

Fachgruppe Physik der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

Protokoll zu

Versuch K225  
Positronenlebensdauer in  
Metallen und Isolatoren

Fortgeschrittenen Praktikum II  
Sommersemester 1999

Von  
Christian Funke, Torge Szczepanek  
Semesterzahl: 8  
Hauptfach: Physik

Assistent : Moritz Beckmann

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>3</b>
<b>2</b>	<b>Theorie</b>	<b>3</b>
2.1	Positronen im Festkörper . . . . .	3
2.1.1	Positronenvernichtung . . . . .	3
2.1.2	Positroniumbildung . . . . .	3
2.1.3	Positroneneinfang in Leerstellen . . . . .	4
<b>3</b>	<b>Versuchsaufbau</b>	<b>6</b>
3.1	Die Positronenquelle . . . . .	6
3.2	Das Meßprinzip . . . . .	6
3.3	Die Meßapparatur . . . . .	7
<b>4</b>	<b>Auswertung der Meßdaten</b>	<b>9</b>
4.1	Eichung der Zeitskala . . . . .	11
4.2	Messung der Promptkurve . . . . .	13
4.3	Ortho- und Para-Positronium-Lebensdauer in Plexiglas . . . . .	14
4.4	Positron-Lebensdauer in Indium . . . . .	15
4.5	Bestimmung Haftstellenbildungsenthalpie $\epsilon_v$ . . . . .	17
<b>A</b>	<b>Plots der Indium-Messungen</b>	<b>19</b>

# 1 Einleitung

In diesem Versuch messen wir die Lebensdauer von Positronen in Indium und Plexiglas. Die Indiumprobe untersuchen wir dabei im Temperaturbereich von 22°C bis 133°C, um das Haftstellenmodell zu überprüfen. An der Plexiglasprobe bestimmen wir bei Raumtemperatur die Lebensdauer von Parapositronium. Als Positronenquelle dient das Isotop  $^{22}\text{Na}$ . Die Meßapparatur ist eine Fast-Slow Koinzidenzschaltung.

## 2 Theorie

### 2.1 Positronen im Festkörper

#### 2.1.1 Positronenvernichtung

Das Positron ist das Antiteilchen des Elektrons. Es hat die gleiche Masse und den gleichen Spin ( $\frac{1}{2}$ ), jedoch die umgekehrte elektrische Ladung (+e). Treffen beide Teilchen aufeinander, vernichten sie sich gegenseitig unter Emission von  $\gamma$ -Strahlung.

Die Anzahl der entstehenden  $\gamma$ -Quanten ist abhängig von der relativen Orientierung der Spins. Bei paralleler Ausrichtung ist der Gesamtspin 1, bei antiparalleler dagegen 0. Da das Photon den Spin 1 hat, kann ein Elektron-Positron-Paar mit parallelen Spins wegen der Drehimpulserhaltung nur in eine ungerade Anzahl von  $\gamma$ -Quanten zerstrahlen, bei antiparallelen Spins nur in eine gerade Anzahl. In einem Festkörper kann ein Positron auf Elektronen mit parallelem oder antiparallelem Spin treffen. Dabei entstehen vorwiegend zwei  $\gamma$ -Quanten, der  $3\gamma$ -Zerfall ist um den Faktor 372 unwahrscheinlicher. Zerfälle in noch mehr  $\gamma$ -Quanten sind praktisch bedeutungslos. Beim  $2\gamma$ -Zerfall haben die  $\gamma$ -Quanten wegen der Energieerhaltung die Gesamtenergie

$$E = 2m_e c^2 + E_{kin} = 2 \cdot 511\text{keV} + E_{kin} \quad (1)$$

wenn  $E_{kin}$  die kinetische Energie von Elektron und Positron bezeichnet. Da die Positronen in Materie durch elektromagnetische Wechselwirkungen auf thermische Energien (einige eV) abgebremst werden, kann der kinetische Term vernachlässigt werden. Es entstehen dann zwei 511keV-Quanten, die wegen der Impulserhaltung in entgegengesetzter Richtung davonfliegen.

#### 2.1.2 Positroniumbildung

Ein Positron kann aufgrund seiner positiven elektrischen Ladung von einem Elektron eingefangen werden. Die beiden Teilchen bilden dann ein dem Wasserstoffähnliches gebundenes System, das sogenannte Positronium. Dessen Grundzustand kann ein  $1^1S_0$ -Zustand (antiparallele Spins, Para-Positronium) oder ein  $1^3S_1$ -Zustand (parallele Spins, Ortho-Positronium) sein. Im Vakuum beträgt die mittlere Lebensdauer von Para-Positronium 125ps, die von Ortho-Positronium 142ns. In einem Festkörper dagegen verkürzt sich die Lebensdauer der Ortho-Positroniums, da mit einem anderen Elektron zusammenstoßen kann, das antiparallelen Spin besitzt. In Metallen entsteht kein Positronium, denn aufgrund

der hohen Anzahl von freien Leitungselektronen bilden sich keine gebundenen Zustände aus.

### 2.1.3 Positroneneinfang in Leerstellen

Ein Festkörperkristall kann Leerstellen aufweisen, d.h. unbesetzte Gitterplätze. Sie entstehen, wenn Gitteratome aus dem Inneren des Kristalls an seine Oberfläche wandern. Eine solche Leerstelle hat bezüglich ihrer Umgebung eine negative Ladung, denn es fehlt ja ein positiver Atomrumpf. Deshalb kann dort ein Positron eingefangen werden, dessen Lebensdauer sich in Folge der geringen Elektronendichte verlängert. Oberhalb des absoluten Temperaturnullpunktes besitzt jeder Kristall Leerstellen. Ihre Konzentration beträgt im thermodynamischen Gleichgewicht

$$c_v = \exp\left(\frac{\sigma}{k}\right) \exp\left(-\frac{\varepsilon_v}{kT}\right) = c_0 \exp\left(-\frac{\varepsilon_v}{kT}\right) \quad (2)$$

Hier ist  $\sigma$  der Entropiezuwachs pro erzeugter Leerstelle,  $k$  die Boltzmannkonstante und  $\varepsilon_v$  die Energie, die aufgebracht werden muß, um ein Gitteratom vom Kristallinneren an die Kristalloberfläche zu bringen. Diese Energie ist geringer als die Bindungsenergie des Atoms, denn durch die Verrückung der die Leerstelle umgebenden Atome wird Energie frei.

Im folgenden werden wir sehen, daß die Messung der mittleren Positronenlebensdauer  $\bar{\tau}$  eine Bestimmung der Leerstellenbildungenthalpie  $\varepsilon_v$  gestattet. Dazu lösen wir die Ratengleichungen eines einfachen Haftstellenmodells. Es seien  $\lambda_f$  und  $\lambda_v$  die Annihilationsraten für freie bzw. an Leerstellen gebundene Positronen. Diese können mit der Rate  $\mu_v$  in der Leerstelle eingefangen werden und sich mit der Rate  $\xi_v$  von der Leerstelle lösen. Weiterhin sei  $N$  die Anzahl der pro Sekunde eingestrahnten Positronen. Die Ratengleichungen lauten dann:

$$\frac{dn_f}{dt} = N - \lambda_f n_f - \mu_v c_v n_f + \xi_v n_v$$

und

$$\frac{dn_v}{dt} = N - \lambda_v n_v + \mu_v c_v n_f - \xi_v n_v$$

Wenn wir annehmen, daß keine Loslösung von den Leerstellen eintritt ( $\xi_v = 0$ ), dann ist der Bruchteil freier bzw. gebundener Positronen im thermischen Gleichgewicht. ( $\dot{n}_f = \dot{n}_v = 0$ )

$$f_f = \frac{n_f}{n_f + n_v} = \frac{\lambda_v}{\lambda_v + \mu_v c_v}$$

$$f_v = \frac{n_v}{n_f + n_v} = \frac{\mu_v c_v}{\lambda_v + \mu_v c_v}$$

Die mittlere Lebensdauer  $\bar{\tau}$  der Positronen ergibt sich aus den Annihilationsraten zu

$$\frac{1}{\bar{\tau}} = f_f \lambda_f + f_v \lambda_v$$

woraus wird durch Einsetzen schließlich folgende Gleichung erhalten:

$$\bar{\tau} = \frac{\lambda_v + \mu_v c_0 \exp\left(-\frac{\varepsilon_v}{kT}\right)}{\lambda_v \lambda_f + \mu_v \lambda_v c_0 \exp\left(-\frac{\varepsilon_v}{kT}\right)}$$

Sie gilt jedoch nur für Metalle, denn wir haben in den Ratengleichungen keine Positroniumbildung berücksichtigt. Wir werden die Positronenlebensdauer in Indium für verschiedene Temperaturen messen. Aus der Meßkurve können wir dann die Leerstellenbildungsenthalpie  $\varepsilon_v$  ermitteln.

## 3 Versuchsaufbau

### 3.1 Die Positronenquelle

Als Positronenquelle dient ein  $^{22}\text{Na}$ -Präparat. Dieses Isotop zerfällt durch  $\beta^+$ -Emission zu  $^{22}\text{Ne}$ . Der Atomkern des Neon befindet sich daraufhin in einem angeregten Zustand und geht unter Aussendung eines 1275 keV Quants in seinen Grundzustand über. Dieser Übergang findet innerhalb weniger Pikosekunden statt, verglichen mit den zu messenden Lebensdauern also praktisch sofort, so daß die  $\gamma$ -Emission den Zeitpunkt des  $\beta^+$ -Zerfalls markiert. Die Quelle befindet sich innerhalb der zu untersuchenden Probe, damit alle emittierten Positronen ausgenutzt werden.

### 3.2 Das Meßprinzip

Wir bestimmen die Lebensdauer der Positronen, indem wir die Zeitspanne zwischen ihrer Erzeugung und Vernichtung messen. Trägt man über einen längeren Zeitraum die Anzahl dieser Ereignisse gegen die Zeitdifferenz auf, ergibt sich im Idealfall das bekannte Zerfallsgesetz  $N \propto \exp(-\Delta T/\tau)$ . Daraus können wir die mittlere Lebensdauer  $\tau$  leicht bestimmen.

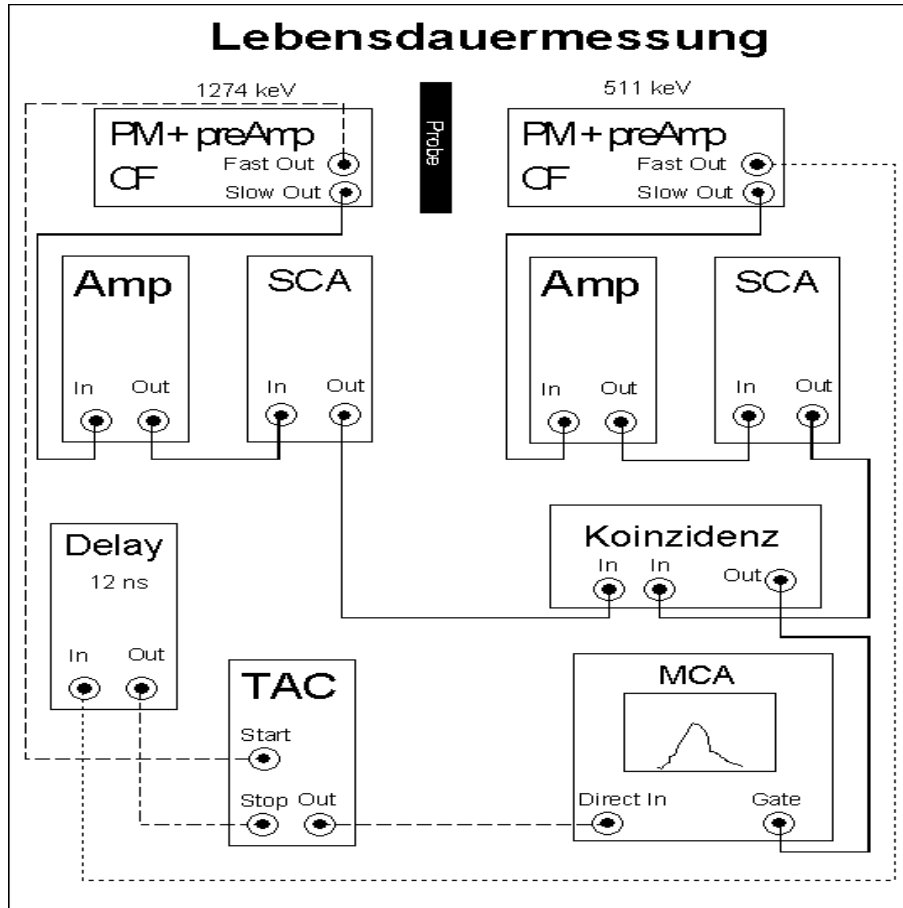
Tatsächlich wird aber die Zerfallskurve durch die Apparatur verändert. Eine ideale Meßanordnung würde alle Ereignisse, die um dieselbe Zeit  $\Delta t$  auseinanderliegen, genau bei  $\Delta T$  registrieren. Reale Detektoren zeigen Fluktuationen in der Zeit zwischen dem Eintritt der Strahlung und der Erzeugung des Ausgangssignals. Man erhält ein gaußförmiges Profil um  $\Delta t$  herum, die sogenannte Promptkurve  $P(\Delta t)$ . Die gemessene Verteilung  $N_{\text{Meß}}(\Delta t)$  ist eine Faltung der Promptkurve mit der wirklichen Verteilung:

$$N_{\text{meß}}(\Delta t) \propto (P \otimes N)(\Delta t) = \int_0^{\infty} N(t')P(\Delta t - t') dt'$$

Nach dem Faltungstheorem besteht zwischen der Faltung und ihrer Fouriertransformierten der Zusammenhang:

$$N = F^{-1} \left( \frac{F(N_{\text{meß}})}{F(P)} \right)$$

### 3.3 Die Meßapparatur



Der Zeitraum zwischen Erzeugung und Vernichtung eines Positrons wird markiert durch die Emission eines 1275 keV- $\gamma$ -Quants beim Zerfall des  $^{22}\text{Na}$  und die Emission von zwei 511 keV- $\gamma$ -Quanten bei der Annihilation des Positrons. Der Nachweis dieser Strahlung geschieht über zwei Szintillationszähler in einem Fast-Slow-Koinzidenzkreis wie er in der Abbildung dargestellt ist. Ein Szintillationszähler besteht aus einem Szintillator und einem Photomultiplier. Im Szintillator werden von der einfallenden Strahlung Lichtblitze erzeugt, die der Photomultiplier per Photoeffekt in elektrische Impulse umsetzt. Die aus der Photokathode des Photomultipliers ausgelösten Elektronen werden zwischen mehreren Dynoden genannten Elektroden beschleunigt. Bei jedem Auftreffen auf eine Dynode werden weitere Elektronen ausgelöst und auf diese Weise das Signal verstärkt. Die erzeugte Ladungsmenge ist bei Abgriff an einer der mittleren Dynoden der Energie der nachgewiesenen Strahlung proportional. Über einen Verstärker geht das Signal weiter an einen Einkanalanalysator (SCA, single channel analyzer). Dieser liefert immer dann ein Ausgangssignal, wenn die Eingangsspannung innerhalb eines bestimmten Bereichs  $U_S \dots U_S + \Delta U$  liegt. Dabei ist die Schwellspannung  $U_S$  und die Fensterbreite  $\Delta U$  einstellbar. Man kann also den nachzuweisenden Energiebereich vorgeben. Wir werden den linken SCA auf 1275 keV und den rechten auf 511 keV einstellen. Beide SCAs gehen dann auf

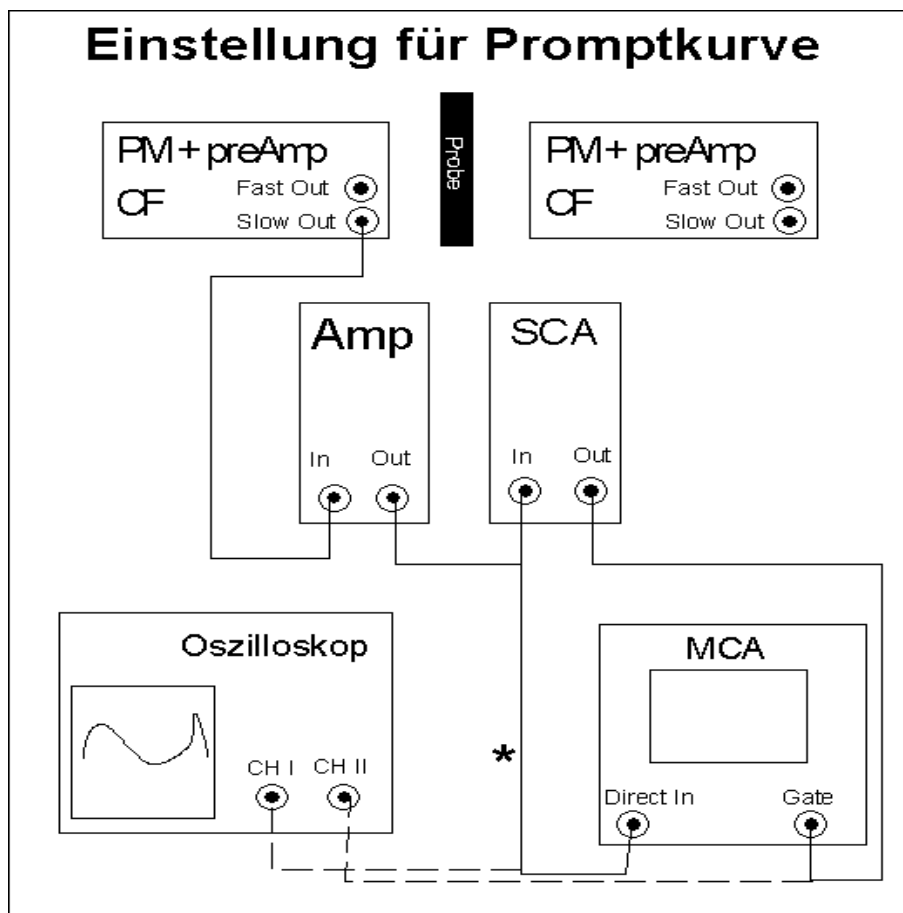
eine Koinzidenzeinheit. Sie liefert ein Ausgangssignal, wenn beide Eingangssignale innerhalb einer bestimmten Zeitspanne eintreffen. Das Koinzidenzsignal dient schließlich als Gate für einen Mehrkanalanalysator (MCA, multi channel analyzer). Der MCA ist nur dann aktiv, wenn ein Gate Signal anliegt.

Der bisher beschriebene Teil des Aufbaus ist der sogenannte Slow-Kreis, der die Energieinformation enthält. Jedoch liefert er keine Informationen über den Zeitpunkt des Ereignisses. Da das Eingangssignal des SCA mit wachsender Energie steiler ansteigt, ist der Zeitpunkt des Überschreitens der Schwellspannung energieabhängig. Dadurch geht die Zeitinformation verloren. Zuständig für die Zeitmessung ist der sogenannte Fast-Kreis. Er ist in der Abbildung gestrichelt dargestellt. Hier wird das Signal der letzten Dynode des Photomultipliers verwendet. Es ist nicht mehr energieabhängig, weil der Photomultiplier dort in Sättigung geht. Der Fast-Ausgang des linken Photomultipliers (Erzeugung eines Positrons) liefert das Start-Signal, der Fast-Ausgang des rechten Photomultipliers (Vernichtung eines Positrons) das Stop-Signal für einen Zeit-Pulshöhen-Wandler (TAC, time to amplitude converter). In einem TAC wird beim Eintreffen des Start-Signals eine kontinuierlich wachsende Spannung erzeugt, die beim Eintreffen des Stop-Signals auf den Ausgang gegeben wird. So erhält man ein der Zeit proportionales Signal. Der TAC-Ausgang geht auf den Eingang des MCA. Hier wird jedem Spannungswert ein bestimmter Kanal zugewiesen. Ein Kanal besteht aus einem Zähler, der bei Eintreffen eines Eingangssignals inkrementiert wird. Dies geschieht jedoch nur, wenn gleichzeitig ein Gate-Signal anliegt. Der Slow-Kreis prüft nach, ob die Erzeugung und Vernichtung eines Positrons stattgefunden hat. Wenn dem so ist, wird die vom Fast-Kreis gemessene Zeitdifferenz im MCA registriert. Auf diese Weise erhalten wir die Lebensdauerkurve von Positronen im Festkörper. Das Delay im Fast-Kreis legt den Nullpunkt der Zeitmessung fest.



## 4 Auswertung der Meßdaten

Damit wir überhaupt Lebensdauern messen können, müssen wir erst die Zeitskala des MCAs eichen. Dazu benutzen wir den Umstand, daß die bei der Positronenvernichtung emittierten 511 keV Quanten gleichzeitig entstehen. Da die Abmessungen der Proben in der Größenordnung von Millimetern liegen und die Detektoren nur wenige Zentimeter voneinander entfernt sind, können Flugzeitunterschiede der  $\gamma$ -Quanten vernachlässigt werden. Sie kommen also auch gleichzeitig an den Detektoren an. Indem wir beide Detektoren auf 511 keV einstellen und das Stop Signal um bekannte Zeiten verzögern, können wir den MCA-Kanälen eine Zeitskala zuordnen. Um die Energiefenster der SCAs auf 511keV einstellen zu können, nahmen wir zunächst mit jedem Detektor das Energiespektrum der Na-Quelle auf. Die Beschaltung ist in folgender Abbildung gezeigt:

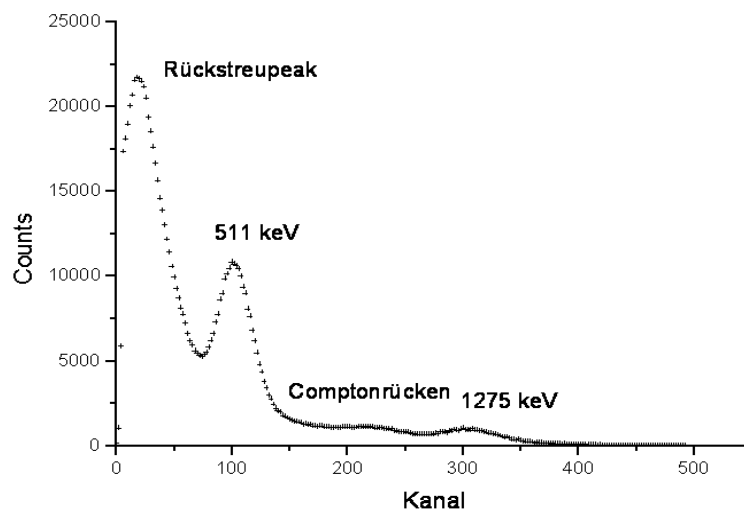


Der Hauptverstärkerausgang geht sowohl auf den SCA als auch auf den Direct-Eingang des MCAs. Der Ausgang des SCAs liefert das Gate-Signal für den MCA. Das Maximum des Verstärkersignals muß zeitlich innerhalb des Gate-Impulses liegen, denn die Energieinformation ist in der Amplitude enthalten, und der MCA merkt sich die höchste während des Gate-Impulses anliegende Eingangsspannung. Aus diesem Grund haben wir uns beide Signale auf einem

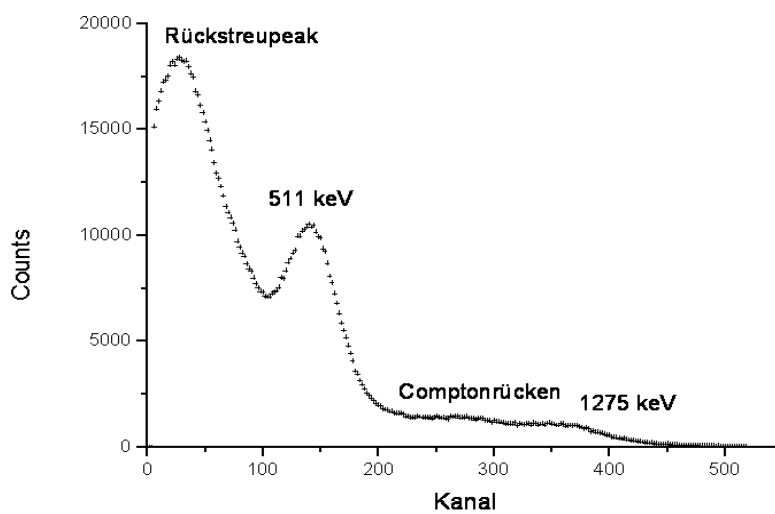
Oszilloskop angesehen und sie mit einem Delay vor dem Direct-Eingang zur Überlappung gebracht.

Während der Aufnahmen waren die Fenster der SCAs ganz aufgedreht. Die Messung erfolgte solange, bis wir ca. knapp 20000 Events im Maximum vorliegen hatten.

Damit ergibt sich für das linke Spektrum folgendes Bild:



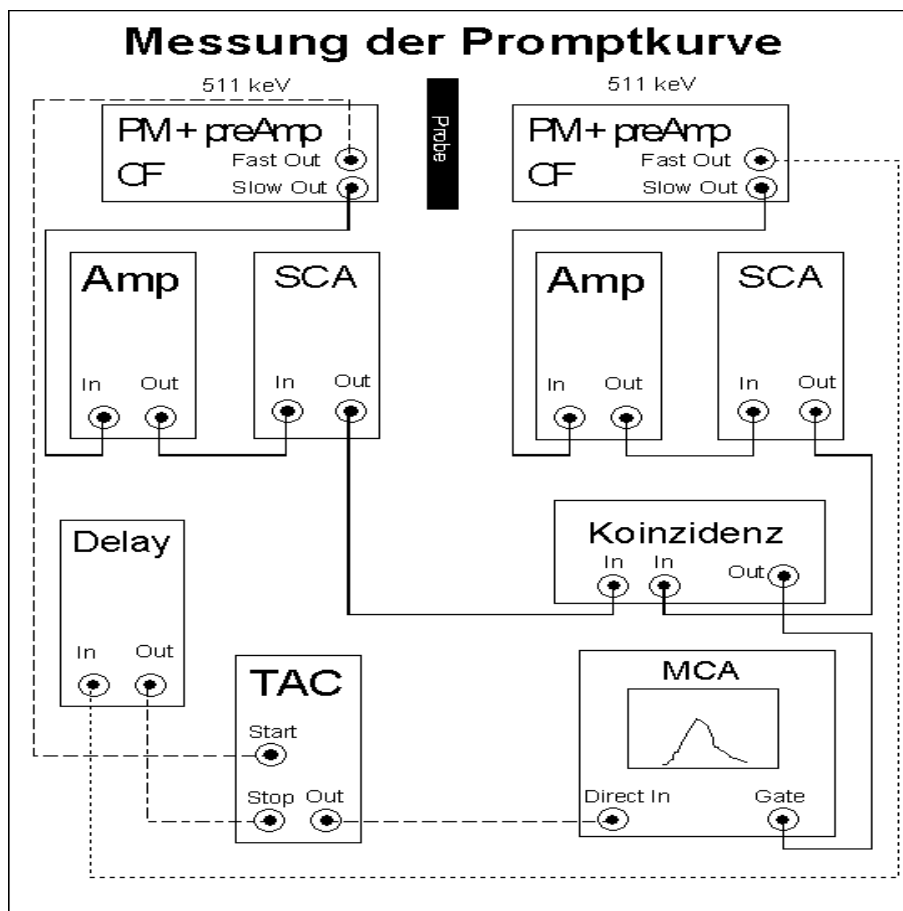
Und für das rechte Spektrum:



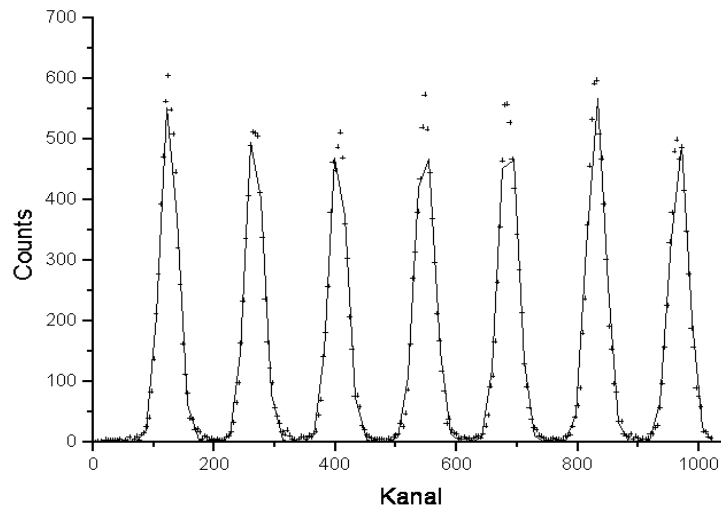
Man sieht, daß die 1275keV Linie beim linken Detektor stärker ausgeprägt ist: um die Nachweiswahrscheinlichkeit zu erhöhen, ist das Szintillatormaterial dicker. Schließlich soll dieser Detektor nachher das Start-Signal liefern. Wir haben die SCAs nun so lange eingestellt, bis auf dem Display des MCAs nur noch in den Bereichen der 511keV Linien eine Aktivität zu erkennen war.

#### 4.1 Eichung der Zeitskala

Nun konnten wir mit der folgenden Schaltung die Zeitskala eichen.



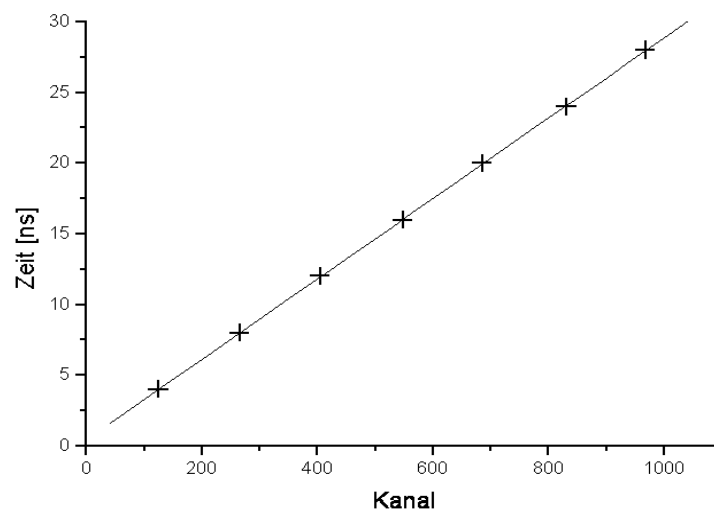
Die Schaltung entspricht dem Aufbau für den eigentlichen Versuch, nur das in diesem Fall beide Detektoren 511keV registrieren. Zusätzlich mußten wir den Ausgang der Koinzidenzstufe im  $1,5 \mu\text{s}$  verzögern, damit er mit dem TAC-Ausgang überlappt. Wir haben das Stop-Delay im Bereich von 4ns bis 28ns in Schritten von 4ns variiert und jeweils solange gemessen, bis wir in den einzelnen Peaks ca. 500 Events aufgenommen haben. Wir haben das Displays des MCAs nicht gelöscht, so das wir eine Kurve gemessen haben, die einer Summe von Gaußfunktionen entspricht. Damit erhalten wir folgendes Bild:



Ein Least-Square-Fit ergab folgende Parameter:

i	1	2	3	4	5	6	7
$K_i$	124.96	266.17	404.62	547.66	685.29	830.88	967.48
Delay [ns]	4	8	12	16	20	24	28

Mit diesen Daten haben wir eine Eichgerade mit Hilfe einer linearen Regression erstellt:



Da wir aus dem Least-Square-Fit leider keinen Fehler für die Gaußfits bekommen konnten, konnten wir leider keine gewichtete lineare Regression durchführen.

Da die Fehler für die einzelnen Gaußfits aber aufgrund gleicher Zählrate in etwa gleich sein sollte, haben wir einfach den Fehler der linearen Regression als Fehler für die gefittete Gerade verwendet.

Damit ergibt sich eine Eichbeziehung zu:

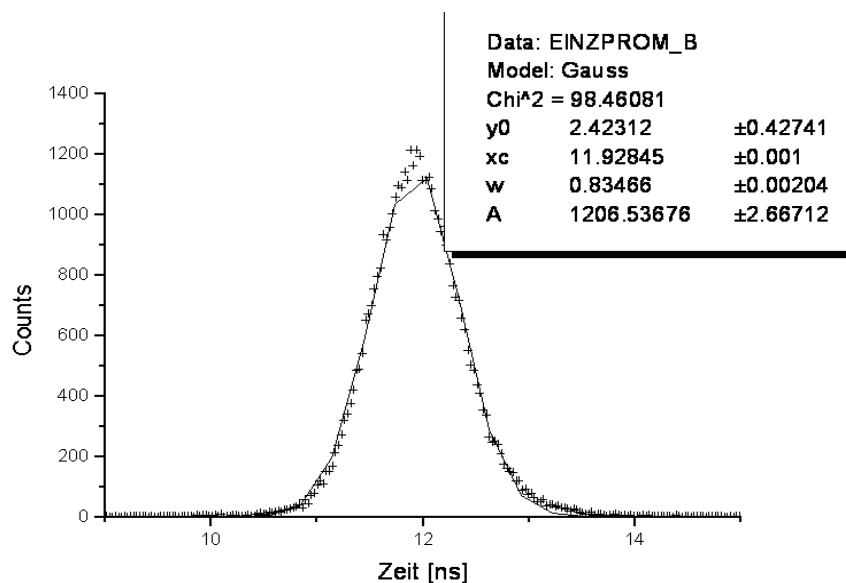
$$y = 0.44986 \pm 0.04396 + (0.02844 \pm 0.0007)x$$

Als Eichkonstante erhalten wir hiermit für die späteren Umrechnungen:

$$\kappa = 0.02844 \pm 0.0007$$

## 4.2 Messung der Promptkurve

Jeder der dargestellten Peaks stellt für sich eine Promptkurve dar. Um jedoch eine bessere Statistik zu erhalten (der relative Fehler in  $N$  geht mit  $\frac{1}{\sqrt{N}}$ , haben wir bei einer Verzögerung von 12ns eine weitere Promptkurve aufgenommen, bis wir ca. 12000 Counts im Maximum erreichten.



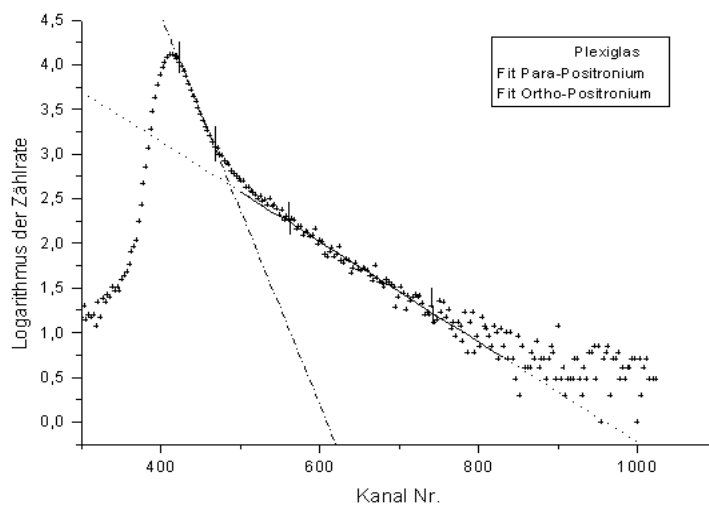
Der Gaussfit liefert uns eine Kurve mit einem FWHM von  $0.083488 \pm 0.00204$ . Die Zeitauflösung der Apparatur ist gegeben durch:

$$T = FWHM \cdot \sqrt{2}$$

Damit erhalten wir eine Zeitauflösung von  $0.11807 \pm 0.00289$ .

### 4.3 Ortho- und Para-Positronium-Lebensdauer in Plexiglas

Im nun folgenden Versuchsteil soll die Lebensdauer des Para- bzw. Ortho-Positroniums bestimmt werden. Dazu wurde die Apparatur wie bereits in Abschnitt 3 beschrieben aufgebaut und eingestellt. Aufgrund der geringen Zählrate dieser Ereignistypen wurde die Messung über Nacht durchgeführt. Der Plot zeigt die logarithmische Darstellung des von uns erhaltenen Spektrums. Man sieht deutlich die zwei unterschiedlichen Geradensteigungen, die die abfallende Flanke des Spektrums bilden.



Dabei entspricht die steilere Flanke dem Para-Positronium, welches eine kürzere Lebensdauer hat und dementsprechend die flachere dem Ortho-Positronium. An beide Flanken wurden jeweils mit Hilfe einer gewichteten linearen Regression Geraden angefitet.

**Anmerkung:** Aufgrund der Übersichtlichkeit der Plots wurde auf eine Darstellung der Fehlerbalken verzichtet, da diese aufgrund der großen Anzahl an Meßpunkten und der logarithmischen Darstellung die Plots vollkommen unleserlich werden lassen!

Allgemein gilt für die Fehler in der logarithmischen Darstellung:

$$\Delta N = \sqrt{N} \quad \Delta \log(N) = \frac{\Delta N}{N} = \frac{1}{\sqrt{N}}$$

Hierbei ist zu beachten, daß die Lebensdauer des Ortho-Positroniums noch als Untergrund in der des Para-Positroniums auftaucht. Unter der Annahme das der weitere Verlauf der Lebensdauer des Ortho-Pos. im Bereich der Überdeckung durch das Para-Pos. weiterhin linear ist läßt sich die wahre Steigung für das Para-Pos. durch subtrahieren der Steigungen extrapolieren.

Die gesuchten Lebensdauern lassen sich nun mit Hilfe der ermittelten Steigungen und der Eichkonstante  $\kappa$  bestimmen. Es gilt:

$$\tau = \frac{\kappa}{m}$$

Mit dem Fehler:

$$\Delta\tau = \sqrt{\left(\frac{\Delta\kappa}{m}\right)^2 + \left(\frac{\Delta m \kappa}{m^2}\right)^2}$$

Die Regressionen ergaben folgende Werte:

Ortho		Para (unkorr.)		Para	
m	$\Delta m$	m	$\Delta m$	m	$\Delta m$
(-)0,00561	8,05885E-5	(-)0,02179	1,74921E-4	0,01618	1,925E-4

Hiermit ergeben sich für die Lebensdauern folgende Werte:

$$\tau_{ortho} = 5,06952 \pm 0,14447 \text{ ns}$$

$$\tau_{para} = 1,75773 \pm 0,04805 \text{ ns}$$

Leider stehen uns keine Vergleichswerte zur Verfügung, an denen wir die Qualität unserer Ergebnisse abschätzen könnten. Ein Vergleich mit den Literaturwerte für die Lebensdauer im Vakuum ( $\tau_{orthovak} = 142 \text{ ns}$  und  $\tau_{paravak} = 125 \text{ ps}$ ) zeigen eine Verlängerung der Lebensdauer des Para-Positroniums, dahingegen eine Verkürzung der Lebensdauer des Ortho-Positroniums. Die extrem lange gemessene Lebensdauer des Para-Positroniums läßt die Frage aufkommen ob es sich bei unseren Meßwerte überhaupt um solches handelt und nicht eher um zwei Zerfälle des langlebigeren Ortho-Positroniums mit seinem Positronium-Partner oder einem freien Elektron. Dies kann leider aus den hier vorliegenden Daten nicht geklärt werden, da wie bereits gesagt, keinerlei Referenzwerte vorliegen.

#### 4.4 Positron-Lebensdauer in Indium

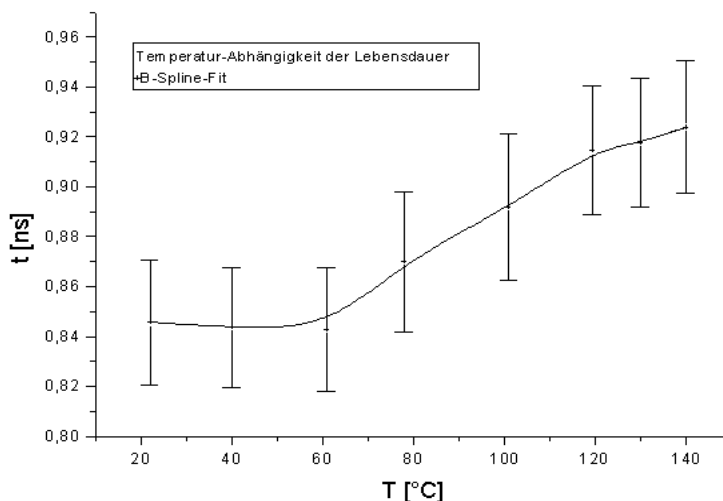
Hierbei wurde der gleich apparative Aufbau mit den selben Einstellungen verwendet wie im vorausgegangen Abschnitt. Die Probe wurde mit Hilfe eines Lötkolbens erhitzt und auf einer bestimmten Temperatur fixiert. Der Fehler in der Temperatur beträgt  $\pm 1 \text{ C}$ . Die Messzeiten wurden jeweils so bemessen, daß im Peak eine Zählrate von 1000 Ereignissen erreicht wurde. Diese Messungen wurden bei 8 Temperaturen zwischen 22 und 140 Grad Celsius in relative gleichmäßigen Abständen durchgeführt. Die Auswertung erfolgt analog zum vorherigen Teil, mit dem Unterschied, daß die fallenden Flanken der Peaks hier nur eine Steigung aufweisen. Der Fit-Bereich wurde so gewählt, daß sowohl der Einfluß der prompten Kurve, als auch der des Rauschens möglichst gering waren.

**Anmerkung:** Die Plots zu den im folgenden hier vorgestellten Ergebnissen befinden sich der Übersicht halber in Anhang A, ansonsten gelten die in der letzten Anmerkung gemachten Aussagen

Als Ergebnisse der Fits ergab sich:

Temperatur [C]	m	$\Delta$ m	$\tau$ [ns]	$\Delta\tau$ [ns]
22	-0,03363	5,53348E-4	0,84567	0,02504
40	-0,03371	4,94056E-4	0,84367	0,02417
61	-0,03374	5,46212E-4	0,84292	0,02483
78	-0,03269	6,76766E-4	0,86999	0,02798
101	-0,03189	7,05629E-4	0,89182	0,02952
119,5	-0,03110	4,28275E-4	0,91447	0,02579
130	-0,03099	4,30193E-4	0,91772	0,02593
140	-0,03078	4,58696E-4	0,92398	0,02659

Wie man sieht nimmt wie erwartet die Lebensdauer mit steigender Temperatur zu. Der Plot der Lebensdauer gegen die Temperatur ergibt folgendes Bild:



Es ergibt sich in etwa die erwartete S-Kurve im Temperatur-Verhalten. Dies wurde durch das Einfügen eines B-Spline angedeutet. Es war mir leider nicht möglich die Funktion

$$\tau = \frac{\lambda_v + \mu_v c_o \exp\left(\frac{-\epsilon_v}{k_B T}\right)}{\lambda_v \lambda_f + \lambda_v \mu_v c_o \exp\left(\frac{-\epsilon_v}{k_B T}\right)}$$

die diese Kurve darstellt anzufitten, so daß man nur Aussagen über den qualitativen Verlauf dieser Funktion machen kann, der allerdings den Erwartungen entspricht. Die minimale und die maximale Lebensdauer wurden aus diesem Plot zu

$$\tau_{min} = 0,8425 \pm 0,001 ns$$

$$\tau_{max} = 0,930 \pm 0,005 ns$$



abgeschätzt. Dies ist eine Abschätzung für die Lebensdauer eines gebundenen bzw. freien Zustands. Bei dieser Abschätzung wurde die Temperaturabhängigkeit dieser Größen vernachlässigt (konstante min. Lebensdauer, konstante max. Lebensdauer).

**Anmerkung: Die von uns erhaltenen Werte scheinen uns etwas zu groß zu sein, jedoch konnte trotz Prüfung der Fits kein systematischer Fehler gefunden werden.**

#### 4.5 Bestimmung Haftstellenbildungsenthalpie $\epsilon_v$

Mit den Ergebnissen aus dem vorherigen Abschnitt kann nun die Haftstellenbildungsenthalpie  $\epsilon_v$  berechnet werden.

Es gilt:

$$c_v \approx \exp\left(\frac{-\epsilon_v}{k_B T}\right)$$

Weiterhin gilt für die Leerstellenkonzentration  $c_v$  (unter Vernachlässigung von  $\sigma$ ):

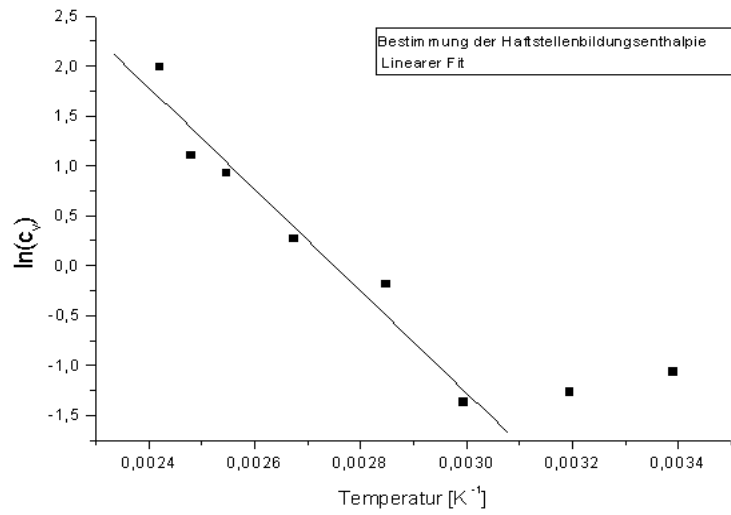
$$c_v(T) = \frac{\tau_{min} - \tau(T)}{\tau_{min} \cdot (\tau(T) - \tau_{max})}$$

Da alle Größen dieser Gleichung bekannt sind läßt sich somit die Leerstellenkonzentration in Abhängigkeit von der Temperatur berechnen. Trägt man nun diese logarithmiert gegen  $T^{-1}$  (in  $K^{-1}$ ) auf, so erhält man eine gerade der Steigung  $\frac{-1}{k_b} \epsilon_v$ .

Als Werte erhielten wir:

Lebensdauer $\tau$	$T^{-1}$	$c_v$
0,84567	0,00339	0,08514
0,84367	0,00319	0,05367
0,84292	0,00299	0,0423
0,86999	0,00285	0,64904
0,89182	0,00267	1,85886
0,91447	0,00255	8,41876
0,91772	0,00248	12,70052
0,92398	0,00242	97,68707

Auf eine Fehlerrechnung wurde hier aufgrund der korrelierten Größen, die in diese Betrachtung einfließen verzichtet. Wir erhielten:



$$\frac{1}{k_b} \epsilon_v = 5101,07202 \pm 559,66629$$

Und somit:

$$\epsilon_v = 0,4375 \pm 0,048 eV$$

Leider ist auch hier kein Vergleich (mangels Referenzwerten) möglich.

## A Plots der Indium-Messungen

