel zueinander. Dadurch wird dem Teilchen eine weitere transversale Energie erteilt. Infolgedessen erhöht sich der Gyrationradius um  $1,5 \times 10^{-3}$  mm.

#### Stromversorgungsgeräte für die Korrekturpulen

Die Korrekturpulen werden mit Konstantstromgeräten betrieben. Diese Geräte sind bis 10 A belastbar. Bei geringen Strömen wird nicht so viel Leistung im Modul in Wärme umgewandelt, so dass die Temperatur bei einem Strom von 1,5 A bei  $38^\circ\text{C}$  liegt. Bei einem Strom von 5 A werden Temperaturen von  $49^\circ\text{C}$  gemessen. Das thermische Gleichgewicht stellt sich bei einem Strom von 1,5 A nach einer Stunde ein. Die Abweichung nach der Warmlaufphase beträgt  $\pm 0,2$  K. Bei einem Strom von 5 A beträgt die Abweichung  $\pm 1$  K.

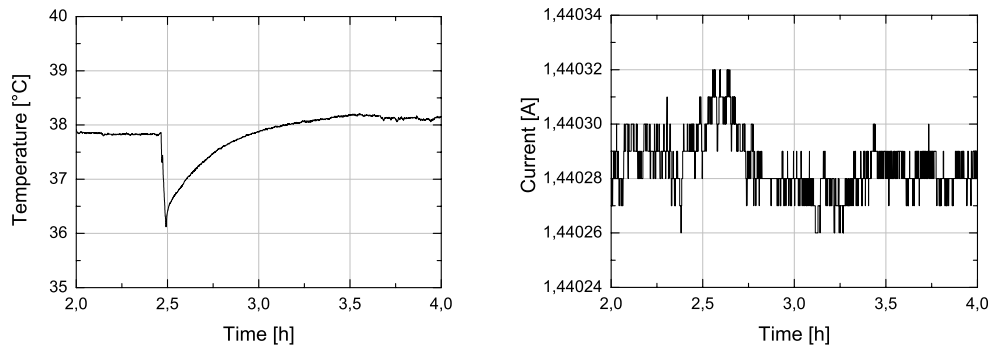
Bei Testmessungen mit einem Strom von 1,5 A und 5 A wurden die, in Abbildung 3.15 dargestellten, Stromänderungen ermittelt. Zu erkennen ist, dass bei einem Strom von 1,5 A die Änderung in dem geforderten Toleranzbereich von  $\pm 0,25$  mA liegt. Der Strom ist auf  $\pm 30 \mu A$  stabil. Ein Strom von 5 A erfüllt die Anforderungen in Bezug auf die Stabilität nicht. Selbst bei einer Messung über 14 Stunden stellte sich kein Gleichgewicht ein, so dass diese Stromstärken nicht verwendet werden können.



**Abb. 3.15:** Graphische Darstellung der Stromdrift bei 1,5 A (links) und 5 A (rechts). Die roten horizontalen Linien stellen den maximalen Toleranzbereich für die Stromdrift nach einer Warmlaufphase von 2 Stunden dar. Bei 1,5 A beträgt dieser 0,5 mA, bei 5 A darf eine Drift von 1,5 mA nicht überschritten werden.

Zur Untersuchung des Einflusses von äußeren Temperaturschwankungen auf die Stabilität der Netzteile bei einem Strom von 1,5 A wurde die Temperatur eines Stromversorgungsgerätes kurzzeitig um  $2^{\circ}C$  gesenkt. Die Änderung ist in Abbildung 3.16 dargestellt. Dabei ist nur eine minimale Änderung von etwa  $\pm 20 \mu A$  zu erkennen. Nach 90 Minuten haben sich Temperatur und Strom wieder stabilisiert.

Die für die Korrekturspulen mit vier Windungen benötigten Ströme liegen zwischen 0,8 A bis 1,5 A. Damit kann von der Stabilität des Korrekturfeldes ausgegangen werden. Für die Korrekturspulen S1 und S2 (siehe Anhang) müssen aufgrund des größeren Abstandes der Spulen mehr Windungen verwendet werden, um die Stabilität in diesem Bereich zu gewährleisten.



**Abb. 3.16:** Darstellung der Stromänderung bei einer von außen verursachten Temperaturänderung des Konstantstromgerätes

## 3.5 Chopper

### 3.5.1 Aufbau

Der Chopper wird benötigt um die Positronen, die außerhalb eines Zeitfensters den Chopper erreichen, zu eliminieren. Dass Positronen trotz des scharfen Elektronenpulses von 5 ps außerhalb des Zeitfensters ankommen, liegt zum Beispiel daran, dass Positronen, die nicht vollständig thermalisiert sind, den Moderator mit einer größeren Energie als 3 eV verlassen. Positronen, die eine viel höhere Energie beim Austritt besitzen, werden in den Rohrbögen zerstrahlen. Die Positronen, die eine nur etwas von den 2000 eV abweichende Energie besitzen, werden aber durch das Strahlführungssystem in das Labor transportiert.

Durch den langen Transportweg von 11 m wird der Strahl ebenfalls zeitlich aufgeweitet. Bei einer Energiedifferenz von 3 eV beträgt die Pulsbreite des Strahls an der Probe 1,03 ns. Das Zeitfenster, in dem der Strahl den Chopper passieren soll, wurde auf 2 ns festgelegt. Mit diesem Wert ist es möglich, den Strahl durch einem Buncher zeitlich im ps-Bereich auf die Probe zu fokussieren.

Der prinzipielle Aufbau ist in Abbildung 3.17 dargestellt. Nachdem der Positronenstrahl mit der verstellbaren Blende auf den benötigten Durchmesser eingestellt wurde, passiert der Strahl das erste Plattenpaar. Die Länge des

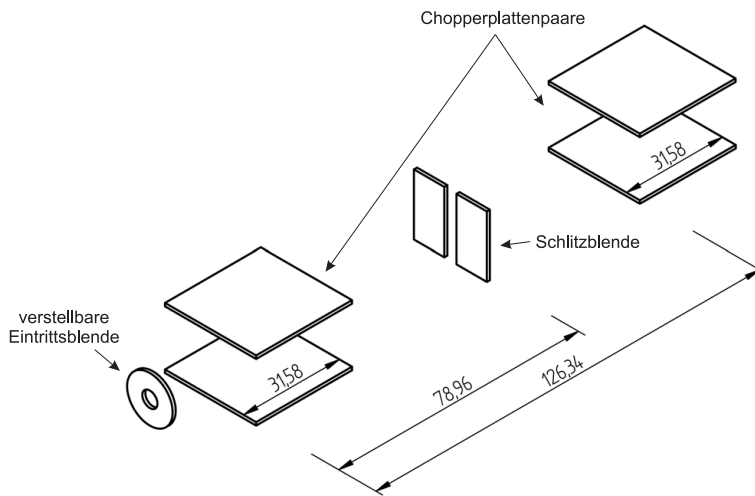


Abb. 3.17: Prinzipieller Aufbau des Choppers

Plattenpaares beträgt  $1/4$  der Gyrationlänge. Die auf den Strahl wirkende elektrische Kraft führt dazu, dass der Strahl eine transversale Energiekomponente erhält. Diese vergrößert den Gyrationradius im magnetischen Führungsfeld.

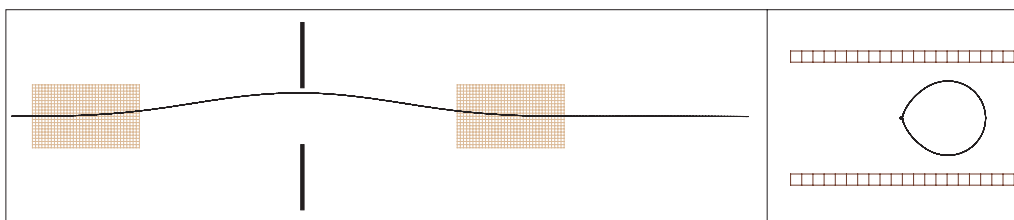


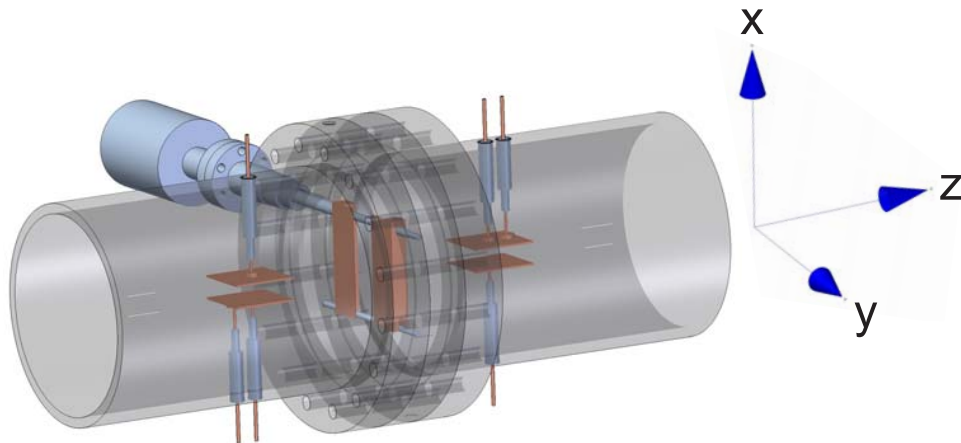
Abb. 3.18: In der Grafik ist die Bewegung eines elektrisch geladenen Teilchens in einem Chopper dargestellt. Links wird die Ansicht auf die  $y$ - $z$ -Ebene gezeigt, rechts die Ansicht entgegen der Bewegungsrichtung des Teilchens. In diesem Fall ist das angelegte elektrische Feld  $E_x$  nicht groß genug, um den Strahl auszublenden. Zu erkennen ist, dass das Teilchen nach dem Austritt keine transversale Energiekomponente besitzt.

Bei  $5/8$  der Gyrationlänge befinden sich die einstellbaren Schlitzblenden. Mit den verstellbaren Schlitzblenden sowie der Amplitude der angelegten Spannung kann das Zeitfenster, in dem der Strahl den Chopper passiert, eingestellt werden. Mit dem zweiten Plattenpaar am Ende der Anordnung wird ein elektrisches Feld mit entgegengesetzter Richtung erzeugt. Der Anfang des Plattenpaares befindet sich an der Stelle, wo die Positronen die



Gyrationslänge von 126,34 mm, seit dem Eintritt in das erste Plattenpaar, zurückgelegt haben. Das entgegengesetzt gerichtete Feld baut die, beim Durchgang durch das erste Plattenpaar erhaltene, transversale Energie der Positronen ab (Abb. 3.18). Das ist notwendig, da die Positronen im Zeitfenster von 2 ns auch einem elektrischen Feld ausgesetzt sind. Dieses Feld reicht zwar nicht aus, um die Positronen so weit abzulenken, dass diese in den Blenden zerstrahlen, gibt den Positronen aber eine transversale Energiekomponente mit. Weiterhin würde sich der Strahldurchmesser durch den Versatz der einzelnen Positronen vergrößern. Das Signal für das zweite Chopperplattenpaar muss um 4,76 ns verzögert sein. Das ist die Zeit, die das Normpositron für die Strecke von 126,34 mm benötigt.

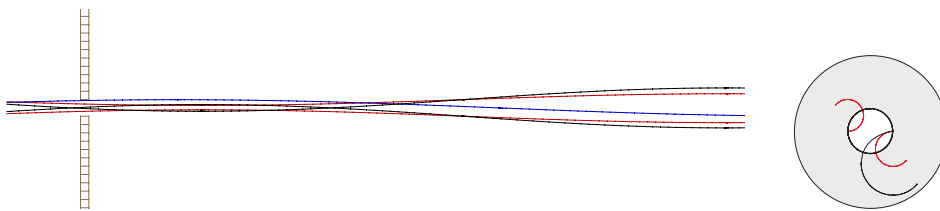
Bei dem von uns verwendeten Aufbau (Abbildung 3.19) wurde die verstellbare Schlitzblende in einem CF-100 Flansch aufgebaut. Dadurch können später leicht Änderungen am Chopper vorgenommen werden. Über eine Drehdurchführung wird eine Spindel mit Links- und Rechtsgewinde angetrieben. Damit kann das Spaltmaß der Blende verändert werden. Die Chopperplatten sind an den elektrischen Zuführungen befestigt und werden voraussichtlich auf einen Abstand von 10 mm eingestellt.



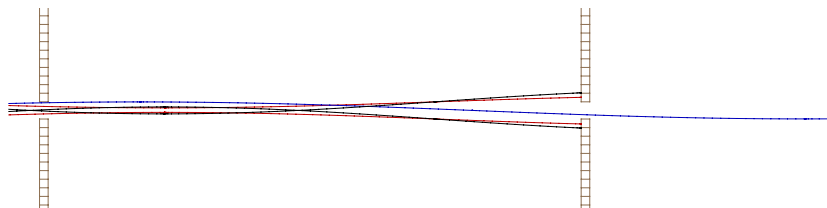
**Abb. 3.19:** Konstruktive Darstellung der Choppers

### Eintrittsblende für den Chopper

Um den, in den Chopper einlaufenden Strahl zu begrenzen, werden 2 verstellbare Blenden verwendet. Beide Blenden können mit einer Lineardurchführung auf den gewünschten Strahldurchmesser eingestellt werden. Die beiden Blenden sind im Abstand von 63 mm, also der halben Gyrationlänge, angeordnet. Wird nur eine Blende verwendet, kann der Strahldurchmesser nicht sicher begrenzt werden. In den Abbildungen 3.20 wird an einem Beispiel gezeigt, wie sich der Strahl mit nur einer Blende verhält. Die rot dargestellten Teilchen besitzen eine transversale Energie von 3 eV, die schwarz dargestellten eine transversale Energie von 10 eV. Bei der Verwendung von zwei Blenden wird sich zwar die Zählrate verringern, ein definierter Strahldurchmesser ist aber die Voraussetzung dafür, dass der Chopper richtig funktioniert. Die Einstellung des Eintrittsblende richtet sich dabei nach der uns zur Verfügung stehenden Amplitude der Chopperspannung.



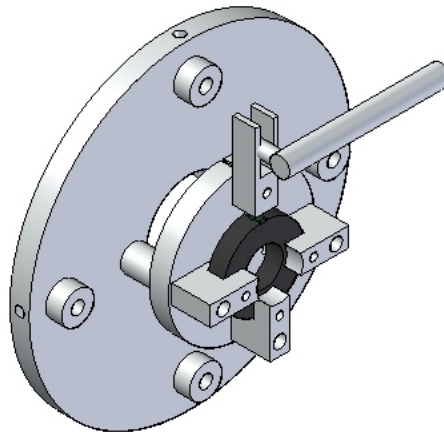
**Abb. 3.20:** Bei der Verwendung von nur einer Blende mit einem Durchmesser von 2 mm kann der Strahl unter ungünstigen Bedingungen bei Teilchen mit einer transversalen Energie nur auf den doppelten Gyrationdurchmesser plus dem Durchmesser der Blende begrenzt werden. Bei einer transversalen Energie von 3 eV beträgt der Durchmesser dann 5,3 mm, bei Teilchen mit 10 eV transversaler Energie 8,1 mm.



**Abb. 3.21:** Bei der Verwendung von 2 Blenden im Abstand einer halben Gyrationlänge wird der Strahldurchmesser sicher auf 2 mm begrenzt.

Für eine Eintrittsblende wird eine optische Blende mit einem Stellbereich

von 0 bis 12 mm Durchmesser verwendet. Diese wird auf einer Platte befestigt, die wiederum mit einem Abstand von 5 mm auf der eigentlichen Halterung montiert ist (Abb. 3.22). Dadurch wird sichergestellt, dass die Blende bei Druckschwankungen nicht zerstört wird. Weiterhin ist so eine schnellere Evakuierung des Systems möglich. Die Halterung hat einen geringfügig kleineren Durchmesser als die Rohrwand. Durch vier Bolzen, die mit Schrauben herausgedrückt werden, können die Blenden an jeder Stelle im System befestigt werden.



**Abb. 3.22:** Konstruktive Darstellung einer Eintrittsblende für das Blendensystem

#### 3.5.2 Choppersignal

Für die ideale Funktionsweise des Choppers ist ein Rechtecksignal mit einer Pulsbreite von 2 ns erforderlich. Dieses kann aber aus technischen Gründen nicht zur Verfügung gestellt werden. Ein im FZD verwendeter Impulsgenerator kann zwar ein Signal erzeugen, welches einem Rechtecksignal ähnlich ist, die Amplitude des Pulses ist aber mit 54 V zu gering, um den Strahl sicher auszublenden. Andere Versuche zielten darauf ab, mehrere Sinusspannungen mit vielfachen Frequenzen von 13 MHz zu überlagern. Dabei werden jedoch Maximalamplituden von 10000 V erzeugt. Die technische Umsetzung scheidet

tert zum einen an der Überlagerung der Spannungen, zum anderen kann es bei einem Plattenabstand von 10 mm zu Überschlägen kommen.

Eine zur Zeit favorisierte Möglichkeit besteht darin, eine Sinusspannung mit 7,5 MHz zu verwenden. Im Bereich um den Nulldurchgang ist das elektrische Feld gering, so dass die Positronen in einem Zeitfenster von 2 ns den Chopper ungehindert passieren können.

### 3.5.3 Simulationen

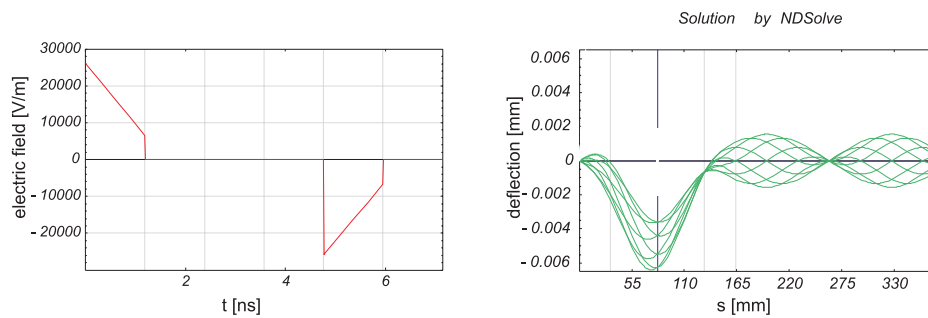
Zur Simulation des Choppers wurde das Programm Mathematica [Wolf97] verwendet. Mit dem zusätzlichen ODE Package ist es möglich, gekoppelte Differentialgleichungssysteme, wie zum Beispiel das System 2.15 auf Seite 17, zu lösen. Für zeitlich konstante Magnetfelder und elektrische Felder ist eine analytische Lösung möglich. Werden zeitlich veränderliche Felder verwendet, können die Trajektorien mit dem ODE Package nur numerisch berechnet werden. Durch Vergleiche mit kommerziell erhältlichen Programmen, mit denen Berechnungen mit zeitlich konstanten Feldern durchgeführt wurden, wird aber von der Richtigkeit der numerischen Lösungen ausgegangen.

In den Abbildungen 3.23 bis 3.27 ist jeweils auf der linken Seite das Feld dargestellt, welches auf das Positron an einer bestimmten Stelle im Chopper wirkt. Durch die geringe Geschwindigkeit der Positronen ändert sich die anliegende Sinusspannung während des Durchlaufs durch ein Chopperplattenpaar. Zur Simulation wurde eine Sinusspannung von 4000 Volt bei einem Plattenabstand von 10 mm verwendet. Das elektrische Feld liegt in x-Richtung an.

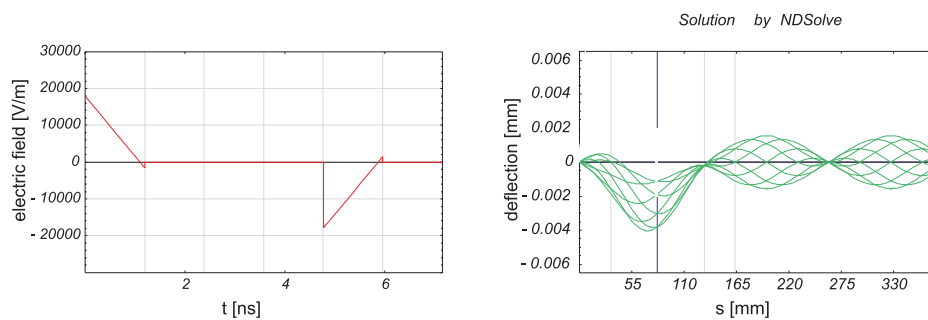
Auf der rechten Seite ist die Auslenkung der Positronen in y-Richtung, also in Richtung der Schlitzblenden, dargestellt. Auf die Darstellung der Auslenkung in x-Richtung wurde verzichtet, da diese nicht relevant für die Funktionsweise des Choppers ist.

### 3.5 Chopper

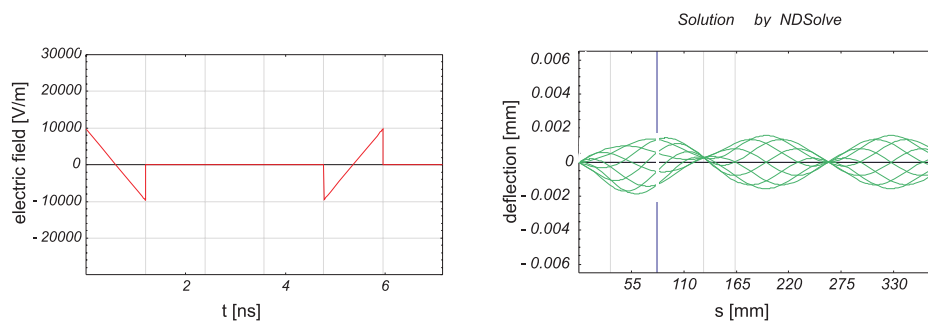
---



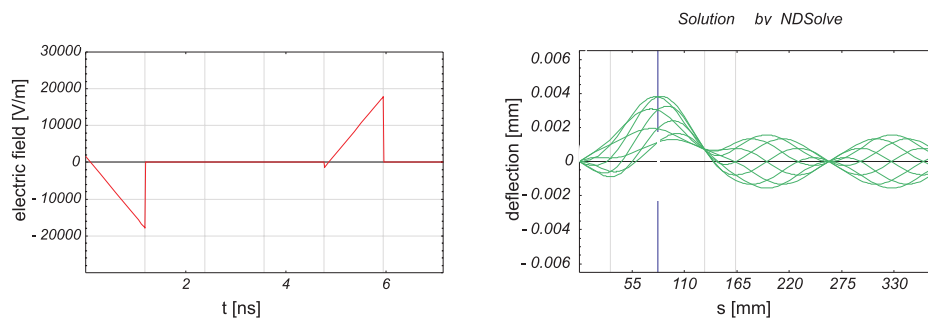
**Abb. 3.23:** Auslenkung der Positronen beim Eintritt in den Chopper 1 ns vor dem Normpositron



**Abb. 3.24:** Auslenkung der Positronen beim Eintritt in den Chopper 0,5 ns vor dem Normpositron

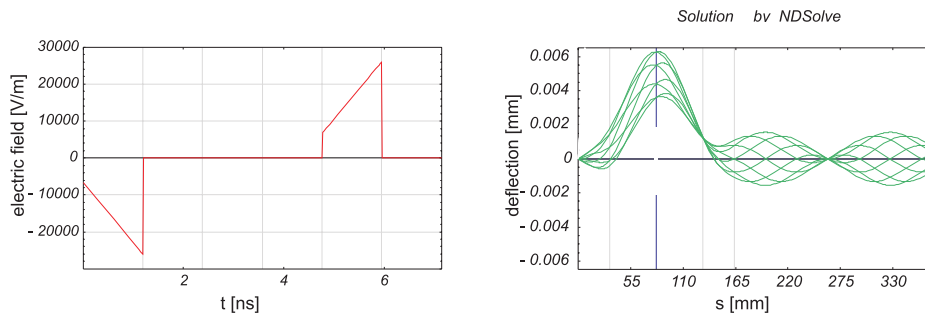


**Abb. 3.25:** Auslenkung der Normpositronen



**Abb. 3.26:** Auslenkung der Positronen beim Eintritt in den Chopper 0,5 ns nach dem Normpositron

---



**Abb. 3.27:** Auslenkung der Positronen beim Eintritt in den Chopper 1 ns nach dem Normpositron

Zwischen den grauen Hilfslinien befinden sich die Chopperplatten, die blaue Linie markiert die Position der Schlitzblende. Bei der Simulation wurde davon ausgegangen, dass alle Positronen von einem Punkt starten. Um den Eintritt der Positronen mit verschiedenen Phasen zu simulieren, wurden als Anfangsbedingungen für die transversale Geschwindigkeit verschiedene Richtungen vorgegeben. Als transversale Energie wurden 3 eV gewählt. Positronen mit einer geringeren transversalen Energie verhalten sich günstiger. Das bedeutet, dass sie auf jeden Fall außerhalb des Zeitfensters ausgeblendet werden und innerhalb des Zeitfensters nicht so viele Positronen in den Blenden annihilieren. Zu beachten ist, dass die Trajektorien in den Abbildungen nicht an der Schlitzblende enden.

Durch zwei, in Abbildung 3.17 gezeigte, Eintrittsblenden soll der Strahl auf einen Durchmesser von 2 mm begrenzt werden. Es ist deshalb zu beachten, dass sich die Auslenkung in y-Richtung um  $\pm 1$  mm verschieben kann. Eine Ausdehnung des Strahls in x-Richtung beeinflusst die Funktionsweise des Choppers jedoch nicht.

In Abbildung 3.25 rechts sind die Trajektorien für das Normpositron dargestellt. Bei einem Schlitzblendenabstand von 4 mm können alle Positronen, die vom Ursprung starten, die Blende passieren. Es werden aber einige Positronen, die nicht am Ursprung eintreten, in den Blenden annihilieren. 0,5 ns vor und nach dem Normpositron wird ein größerer Teil der Positronen an den Schlitzblenden annihilieren. Bei einer Zeitdifferenz von  $\pm 1$  ns vom Normpositron wird der Strahl sicher ausgeblendet und alle Positronen zer-

strahlen in den Blenden. In Tabelle 3.2 ist für verschiedene Sinusspannungen der Abstand der Schlitzblenden angegeben, bei denen der Strahl außerhalb eines Zeitfensters von 2 ns sicher ausgeblendet wird. Sollte es möglich sein, mit höheren Spannungen zu arbeiten, kann der durch die Eintrittsblende vorgegebene Strahldurchmesser vergrößert werden. Für eine Abschätzung, wie viele Positronen im Chopper innerhalb des Zeitfensters von 2 ns zerstrahlen, sind Messungen am Positronenstrahl notwendig. Wichtig sind dabei die Werte des Strahldurchmessers und der transversalen Energieverteilung.

Sinusspannung	Auslenkung von der Achse
6000	4,5
5000	3,5
4000	2
3000	0,75

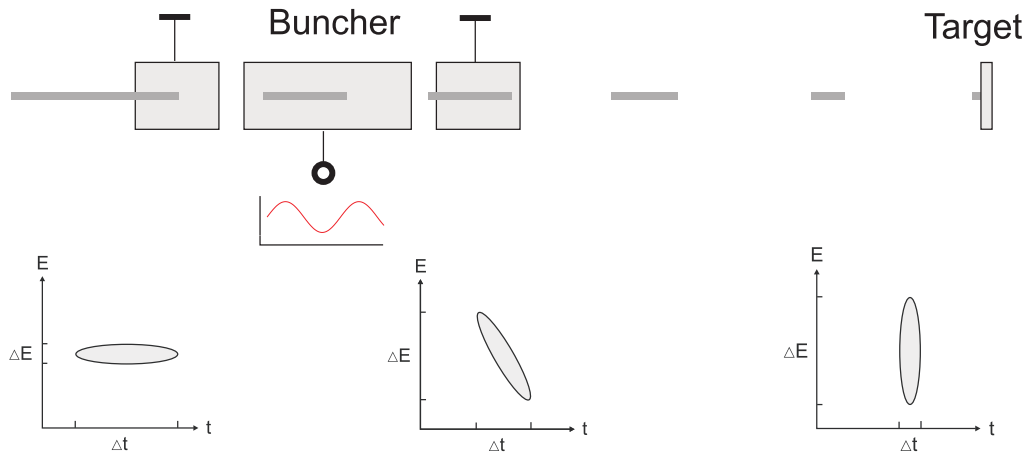
**Tab. 3.2:** Die Tabelle zeigt die Abweichung der ungünstigsten Positronen (transversale Energie 3 eV) von der Strahlachse.

## 3.6 Buncher

Nach dem Verlassen des Choppers tritt der Positronenstrahl in den Buncher ein. Mit dem Buncher soll die Pulsbreite des Strahls weiter verringert werden. Dazu müssen Positronen, die vor dem Normpositron eintreffen, abgebremst werden. Positronen, die nach dem Normpositron ankommen, werden beschleunigt. Verwendet wird ein Doppel-Schlitz-Buncher. Gegenüber dem Chopper besitzt der Buncher den Vorteil, dass bei diesem Prozess keine Positronen verloren gehen [Laak05].

Nachteilig wirkt sich aus, dass sich die Energie der vom Normpositron zeitlich abweichenden Teilchen ändert (Abb. 3.28). Nach dem Liouville-Theorem bleibt das sechsdimensionale Phasenraumvolumen, welches durch die Orts- und Impulskoordinatenachsen aufgespannt wird, bei ausschließlich konservativen Kräften erhalten. Im Strahlsystem wirken nur konservative Kräfte auf die Teilchen, die durch magnetische oder elektrische Felder her-

vorgerufen werden. Daher kommt es bei einer Verringerung der räumlichen Ausdehnung des Strahls zu einer Verbreiterung der Energieverteilung.



**Abb. 3.28:** Schematische Darstellung des Einflusses eines Bunchers auf die Pulsbreite des Positronenstrahls. Unten ist zweidimensional die Änderung des Phasenraums dargestellt.

Die prinzipielle Wirkungsweise des Bunchers ist in Abbildung 3.28 dargestellt. An die mittlere Elektrode wird eine Sinusspannung angelegt. Die beiden äußeren Elektroden liegen auf Masse. Das Normpositron, welches zur richtigen Zeit die Zwischenräume der Elektroden passiert, soll keine Geschwindigkeitsänderung erfahren. Das Sinussignal muss also so eingestellt werden, dass in diesem Moment die Sinusspannung einen Nulldurchgang hat. Der Abstand zwischen beiden Schlitzen ist so gewählt, dass das Normpositron die Strecke zwischen den beiden Schlitzen in der Zeit von einer halben Periode der Sinusspannung durchläuft. Durchläuft ein Positron vor dem Normpositron den ersten Schlitz, so muss an der mittleren Elektrode eine gegenüber der ersten Elektrode negativere Spannung anliegen. Dadurch wird das Positron beschleunigt. Durch die um  $180^\circ$  verschobene Sinusspannung wird das Teilchen im zweiten Schlitz ebenfalls beschleunigt. Für die Beschleunigung oder Verzögerung wird der annähernd lineare Verlauf der Sinusspannung im Bereich um den Nulldurchgang genutzt.

Im EPOS-System wird der Buncher mit einer Frequenz von 26 MHz betrieben. Damit ergibt sich eine Gesamtlänge des Bunchers von 620 mm [Sach04].



Simulationen zum Zeitverhalten des Positronenstrahls bei Verwendung eines Bunchers sollen im Rahmen einer weiteren Diplomarbeit untersucht werden. Bisherige Monte-Carlo-Simulationen haben gezeigt, dass durch die zusätzliche Verwendung einer Driftstrecke die Halbwertsbreite des Positronenpeaks auf der Probe wesentlich verringert werden kann [Butt08].

## 3.7 Thermische Analyse

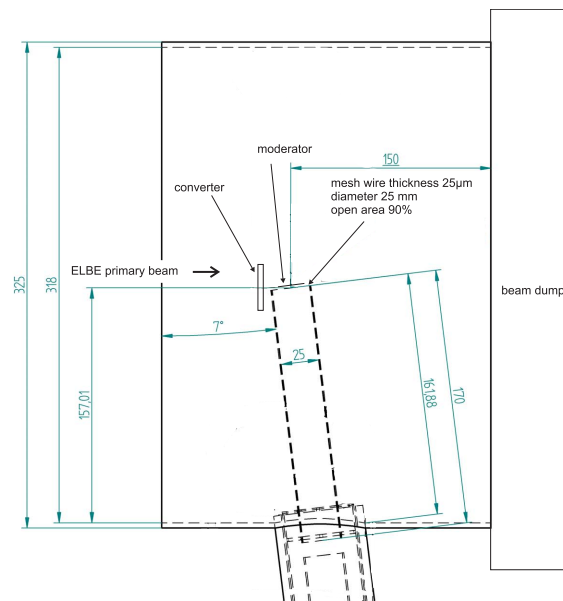
Weil ein Großteil der Elektronenenergie in der Konverterkammer und den sich darin befindenden Teilen absorbiert wird, wurden in der Vergangenheit thermische Analysen durchgeführt. Die thermischen Analysen zum Beamdump, der Konverterkammer und des Konverters sind in einer vorangegangenen Arbeit untersucht worden [Sach04]. Die Ergebnisse sind in Tabelle 3.3 zusammengefasst.

BEZEICHNUNG	LEISTUNG
Be Fenster	47 W
Wolframtarget	14.7kW
Beamdump	24.5 kW
Aluminiumring	0.67 kW

**Tab. 3.3:** Energieeintrag durch den Elektronenstrahl

An dieser Stelle möchte ich die Analysen zum Moderator, dem Absauggitter und der Einzellinse vorstellen. Die Analyse wurde im Forschungszentrum Dresden-Rossendorf erarbeitet. Ausgangspunkt war die endgültige Geometrie für diese Komponenten (Abb. 3.29).

Das erste Rohrstück der Linse hat eine Gesamtlänge von 170 mm. Der erste Teil davon (70 mm) wurde mit einer Wandstärke von 0,05 mm konzipiert. Der untere Teil hat eine Wandstärke von 1 mm. Das Gitter mit einem Durchmesser von 25 mm, einer Stärke von 0,05 mm und einer offenen Fläche von 89% wird auf dem Rohrstück befestigt. Der Moderator steht dem Gitter in einem Abstand von 4 mm gegenüber. Ausgehend von dieser Geometrie wurde die Anordnung in einzelne Zellen unterteilt und der Wärmeeintrag in den



**Abb. 3.29:** Schematische Darstellung der Konverterkammer mit Konverter, Moderator und einem Teil der Einzellinse

einzelnen Zellen berechnet [Wern08]. Mit den so ermittelten Werten wurde mit einem Finite-Elemente-Modell die Temperaturverteilung im Moderator, dem Gitter und dem Linsenstück ermittelt. In dieser Rechnung wurden die Wärmeleitung und die Wärmestrahlung berücksichtigt. Als Emissionskoeffizient für Edelstahl wurde ein Wert von 0,24 angenommen. Der Emissionskoeffizient von Wolfram in Abhängigkeit von der Temperatur ist in Abbildung 3.30 dargestellt. Die Werte gelten für eine nicht oxidierte saubere Oberfläche.

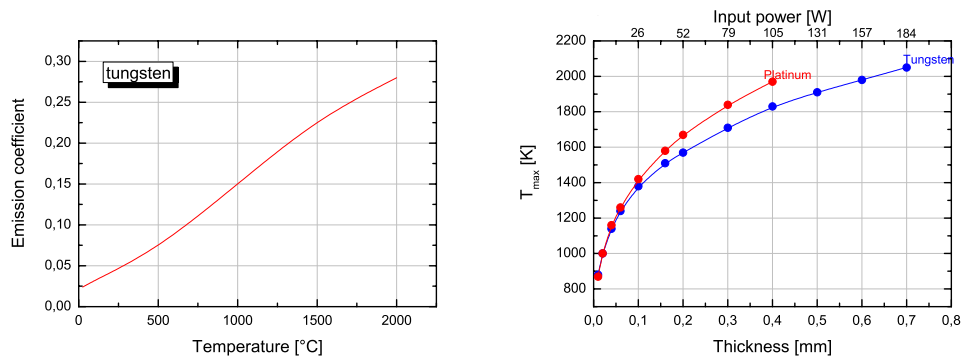
Für den Moderator aus Wolfram oder Platin wurden zur Berechnung der Gleichgewichtstemperatur verschiedene Stärken angenommen. Die Ergebnisse sind in der Abbildung 3.30 rechts dargestellt.

Der eingesetzte Moderator sollte zwei Bedingungen erfüllen. Zum einen muss die Temperatur während des Betriebes unter der Schmelztemperatur des jeweiligen Metalls liegen, zum anderen sollen Defekte, die durch die hohe Strahlung implementiert werden, ausheilen. Um das gegenüberliegende Gitter aus Edelstahl nicht zu schädigen, muss die Temperatur des Moderators auch unterhalb von 1750 K liegen.

### 3.7 Thermische Analyse

Bei Untersuchungen zur Ausheilung der Defekte in einer Wolframfolie wurde festgestellt, dass die Ausheiltemperatur im Bereich von 1473 K bis 1873 K nur einen Einfluss auf die Effizienz, nicht aber auf die Ausheilung selbst hat [Debe07].

Die optimale Dicke eines Moderators wurde in [Sach04] genauer untersucht. Die aus dem Moderator emittierten Positronen haben bei 3,5 MeV ein Intensitätsmaximum. Durch die mittlere Eindringtiefe der Positronen in Wolfram



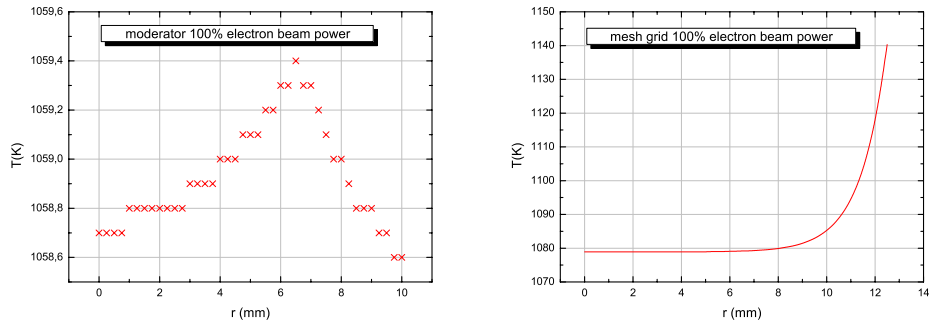
**Abb. 3.30:** links: Abhängigkeit des Emmissionskoeffizienten von der Temperatur. rechts: Wärmeeintrag und Gleichgewichtstemperatur des Moderators bei verschiedenen Stärken.

von 1 mm ist eine optimale Moderatordicke von 0,5 bis 2 mm gegeben. Bei einer Moderatorstärke von 0,5 mm liegt die Temperatur des Moderators bei 1900 K. Dadurch würde das Absauggitter durch Wärmestrahlung zu stark erhitzt werden. Um eine Temperatur von 1600 K nicht zu überschreiten, sollten als obere Grenze für die Moderatorstärke 0,2 mm gewählt werden.

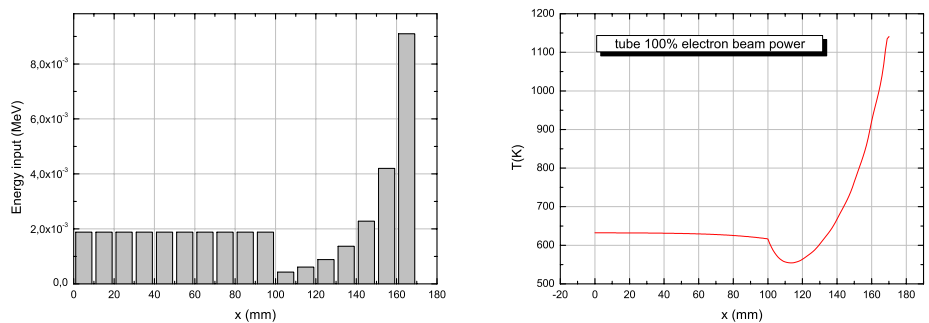
In Abbildung 3.31 ist die Temperaturverteilung für den Moderator mit einer Stärke von 0,04 mm und dem Absauggitter dargestellt. Die Temperatur des Moderators ist auf 0,8 K stabil. Das Absauggitter hat, von der Achse aus gesehen, eine Temperaturdifferenz von 60 K. Die Erhöhung wird durch die höhere Temperatur des Linsenstücks verursacht.

Die Ergebnisse des Wärmeeintrages in die einzelnen Zellen der Einzellinse und die sich daraus ergebende Temperatur werden in Abbildung 3.32 gezeigt. Es ist zu erkennen, dass die Temperatur in dem dünnwandigen Teil,

von der Moderatorseite aus gesehen, stark abfällt und die Höchsttemperatur bei 1140 K liegt. Die Temperaturerhöhung bei 110 mm kommt dadurch zu-



**Abb. 3.31:** Gleichgewichtstemperatur im Moderator und im Absaugitter in Abhängigkeit vom Abstand zur Symmetrieachse



**Abb. 3.32:** Wärmeeintrag und Gleichgewichtstemperatur in der elektrostatischen Linse.

stande, dass die Wandstärke von 0 mm bis 100 mm deutlich größer ist, wodurch auch der Wärmeeintrag steigt. Beim Aufbau des Linsenstückes traten jedoch Probleme auf, die ein Abweichen von der Geometrie erforderten. Da es nicht möglich war, ein Rohr auf einer Länge von 70 mm auf eine Wandstärke von 0,05 mm abzdrehen, wurde das Rohr auf einer Länge von 85 mm auf eine Stärke von 0,13 mm abgedreht. Danach konnte es durch elektrolytisches Ätzen mit 10prozentiger Schwefelsäure auf eine Wandstärke von etwa 0,09 mm verjüngt werden. Bei einem Vorversuch konnten auch Wandstärken von 0,02 mm erreicht werden, die Stabilität hätte dann aber

eine weitere Bearbeitung, insbesondere das Anschweißen des Gitters, verhindert.

Für das elektrolytische Ätzen wird eine zylinderförmige Bleielektrode verwendet. Dadurch wird sichergestellt, dass der Materialabtrag von der Oberfläche gleichmäßig erfolgt. Ein Ausfransen der Kante wird verhindert, indem ein Metallblättchen für den Ätzzvorgang an die untere Öffnung des Rohrstücks angeschweißt wird. Der Materialabtrag erfolgt somit nur an der Außenseite.

Ein für das thermische Abstrahlverhalten günstiger Umstand stellte sich dahingehend ein, dass die Oberfläche durch das elektrolytische Ätzen sehr rau wurde. Bei rauen Oberflächen erhöht sich der Emissionskoeffizient, was zu einer besseren Wärmeabstrahlung führt. Es kann also bei der gegebenen Strahlenergie davon ausgegangen werden, dass die Schmelzpunkte der einzelnen Materialien nicht erreicht werden.

## 3.8 Multidetektorsystem

Für die Messung der Lebensdauerspektren soll im EPOS-System ein Multidetektorsystem mit 8 Lebensdauerdetektoren verwendet werden. Durch die digitale Auswertung ist es möglich, die Daten der 8 Detektoren zu einem Spektrum zu verarbeiten. Durch die Verwendung mehrerer Detektoren kann ein größerer Raumwinkel abgedeckt werden, was sich positiv auf die Zählrate auswirkt. Zur Unterdrückung des Untergrundes werden jeweils 2 Detektoren in Koinzidenz betrieben. Zu weiterführenden Informationen bezüglich der digitalen Messwerterfassung und der Auswertung der Spektren kann auf eine vor kurzem veröffentlichte Diplomarbeit [Kril08] verwiesen werden.

Die verwendeten Detektoren bestehen aus einem Sekundär-Elektronen-Vervielfacher (Hamamatsu H2431-50) und einem Szintillator. Der Szintillator ist notwendig, da die Sekundär-Elektronen-Vervielfacher (SEV) die  $\gamma$ -Quanten nur sehr schwach detektieren [Kril08]. Die Lichtimpulse, welche durch die  $\gamma$ -Quanten im Szintillator entstehen, werden mit Hilfe der SEV in einen elektrischen Impuls umgewandelt. Als Szintillatormaterial soll  $BaF_2$

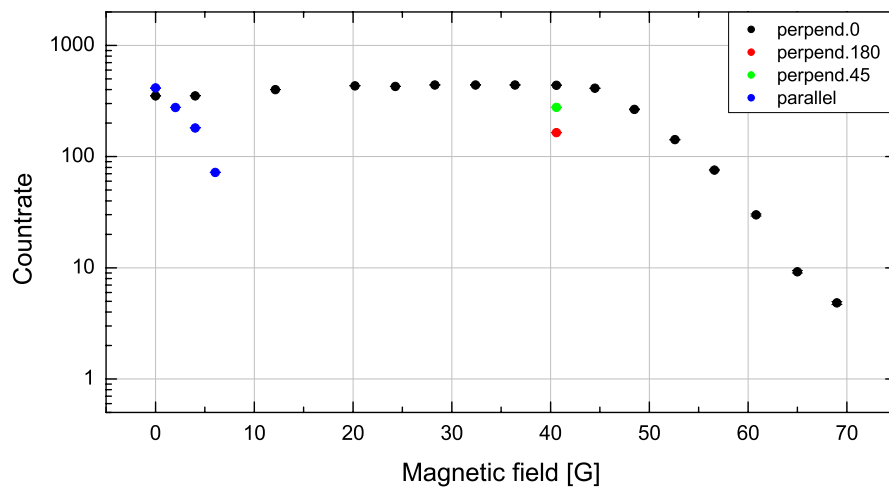
oder LSO (Lutetium-Oxyorthosilikat) zum Einsatz kommen. Untersuchungen haben gezeigt, dass mit LSO-Szintillatoren bis zu 5 mal höhere Zählraten erreicht werden [Kril08, Vale05].

Die SEV sind in  $\mu$ -Metallzylinder eingebaut. Dadurch soll der Einfluss eines äußeren Magnetfeldes minimiert werden.  $\mu$ -Metall besteht aus einer Eisen-Nickel-Legierung mit einer hohen Permeabilität ( $\mu_r \approx 30000$ ). Der Nickelgehalt beträgt je nach Hersteller etwa 80%. Der Abschirmeffekt kommt zustande, weil es energetisch günstiger ist, wenn sich der magnetische Fluss im Metall statt im Innenraum des Zylinders ausbreitet.

Die Wandstärke der Zylinder beträgt 0,8 mm. Da die Zylinder an den Enden offen sind, ist der Innenraum nicht feldfrei. Weil sich die SEV im Magnetfeld befinden, sind weitere Zylinderabschirmungen geplant. Diese sollen direkt in die Probenkammer eingeschweißt werden. Die zur Probe zeigende Seite der Zylinder soll ebenfalls mit  $\mu$ -Metall verschlossen werden.

Zur Ermittlung des benötigten Abschirmfaktors S, also dem Verhältnis des äußeren Feldes zum verbleibenden Restfeld, wurden Messungen zur Zählrate in Abhängigkeit von der Magnetfeldstärke und der Ausrichtung der SEV im Magnetfeld durchgeführt. Bei einer parallelen Stellung des SEV zum Magnetfeld nimmt die Zählrate schon bei einem geringen Magnetfeld stark ab (Abb. 3.33).

Im EPOS-System stehen die Detektoren senkrecht zum Magnetfeld. Zu erkennen ist, dass die Zählrate bis zu einer Magnetfeldstärke von 40 G stabil ist. Die Erhöhung der Zählrate (schwarze Punkte) sollte noch genauer untersucht werden. Mit Hilfe von Lebensdauermessungen an defektfreiem Silizium in Abhängigkeit von der Magnetfeldstärke könnte ermittelt werden, ob die Pulse bei diesen Feldern verwertbar sind. Durch Drehen der Detektoren um die Achse verändert sich die Zählrate ebenfalls. Dazu wurden nur zwei Winkelstellungen (180° und 45° Drehung) bei 40 G untersucht. Für bessere Aussagen sollen noch weitere Messungen durchgeführt werden. Die notwendige Permeabilitätszahl und die Wandstärke der geplanten Zylinder



**Abb. 3.33:** Dargestellt ist die Abhängigkeit der Zählrate von der Magnetfeldstärke und der Ausrichtung im Feld.

kann mit der Näherung 3.1 bestimmt werden [Seke08].

$$S \approx \frac{\mu d}{D} \quad (3.1)$$

D=Zylinderdurchmesser, d=Wandstärke,  $\mu$ =relative Permeabilitätszahl

Diese Näherung gilt für eine geschlossene, zylinderförmige Abschirmung senkrecht zum Magnetfeld.

## 3.9 Vakuumsystem

Zum Aufbau des Systems werden Bauteile aus Edelstahl und Aluminium verwendet. In dem Bereich, wo eine hohe Strahlung auftritt und schnelle sowie thermische Neutronen vorhanden sind, wird ein Aufbau aus Aluminium gewählt. Bei Aluminium werden keine langlebigen Isotope durch die Neutronen erzeugt. Bei dem, von den Firmen angebotenen Edelstahl, handelt es sich meist um Legierungen mit einem hohen Nickel- und Mangengehalt. Dadurch können die Neutronen, welche ab einer Strahlenergie von etwa 10 MeV aus den Atomkernen herausgeschlagen werden, langlebige Isotope wie

zum Beispiel  $^{60}\text{Co}$  erzeugen. Durch das Verwenden von Kupferdichtungen würde sich die Strahlung durch die entstehenden Isotope ebenfalls erheblich erhöhen.

Bei der Verwendung der Aluminiumkomponenten traten einige Probleme auf. So kam es trotz des sorgfältigen Umgangs zu leichten Beschädigungen an den Aluminiumflanschen. Des Weiteren wurde bei einem Testaufbau festgestellt, dass die gelieferten Aluminiumdichtungen die Flansche durch Einschneiden beschädigen. Daraufhin wurde die Härte der Flansche und der Dichtungen mit einer Härteprüfmaschine untersucht. Die Vickershärte (HV) wird mit Hilfe einer gleichmäßigen Diamantpyramide, mit einem Öffnungswinkel von  $136^\circ$  als Belastungskörper, bei einem Eindringversuch bestimmt. Beim Eindringen des Diamanten in das Material entsteht eine quadratische Eindringfläche. Mit Hilfe der Gleichung 3.2 wird die Härte des Materials ausgewertet. Die aufgewendete Kraft betrug 1,962 N. Der Durchmesser wird in mm angegeben.

$$HV = \frac{0,1891 \cdot F}{d^2} \quad (3.2)$$

Durch Tempern der Aluminiumdichtungen konnte die Härte wesentlich verringert werden. Die gemessenen Werte sind in Tabelle 3.4 aufgeführt.

	Aluminiumflansch	Dichtung unbehandelt	Dichtung getempert bei $400^\circ\text{C}$ 2h
Diagonale des Eindrucks in $\mu\text{m}$	70,4	82,9	121,2
Härte	74,83	53,96	25,24

**Tab. 3.4:** Vergleich der Vickershärte

Zur Erzeugung des benötigten Vakuums werden an 4 Stellen Pumpsysteme aufgebaut. Im Cave befindet sich eine Ionengetterpumpe sowie eine Turbopumpe ohne eingebaute Elektronik. Da die Strahlung im Cave die Elektronik der Vorpumpe zerstören kann, soll diese im Labor installiert werden. Als Verbindung zwischen Turbopumpe und Vorpumpe dient ein 25 mm starker Wellschlauch. Ist das erforderliche Vakuum für die Ionengetterpumpe erreicht, wird die Turbopumpe durch ein kupferdichtendes Eckventil vom



System getrennt.

Im Labor befinden sich weitere drei Systeme zur Vakuumerzeugung. Die einzelnen Teilabschnitte können durch elektropneumatisch zu betätigende Balgzuschieber (Plattenventile) getrennt werden. Ein Schieber ist zwischen den beiden Rohrbögen im Labor angebracht. Dadurch muss bei Wartungsarbeiten im Labor das Vakuumsystem im Cave nicht belüftet werden. Weitere Balgzuschieber sind vor der Probenkammer und der Anbindung der  $^{22}\text{Na}$ -Quelle geplant.



# Ausblick

Aufgrund der Komplexität beschreibt die hier vorgelegte Arbeit nicht das Positronenstrahlsystem als Ganzes. Es werden nur einzelne Baugruppen betrachtet. Bei Problemen der Umsetzung kann aber auf die einzelnen Ergebnisse zurückgegriffen werden. Besonders für die Simulation der Chopper ist es notwendig, den Positronenstrahl auf seinen Durchmesser zu untersuchen. Mit diesen Ergebnis kann die Öffnung der Eintrittsblende und die angelegte Spannung optimiert werden, um so wenig wie möglich vom Strahl zu verlieren.

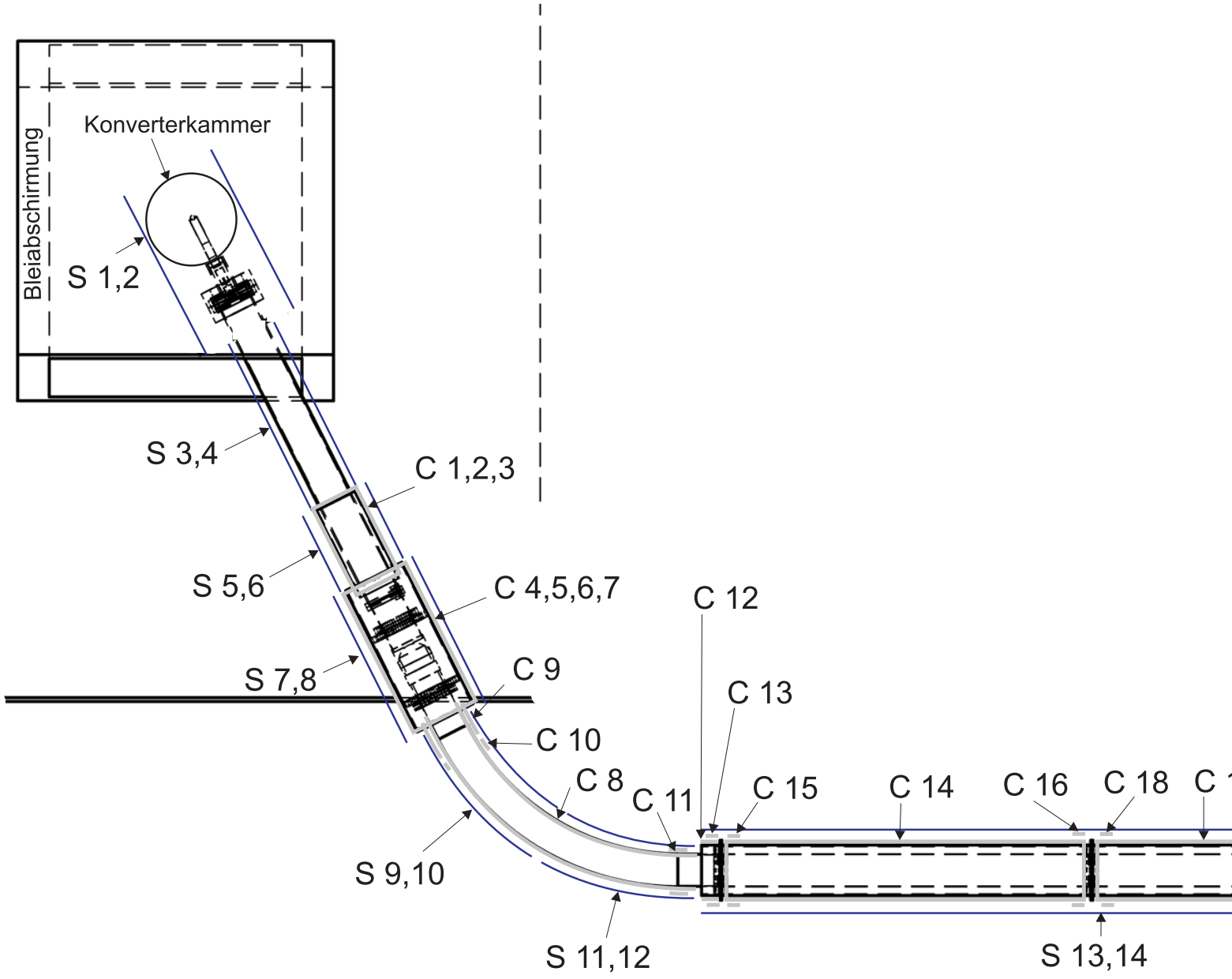
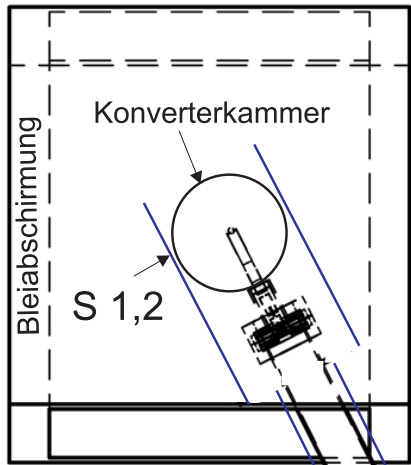
Der weitere Ablauf wird so bestimmt sein, dass mit einer Magnetfeldsonde die Ströme für die Korrekturspulen am System ermittelt werden, bei denen die äußeren Felder, wie zum Beispiel das Erdmagnetfeld, kompensiert werden. Auf diese Werte aufbauend soll ein Elektronenstrahl vom Cave ins Labor gefädelt werden. Der Vorteil bei der Verwendung eines Elektronenstrahls liegt darin, dass die Intensität höher ist als bei einem Positronenstrahl. Ein mit einem luminiszierenden Material beschichteter Sichtflansch im Labor macht den Elektronenstrahl sichtbar. Mit Hilfe eines Fototransistors vor dem Sichtflansch und einem Programm zur Suche der einzustellenden Ströme, soll die Einstellung automatisiert erfolgen. Durch die hohe Anzahl der einzustellenden Werte (14 Ströme) ist ein Abgleich von Hand unmöglich. Vor diesem Schritt muss jedoch untersucht werden, nach welcher Zeit die Konstantstromgeräte bei kleinen Stromänderungen stabil arbeiten.

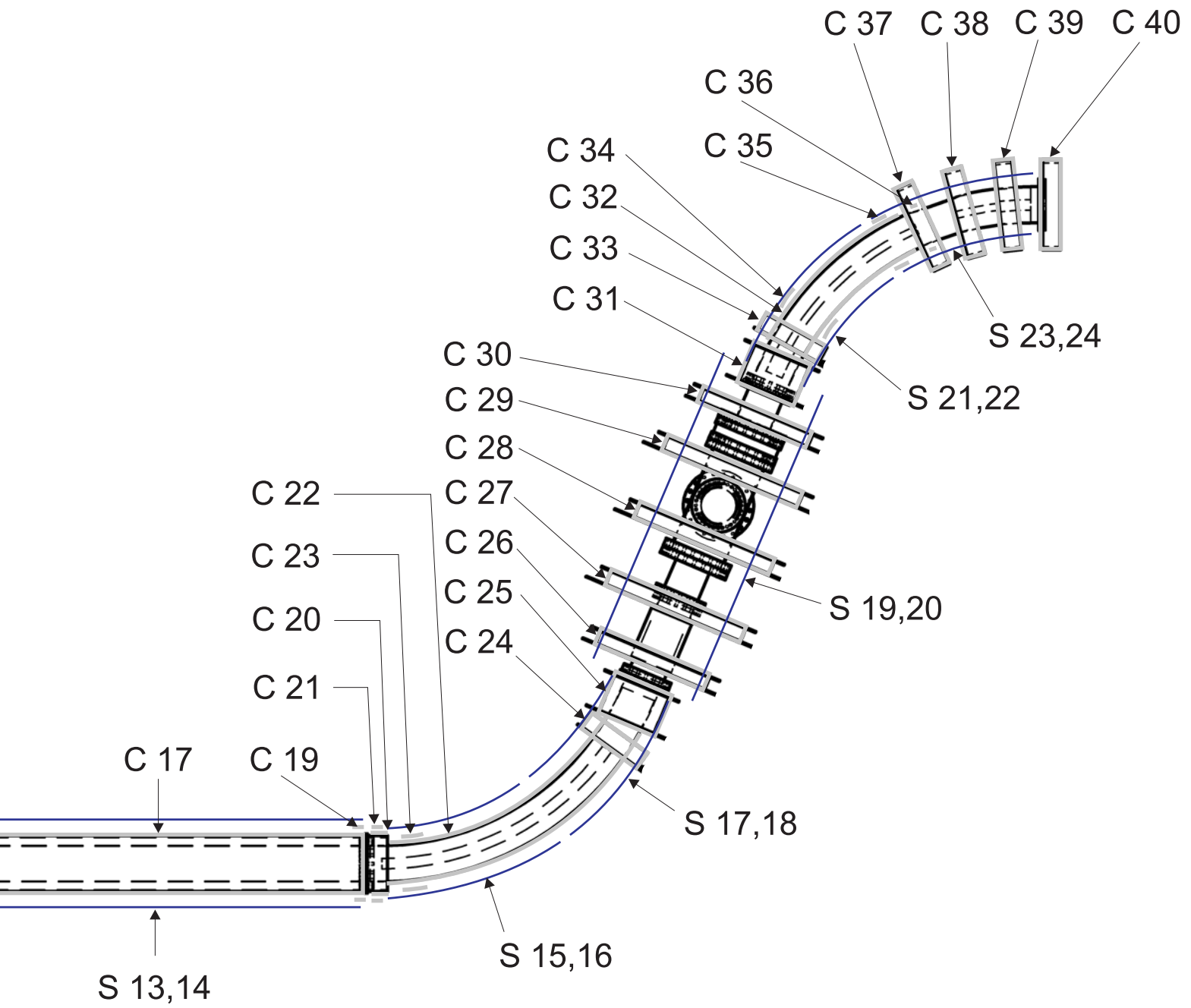
Nach einem erfolgreichen Elektronentransport wird die Elektronenquelle durch eine  $^{22}\text{Na}$ -Quelle ersetzt. Die Ströme der Korrekturspulen auf dem Rohrbogen im Cave können dann auf den Positronenstrahl angepasst werden. Mit dieser Quelle sollen auch die ersten Energieverteilungsmessungen durchgeführt werden.



# **Anhang**

## **Position und Parameter der Spulen**





Spulen- nummer	Anfang [m]	Innen- radius [mm]	Strom [A]	Länge [m]	Win- dungen	Leitungs- breite [mm]	Leitungs- höhe [mm]
1	1.010	0.070	4.4	0.2900	3	2.16	1.16
2	1.010	0.073	4.4	0.0100	3	2.16	1.16
3	1.230	0.073	-4.4	0.0600	1	2.16	1.16
4	1.290	0.100	4.4	0.4610	3	2.16	1.16
5	1.300	0.103	1.0	0.1300	2	2.16	1.16
6	1.621	0.103	1.0	0.1300	2	2.16	1.16
7	1.680	0.106	4.4	0.0300	1	2.16	1.16
8	1.740	0.056	-4.4	0.0700	1	2.16	1.16
9	1.740	0.052	4.4	0.9960	3	2.16	1.16
10	1.820	0.056	-4.4	0.0300	1	2.16	1.16
11	2.685	0.056	-4.4	0.0210	2	2.16	1.16
12	2.735	0.080	4.4	0.0400	3	2.16	1.16
13	2.760	0.084	4.4	0.0150	6	2.16	1.16
14	2.786	0.080	4.4	1.1640	3	2.16	1.16
15	2.786	0.084	4.4	0.0086	3	2.16	1.16
16	3.941	0.084	4.4	0.0086	3	2.16	1.16
17	3.960	0.080	4.4	1.1620	3	2.16	1.16
18	3.960	0.084	4.4	0.0086	3	2.16	1.16
19	5.113	0.087	4.4	0.0086	3	2.16	1.16
20	5.118	0.080	4.4	0.0400	3	2.16	1.16
21	5.135	0.084	10.7	0.0150	2	2.16	1.16
22	5.173	0.052	4.4	0.8940	3	2.16	1.16
23	5.204	0.056	-4.4	0.0210	2	2.16	1.16
24	5.987	0.100	-4.4	0.0500	3	2.16	1.16
25	6.067	0.085	4.4	0.1100	3	2.16	1.16
26	6.240	0.170	13.7	0.0370	7	3.16	3.16
27	6.407	0.210	13.7	0.0400	8	3.16	3.16
28	6.617	0.210	13.7	0.0400	8	3.16	3.16
29	6.827	0.210	13.7	0.0400	8	3.16	3.16
30	6.997	0.170	13.7	0.0370	7	3.16	3.16
31	7.097	0.085	4.4	0.1100	3	2.16	1.16
32	7.207	0.052	4.4	0.4600	3	2.16	1.16
33	7.237	0.100	-4.4	0.0500	3	2.16	1.16
34	7.397	0.056	-1.0	0.1500	1	2.16	1.16
35	7.567	0.055	-4.4	0.0700	1	2.16	1.16
36	7.697	0.056	4.4	0.0300	1	2.16	1.16
37	7.713	0.120	13.7	0.0400	5	3.16	3.16
38	7.830	0.120	13.7	0.0350	5	3.16	3.16
39	7.950	0.120	13.7	0.0350	5	3.16	3.16
40	8.070	0.120	13.7	0.0350	5	3.16	3.16



# Danksagungen

An erster Stelle möchte ich mich bei Prof. Dr. Krause-Rehberg bedanken, der mir während meiner Diplomarbeit freie Hand gewährte, aber in allen Fragen sofort ein offenes Ohr für mich hatte.

Ein Dank geht auch an alle anderen Mitarbeiter, die am EPOS-Projekt beteiligt sind. Vor allem Arnold Krille möchte ich danken, dass er mir in Computerfragen sofort weitergeholfen hat. Eine schnelle Antwort von ihm war für mich ein großer Zeitgewinn. Bedanken möchte ich mich auch bei Nicki Hinsche und Maik Butterling, die mir bei der Realisierung des Aufbaus in Rossendorf halfen und geduldig mit mir nach Vakuumlecks suchten.

Danken möchte ich auch der feinmechanischen Werkstatt und der Elektronikwerkstatt der MLU Halle. Ohne deren Unterstützung und Engagement wäre der Aufbau nicht so schnell vorangegangen. Den Mitarbeitern Herrn Benkwitz, Herrn Jakob, Herrn Büttner, Herrn Hinsche und Herrn Müller möchte ich danken, dass sie mir mit ihrer Erfahrung zur Seite standen, mir neue Anregungen gaben und vor allem, dass sie oft ihren Feierabend auf später verschoben haben.

Den anderen Mitarbeitern der Positronen-Fachgruppe, Stefan Thränert, Frank Süßkraut, Mohamed Elsayed und Yu Yang möchte ich danken, dass sie mich kurzzeitig in ihr Büro aufnahmen um mich mit der Technik der Positronen-Spektroskopie vertraut zu machen. Besonders bedanken möchten ich mich aber bei dem ehemaligen Diplomanten Mario Penzler, durch den ich das Programm LABVIEW kennen lernte und mit dem ich in der kurzen Zeit der Zusammenarbeit und auch danach viel Spaß hatte.

Danken möchte ich auch meiner Freundin Anja, die mich in den Jahren des Studiums unterstützt hat.

Bedanken möchte ich mich auch bei Martina Jungmann, die mir in den Jahren des Studiums Mut zusprach und meine Endfassung auf Fehler aller Art durchforstet hat.

Meinen Großeltern gebührt ein besonderer Dank, da sie in den ganzen Jahren an mich geglaubt haben und mir ihre Unterstützung geholfen hat.

# Erklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig, ohne unzulässige Hilfe Dritter und nur unter Verwendung der angegebenen Hilfsmittel angefertigt habe.

Die aus fremden Quellen direkt oder indirekt übernommenen Gedanken sind als solche kenntlich gemacht. Die Arbeit wurde bisher in gleicher oder ähnlicher Form keiner anderen Prüfungskommission vorgelegt und auch nicht veröffentlicht.

Halle (Saale), den

Marco Jungmann

---

.

# Literaturverzeichnis

- [Ande33] C. D. Anderson: The positive elektron; Phys. Rev. 43, 491-494 (1933)
- [Baue00] W. Bauer-Kugelmann: Technische Weiterentwicklungen am gepulsten Positronenstrahlsystem PLEBS; Universität der Bundeswehr München; Institut für Nukleare Festkörperphysik (2000)
- [Bond04] V. Bondarenko: Quellcode mfield.m; MLU Halle (2004)
- [Bran77] W. Brandt, R. Paulin: Positron implantation-profile effects in solids; Phys. Rev. B 15, 2511 (1977)
- [Brue34] E. Brüche, O. Scherzer: Geometrische Elektronenoptik; Verlag von Julius Springer, Berlin (1934)
- [Butt08] M. Butterling: MLU Halle-Wittenberg; (wird noch veröffentlicht)
- [Cole99] P. Coleman: Positron Beams and their applications; World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd. (1999)
- [Dahl99] D. A. Dahl: Simion 7.0; Ion trajectory simulation software (1999)
- [Daum04] Patrick Daum: Visualisierung der Bewegung geladener Teilchen in elektromagnetischen Feldern, Universität Osnabrück (2004)
- [Debe07] A. Debelle, M.-F. Barthe, et al.: Radiation-induced defects in tungsten and evolution in temperature; CERI France, Poster of SLOPOS-11 (2007)
- [Emis07] Table of emissivity of various surfaces. Mikron Instrument Company, Inc.
- [Fale02] C. V. Falub, S. W. H. Eijt, P. E. Mijnaerends, H. Schut, A. van Veen : Magnetic focusing of an intense slow positron beam for en-

- hanced depth-resolved analysis of thin films and interfaces; Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 488, 478-492; ELSEVIER-Verlag (2002)
- [Fisc86] D. A. Fischer, K. G. Lynn: High-resolution angle-resolved positron reemission spectra from metal surfaces; Phys. Rev. B 33, 4479 (1986)
- [FZDR08] Forschungszentrum Dresden Rossendorf; <http://www.fzd.de/db/Cms?pNid=584> (2008)
- [Grei96] H. Greif: Der Bonner Feinfokuspositronenstrahl; Mathematisch-Naturwissenschaftliche Fakultät der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn; Dissertation (1996)
- [Rait99] W. Raith: Bergmann Schäfer; Lehrbuch der Experimentalphysik, Elektromagnetismus (1999)
- [Hall03] D. Halliday, R. Resnick, J. Walker: Fundamentals of Physik; Wiley- VCH GmbH & Co.KGaA (2003)
- [Kers07] H. Kersten: Vorlesungsskript Plasmaphysik; [http://www.ieap.uni-kiel.de/plasma/ag-kersten/vorlesungsdateien/physik\\_IV\\_ss07/physikVI\\_kap4\\_neu.pdf](http://www.ieap.uni-kiel.de/plasma/ag-kersten/vorlesungsdateien/physik_IV_ss07/physikVI_kap4_neu.pdf) (2007)
- [Krau99] R. Krause-Rehberg, H. S. Leipner: Positron Annihilation in Semiconductors; Springer-Verlag (1999)
- [Krau06] R. Krause-Rehberg, S. Sachert, G. Brauer, A. Rogov, K. Noack: EPOS- An intense positron beam projekt at the ELBE radiation source in Rossendorf; Applied Surface Science 252, 3106-3110; ELSEVIER-Verlag (2006)
- [Kril08] A. Krille: Aufbau und Optimierung eines digitalen Positronen-Lebensdauer-Spektrometers; Diplomarbeit (2008)
- [Laak05] A. Laakso: Construction of a pulsing system for low-energie positrons; Helsinki University of Technology Espoo, Finnland; Dissertation (2005)
- [Lind79] H. Lindner: Atom und Kernphysik; VEB Fachbuchverlag Leipzig (1979)

- [Lynn88] P. J. Schultz, K. G. Lynn: Rev. Mod. Phys 60, 701 (1988)
- [Männ96] U. Männig: Tiefenaufgelöste Fehlstellenuntersuchungen mit langsamen Positronen; Mathematisch-Naturwissenschaftliche Fakultät der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn; Diplomarbeit (1996)
- [Pusk94] M. J. Puska, R. M. Niemien: Rev. Mod. Phys. 66, 841 (1994)
- [Sach04] S. Sachert: Konzeption des Positronenmessplatzes EPOS an der Strahlenquelle ELBE; MLU Halle; Diplomarbeit (2004)
- [Sait02] Fuminori Saito, Yasuyuki Nagashima: A high-efficiency positron moderator using electro-polished tungsten meshes; Applied Surface Science 194, 13-15 (2002)
- [Schm07] J. Schmitt: Vorlesungsskript Kosmischer Magnetismus; <ftp://ftp.hs.uni-hamburg.de/pub/outgoing/schmitt/kosmag/>
- [Seke08] Sekels GmbH Industrievertretung; [http://www.sekels.de/d/produkte/abschirmungen/technischer\\_hintergrund.html#abschirmwerkstoffe](http://www.sekels.de/d/produkte/abschirmungen/technischer_hintergrund.html#abschirmwerkstoffe) (2008)
- [Stra02] B. Strasser : Aufbau einer Anlage zur positroneninduzierten Auge-Elektronenspektroskopie; Fakultät für Physik der Technischen Universität München; Dissertation (2002)
- [Vale05] R. Valentini: LSO Szintillationskristalle für PAC Applikationen; Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn; Diplomarbeit (2005)
- [Veha87] A. Vehanen, K. Saarinen, P. Hautojärvi, H. Huomo: Profiling multilayer structures with monoenergetic positrons; Helsinki University of Technology Espoo, Finland (1986)
- [Wain54] E. A. Wainrib, W. I. Miljutin: Elektronenoptik; VEB Verlag Technik Berlin (1954)
- [Weng04] H. M. Weng, C. C. Ling: Tungsten mesh as positron transmission moderator in a monoenergetic positron beam; Physics Research B 225, 397-401 (2004)

- [Wern08] M. Werner, E. Altstadt et al.: Thermal Analysis of EPOS components; Forschungszentrum Dresden-Rossendorf; (wird noch veröffentlicht)
- [Wolf97] S. Wolfram: Das Mathematica Buch, 3. Auflage; Addison Wesley Longman Verlag GmbH (1997)