

Konventionelle Positronen-Lebensdauerermessung an SiO₂

Christoph Hugenschmidt, C. Piochacz, M. Stadlbauer, B. Rienäcker, K. Schreckenbach

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	2
2	Grundlagen	2
2.1	Fundamentale Eigenschaften des Positrons	2
2.2	Positronenquellen	2
2.2.1	β ⁺ -Emitter	3
2.2.2	Positronen durch Paarbildung	4
2.3	Festkörperphysik mit Positronen	5
2.3.1	Thermalisierung und Implantationsprofil	8
2.3.2	Diffusion und Einfang	11
2.3.3	Zerstrahlung (Annihilation)	11
2.4	Experimentelle Methoden	12
2.4.1	Lebensdauerermessungen	13
2.4.2	Messung der Dopplerverbreiterung	14
2.4.3	Winkelkorrelationsmessung	15
2.5	Gammastrahlenspektroskopie	15
2.5.1	Detektoren in der Gammastrahlenspektroskopie	16
2.5.2	Nuklearelektronik	20
3	Versuchsaufbau	21
3.1	Übersicht	21
3.2	Der „schnelle“ Kreis	22
3.3	Der „langsame“ Kreis	23
4	Versuchsdurchführung	26
4.1	Aufbau und Einstellung der Elektronik	26
4.2	Messung von Zeitspektren zwischen koizidenten Detektorereignissen	26
4.3	Messung des Pulshöhenspektrums der Detektoren mit der ²² Na-Quelle	27
4.4	Messung von Positronenlebensdauern	27
5	Auswertung	27
5.1	Zeitkalibrierung	28
5.2	Energiekalibrierung	28
5.3	Zeitauflösung	28
5.4	Lebensdauern	28
5.4.1	Fit mit umfassender analytischer Formel	28
5.4.2	Hinweise	29

1 Einleitung

Positronen als Antiteilchen haben im Festkörper eine kurze Lebensdauer, da sie mit Elektronen annihilieren. In diesem Versuch soll zunächst ein Positronen-Lebensdauerspektroskop, bestehend aus zwei schnellen BaF₂-Detektoren und entsprechender nuklearer Elektronik, aufgebaut werden. Nach Bestimmung der Auflösungsfunktion soll die Positronen-Lebensdauer in einer kristallinen SiO₂-Probe (Quarz) bestimmt werden, sowie das Lebensdauerspektrum von amorphem Siliziumdioxid. Zuletzt kann zusätzlich die Lebensdauer in Polymeren (oder anderen Materialien) untersucht werden.

2 Grundlagen

2.1 Fundamentale Eigenschaften des Positrons

Das Positron wurde 1929 von Paul Dirac als Antiteilchen des Elektrons postuliert [Dir30]. 1932 wurde durch Carl David Anderson in einer Nebelkammer ein elektrisch positiv geladenes Teilchen mit der Masse eines Elektrons entdeckt. Es handelte sich dabei um das drei Jahre zuvor vorausgesagte Positron [And33]. Die wichtigsten Daten des Positrons sind in Tabelle 1 zusammengefasst.

Masse	510,9989 keV/c ²
Ladung	+1,6022 · 10 ⁻¹⁹ C
Spin	1/2
magn. Moment	9,2848 · 10 ⁻²⁴ Am ²
Lebensdauer im Vakuum	> 2 · 10 ²¹ a

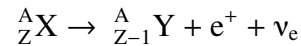
Tabelle 1: Eigenschaften des Positrons.

2.2 Positronenquellen

Für die Festkörperphysik nutzbare Positronen entstehen beim β⁺-Zerfall oder können durch Paarbildung erzeugt werden. Positronenquellen lassen sich in Laborquellen und in Quellen an Großforschungsanlagen einteilen. Letztere können, unter entsprechendem Materialeinsatz und den dadurch zur Verfügung stehenden Möglichkeiten Intensitäten erreichen, die sich um mehrere Größenordnungen von Laborquell-Intensitäten unterscheiden. Um Positronen durch Paarbildung zu erzeugen, werden hochenergetische γ-Quanten genutzt, in Laborexperimenten hingegen liefern β⁺-Emitter die notwendigen Positronen. Diese radioaktiven Präparate werden entweder direkt auf der Probe platziert, oder als Quellen für einen „table-top“-Positronenstrahl verwendet.

2.2.1 β^+ -Emitter

β^+ -Emitter sind protonenreiche Nuklide, die sich gemäß folgender Reaktion in protonenärmere Kerne umwandeln:



Da es sich hierbei um einen Zerfall in drei Teilchen handelt, ist das resultierende Positronenspektrum analog zum β^- -Zerfall kontinuierlich. Das Energiespektrum des häufig verwendeten Positronenemitters ${}^{22}\text{Na}$ ist in Abbildung 1 dargestellt. Die maximale im Spektrum vertretene kinetische Energie bezeichnet man als Endpunktenergie und beträgt im Falle von ${}^{22}\text{Na}$ ungefähr 544 keV.

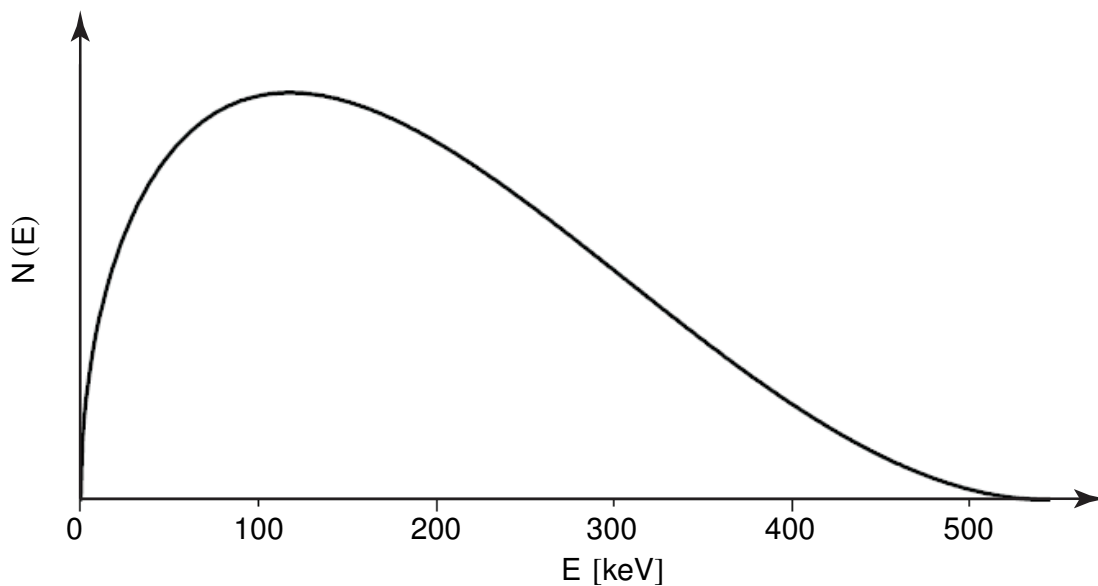


Abbildung 1: Typisches Spektrum einer β^+ -Quelle. Hier wurde als Beispiel das Spektrum von ${}^{22}\text{Na}$ mit einer Endenergie von 544 keV gewählt [Str02].

Da sich ${}^{22}\text{Na}$ aufgrund seiner relativ langen Halbwertszeit von 2,6 Jahren als Standardquelle für Positronenlebensdauermessungen etabliert hat, wird auf dieses Nuklid näher eingegangen. ${}^{22}\text{Na}$ -Quellen haben den Vorteil, dass Sie kommerziell erhältlich sind. Sie werden aus einer angereicherten NaCl-Lösung oder über Kernreaktionen gewonnen (z.B. ${}^{24}\text{Mg}(d,\alpha){}^{22}\text{Na}$) [SW97]. Die lange Halbwertszeit ist für viele Experimente mit Messzeiten im Bereich von Stunden bis Tage hilfreich, da die Positronenintensität über diese Zeit nahezu konstant bleibt und somit keine Korrekturen nötig sind. Dennoch besitzen diese Quellen eine akzeptable Aktivität. Kommerziell sind Quellen bis 3,8 GBq erhältlich [Col00a]. Die Positronenausbeute beträgt dabei 90%.

Das Zerfallsschema für ${}^{22}\text{Na}$ ist in Abbildung 2 gezeigt. ${}^{22}\text{Na}$ zerfällt zunächst in einen kurzlebigen, angeregten ${}^{22}\text{Ne}$ -Zustand. Dieser geht unmittelbar danach unter Aussendung eines γ -Quants mit einer Energie von 1275 keV in den Grundzustand über. Dieses γ -Quant kann aufgrund der extremen Kurzlebigkeit des angeregten ${}^{22}\text{Ne}$ -Zustands ($t_{1/2} = 3,7$ ps) als Startsignal bei Lebensdauermessungen verwendet werden.

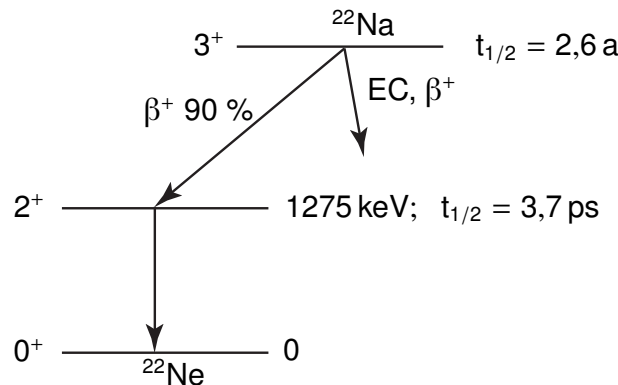
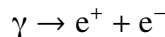


Abbildung 2: Zerfallsschema von ^{22}Na : 90% zerfallen über Positronen-Emission zu angeregtem Neon, welches praktisch sofort in den Grundzustand übergeht und dabei ein 1275 keV γ -Quant aussendet [SW97]

2.2.2 Positronen durch Paarbildung

Bei dieser Methode werden Positronen nach folgender Reaktion erzeugt:



Dazu trifft hochenergetische und intensive γ -Strahlung auf Materie mit hoher Kernladungszahl Z . Der Wirkungsquerschnitt für Paarbildung für γ -Strahlung unterhalb von 20 MeV steigt in etwa proportional zu Z [Buc81]. Die oben aufgeführte Reaktion kann aufgrund der Impuls- und Energieerhaltung nur in der Nähe von Kernen stattfinden, welche überschüssige Impulse aufnehmen können. Aus diesem Grund entsteht ein kontinuierliches Positronenspektrum. Quellen, welche Positronen durch Paarbildung erzeugen, unterscheiden sich hauptsächlich in der Ausführungen der primären γ -Quellen.

Bremsstrahlungsquellen

Bei Bremsstrahlungsquellen werden zunächst Elektronen auf ein Target beschleunigt, wo sie gestoppt werden und Bremsstrahlung emittieren. Hierfür werden Linearbeschleuniger (LINAC) benutzt, weswegen der erzeugte Positronenstrahl gepulst ist. Dies kann für manche Experimente, wie zum Beispiel für Lebensdauermessungen, von Vorteil sein. Der gepulste Strahl kann aber auch durch *debunching* in einen quasi-kontinuierlichen Strahl überführt werden. Die Folge ist, dass die zeitlich gemittelte Intensität des Positronenstrahls erhalten bleibt, aber sehr hohe Intensitätsspitzen vermieden werden. Dies ist vor allem dann nötig, wenn die verwendeten Detektoren oder deren Ausleseelektronik hohen Intensitätsspitzen nicht verarbeiten können, wohl aber eine niedrigere kontinuierliche Intensität (nichtlineare Effekte).

Reaktorquellen

Je nach Konzeption wird bei diesem Quellentyp entweder direkt hohe γ -Strahlung in der Nähe des Reaktorkerns genutzt, oder es werden hochenergetische γ -Quanten über (n,γ) Reaktionen erzeugt.

Für die erste Methode sei hier die Quelle am Forschungsreaktor der Universität von Delft genannt¹. Für die zweite Methode die Positronenquelle NEPOMUC (Neutron-induced Positron Source Munich) an der Forschungs-Neutronenquelle Heinz Maier-Leibnitz (FRM II) in Garching.

An dieser Stelle wird die Funktionsweise von NEPOMUC knapp beschrieben²: Die eigentliche Quelle befindet sich in der Spitze eines Strahlrohrs, welches in das Reaktorbecken hineinragt. Dort wird γ -Strahlung durch den Einfang thermischer Neutronen in einer Kappe aus Kadmium erzeugt. Diese Strahlung trifft auf Platin (siehe Abbildung 3), und wird dort absorbiert. Wie in Abbildung 4 gezeigt ist, hat Platin bei dieser Quelle mehrere Funktionen: Zum einen findet dort Paarbildung statt, zum anderen werden die bei der Paarbildung entstandenen Positronen moderiert. Als Moderation bezeichnet man bei Positronen den Prozess des Bremsens auf thermische Energien, Diffusion zur Oberfläche und Emission als Folge einer negativen Austrittsarbeit. Dies hat zur Folge, dass aus dem "breiten" Positronenstrahl mit nahezu isotroper Geschwindigkeitsverteilung ein monoenergetischer, fokussierter Positronenstrahl erzeugt werden kann. Zusätzlich liegen an den einzelnen Platinsektionen unterschiedliche Potentiale an, um die moderierten Positronen auf geeignete Energien zu beschleunigen. Für alle drei Funktionen hat Platin die nötigen Eigenschaften: Es besitzt aufgrund seiner hohen Kernladungszahl Z einen hohen Paarbildungswirkungsquerschnitt, hat zudem gute Moderationseigenschaften und ist natürlich elektrisch leitend. Nach der Platinstruktur folgt eine Einheit aus elektrischen Linsen, welche die Positronen zu einem Strahl formen und in mehreren Stufen weiter beschleunigen. Dieser Strahl aus Positronen wird dann mit Hilfe eines von Solenoidspulen erzeugten magnetischen Führungsfeldes durch die Reaktorbeckenwand in die Experimentierhalle und zu den einzelnen Experimentierplätzen geführt.

NEPOMUC produziert einen Positronenstrahl mit einem Durchmesser von etwa 9 mm (FWHM) und einer Intensität von etwa $1 \cdot 10^9$ e^+ /s. Hierbei handelte es sich um moderierte Positronen mit einer maximalen kinetischen Energie von 1 keV.

2.3 Festkörperphysik mit Positronen

Trifft ein Positron auf einen Festkörper, kann es einer Vielzahl von Prozessen unterliegen. Eine Auswahl davon ist in Abbildung 5 schematisch dargestellt und in der zugehörigen Bildunterschrift erläutert. In dieser Anleitung wird nur die Implantation, die Thermalisierung, der Defekteinfang und die Zeit bis zur Zerstrahlung detaillierter dargestellt. Für eine Erläuterung weiterer Prozesse sei hier z.B. auf das Kapitel „The Fate of Slow Positrons in Condensed Matter“ in [Col00a] verwiesen.

In Tabelle 2 findet sich eine Übersicht über die Lebensdauer des Positrons in verschiedenen Zuständen und die Dauer der unterschiedlichen Prozesse.

¹Ursprünglich war in Delft der Bau einer Mischquelle geplant. Diese sollte zum einen hochenergetische γ -Quanten erzeugen, welche ihrerseits über Paarbildung die gewünschten Positronen liefern, zum anderen sollte der β^+ -Strahler ^{64}Cu durch Einfang thermischer Neutronen erzeugt werden. Nachdem sich herausstellte, dass die Paarbildung durch das γ -Feld aus dem Reaktorkern wesentlich wirkungsvoller ist, wurde die Quelle dementsprechend umgebaut und durch eine Wolframstruktur ersetzt.

²für Details siehe [HKR⁺02]

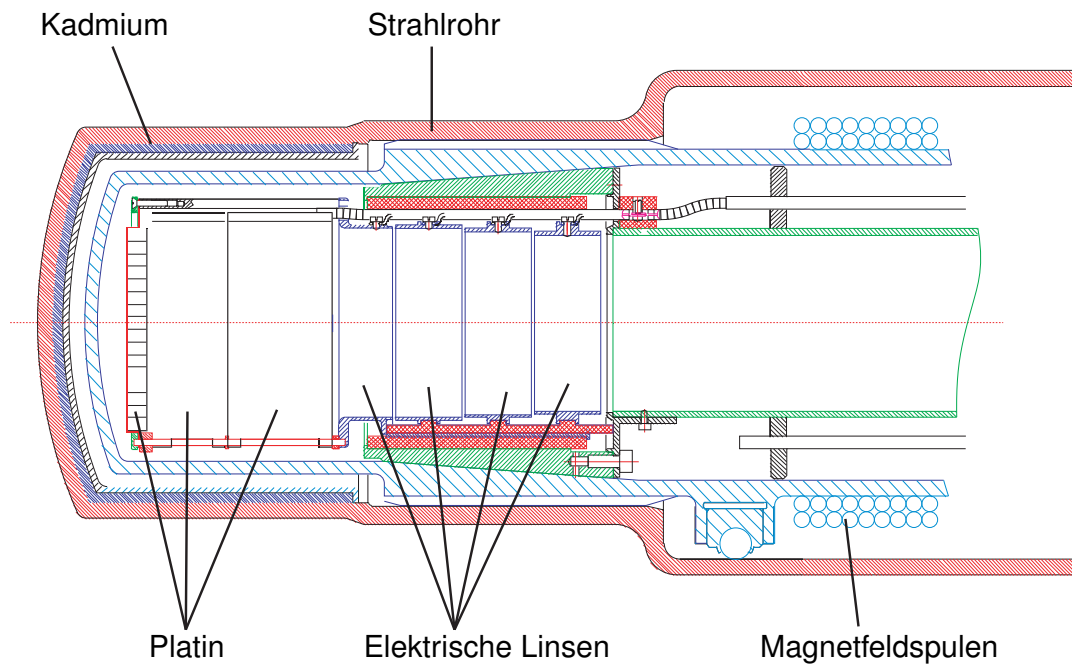


Abbildung 3: In dieser Schnittdarstellung ist der Quellteil der intensiven Positronenquelle NEPOMUC zu sehen (nach [HKR⁺04]). Der Quellkopf befindet sich in der Spitze eines Strahlrohrs, das in den Moderatortank des Reaktors ragt. In der Kadmiumschicht werden durch Einfang von thermischen Neutronen γ -Quanten erzeugt, welche in der Platinstruktur Positronen durch Paarbildung erzeugen. Die einzelnen Platinsektionen, wie auch die elektrischen Linien, liegen auf unterschiedlichen elektrischen Potentialen, um die Positronen zu beschleunigen. Ein magnetisches Solenoidfeld führt die Positronen durch die Reaktorbeckenwand in die Experimentierhalle und weiter zu den verschiedenen Experimentierplätzen.

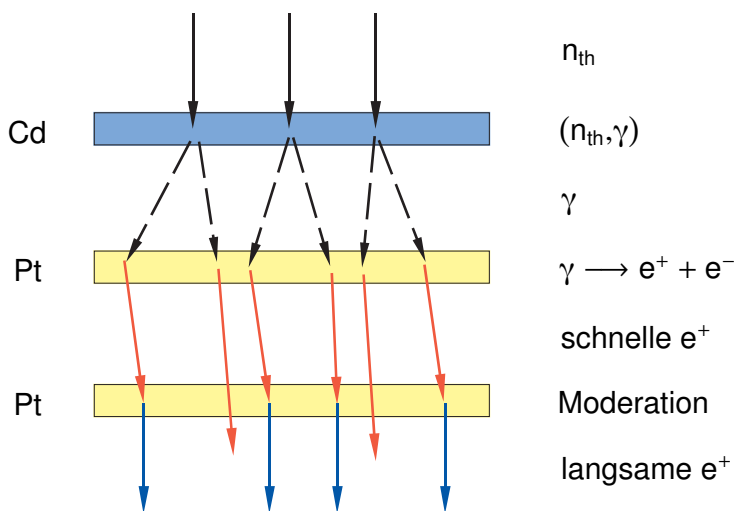


Abbildung 4: Zu sehen ist der schematische Ablauf der Positronenerzeugung in der Quellsektion von NEPOMUC. Das Platin hat mehrere Aufgaben: Zum einen ist es das Medium, in dem die Paarbildung stattfindet, zum anderen werden hier die Positronen moderiert.

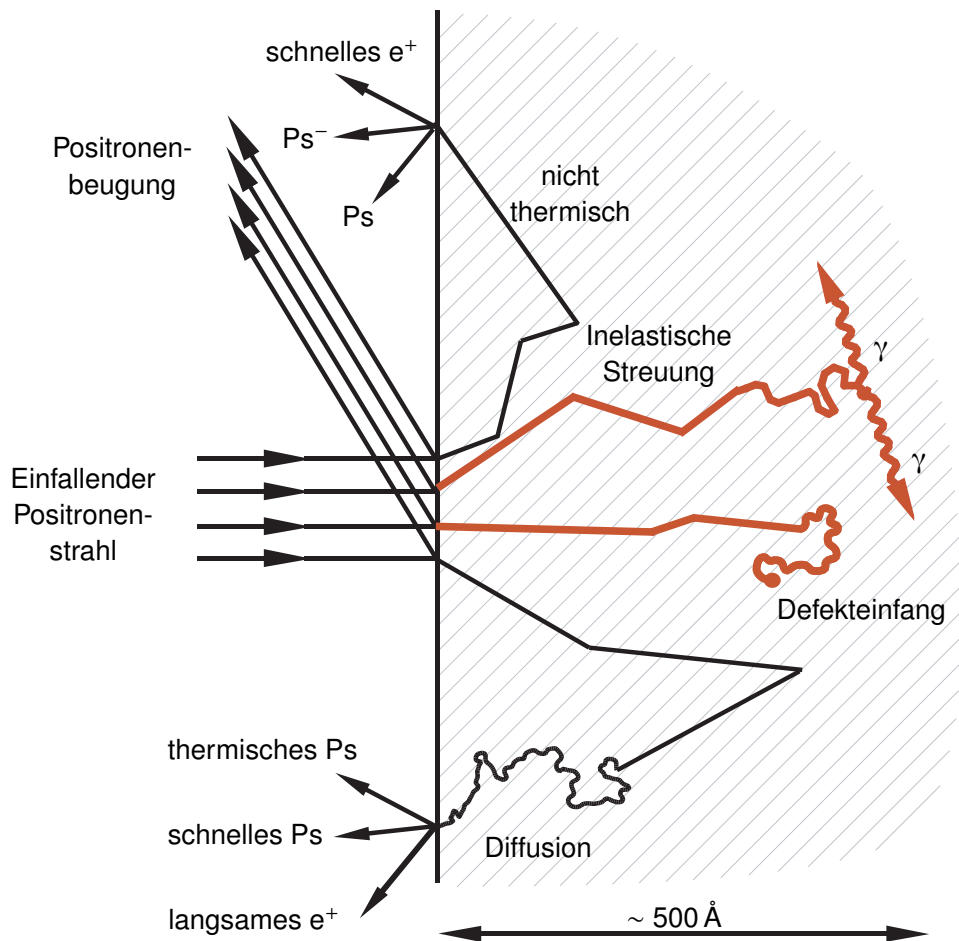


Abbildung 5: Das Positron im Festkörper: Einfallende Positronen können an der Oberfläche gestreut werden oder in den Festkörper eindringen, wo sie durch inelastische Streuprozesse abgebremst werden. Dabei können sie auch zur Oberfläche zurückgestreut werden, wo sie den Festkörper als nicht thermalisierte Positronen, gebunden als Positronium (Ps) oder negatives Positronium-Ion (Ps^-) verlassen können. Im Volumen des Festkörpers thermalisiert das Positron und diffundiert danach als freies Teilchen. Hierbei gibt es wieder mehrere Möglichkeiten: Das Positron zerstrahlt mit einem Elektron in zwei γ -Quanten, es wird in einem Defekt eingefangen, wodurch sich die Zeit bis zur Annihilation verlängert oder es diffundiert bis zur Oberfläche zurück. Im letzten Fall kann das Positron den Festkörper als thermalisiertes Positron verlassen. Voraussetzung ist hierfür, dass der Festkörper eine negative Austrittsarbeit für Positronen besitzt. In dieser Praktikumsanleitung werden nur die rot hervorgehobenen Prozesse näher erläutert, da diese für das Verständnis der Lebensdauermessungen relevant sind.

Prozess / Lebensdauer	Zeit
Lebensdauer im Vakuum	$2 \cdot 10^{21}$ a
Streuung oder Beugung	$\sim 1 \cdot 10^{-15}$ s
Abbremsung auf \sim Fermi-Energie	$\sim 1 \cdot 10^{-13}$ s
Abbremsung auf thermische Energien	$\sim 1 \cdot 10^{-12}$ s
Freie Diffusion	$\sim 1 \cdot 10^{-10}$ s
Lebensdauer eingefangen in einzelner Leerstelle	$\sim 2 \cdot 10^{-10}$ s
Lebensdauer eingefangen in Mehrfachleerstelle	$\sim 4 \cdot 10^{-10}$ s
Lebensdauer in Oberflächenzustand	$\sim 4-6 \cdot 10^{-10}$ s
Lebensdauer des Positronium Singlett-Zustands (Vakuum)	$\sim 1,25 \cdot 10^{-10}$ s
Lebensdauer des Positronium Triplet-Zustands (Festkörper)	$\lesssim 1,42 \cdot 10^{-07}$ s
Lebensdauer des Positronium Triplet-Zustands (Vakuum)	$\sim 1,42 \cdot 10^{-07}$ s

Tabelle 2: Wichtige Zeitskalen von Positronen nach [SL88]

2.3.1 Thermalisierung und Implantationsprofil

Als Thermalisierung bezeichnet man das Abbremsen eines Teilchens in einem Medium durch inelastische Stöße, bis es sich im thermischen Gleichgewicht mit diesem befindet und im weiteren nur noch quasielastisch gestreut wird. Welche Streuprozesse für ein Positron dominant sind, ist zum einen von der momentanen Energie des Positrons abhängig und zum anderen von dem Material, in dem es sich befindet. Bei Energien ($E_{\text{fermi}} < E_{e^+} < 100$ keV) geschieht das Abbremsen hauptsächlich und nahezu materialunabhängig durch Ionisation und Anregung von Kern- und Valenzelektronen. Ab Energien im Bereich von E_{fermi} muss zwischen Materialien mit und ohne Bandlücke unterschieden werden. Bei Metallen ist die inelastische Streuung an Leitungselektronen und ab $E_{\text{kin}} \sim 10$ eV die Anregung von Plasmonen dominant. Erst unterhalb noch deutlich geringeren Energien (ab $E_{\text{kin}} \sim 1$ eV) ist die Phononstreuung ausschlaggebend.

Bei Halbleitern und Isolatoren ist aufgrund der Bandlücke (also wegen des Fehlens von Endzuständen bei elektrischen Streuprozessen) die Phononstreuung schon früher (ab $E_{e^+} < E_{\text{gap}}$) für den weiteren Energieverlust der Positronen verantwortlich.

Die Thermalisierungszeit von Positronen in Metallen liegt in der Größenordnung von 10 ps. Da der Wirkungsquerschnitt für Phononstreuung geringer ist als für elektrische Streuprozesse, ist die Thermalisierungszeit in Halbleitern und Isolatoren erhöht. Zum Teil ist in diesen Materialien die Thermalisierungszeit länger als die Lebensdauer der Positronen im Festkörper. In diesem Fall annihilieren die Positronen nicht im thermischen Gleichgewicht [Col00b, SL88, PN94].

Obwohl das Positron sehr ähnlich wie ein Elektron im Festkörper abgebremst wird, gibt es dennoch einen wichtigen Unterschied: Aufgrund des Pauli-Verbots sind die energetisch niedrigsten Zustände im Festkörper schon von Elektronen besetzt. Daher kann ein zusätzliches Elektron diese Zustände nicht mehr einnehmen. Da sich auch bei den intensivsten zur Verfügung stehenden Positronenquellen statistisch gesehen immer nur ein Positron im Festkörper befindet, wird es den energetisch niedrigsten Zustand einnehmen. Positronen können deshalb im Festkörper vollständig thermalisiert werden.

Das Implantationsprofil von Positronen in Materie lässt sich durch Näherungsformeln beschreiben.

Für Positronen mit einer kinetischen Energie im Bereich von $0,15 \text{ MeV} < E_{e^+} < 0,8 \text{ MeV}$ kann die mittlere Positroneneindringtiefe \bar{z} näherungsweise durch

$$\bar{z} = \frac{0,407 \text{ g/cm}^2}{\rho} \cdot (E_{e^+}/\text{MeV})^{1,38}$$

ermittelt werden, wobei E_{e^+} in MeV und ρ in g/cm^3 eingesetzt werden [Sie65].

Zusatz I: Makhov'sche Implantation

Bei geringeren Energien ($E_{e^+} < 100 \text{ keV}$) können Vorhersagen über das Implantationsprofil durch Monte-Carlo-Simulationen getroffen werden, in welchen die Wirkungsquerschnitte der Streuprozesse berücksichtigt werden [PN94]. Die aus diesen Simulationen gewonnenen Verteilungen können durch das Makhovsche Implantationsprofil³

$$P(z, E_{e^+}) = -\frac{d}{dz} \left[\exp\left(-\left(\frac{z}{z_0}\right)^m\right) \right] = \frac{mz^{m-1}}{z_0^m} \exp\left(-\left(\frac{z}{z_0}\right)^m\right)$$

angepasst werden. Hierbei ist m eine materialabhängige Konstante und z_0 ist auf folgende Weise mit der mittleren Stoptiefe \bar{z} verknüpft:

$$z_0 = \frac{\bar{z}}{\Gamma[(1/m) + 1]}$$

Die mittlere Stoptiefe ergibt sich aus

$$\bar{z} = \frac{A}{\rho} (E_{e^+}/\text{keV})^n,$$

wobei A in g/cm^2 und E_{e^+} in keV eingesetzt werden. A und n sind materialabhängige Parameter. Für manche Problemstellungen ist auch der Median des Implantationsprofils von Belang:

$$\chi_+ = z_0 (\ln 2)^{(1/m)}$$

Eine Auswahl der verschiedenen Parameter ist in Tabelle 3 aufgelistet⁴. In Grafik 6 sind die Implantationsprofile für Gold und Aluminium bei verschiedenen Implantationsenergien dargestellt. Zusätzlich ist für diese Materialien in Grafik 7 der Median des Implantationsprofils in Abhängigkeit der Energie gezeigt.

Tabelle 3: Die Parameter für das Makhovsche Implantationsprofil sind materialabhängig und ergeben sich durch Anpassen von Monte-Carlo-Simulationsergebnissen. Die hier abgedruckten Werte sind entnommen aus [PN94] und wurden ursprünglich in [VN84] veröffentlicht.

Material	A [$\mu\text{g/cm}^2$]	n	m
N ₂	3,3	1,71	2,05
Al	3,7	1,67	1,92
Cu	5,0	1,54	1,83
Au	10,6	1,32	1,72

³Von Baker et al. [BCJ⁺91] wurde eine modifizierte Form vorgeschlagen: $P(z, E_{e^+}) = -d/dz \left[\exp\left(-\left(z/z_0^* (1 + z/z_0^*)^2\right)^{m^*}\right) \right]$. Dieser Ansatz lässt sich bei Implantationsenergien $E_{\text{impl}} > 5 \text{ keV}$ und bei leichten Materialien besser an die Simulationsergebnisse anpassen.

⁴Zusammenfassungen von Parametern für das Makhovsche Stopprofil für weitere Materialien finden sich zum Beispiel in [PN94, JW93, RLG⁺93].

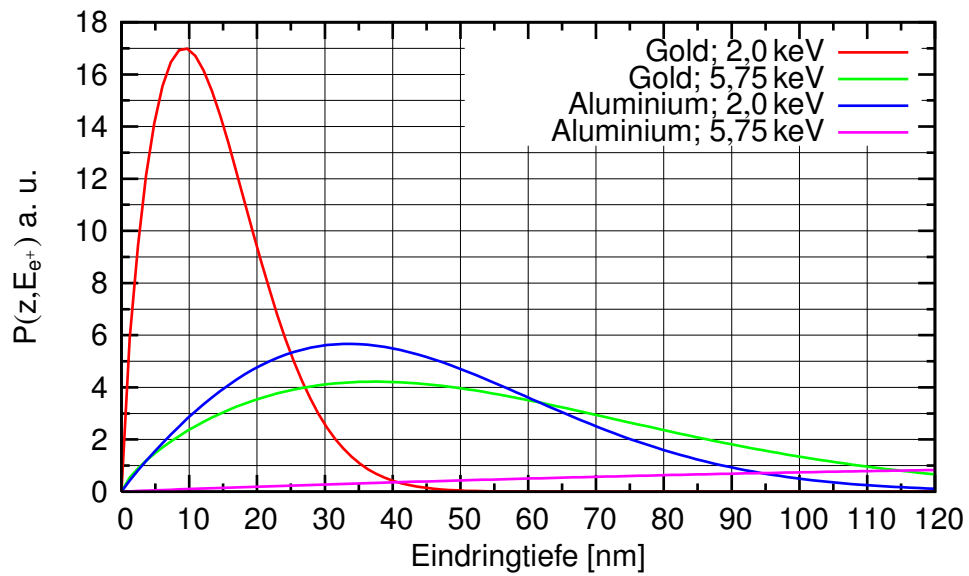


Abbildung 6: Das Makhovsche Implantationsprofil verschmirt mit zunehmender Implantationsenergie. In dichteren Materialien werden einfallende Positronen näher an der Oberfläche gestoppt.

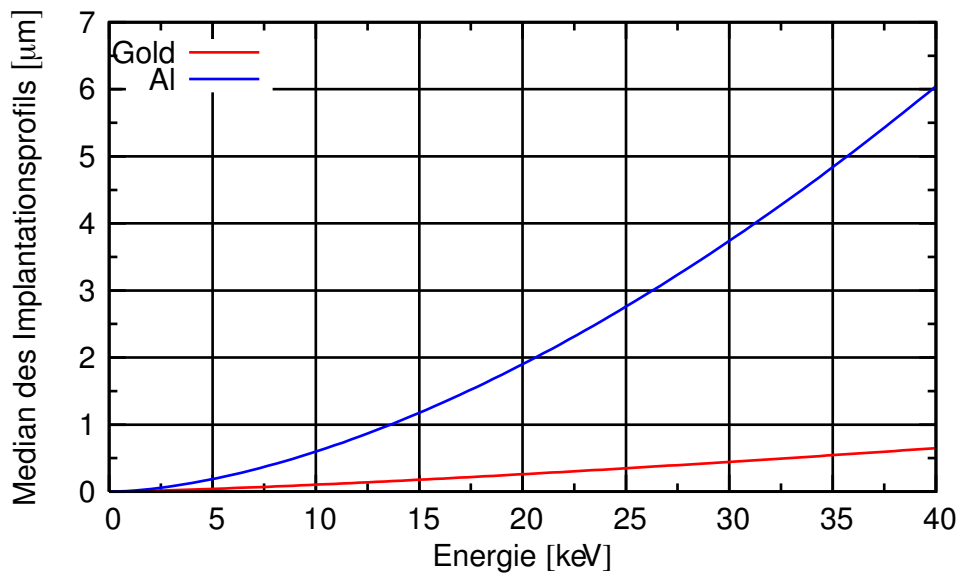


Abbildung 7: Der Median des Implantationsprofils ist abhängig vom Material und der Implantationsenergie. Im Allgemeinen werden Positronen in dichteren Medien schneller gebremst und treten weniger tief ein.

Wie aus den beiden Graphen ersichtlich ist, kann die Implantationstiefe durch die Energie der einfallenden Positronen gesteuert werden, was wiederum tiefenaufgelöste Messungen ermöglicht. Die Auflösung wird jedoch mit zunehmender Implantationstiefe durch die breiter werdende Stoppverteilung schlechter. Zusätzlich wird die Ortsauflösung durch die große Positronendiffusionslänge von etwa 100 nm bis 400 nm beschränkt.

Ende von Zusatz I

2.3.2 Diffusion und Einfang

Die Diffusionslänge eines thermalisierten Positrons kann für die meisten Festkörper aus

$$L_+ = \sqrt{D_{e^+} \cdot \tau_{e^+}}$$

errechnet werden. Mit einer Diffusionskonstanten $D_{e^+} \approx 0,1 - 1 \text{ cm}^2/\text{s}$ und einer mittleren Lebensdauer $\tau_{e^+} \approx 100 - 200 \text{ ps}$ ergibt sich daraus eine Diffusionslänge $L_+ \approx 0,1 - 0,4 \text{ }\mu\text{m}$ [SL88].

Während der Diffusion kann ein Positron von einer Haftstelle eingefangen werden. Solche Haftstellen - oder Defekte - sind z.B. atomare Leerstellen, Mikroholräume, Versetzungen sowie Korn- und Phasengrenzen. Dort fehlen positiv geladene Atomrümpfe, weshalb sie ein attraktives Potential gegenüber dem ungestörten Festkörper darstellen (siehe Abbildung 8). Das Potential für Einfachleerstellen liegt in etwa bei 1 eV, was ein Entkommen eines thermalisierten Positrons innerhalb seiner Lebensdauer unmöglich macht. Anhand der Abbildung 8 lässt sich auch die hohe Defektsensitivität der Positronen erklären: Positronen können über einen Bereich von vielen Gitterkonstanten frei diffundieren, bis sie von einem Defekt eingefangen werden.

Dieses klassische Bild ist zwar sehr anschaulich, jedoch ist ein quantenmechanisches Modell zur genaueren Beschreibung der Diffusion und des *Defect-Trappings* besser geeignet. In diesem Modell ergibt sich für die Positronenwellenfunktion im perfekten Kristall ein delokalisierte Bloch-Zustand, welcher sich über viele Gitterkonstanten ausdehnt. An einer Defektstelle lokalisiert sich das Wellenpaket aufgrund der veränderten Potentialverhältnisse und die Aufenthaltswahrscheinlichkeit wird entsprechend groß. Nur mit diesem quantenmechanischen Bild lassen sich andere Phänomene, wie die Streuung eines Positrons an einem Defekt, überhaupt erst verstehen und, darüber hinaus, quantifizieren.

2.3.3 Zerstrahlung (Annihilation)

Trifft ein Positron auf ein Elektron im Festkörper, so annihiliert es in den meisten Fällen in 2 γ -Quanten⁵. Im Schwerpunktsystem werden die beiden γ -Quanten aufgrund der Energie- und Impulserhaltung genau unter 180° und mit einer Energie von jeweils 511 keV ausgesandt. Bei Messungen im Laborsystem stellt man jedoch kleine Abweichungen des Winkels fest, wodurch sich Aussagen über den untersuchten Festkörper treffen lassen⁶.

⁵Frage: Gilt dies auch für den Fall, wenn ein Positron und ein Elektron im Vakuum aufeinander treffen? (Hinweis: Singulett/Triplett-Zustand des Positron-Elektron-Systems)

⁶siehe auch 2.4.2 und 2.4.3.

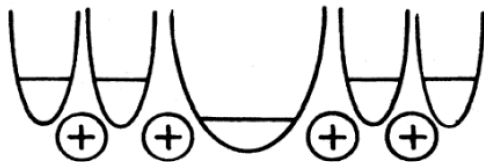
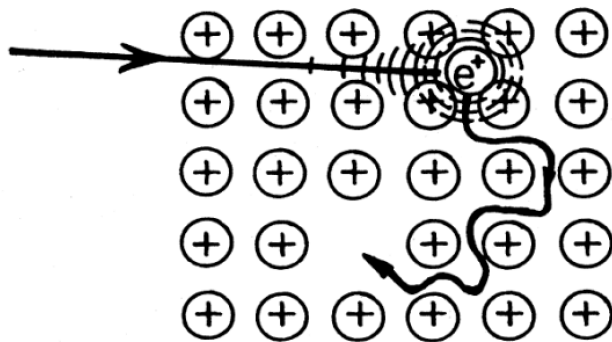


Abbildung 8:

Oben: Nach nur wenigen Pikosekunden ist das Positron thermalisiert. Danach kann es innerhalb seiner Lebensdauer frei durch den Festkörper diffundieren bis es z.B. durch eine atomare Fehlstelle eingefangen wird.

Unten: Haftstellen besitzen gegenüber Positronen ein attraktives Potential. Durch die Tiefe von etwa 1 eV kann ein thermalisiertes Positron daraus praktisch nicht mehr entkommen.

Die große Diffusionslänge des Positrons und das attraktive Potential von Defekten sind Grundlage der hohen Defektsensitivität von Experimenten mit Positronen.

[SL88]

Im Vakuum, in Gasen und in einigen Isolatoren können Positronen Positronium bilden. Positronium ist ein wasserstoffähnlicher, gebundener Zustand von Elektron und Positron. Je nachdem, ob das Elektron einen Spin antiparallel oder parallel zum Positronenspin besitzt, unterscheidet man zwischen Para- oder Orthopositronium. Ersteres besitzt einen Gesamtspin von Null (Singulettzustand), zweiteres einen Triplettzustand mit Spin = 1. In Metallen ist die Bildung von Positronium aufgrund der Leitungselektronen unterdrückt, da diese die Ladung des Positrons abschirmen. Die Lebensdauern der beiden Zustände unterscheiden sich sowohl untereinander als auch gegenüber der Lebensdauer des freien Positrons im Festkörper (siehe Tabelle 2) [SW97].

2.4 Experimentelle Methoden

Entsprechend den vielfältigen Prozessen denen das Positron im Festkörper unterliegt, gibt es auch eine Vielzahl von experimentellen Methoden, die das Positron als Sondenteilchen nutzen, um Aussagen über die zu untersuchende Probe zu treffen. Aufgrund der großen Diffusionslänge des Positrons und des attraktiven Potentials, das Defekte für Positronen darstellen, sind Positronen sehr sensibel gegenüber Defektstellen in der Probe. Es kann eine Defektsensitivität von bis zu 10^{-7} erreicht werden, d.h. ein Defekt unter 10^7 Atomen im Gitter kann durch Messung beobachtet werden. Die Defektspektroskopie mit Positronen ist daher eine der sensitivsten Methoden überhaupt auf diesem Gebiet. Bei dieser Gruppe von Experimenten wird die Information über Defekte durch die Annihilationsstrahlung erlangt. Dabei gibt es im wesentlichen drei Versuchstypen:

- Lebensdauermessung

- Messung der Dopplerverbreiterung der γ -Energie (Doppler Broadening Spectroscopy kurz DBS)
- Winkelkorrelationsmessung der beiden γ -Quanten (Angular Correlation of Annihilation Radiation, kurz ACAR)

Diese Versuchstypen werden im Folgenden kurz beschrieben. Darüber hinaus gibt es auch Methoden, die nicht dazu dienen, Defekte zu untersuchen wie z.B. die Methode der Positronen induzierten Auger-Elektronen Spektroskopie (Positron Induced Auger electron Spectroscopy, kurz PAES).

2.4.1 Lebensdauermessungen

Die Lebensdauer eines Positrons ist, wie in Tabelle 2 gezeigt, abhängig vom Zustand, in dem sich das Positron befindet. Im Folgenden soll erläutert werden, woher die unterschiedlichen Lebensdauern herrühren und welche Aussagen so über einen untersuchten Festkörper gemacht werden können.

Der Wirkungsquerschnitt für die Annihilation eines thermischen Positrons ist in sehr guter Näherung gegeben durch:

$$\sigma = \pi r_0^2 c / v_{e^+}$$

Wobei $r_0 = e^2 / m_0 c^2$ den klassischen Elektronenradius und v_{e^+} die Geschwindigkeit des Positrons gegenüber einem ruhenden Elektron bezeichnet. Die Lebensdauer des Positrons τ_{e^+} ergibt sich aus:

$$\tau_{e^+}^{-1} \equiv \Gamma = \sigma v_{e^+} n_{e^-} \propto n_{e^-}$$

Sie ist also umgekehrt proportional zur lokalen Elektronendichte n_{e^-} [Hei54]. An Defektstellen im Festkörper ist diese Dichte im Allgemeinen niedriger als im ungestörten Festkörper. Hierdurch erhöht sich die Lebensdauer. Evident wird diese Aussage am Beispiel einer einfachen Fehlstelle. Hier fehlt das für Elektronen attraktive Potential des Atomkerns, so dass dort die Elektronendichte effektiv abnimmt. Aufgrund der noch geringeren Elektronendichte in Mehrfachleerstellen ist dort die Positronenlebensdauer entsprechend höher.

Zur Messung der Lebensdauer wird ein Start- und ein Stoppsignal benötigt. Letzteres erhält man durch Detektion der Annihilationsstrahlung. Für das Startsignal hat man je nach Positronenquellentyp unterschiedliche Möglichkeiten. Wie unter Abschnitt 2.2.1 bereits erläutert, emittiert ^{22}Na unmittelbar nach dem β^+ -Zerfall ein γ -Quant, welches als Startsignal verwendet werden kann. Steht ein Positronenstrahl zur Verfügung, kann dieser gepulst werden, um daraus die Zeitinformation zu gewinnen. Dabei können Pulse mit einer Kürze von unter 200 ps erreicht werden [KSG97].

Wird diese Messung mit sehr vielen Positronen durchgeführt, erhält man ein Spektrum, wie es in Abbildung 9 dargestellt ist. Der Bereich nach dem Peak kann als eine Summe mehrerer exponentieller

Funktionen beschrieben werden [KRL99]:⁷

$$N(t) = \sum_{i=1}^{k+1} \frac{I_i}{\tau_i} \exp\left[-\frac{t}{\tau_i}\right]$$

Hierbei ist k die Anzahl der Defekttypen, τ_i die Lebensdauerkomponente des Positrons in den jeweiligen Defekttypen und I_i die zugehörige Intensität. Ein Spektrum ist also eine Überlagerung von unterschiedlichen Lebensdauern.

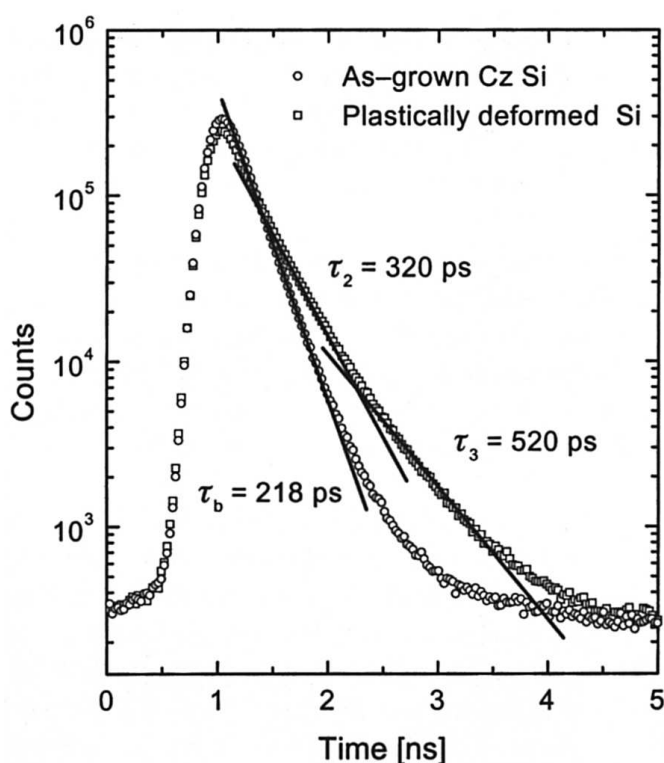


Abbildung 9: Ein Beispiel für ein Lebensdauerspektrum. Gemessen wurde zunächst die Lebensdauer τ_b von Positronen in einkristallinem Silizium, wie es aus der Schmelze gezogen wurde. Durch Verformung wurden Defekte erzeugt, in denen die Lebensdauer des Positrons (τ_2, τ_3) erhöht ist [KRL99]. Die in den logarithmischen Plot eingetragenen Geraden dienen dem Verständnis und entsprechen nicht dem zugehörigen Fit.

Zusatz II: Weitere Versuchstypen der Annihilations-Spektroskopie

2.4.2 Messung der Dopplerverbreiterung

In einem Festkörper reicht die Elektronenenergie bis zur Fermi-Energie. Diese kann einige 10 eV betragen. Demgegenüber hat ein thermalisiertes Positron eine sehr geringe Energie, welche vernachlässigt werden kann [Her99]. Der Impuls des Elektrons führt dazu, dass die bei der Annihilation entstehenden γ -Quanten dopplerverschoben sind (siehe Abbildung 10).

Da die Elektronenimpulse und somit auch die jeweiligen Longitudinalanteile statistisch verteilt sind, ergibt sich bei der Messung der γ -Strahlung eine Verbreiterung der Annihilationslinie. Aufgrund der Tatsache, dass jeweils 2 γ -Quanten

⁷Genau genommen ist ein gemessenes Spektrum eine Summe von Faltungen mehrerer Exponentialfunktionen (beginnend bei t_0 , für $t < t_0$ sind sie 0) mit einer geeigneten Auflösungsfunktion des verwendeten Messaufbaus (Detektor, Timing-Elektronik usw). Allerdings resultiert diese Faltung wieder in einer Summe von Exponentialfunktionen (siehe z.B. [KRL99])

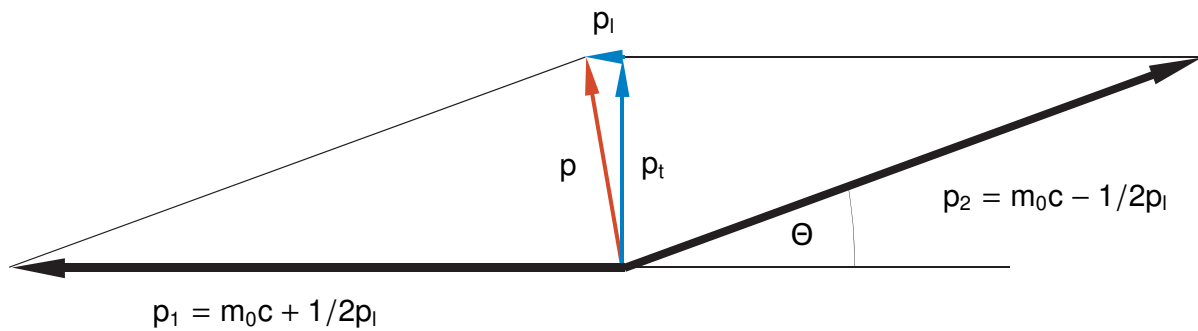


Abbildung 10: Dopplerverschiebung und Winkelabweichung der Annihilationsquanten (nach [Her99]). Durch den Gesamtimpuls p des Elektron-Positron-Systems, der hauptsächlich durch den Impuls des Elektrons hervorgerufen wird, werden zum einen die γ -Quanten (p_1, p_2) Dopplerverschoben, zum anderen werden sie nicht mehr unter exakt 180° ausgesandt. Die Dopplerverbreiterung kann bis zu einigen keV betragen und entsteht aufgrund der Longitudinalkomponente p_l . Die Winkelabweichung in Folge der Transversalkomponente p_t ist ≤ 6 mrad.

entstehen, welche energetisch zwar in unterschiedliche „Richtungen“, jedoch jeweils betragsgleich verschoben sind, ist das sich ergebende Spektrum symmetrisch.

Zur Untergrundunterdrückung können zwei Effekte ausgenutzt werden: Zum einen entstehen die beiden Annihilationsquanten gleichzeitig, zum anderen beträgt die Gesamtenergie der Strahlung 1022 keV. Zwei unter 180° angeordnete und koinzident ausgelesene Detektoren ermöglichen eine optimale Untergrundunterdrückung [Sta05].

2.4.3 Winkelkorrelationsmessung

Wie im vorangegangenen Abschnitt bereits erläutert, führt der Transversalimpuls des Elektrons bei der Annihilation mit einem Positron zu einer Abweichung der Winkelkorrelation der beiden γ -Quanten. Durch geometrische Überlegungen ergibt sich für die Winkelabweichung:

$$\sin \Theta = \frac{p_t}{p_2} = \frac{p_t}{m_0 c - \frac{1}{2} p_l} \approx \frac{p_t}{m_0 c}$$

$$\Rightarrow \Theta \approx \frac{p_t}{m_0 c}$$

Daraus ergibt sich typischerweise eine Winkelabweichung von $\Theta \leq 6$ mrad. Um solch kleine Winkel zu messen, müssen die Detektoren entsprechend weit auseinander stehen, wodurch sich der detektierte Raumwinkel verkleinert und die Zählrate entsprechend abnimmt. Dies hat wiederum sehr lange Messzeiten zur Folge. Durch diese Messmethode lassen sich zum Beispiel die Fermi-Flächen von Festkörpern ermitteln.

Ende von Zusatz II

2.5 Gammaskopie

Wie bereits erwähnt wird bei der Lebensdauerermessung zumindest eines der beiden Annihilationsquanten als Timing-Signal genutzt (Stop-Signal). Bei der sogenannten konventionellen Lebensdauer-

ermessung mit einer ^{22}Na -Quelle wird als Start-Signal das prompte γ -Quant (1275 eV) verwendet. Unabhängig davon, ob eine Lebensdauerermessung auf konventionelle Art oder mit Hilfe eines gepulsten Positronenstrahls durchgeführt wird, ist also der Nachweis von mindestens einem γ -Quant nötig. Da eine Zeitauflösung von ≤ 500 ps erreicht werden muss, ist eine schnelle Detektierung und Verarbeitung der Signale notwendig. Deshalb sollen hier kurz verschiedene Detektortypen vorgestellt und ein Überblick über die verwendete Nuklearelektronik gegeben werden.

2.5.1 Detektoren in der Gammaskopie

Um hochenergetische Gammaquanten nachzuweisen und deren Energie zu bestimmen, gibt es eine Vielzahl von unterschiedlichen Detektortypen. Um einen kurzen Überblick über die am häufigsten verwendeten Prinzipien zu geben, sollen im Folgenden Gaszähler, Halbleiterdetektoren sowie Szintillationsdetektoren näher beschrieben werden.

Gaszähler

Beim Gaszähler handelt es sich im Allgemeinen um einen Kondensator, der mit einem gasförmigen Dielektrikum gefüllt ist. Typische Messgase sind zum Beispiel Argon oder Luft bei Atmosphärendruck. Tritt Gammastrahlung in das Gasvolumen ein, werden Ionen erzeugt, die durch eine angelegte Spannung auf die Elektroden beschleunigt werden. Da die, sich daraus ergebende, Ladungsänderung an den Elektroden durch Fließen eines Stromes kompensiert werden muss, kann damit Gammastrahlung nachgewiesen werden. Wird die Spannung so gewählt, dass gerade alle im Volumen entstehenden Ionen abgesaugt werden, bezeichnet man diese Anordnung als Ionisationskammer. Bei kontinuierlicher Bestrahlung der Kammer fließt ein konstanter Strom, dessen Sättigungswert direkt proportional zur Ionisationsrate ist.

Werden die Elektroden der Kammer in Reihe mit einem hochohmigen Widerstand geschaltet, so kann bei einem Einzelevent ein Spannungspuls V_R an diesem Widerstand abgegriffen werden. Werden durch ein Gammaquant Ionen erzeugt, bricht die Spannung an den Elektroden ein und über den Widerstand R fließt ein Strom. Da es sich bei der Anordnung von Elektroden und Widerstand um einen RC-Kreis handelt, kann durch Wahl von R die Zeitkonstante des Wiederaufladens der Elektroden bestimmt werden. Elektronen können sich wesentlich schneller im Gas bewegen als positiv geladene Ionen. Entsprechend dauert, es in einer, einige cm großen Ionisationskammer, nur einige Mikrosekunden um alle nach einem Ionisationsereignis entstandenen Elektronen abzusaugen, während dieser Vorgang für die positiv geladenen Ionen einige Millisekunden in Anspruch nimmt. Dementsprechend steigt das Signal $V_R(T)$ am Widerstand R bis zu einer Zeit t^- sehr schnell an und nähert sich dann wesentlich langsamer dem Sättigungswert V_{\max} . Bei hohen Zählraten ist dieses Verhalten jedoch nachteilig, da bei noch nicht vollständig erfolgter Ladungssammlung eventuell ein neues Ionisationsereignis stattfindet und es damit zu sogenannten Pile-Up Effekten kommt. Dementsprechend wird in der Praxis R meistens so gewählt, dass nur noch der schnelle Anstieg des Elektronensignals in V_R eine Rolle spielt. Niederenergetische Gammaquanten, die nur wenige Ionisationen auslösen, können mit solch einer Ionisationskammer nur schlecht nachgewiesen werden, da das Signal zu schwach ist.

Um diesem Problem zu entgehen, werden sogenannte Proportionalzähler verwendet. Dabei wird die

Spannung an den Elektroden so groß gewählt, dass die primär entstandenen Ionen und Elektronen eine für weitere Sekundärionisationen ausreichende Energie erreichen. Somit bilden sich Ionisationslawinen im Gasvolumen aus, die einen deutlich höheren Spannungspuls an R erzeugen, wodurch die Sensitivität gegenüber niederenergetischer Strahlung wesentlich gesteigert wird. Bei nicht zu großer Spannung an den Elektroden ist die Amplitude des Spannungspulses proportional zur Anzahl der ursprünglich durch Primärionisation gebildeten Ladungsträger, so dass damit die Energie des Gammaquants bestimmt werden kann, sofern durch Photoeffekt die gesamte Energie auf Elektron und Ion übertragen wurde.

Diese Korrelation geht verloren, wenn man die Spannung noch höher wählt. Ein Gaszähler, der in diesem Modus betrieben wird, heißt dann Geiger-Müller-Zählrohr. Mit diesem Detektor können zwar auch sehr niederenergetische Gammaquanten nachgewiesen werden, allerdings lässt sich keine Beziehung mehr zwischen Puls V_R und ursprünglicher Gammaenergie herstellen, da das gesamte Gasvolumen im Zählrohr durch Stoßionisation ionisiert wird und einen großen Spannungspuls verursacht.

Halbleiterdetektoren

Die Absorption von Gammastrahlung in Materie ist gegeben durch das Absorptionsgesetz

$$\frac{I}{I_0} = e^{-\mu\rho d} \quad (1)$$

wobei μ der Massenabsorptionskoeffizient in mg/cm^2 , ρ die Dichte in g/cm^3 und d die Dicke des absorbierenden Materials sind. Daraus ergibt sich, dass Gaszähler mit ihrer intrinsisch geringen Dichte Gammaquanten nur mit einer geringen Wahrscheinlichkeit nachweisen. Oft ist es jedoch entscheidend, möglichst viele Gammaquanten in einem Experiment zu detektieren. Durch Verwendung von Halbleitern wie zum Beispiel Germanium oder Silizium kann die Nachweiswahrscheinlichkeit drastisch erhöht werden. Anstatt der Ionisation von einzelnen Atomen oder Molekülen werden in solchen Detektoren Elektron-Loch-Paare gebildet. Dabei werden Valenzelektronen in das Leitungsband angehoben und können dann durch die angelegte Spannung zu den Elektroden diffundieren. Je mehr Elektron-Loch-Paare pro Ereignis im Detektor gebildet werden, desto besser ist die Energieauflösung des Systems. Für Silizium beträgt die Bandlücke 3,62 eV und für Germanium 2,96 eV. Dementsprechend ist die Energieauflösung eines Germaniumdetektors der eines Siliziumdetektors überlegen und kann je nach Größe und Energie der nachzuweisenden Strahlung zum Beispiel 1keV bei 511 keV Gammaenergie betragen.

Szintillationsdetektoren

Im Gegensatz zu Gaszählern oder Halbleiterdetektoren wird bei Szintillationsdetektoren die im Detektorvolumen induzierte Ladung nicht direkt nachgewiesen. Bei diesen Detektoren macht man sich die Eigenschaft mancher Substanzen zunutze, sich durch Emission von Licht abzuregen. Dabei unterscheidet man zwei Mechanismen: Unter Fluoreszenz versteht man die prompte Emission von sichtbarem Licht, während die Phosphoreszenz die Emission von langwelligem Licht über einen größeren Zeitraum als bei der Fluoreszenz bezeichnet. Das vom Szintillator erzeugte Licht wird mit Hilfe eines nachgeschalteten Photomultipliers nachgewiesen. Man unterscheidet anorganische und

organische Szintillatoren. Ein typisches anorganisches Szintillatormaterial ist zum Beispiel Anthrazen. Auf die organischen Szintillatoren soll hier nicht näher eingegangen werden. Die am häufigsten verwendeten anorganischen Szintillatoren sind NaJ(Tl), BGO und BaF₂, wobei die Auswahl des Materials durch die jeweilige Anwendung bestimmt wird. Die für die Anwendung entscheidenden Größen dieser Materialien sind in Tabelle 4 zusammengestellt.

	ρ [g/cm ³]	λ_{max} [nm]	Brechungsindex	Abklingzeit [ns]	Ausbeute [Photonen/MeV]
NaJ(Tl)	3,67	415	1,85	230	38000
BGO	7,13	480	2,15	300	8200
BaF ₂	4,89	220	1,47	0,8	1800

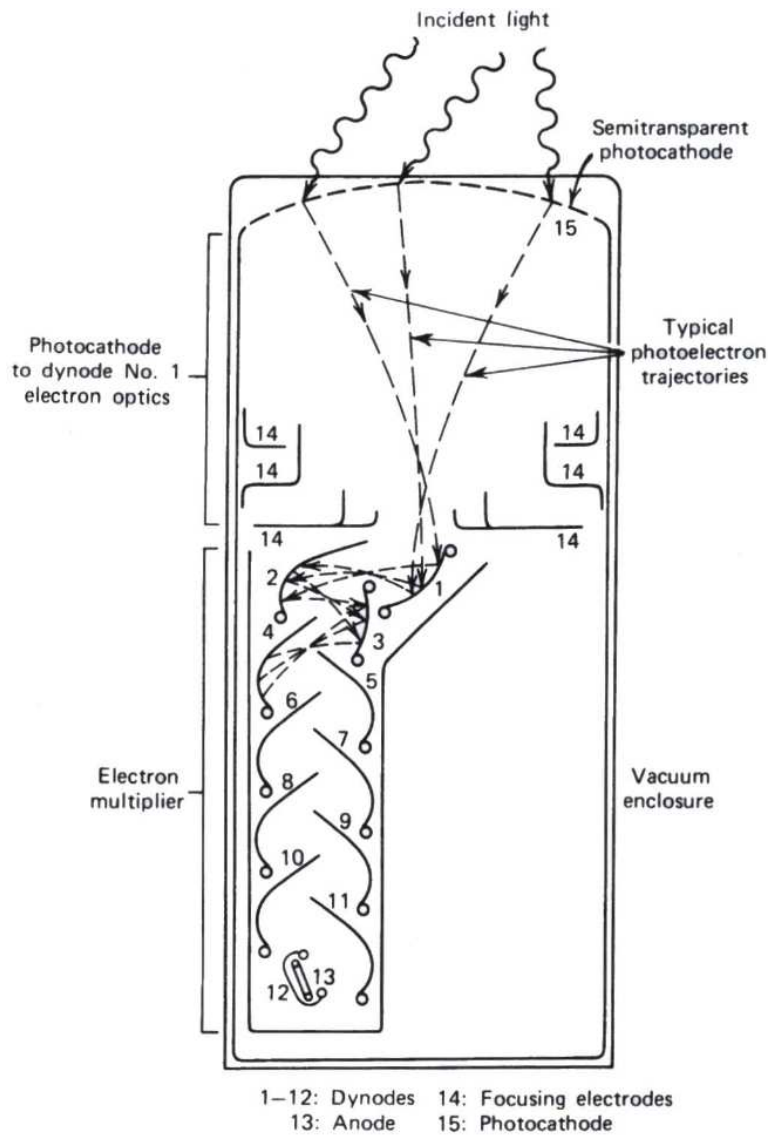
Tabelle 4: Physikalisch relevante Größen einiger ausgewählter Szintillatoren. Die Daten wurden entnommen aus [Kno10]

Wie daraus ersichtlich ist, verfügt NaJ(Tl) über eine sehr hohe Quantenausbeute, woraus eine gute Energieauflösung vergleichen mit den anderen genannten Szintillatoren resultiert. Allerdings absorbiert dieses Material mit seiner vergleichsweise geringen Dichte von 3,67g/cm³ weniger Photonen, so dass die Nachweiswahrscheinlichkeit geringer ist als bei BGO und BaF₂. BGO wiederum hat den Vorteil einer großen Dichte, so dass die Nachweiswahrscheinlichkeit deutlich größer ist als bei NaJ(Tl) und BaF₂, verfügt aber über eine geringere Quantenausbeute von 8200 Photonen/MeV. Dadurch lässt sich mit einem BGO-Kristall keine so gute Energieauflösung erreichen wie mit einem NaJ(Tl)-Szintillator. Sowohl NaJ(Tl) als auch BGO klingen nach Anregung durch ein Gammaquant relativ lange ab, so dass diese Materialien für Timing-Anwendungen nicht in Frage kommen. Kommt es auf den schnellen Nachweis von Strahlung an, so bietet sich BaF₂ an, da es nach einer Anregung innerhalb von nur 0,8 ns abklingt. Da in diesem Versuch die Lebensdauer von Positronen in Materie gemessen werden soll, ist ein schnelles Abklingen des Szintillators für eine gute Zeitauflösung essentiell. Deshalb werden in diesem Versuch BaF₂-Detektoren verwendet.

Um einen Spannungspuls zu erhalten, der proportional zur Intensität des Lichtpulses aus dem Szintillator ist, wird typischerweise ein Photomultiplier hinter den Szintillator-Kristall gekoppelt (siehe Abbildung 11). Dabei ist zu beachten, dass dessen Photokathode eine möglichst große Nachweiswahrscheinlichkeit im entsprechenden Wellenlängenbereich hat. Photonen, welche auf die Photokathode treffen, lösen durch Photoeffekt Elektronen aus, die über mehrere sogenannte Dynoden auf eine Anode hin beschleunigt werden. Bei jedem Auftreffen auf eine Dynode werden Sekundärelektronen ausgelöst, die ihrerseits wiederum neue Sekundärelektronen in der folgenden Dynode auslösen. Dadurch kommt es zu einer Elektronenlawine, die einen leicht messbaren Spannungspuls in der Anode auslöst. Je nach Photomultiplier werden Verstärkungsfaktoren von 10⁷ bis 10¹⁰ erreicht.

Um Ereignisse möglichst schnell detektieren zu können, ist die Zeitdifferenz zwischen Auftreffen auf der Photokathode und einem Signal an der Anode von ca. 20 bis 50 ns zu lang. Deshalb bieten Photomultiplier, die auf schnelle Auslese ausgelegt sind, die Möglichkeit, zusätzlich zur Anode (Ausgang A) das Signal an einer der ersten Dynoden abzugreifen (Ausgang D).

Abbildung 11: Aufbau eines Photomultipliers: Das Licht aus einem Szintillator schlägt Elektronen aus der Photokathode, welche durch eine geeignete Elektronenoptik auf die erste Dynode des Sekundär-Elektronen-Vervielfachers beschleunigt werden. An jeder Dynode erzeugt ein primäres Elektron bis zu 10 Sekundärelektronen. Durch die Anordnung von mehreren Dynoden kann somit ein Verstärkungsfaktor von bis zu 10^{10} erreicht werden [Kno10].



2.5.2 Nuklearelektronik

Die folgenden Anmerkungen sind aus [Leo94] entnommen. Dieses Werk bietet einen nicht zu kurzen und gut verständlichen Überblick über Techniken der Teilchen- und Kernphysik. Es dient als Lehr- wie auch Nachschlagewerk, sowohl für einzelne Komponenten als auch für komplette Aufbauten, wie sie in den oben genannten Bereichen üblich sind.

Standards in der Nuklearelektronik

Aufgrund der vielfältigen Fragestellung in der Teilchen- und Kernphysik ist eine entsprechend vielfältige und unterschiedliche Messelektronik nötig, um den jeweiligen Anforderungen gerecht zu werden. Deshalb hat sich ein modularer Aufbau aus relativ einfachen Einzelkomponenten (Verstärker, Analog-Digital-Wandler usw.) durchgesetzt. Dies hat den Vorteil, dass die Aufbauten einfach modifiziert, aufgerüstet oder für andere Experimente auch komplett neu verschaltet und somit wiederverwendet werden können. Dadurch werden nicht nur Kosten reduziert, sondern es verkürzen sich auch die Aufbauzeiten. Um die Kompatibilität zwischen den einzelnen Komponenten zu gewährleisten, wurden Standards geschaffen, die sowohl mechanische wie auch elektrische Anforderungen definieren. Im Wesentlichen gibt es drei solche Standards: CAMAC, FASTBUS und NIM. Der erste Standard wurde für die einfache Übertragung und Verarbeitung von digitalen Daten zwischen einzelnen Komponenten entwickelt. FASTBUS stellt eine Weiterentwicklung dieses „digitalen“ Standards da. Diese beiden Standards wurden in Hinblick auf die Möglichkeiten von frei programmierbaren Computern entwickelt. Im Rahmen des NIM-Standards ist zwar ebenfalls vorgesehen digitale Information zu übermitteln, jedoch beschränkt sich dies auf die Weiterleitung einzelner binärer Zustände. Da in diesem Praktikumsversuch ausschließlich NIM-Komponenten verwendet werden, werden auch nur diese näher beleuchtet.

Signale in der Nuklearelektronik

Um zu verstehen, wie einzelne Komponenten funktionieren und wie ihr Zusammenspiel funktioniert, soll zunächst ein Überblick gegeben werden, welche Signale verarbeitet werden müssen und wie diese aussehen. Nahezu bei jedem Experiment muss das Signal eines oder mehrerer Detektoren analysiert werden. Der Detektor liefert also meist das Ursprungssignal und steht somit am Anfang der Liste an Komponenten, die in einem Versuch miteinander verbunden werden müssen. Das Detektorsignal hat dabei folgende (relevante) Eigenschaften:

- Logisch: Signal tritt auf
- Wert: Zeitpunkt des ersten Auftretens
- Wert: Signalthöhe
- Wert: Signaldauer
- Logisch: Signal dauert an

Darüberhinaus kann auch die Signalform (Anstieg, Abfall usw.) von Interesse sein. Bezüglich dieser Eigenschaften kann das Signal analysiert und Information gewonnen werden. Die Eigenschaften eines Signals können dabei zunächst in zwei Gruppen eingeteilt werden: logische Eigenschaften

(dazu gehört der erste und letzte Punkt in obiger Liste) und analoge Eigenschaften.

Darüber hinaus wird bei logischen Signalen unterschieden zwischen „schnell“ und „langsam“. Bei schnellen Signalen ist die Nuklearelektronik – wie der Name nahe legt – vor allem auf eine schnelle Verarbeitung optimiert wodurch Zeitinformationen erhalten bleiben. Dies führt jedoch oft zu einer Unschärfe der Signalhöhe und somit zu einer schlechteren Energieauflösung. Bei der Verarbeitung von langsamen Signalen verhält es sich in umgekehrter Weise und es wird besonderen Wert auf den Erhalt bzw. der Analyse der (relativen) Signalhöhe gelegt. In den Tabellen 5 und 6 sind Signal-Pegel beider Signalarten zusammengefasst.

Tabelle 5: Die Spannungspegel für langsame logische NIM-Signale. Die Impedanz des Eingangs muss 1000 Ohm oder mehr betragen. Die Ausgangsimpedanz muss 10 Ohm oder darunter sein.

	Ausgang (Abgabe)	Eingang (Akzeptanz)
logisch 1	+4 bis +12 V	+3 bis +12 V
logisch 0	+1 bis -2 V	+1.5 bis -22 V

Tabelle 6: Die Strompegel an 50 Ohm für schnelle logische NIM-Signale.

	Ausgang (Abgabe)	Eingang (Akzeptanz)
logisch 1	-14 bis -18 mA	-12 bis -36 mA
logisch 0	-1 bis +1 mA	-4 bis +20 mA

3 Versuchsaufbau

In diesem Abschnitt soll der Versuchsaufbau näher erläutert werden. Das Prinzip der Lebensdauer-messung wurde bereits in Kapitel 2.4.1 beschrieben.

3.1 Übersicht

Als Positronenquelle wird in Laborexperimenten -aus den in Kapitel 2.2.1 genannten Gründen- vorwiegend ^{22}Na verwendet. Dieser Versuch stellt dabei keine Ausnahme dar. Die Anordnung von Quelle und Probe ist dabei sehr einfach. Die Quelle wird zwischen zwei gleichartige Proben gelegt, damit möglichst alle Positronen, welche die Quelle verlassen, im Probenmaterial annihilieren und nicht etwa im Probenhalter oder in der umgebenden Abschirmung. Diese Anordnung wird auch als Sandwich-Geometrie bezeichnet.

Eine schematische Zeichnung des Versuchs ist in Abbildung 12 zu sehen. Zwei schnelle BaF₂-Photomultiplier-Detektoren (A und B) werden unter 180° kollinear mit der Quelle ausgerichtet und über ein Hochspannungsnetzgerät mit einer Spannung von etwa 2100 V versorgt. Jeder Detektor

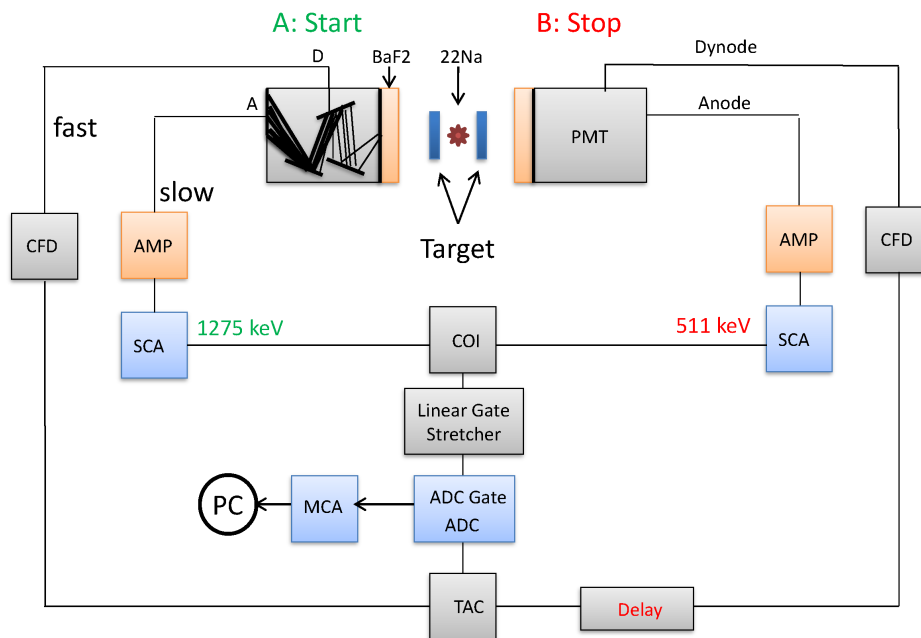


Abbildung 12: Schaltbild des Versuchsaufbaus zur Lebensdauermessung

verfügt über zwei BNC-Buchsen als Ausgänge (A und D). Der Ausgang A ist direkt mit der Anode verbunden, während am Ausgang D das Dynodensignal abgegriffen werden kann.

Um die Lebensdauer eines Positrons in Materie zu messen, wird das beim β^+ -Zerfall entstehende prompt 1275-keV-Gammaquant von einem der beiden Detektoren als Startsignal nachgewiesen. Wenn das Positron in Materie annihiliert, wird ein 511 keV Gammaquant emittiert, welches vom anderen Detektor als Stop-Signal detektiert wird. Die Auswerteelektronik wird in zwei Kreise unterteilt: Ein schneller und ein langsamer Kreis. Ziel dieser Aufteilung ist es, die Zeitauflösung des gesamten Systems zu verbessern. Die Funktionsweise der beiden Kreise wird in den folgenden Abschnitten näher beleuchtet.

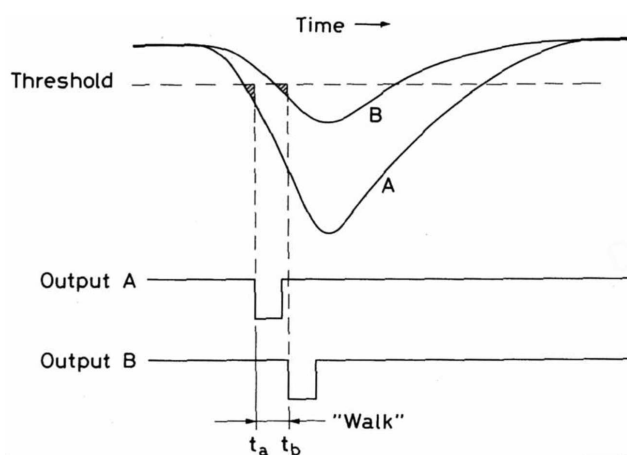
3.2 Der „schnelle“ Kreis

Da es bei der Messung der Lebensdauer von Positronen sehr auf die Geschwindigkeit der Messelektronik ankommt, wird die Zeitdifferenz zwischen Start- und Stop-Signal mit Hilfe des schnellen Kreises gemessen. Alle NIM-Komponenten in diesem Kreis sind auf höchste Zeitauflösung op-

timiert. Die Dynodensignale der beiden Photomultiplier laufen zunächst durch Diskriminatoren, um das Rauschen der Photomultiplier und niederenergetische Ereignisse (z.B. durch Compton-Streuung) zu unterdrücken. Die Diskriminatorschwelle wird jedoch bei Signalen gleicher Form aber unterschiedlicher Amplitude zu unterschiedlichen Zeiten bezüglich ihres eigentlichen Entstehens erreicht. So kommt es zu einer Einschränkung der Zeitauflösung (siehe Abbildung 13).

Deshalb werden in diesem Versuch Constant-Fraction-Diskriminatoren (CFDs) eingesetzt, in denen das Eingangssignal aufgeteilt wird. Ein Teilsignal wird dann verzögert, während das andere invertiert und auf einen konstanten Bruchteil abgeschwächt wird. Nach Addieren dieses verzögerten Signals auf das ursprüngliche Signal wird ein Nulldurchgang des Gesamtsignals erreicht. Der Nulldurchgang ist bezüglich der Entstehungszeit des ursprünglichen Signals unabhängig von der Signalthöhe (Abbildung 14).

Abbildung 13: Signale mit unterschiedlichen Amplituden erreichen einen bestimmten Grenzwert zu verschiedenen Zeiten. Würde man nun lediglich auf diesen Grenzwert diskriminieren, würde dies bei physikalisch zeitgleichen Ereignissen zu unterschiedlichen Detektionszeiten führen, dem sogenannten *Amplitude-Walk*.



Immer dann, wenn ein Signal über dem eingestellten Schwellenwert den CFD erreicht, wird zum Zeitpunkt des Nulldurchgangs ein logisches NIM-Signal am Ausgang des CFDs ausgegeben. Die Schwelle des CFDs im Start-Kreis wird so hoch eingestellt, dass nur Gammaquanten mit einer Energie knapp unterhalb von 1275 keV ein NIM-Signal am Ausgang auslösen. Im Stop-Kreis muss die Schwelle dagegen so niedrig eingestellt werden, dass auch Gammaquanten mit einer Energie von 511 keV im CFD ein NIM-Signal am Ausgang verursachen. Die beiden NIM-Signale aus den CFDs werden im Time-to-Amplitude-Converter (TAC) in ein Amplitudensignal konvertiert. Er gibt ein Signal aus, dessen Amplitude proportional zur Zeitdifferenz der Start und Stop-Signale aus den CFDs ist. Die unterschiedlich hohen Signale aus dem TAC werden dann mittels einem Analog-Digital-Converter (ADC) in digitale Signale umgewandelt und je nach Amplitude in einem Multi-Channel-Analyzer (MCA) in verschiedene Kanäle sortiert. Insgesamt ergibt sich damit ein Lebensdauerspektrum, wie es in Abbildung 9 zu sehen ist.

3.3 Der „langsame“ Kreis

Da die beiden CFDs nur eine untere Schwelle definieren, werden im Stop-Kreis auch hochenergetische 1275 keV Gammaquanten fälschlicherweise nachgewiesen. Um die sich daraus ergebenden

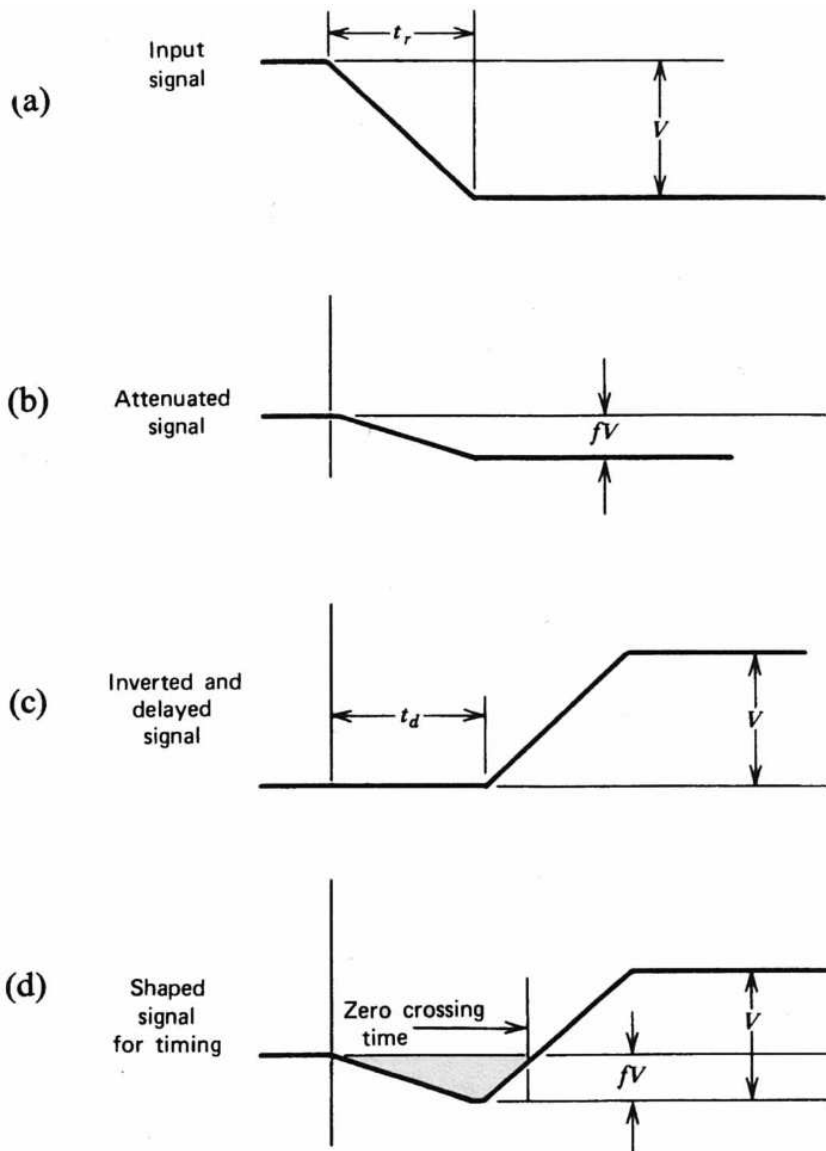
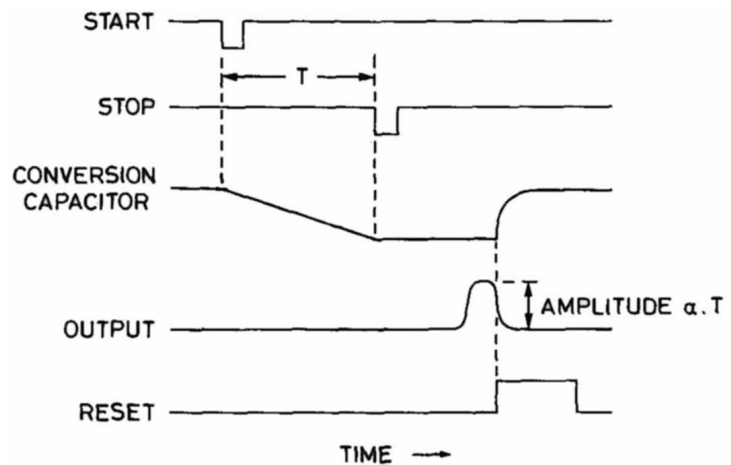


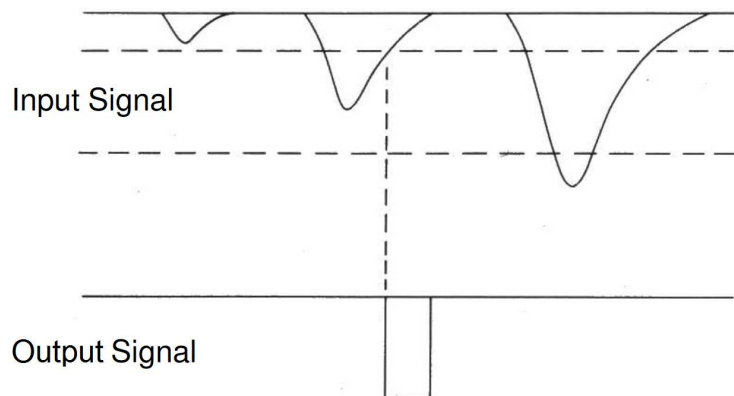
Abbildung 14: Durch Diskriminieren mit Hilfe eines Constant Fraction Discriminators (CFD) wird der sogenannte *Amplitude-Walk* wie er in Abb. 13 illustriert ist vermieden und zwei physikalisch zeitgleiche Ereignisse führen trotz unterschiedlicher Energien zu ebenfalls zeitgleichen Signalen.

Abbildung 15: Funktionsweise eines Time-to-Amplitude-Converters (TAC): Mit dem Eintreffen des Start-Signals wird ein Kondensator linear aufgeladen, bis das Stop-Signal eintrifft. Die angesammelte Ladung ist somit proportional zur Zeitdifferenz und wird als Spannungspuls vom TAC ausgegeben.



falschen Koinzidenzen auszuschließen, wird der schnelle Stop-Kreis zusätzlich mit einem langsamen Kreis versehen, in dem sozusagen im Nachhinein entschieden wird, ob das gemessene Ereignis tatsächlich ein 511 keV-Gammaquant war. Hierzu wird an der Anode des betreffenden Detektors das Signal verstärkt und durch einen Single-Channel-Analyzer (SCA) geschickt. Bei diesem Gerät kann man sowohl eine untere als auch eine obere Schwelle definieren, um auch die hochenergetischen Gammaquanten auszuschließen. Immer dann, wenn ein Signal mit einer Amplitude innerhalb der beiden Schwellen am Eingang des SCA anliegt, wird am SCA-Ausgang ein logisches NIM-Signal ausgegeben (siehe Abbildung 16).

Abbildung 16: Funktionsweise eines Single-Channel-Analyzers (SCA): Nur wenn das Eingangssignal im Bereich der gesetzten Schwellen liegt, wird eine logische 1 ausgegeben.



Da die Signalverarbeitung im langsamen Kreis wesentlich langsamer vonstatten geht als im schnellen Kreis, muss das Signal aus dem TAC mit Hilfe eines Delays verzögert werden, um zeitlich koinzident mit dem Signal aus dem langsamen Kreis beim ADC anzukommen. Das langsame Signal wird an das Gate des ADC angeschlossen. Nur dann, wenn ein logisches Signal am Gate anliegt, werden die Signale am Eingang des ADC durchgelassen. Somit wird sichergestellt, dass nur Stop-Signale von Gammaquanten mit einer Energie von 511 keV gewertet werden.

4 Versuchsdurchführung

4.1 Aufbau und Einstellung der Elektronik

Die einzelnen NIM-Komponenten für die Messelektronik sind zunächst noch nicht verkabelt. Anhand des in Abbildung 12 beschriebenen Schemas sind die Einheiten miteinander zu verbinden. Bevor die Detektoren angeschlossen werden, sollte der Pulsverlauf mittels eines Eichpulses verfolgt werden.

1. Verbindung der Elektronikeinheiten mittels abgeschirmter BNC-Kabel
2. Anschluss der beiden Szintillationsdetektoren und vorgegebene Hochspannung anlegen
3. Inbetriebnahme des Digital-Oszilloskops und mit Bedienung vertraut machen
4. Die Detektoren werden unter 180° positioniert, sodass zwei zeitgleiche γ -Quanten als Eichpuls verwendet werden können. Dieser Eichpuls wird in beide Systeme eingespeist und über Hauptverstärker, CFD bis zum TAC-Output mit dem Oszilloskop verfolgt
5. Erlernen des Datenaufnahmesystems MEASTRO am PC
6. Registrierung des Pulshöhenspektrums am Ausgang der Hauptverstärker sowie des Zeitspektrums vom TAC am PC

4.2 Messung von Zeitspektren zwischen koizidenten Detektorereignissen

Die Einstellung der Elektronik wird mittels Oszilloskop vorgenommen (am PC überprüfen). Die gültigen Ereignisse sind auf dem PC zu speichern und qualitativ zu bewerten.

1. Beobachtung von koizidenten Ereignissen aus den Detektoren am Oszilloskop (Detektoren unter 180°). Welche Ereignisse sind koinzident und wie hängt die Ereignisrate vom Winkel zwischen den beiden Detektoren ab?
2. Einstellung der Zeitregistrierung zwischen den Koizidenzereignissen am Oszilloskop, TAC und PC
3. Messung der Zeitauflösung der Anordnung mittels der beiden 511 keV Quanten aus den Positronenannihilationen, welche gleichzeitig ausgesant werden (180° -Geometrie und Pulshöhenschnitt auf 511 keV). Schätzen Sie in einer logarithmischen Darstellung der Daten am PC die Zeitausflösung des Systems ab. Welche elektronische Größen gehen in die Zeitauflösung ein?

4.3 Messung des Pulshöhenspektrums der Detektoren mit der ²²Na-Quelle

Die Einstellung der Elektronik wird mittels Oszilloskop vorgenommen und am PC überprüft. Die gültigen Ergebnisse sind am PC abzuspeichern und jeweils qualitativ zu bewerten.

1. Visualisierung des Pulshöhenspektrums aus den beiden Detektoren mittels Oszilloskop
2. Registrierung der Pulshöhenspektren am PC
3. Interpretation des Pulshöhenspektrums und Abschätzung der Zählrate bei vorgegebener Aktivität der ²²Na-Quelle.

Die Elektronik-Einstellungen und Detektorpositionen sollen für die folgenden Messungen nicht mehr verändert werden (außer falls nötig).

4.4 Messung von Positronenlebensdauern

Mit der obigen Einstellung der Elektronik sollen nun Lebensdauern an verschiedenen Proben gemessen werden. Die Zeitauflösung ist vorgegeben durch die vorhergehende Messung. Die Natriumquelle soll sich möglichst am selben Ort relativ zu den Detektoren befinden wie bei der Referenzmessung zuvor.

Alle Umbauten der Positronenquelle nur durch den Betreuer!

1. Messung der Lebensdauer von Positronen in kristallinem Quarz (SiO₂). Einstellen eines SCA und CFD auf die 1275 keV-Gammalinie als Startsignal und des anderen SCA und CDF auf die 511-keV-Linie als Stoppsignal. Abschätzung und Vergleich des Zeitspektrums mit der in Koinzidenz gemessenen Spektren der beiden 511-keV-Linien. Qualitative Unterschiede? Mögliche Ursachen?
2. Messung der Lebensdauer von Positronen in amorphem SiO₂ für eine lange Zeit. Analyse dann in der Auswertung der Daten.

5 Auswertung

Die gemäß des im vorherigen Abschnittes am PC aufgenommenen Spektren sollen nun quantitativ analysiert werden. Dabei beschränkt sich die geforderte Mindestanalyse auf einfache Auswerteverfahren, kann aber optional vertieft werden. Die gespeicherten Puls- und Zeitspektren können aus dem MAESTRO-Programm heruntergeladen und separat ausgewertet werden.

Fassen Sie grob die verwendete Elektronik und die physikalischen Grundlagen zusammen, bevor Sie auf Ihre Messungen eingehen.

5.1 Zeitkalibrierung

Die zuvor aufgenommenen wohl bekannten Zeitdifferenzen im ns-Bereich entsprechen Zeitpunkten mit einem Offset, der nicht weiter von Interesse ist. Diese Zeitpunkte sind jeweils einer Kanalnummer zugewiesen (tatsächlich eher einem Bereich, da eine Gaußkurve vorliegt). Finden Sie jeweils das Peak-Maximum, tragen Sie die zugehörigen Kanalnummern über die Zeitpunkte an und bestimmen Sie daraus einen linearen Fit der Zeitpunkte über die Kanäle unter Angabe der Unsicherheiten.

5.2 Energiekalibrierung

Im Pulshöhenspektrum des gesamten Energiespektrums ist jede Energie einem bestimmten Kanal zugeordnet. Sie kennen mindestens 5 dieser Energien genau (Photo-Peaks, Compton-Kanten, pile-up Ereignisse). Verwenden Sie diese, um eine Energiekalibration durchzuführen (linearer Fit samt Unsicherheiten). Wie ist das Verhältnis der beiden Photo-Peaks zueinander (Maximalwert) - was haben Sie erwartet? Begründen Sie Ihre Beobachtung.

5.3 Zeitauflösung

Sie haben ein Spektrum aufgenommen, welches mit physikalisch gleichzeitigen 511 keV-Ereignissen korreliert ist. Die Halbwertsbreite des gaußförmigen Signals kann in einen FWHM-Wert umgerechnet werden, welcher der Zeitauflösung entspricht. Geben Sie diesen Wert an samt Unsicherheit. Sie erhalten somit zugleich eine Zeitauflösungsfunktion, die Sie später noch benötigen.

5.4 Lebensdauern

Die gemessenen Lebensdauerspektren entstehen als Überlagerung aller vorkommenden Lebensdauern τ_i gemäß des exponentiellen Zerfallsgesetzes mit unterschiedlichen Startwerten N_i . Allerdings ist jede Komponente des gesamten Spektrums noch mit der Zeitauflösungsfunktion gefaltet, da die Auswertelektronik nicht beliebig schnell messen kann.

5.4.1 Fit mit umfassender analytischer Formel

Hierfür bestimmt man zunächst die Faltung zwischen der Auflösungsfunktion und einer abschnittsweise definierten exponentiellen Funktion ($t < t_0: 0, t \geq t_0: \exp(-t/\tau)$). Die entstehende Funktion summiert man n mal auf und fügt einen untergrund term hinzu. Dann verwendet man entsprechende Software um diese Funktion an die reale Kurve anzupassen. Dabei entstehen sofort alle Lebensdauern und Amplituden der Komponenten sowie die Unsicherheiten der Werte.

Dies ist für alle gemessenen Lebensdauerspektren durchzuführen und die Ergebnisse sind tabellarisch darzustellen. Alle Werte unter Angabe von Unsicherheiten und kritische Beurteilung der Aussagekraft der gefundenen Werte. Insbesondere sollte der für n gewählte Wert legitimiert werden.

5.4.2 Hinweise

Bitte verwenden Sie in Ihrer Ausarbeitung ein Titelblatt mit allen Namen und Matrikelnummern der Gruppenmitglieder. Außerdem soll das Versuchsdatum und das Datum der Abgabe vermerkt sein.

Des weiteren gelten die Regeln des Zitierens im Wissenschaftlichen Kontext.

Literatur

- [And33] ANDERSON, C. D.: *The Positive Electron*. Phys. Rev., 44:406–416, 1933.
- [BCJ⁺91] BAKER, J.A., N.B. CHILTON, K.O. JENSEN, A.B. WALKER und P.G. COLEMAN: . J.Phys., Condens. Matter(3):4109–4120, 1991.
- [Buc81] BUCKA, H.: *Lehrbuch der Experimentalphysik*, Band IV/2 der Reihe *Bergmann Schaefer*, Kapitel 7. de Gruyter Berlin, 1981.
- [Col00a] COLEMAN, P.G. (Herausgeber): *Positron Beams an their applications*. World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., London, 2000.
- [Col00b] COLEMAN, P.G. (Herausgeber): *Positron Beams and their applications*, Kapitel The Fate of Slow Positrons in Condensed Matter. World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., London, 2000.
- [Dir30] DIRAC, P.A.M.: *A Theory of Electrons and Protons*. Proc. Roy. Soc, A126:360, 1930.
- [Hei54] HEITLER, W.: *The Quantum Theory of Radiations*, Band 3. Oxford University Press, 1954.
- [Her99] HERING, W. T.: *Angewandte Kernphysik*, Kapitel Kapitel 2.6, Seiten 158 f. B. G. Teubner, 1999.
- [HKR⁺02] HUGENSCHMIDT, C., G. KÖGEL, R. REPPER, K. SCHRECKENBACH, P. SPERR, B. STRASSER und W. TRIFTSHÄUSER: *Monoenergetic Positron Beam at the Reactor Based Positron Source at FRM-II*. Nucl. Instr. Meth., B(192):97, 2002.
- [HKR⁺04] HUGENSCHMIDT, C., G. KÖGEL, R. REPPER, K. SCHRECKENBACH, P. SPERR, B. STRASSER und W. TRIFTSHÄUSER: *NEPOMUC – The New Positron Beam Facility at FRM II*. Mat. Sci. Forum im Druck, 2004.
- [JW93] JENSEN, K.O. und A.B. WALKER: . Surf.Sci, 292:83–97, 1993.
- [Kno10] KNOLL, GLENN F.: *Radiation Detection and Measurement*. Someone, Fourth Edition Auflage, 2010.
- [KRL99] KRAUSE-REHBERG, R. und H.S. LEIPNER: *Positron annihilation in Semiconductors: Defect Studies*, Band 127 der Reihe *Springer series in solid-state sciences*, Kapitel Experimental Techniques. Springer, Berlin, Heidelberg, ..., 1999.

- [KSG97] KÖGEL, G. und SPM-GROUP: *The München scanning positron microscope*. Appl. Surf. Science, 116:108–113, 1997.
- [Leo94] LEO, W. R.: *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. Springer, Berlin, Heidelberg, New York, 2 Auflage, 1994.
- [PN94] PUSKA, M. J. und R. M. NIEMINEN: . Rev. Mod. Phys., 66:841–897, 1994.
- [RLG⁺93] RITLEY, K.A., K.G. LYNN, V.J. GHOSH, D.O. WELCH und M. McKEOWN: . J. Appl. Phys., 1993.
- [Sie65] SIEGBAHN, K.: *Alph-, Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy*. North-Holland Publishing Company, 1965.
- [SL88] SCHULTZ, P. J. und K. G. LYNN: . Rev. Mod. Phys., 60:701–773, 1988.
- [Sta05] STADLBAUER, M.: *Aufbau eines ortsauflösenden Doppler-Koinzidenzspektrometers zur Untersuchung der Positronenzerstrahlung in Festkörpern*. Diplomarbeit, Fakultät für Physik der Technischen Universität München, München, 2005.
- [Str02] STRASSER, BENNO: *Aufbau einer Anlage zur positroneninduzierten Auger-Elektronenspektroskopie*. Doktorarbeit, Fakultät für Physik der Technischen Universität München, München, 2002.
- [SW97] SCHATZ, G. und A. WEIDINGER: *Nukleare Festkörperphysik*, Kapitel 9, Seite 214. B. G. Teubner, Stuttgart, 3 Auflage, 1997.
- [VN84] VALKEALAHTI, S. und R.M. NIEMINEN: . Appl. Phys, 35(51), 1984.