

V01

Lebensdauer kosmischer Myonen

Leander Flottau Jannis Vornholt
leander.flottau@udo.edu jannis.vornholt@udo.edu

March 5, 2024

TU Dortmund University – Department of Physics

Contents

1	Theorie	3
1.1	Zielsetzung	3
1.2	Entstehung und Zerfall kosmischer Myonen	3
1.3	Lebensdauer der Myonen	3
2	Aufbau und Durchführung	4
2.1	Aufbau	4
2.2	Durchführung	6
3	Auswertung	7
3.1	Wahl der Verzögerungszeit	7
3.2	Kalibrierung des Multichannel-Analyzers	10
3.3	Berechnung der Untergrundrate	12
3.4	Bestimmung der Zerfallszeit	12
4	Diskussion	14

1 Theorie

1.1 Zielsetzung

Ziel des Versuches ist es, die Lebensdauer kosmischer Myonen zu bestimmen. Zudem soll die dafür verwendete Schaltung genauer untersucht werden.

1.2 Entstehung und Zerfall kosmischer Myonen

Treffen hoch energetische kosmische Teilchen auf die Erdatmosphäre, so entstehen sogenannte Luftschauer, in denen wiederum Myonen entstehen. In diesen Luftschauern entstehen durch unterschiedliche Prozesse Pionen, welche eine kurze Lebensdauer besitzen und anschließend zu Myonen zerfallen

$$\begin{aligned}\pi^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \\ \pi^- &\rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu.\end{aligned}$$

Die entstandenen Myonen bewegen sich mit nahezu Lichtgeschwindigkeit Richtung Erde. Durch die Relativistische Geschwindigkeit erreichen genug Myonen die Erdoberfläche, um sie dort mit einem Szintillator zu detektieren. Treten die Myonen in den Szintillator ein, so wechselwirken sie mit der Szintillatormaterie. Dabei geben sie einen Teil ihrer Energie an die mit ihnen wechselwirkenden Moleküle ab. Dadurch werden diese Moleküle angeregt und fallen nach einiger Zeit zurück in ihren Grundzustand. Bei dieser Relaxation wird ein Photon emittiert, welches detektiert werden kann und somit das Eintreffen eines Myons in den Szintillator. Ein Teil der Myonen zerfällt zudem innerhalb des Szintillators in ein Elektron und zwei Neutrinos

$$\begin{aligned}\mu^- &\rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \\ \mu^+ &\rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu.\end{aligned}$$

Die dabei entstehenden Elektronen erzeugen ebenfalls Photonen innerhalb des Detektors, wodurch der zeitliche Abstand zwischen Eintreten eines Myons und seinem Zerfall gemessen werden kann. Dieser zeitliche Abstand entspricht der individuellen Lebensdauer des jeweiligen Myons.

1.3 Lebensdauer der Myonen

Der Zerfall eines Elementarteilchens wie das Myon ist ein statistischer Prozess. Jedes Teilchen hat die selbe Wahrscheinlichkeit dW zu zerfallen. Diese Wahrscheinlichkeit ist proportional zur Zeit dt . Daraus folgt:

$$dW = \lambda dt. \tag{1}$$

Für den Zerfall von N Teilchen gilt somit

$$dN = -NdW = -\lambda Ndt. \quad (2)$$

Dabei ist dN die Anzahl der Teilchen die im, Zeitraum dt zerfallen, wenn N Teilchen beobachtet werden. Durch integrieren der Gleichung folgt das Zerfallsgesetz:

$$N(t) = N_0 \cdot \exp(-\lambda t). \quad (3)$$

Dabei ist λ die Zerfallskonstante, t die Zeit und N_0 die Anzahl der betrachteten Teilchen. Die Lebensdauer τ entspricht nun der Zeit t , nach der die noch nicht zerfallenen Teilchen $N(t) = \frac{N_0}{e}$ entsprechen. Die Lebensdauer kann durch $\tau = \frac{1}{\lambda}$ berechnet werden.

2 Aufbau und Durchführung

2.1 Aufbau

Wie in Kapitel 1 beschrieben, wird die Lebensdauer der Myonen bestimmt, indem die Zeit zwischen Eintreffen und Zerfall eines Myons in einem Szintillator gemessen wird. Dies wird durch den in Abbildung 1 dargestellten Aufbau realisiert. Die in dem Szintillator entstehenden Photonen beim Eintreffen so wie beim Zerfallen der Myonen, werden durch die beiden Photomultiplier (PM) detektiert. Die Signale der PM werden durch Verzögerungsleitungen, welche vorangegangene Verzögerungen der einzelnen PM ausgleichen, an Diskriminatoren angeschlossen. Die Diskriminatoren unterdrücken alle Signale unterhalb einer bestimmten Schwellenspannung U_0 , wodurch thermische Anregungen der PM herausgefiltert werden. Höher energetischer Untergrund wird durch die nachgeschaltete Koinzidenzschialtung herausgefiltert. Diese gibt ein Signal nur weiter, wenn beide eingehende Signale innerhalb eines Zeitraumes t_k eintreffen. Durch die Kombination der beiden Filter, wird der größte Teil des unkorrelierten Untergrundes herausgefiltert.

Die gefilterten Signale werden nun in den Schaltungsteil weiter geleitet, der die Signale zählt, so wie die Lebensdauer misst, falls das Myon zerfällt. Dafür wird das Signal in 3 Teile aufgeteilt. Zwei Signale werden an je ein AND-Gatter angeschlossen. Das Dritte wird nach einer Verzögerung von 30 ns an einen Monoflop angeschlossen. Nachdem der Monoflop durch ein HIGH-Signal getriggert wurde, gibt er für die Zeit T_S , ein HIGH-Signal aus. Dabei entspricht T_S der Suchzeit, in der ein zweites eintreffendes Signal als Zerfall des vorher eingetroffenen Myons interpretiert wird. Der Monoflop ist invertiert an das erste AND-Gatter und normal an das zweite AND-Gatter angeschlossen. Ist die Schaltung im Ruhezustand, also der Monoflop nicht getriggert und es trifft ein Signal ein, so liegen am ersten AND-Gatter ein HIGH-Signale an. Dieses wird weiter an den Impulszähler gegeben und startet den Zeit-Amplituden-Converter (TAC). Am zweiten AND-Gatter liegen zur selben Zeit ein HIGH- und ein LOW-Signal an, daher wird kein Signal weiter geleitet.

Trifft nun innerhalb der Suchzeit T_S ein weiteres Signal ein, so liegen durch den Aktivierten Monoflop ein HIGH- und ein LOW-Signal an, ersten AND-Gatter an, es wird kein Signal weiter geleitet. Am zweiten AND-Gatter hingegen liegen jetzt zwei

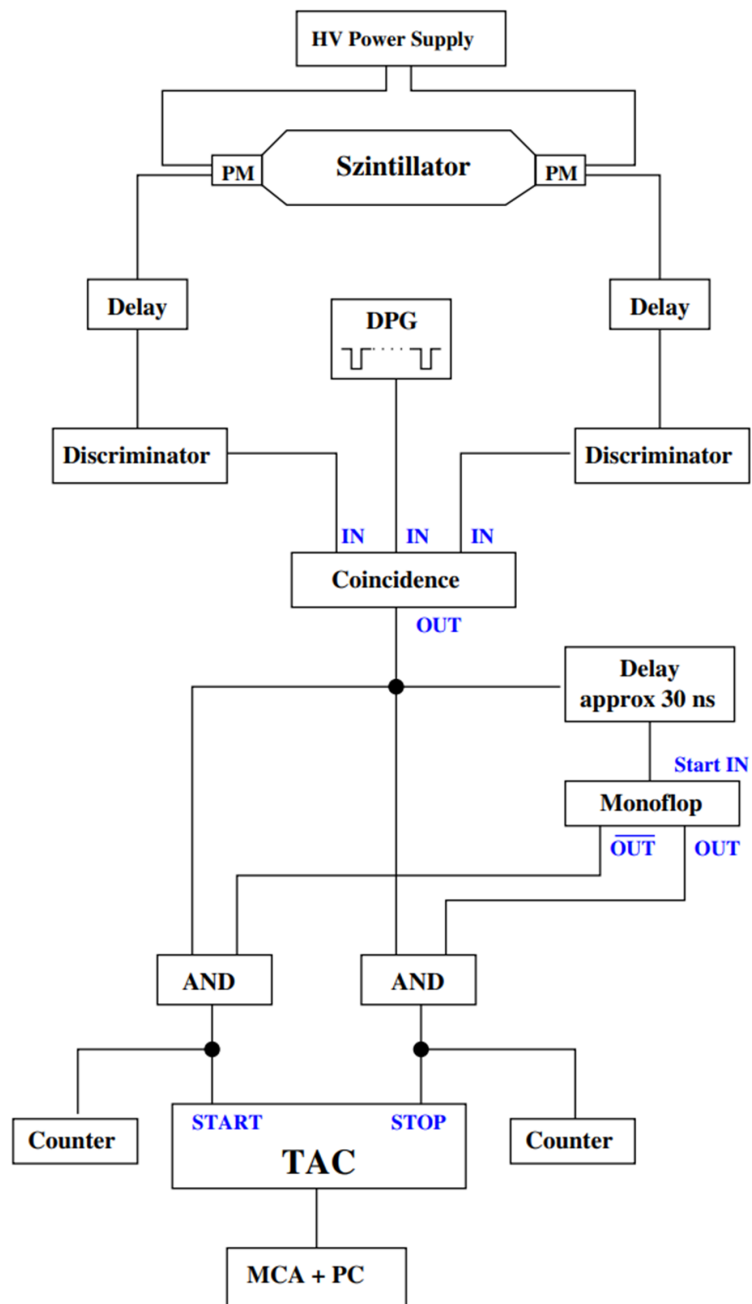


Figure 1: Skizze der Schaltung [V01].

HIGH-Signale an, das Signal wird weiter geleitet. Durch das Signal wird ein weiterer Impulszähler aktiviert, so wie der TAC gestoppt. Der Zeit-Amplituden-Converter gibt nun eine Spannung weiter, die proportional zu der Zeit zwischen den beiden eingegangenen Signalen ist. Diese Spannung wird an einen Multi-Channel-Analyser (MCA) geleitet, welcher durch einen PC ausgewertet wird.

2.2 Durchführung

Zunächst wird die Schaltung wie in Abbildung 1 aufgebaut und die einzelnen Komponenten eingestellt. Als erstes werden die Diskriminatorschwellen so eingestellt, dass beide Diskriminatoren die gleiche Impulsrate von etwa 30 pro Sekunde haben. Danach wird die Pulsrate der Koinzidenzschaltung in Abhängigkeit der Verzögerung durch die Verzögerungsleitungen gemessen. Dies wird für die Pulsdauern $\Delta t = 20 \text{ ns}$ und $\Delta t = 10 \text{ ns}$, welche an den Diskriminatoren eingestellt werden können, durchgeführt. Für den restlichen Versuch wird eine Pulsdauer von $\Delta t = 10 \text{ ns}$ gewählt. Anschließend werden die Verzögerungsleitungen so eingestellt, dass eine möglichst hohe Impulsrate von der Koinzidenzschaltung ausgegeben wird. Zudem wird an dem Monoflop eine Suchzeit von $T_S = 12 \text{ ns}$ eingestellt. Nun werden der Tac und der MCA kalibriert, damit aus der Spannungshöhe bzw. dem Channel die Lebensdauer der Myonen bestimmt werden kann. Dafür wird der Doppelimpulsgenerator an die Koinzidenzschaltung angeschlossen und für verschiedene Impulsabstände der entsprechende Channel notiert. Am Ende wird die Messung der Lebensdauer der kosmischen Myonen gestartet. Diese geht etwa drei Tage lang, während der die Start-, so wie Stopp-Signale gezählt und die Lebensdauern der Myonen am Computer erfasst werden.

3 Auswertung

Die gesamate Messdauer der Hauptmessung Betrag $T = 257\,100\text{ s}$. In dieser Zeit wurden $N_{\text{Start}} = 3857582$ und $N_{\text{Stop}} = 738$ Stoppsignale gemessen. Dies ergibt eine Eventrate von $f = \frac{N_{\text{Start}}}{T} = (15.004 \pm 0.008)\text{ Hz}$

3.1 Wahl der Verzögerungszeit

Die für zwei unterschiedliche Pulsbreiten wurde die Zählrate in Abhängigkeit von der Verzögerungszeit zwischen beiden Komponenten der Koinzidenzschaltung gemessen. Die Messdauer pro Verzögerungszeit Betrag dabei $T_{\text{mess}} = 5\text{ s}$. Die Unsicherheiten können

Table 1: Tabelle der Messdaten für die Zählrate in Abhängigkeit von der Verzögerungszeit für eine Pulsbreite von 18 ns

$dt[ns]$	N
-26	0
-25	2
-24	8
-22	19
-20	23
-18	35
-16	43
-14	59
-12	61
-10	72
-8	51
-6	61
-4	52
-2	58
-1	35
0	45
1	63
2	68
4	53
6	39
8	40
10	24
12	16
14	6
16	3
18	1
20	0
22	0

aufgrund der zugrundeliegenden Poissonverteilung aus der Zählrate als $\sigma_N = \sqrt{N}$ berechnet werden. Die resultierenden Ergebnisse sind in den Abbildungen 2 und 3 dargestellt.

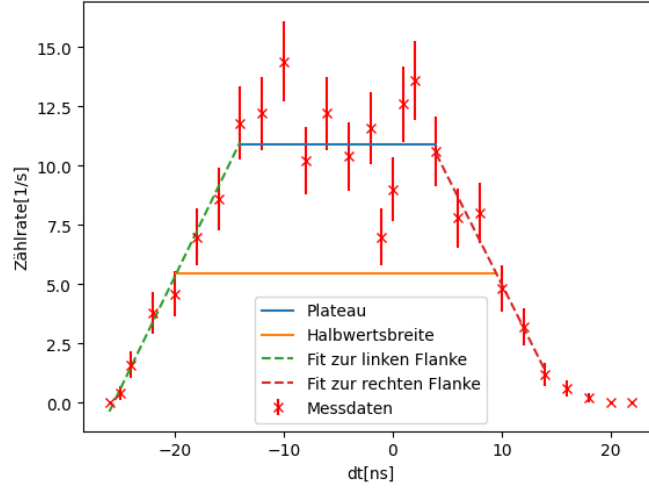


Figure 2: Zählrate in Abhängigkeit von der Verzögerungszeit für eine Pulsbreite von 18 ns.

Für beide Pulsbreiten wurde die konstante Messrate auf dem sichtbaren Plateau und aus dieser die jeweiligen Halbwertsbreiten t_{HWB} bestimmt. Die bestimmten Werte für die Plateaus lauten:

$$f_{\text{Plateau}, 18 \text{ ns}} = (10.912 \pm 0.621) \text{ Hz} \quad (4)$$

$$f_{\text{Plateau}, 10 \text{ ns}} = (12.246 \pm 0.616) \text{ Hz} \quad (5)$$

Die Messdaten befinden sich in den Tabellen 1 und 2. Um die Halbwertsbreiten zu ermitteln wird für jeweils an die linke und rechte Flanke ein linearer Fit angepasst. Die Fitparameter lauten:

$$f_{\text{links}, 10 \text{ ns}} = (1, 1 \pm 0, 21)dt + (18 \pm 2, 61) \quad (6)$$

$$f_{\text{rechts}, 10 \text{ ns}} = (-1, 37 \pm 0, 2)dt + (19, 66 \pm 2, 04) \quad (7)$$

$$f_{\text{links}, 18 \text{ ns}} = (0, 95 \pm 0, 05)dt + (24, 26 \pm 0, 99) \quad (8)$$

$$f_{\text{rechts}, 18 \text{ ns}} = (-0, 91 \pm 0, 09)dt + (14, 46 \pm 2, 61) \quad (9)$$

Für eine Pulsbreite von 18 ns ergibt dies:

$$dt_{18 \text{ ns}, \text{links}} = -19.853 \text{ ns} \quad (10)$$

$$dt_{18 \text{ ns}, \text{rechts}} = 9.522 \text{ ns} \quad (11)$$

$$t_{\text{HWB}, 18 \text{ ns}} = 29.376 \text{ ns} \quad (12)$$

Table 2: Tabelle der Messdaten für die Zählrate in Abhängigkeit von der Verzögerungszeit für eine Pulsbreite von 10 ns

$dt[ns]$	N
-26	2
-25	1
-24	1
-22	0
-20	0
-18	8
-16	6
-14	11
-12	23
-10	27
-8	53
-6	64
-4	65
-2	60
-1	77
0	65
1	60
2	53
4	58
6	64
8	37
10	26
12	16
14	6
16	7
18	1
20	0
22	0

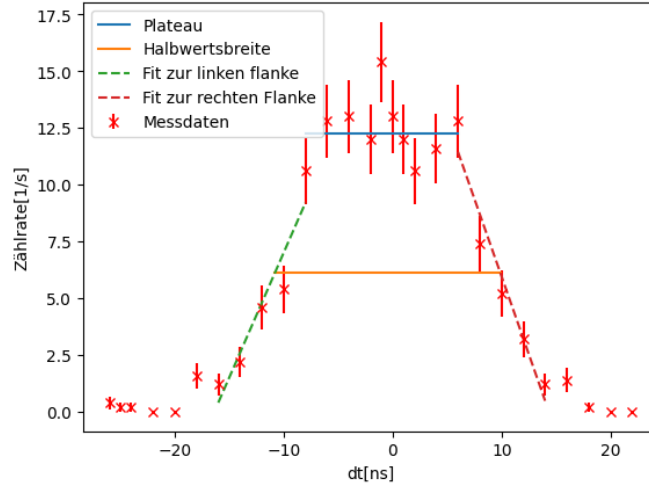


Figure 3: Zählrate in Abhängigkeit von der Verzögerungszeit für eine Pulsbreite von 10 ns.

Für die Pulsbreite 10 ns resultieren die Ergebnisse:

$$dt_{18\text{ ns},\text{links}} = -10.797 \text{ ns} \quad (13)$$

$$dt_{18\text{ ns},\text{rechts}} = 9.881 \text{ ns} \quad (14)$$

$$t_{\text{HWB},10\text{ ns}} = 20.678 \text{ ns} \quad (15)$$

Daraus lässt sich jeweils die Auflösungszeit Δt bestimmen:

$$\Delta t_{18\text{ ns}} = |2 \cdot 18 - t_{\text{HWB},18\text{ ns}}| = 6.243 \text{ ns} \quad (16)$$

$$\Delta t_{10\text{ ns}} = |2 \cdot 10 - t_{\text{HWB},10\text{ ns}}| = 0.678 \text{ ns} \quad (17)$$

Für die Hauptmessung wurde die Pulsbreite 10 ns verwendet. Aufgrund der Platzierung des Plateaus wurde hier im folgenden eine Verzögerungszeit von $dt = -2 \text{ ns}$

3.2 Kalibrierung des Multichannel-Analyzers

Um die Kanäle des MCA für die Messung sinnvoll in eine Zerfallsdauer übersetzen zu können wird mit einem Doppelpulsgenerator ein Signal mit einer festgelegten Zeit eingespeist und die betroffenen Kanäle des Analyzers werden gemessen. Bei mehreren betroffenen Kanälen wurde der Mittelwert gebildet. Die korrespondierenden Messwerte finden sich in Tabelle 3. An diese Messergebnisse kann ein linearer Fit angepasst werden. Die Messung und der zugehörige Fit sind in Abbildung 4 dargestellt. Die Parameter des Fits lauten:

$$t = (0,044 \pm 4,48 \cdot 10^{-5})K + (0,331 \pm 0,0046) \quad (18)$$

mit der Zeit t und dem zugehörigen Kanal K .

Table 3: Messdaten für die Kalibrierung des MCA

$t[\mu s]$	$Kanal$
0,5	4
1	15
1,5	26;27
2	38
2,5	49;50
3	60;61
3,5	72
4	83;84
4,5	94;95
5	106
5,5	117;118
6	128;129
6,5	140;141
7	151;152
7,5	162;163
8	174;175

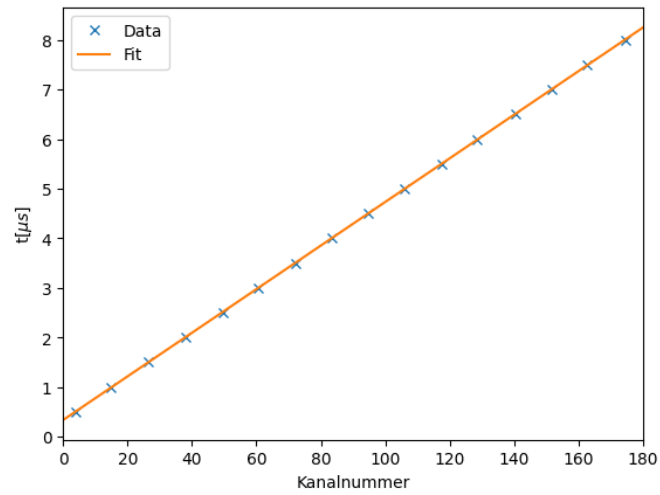


Figure 4: Zeit in Abhängigkeit vom angesprochenen Kanal des Multichannel-Analyzers.

3.3 Berechnung der Untergrundrate

Als Zählraten-Experiment unterliegt Zahl der eintreffenden Muonen einer Poisson-verteilung. Die Wahrscheinlichkeit, dass bei einer bekannten mittleren Eventrate von $f = \frac{N_{\text{Start}}}{T}$ k zusätzliche Myonen während der Suchzeit eintreffen ist daher bestimmt durch

$$P(k) = \frac{(T_S f)^k}{k!} e^{-T_S f} \quad (19)$$

und beträgt somit für ein zusätzliches Myon:

$$P(k=1) = 0,00012 \pm 6,113 \cdot 10^{-8} \quad (20)$$

Mittels dieser Wahrscheinlichkeit kann nun die Untergrundrate berechnet werden. Die Untergrundevents teilen sich dabei gleichmäßig auf alle Kanäle auf:

$$U_{\text{poisson}} = \frac{N_{\text{Start}} \cdot P(1)}{N_{\text{Kanal}}} = 2,661 \pm 0,0014 \quad (21)$$

3.4 Bestimmung der Zerfallszeit

Die Messdaten des Multichannel-Analyzers aus der Hauptmessung können mit der dafür angefertigten Kalibrierung auf Zerfallszeiten umgerechnet werden. Die Ergebnisse sind in

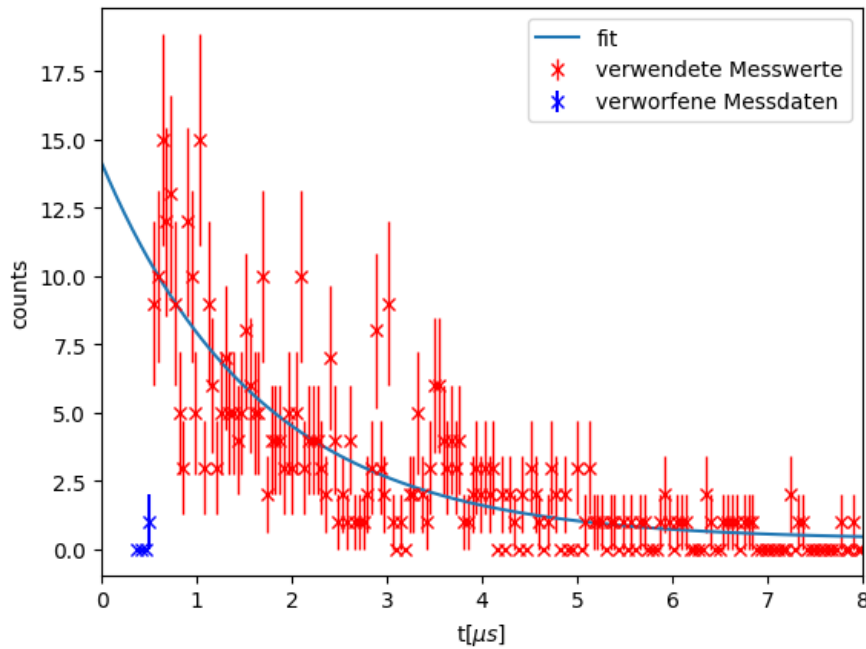


Figure 5: Anzahl der gemessenen Ereignisse in abhängigkeit von der Zerfallszeit

Abbildung 5 angegeben. An diese Daten kann nun ein Exponentieller Fit der Form:

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t} + U_{\text{fit}} \quad (22)$$

angepasst werden. Dabei wurden die Messwerte aus den ersten vier Kanälen aufgrund der unrealistisch sehr niedrigen Zählraten vernachlässigt, da diese das Ergebnis stark verfälschen. Dieser liefert mit den vorhandenen Messdaten die Parameter:

$$N(t) = (12,396 \pm 0,902)e^{-(0,589 \pm 0,079)t} + (0,305 \pm 0,297) \quad (23)$$

Aus diesen Parametern kann nun die Lebensdauer zu

$$\tau = \frac{1}{\lambda} = (1.70 \pm 0.23) \mu\text{s} \quad (24)$$

bestimmt werden.

4 Diskussion

Zur Auswahl einer geeigneten Verzögerungszeit wurde die Zählrate für verschiedene Verzögerungszeiten gemessen. Basierend auf den vorliegenden Messwerten wurde eine Verzögerungszeit von $T_{\text{Verz}} = -2 \text{ ns}$ gewählt. Der Mittelpunkt des beobachteten Plateaus liegt dabei bei $T_{\text{Verz,berechn}} = -1 \text{ ns}$, was annähernd der für den Versuch gewählten Zeit entspricht. Der Mittelpunkt des Plateaus der zweiten Messung liegt bei -5 ns und ist somit stärker verschoben. In Verbindung mit der in Relation zur Pulsbreite ($t_{\text{Puls}} = 2 \cdot 18 = 36 \text{ ns}$) niedrigen Halbwertsbreite von $t_{\text{HWB,18 ns}} = 29.376 \text{ ns}$ bzw. der hohen Auflösungszeit von $\Delta t_{18 \text{ ns}} = 6.243 \text{ ns}$ im Vergleich zu der Auflösungszeit $\Delta t_{10 \text{ ns}} = 0.678 \text{ ns}$ bei einer Pulsbreite von 10 ns ist ein möglicher Grund hierfür eine ungenaue Einstellung einer der beiden Pulsbreiten welche für eine zusätzliche Asymmetrie sorgt.

Die Daten für die Kalibrierung des Multichannel-Analyzers zeigen die erwartete lineare Abhängigkeit und ermöglichten eine Bestimmung der Fitparameter mit sehr geringen Unsicherheiten.

Für die Berechnung der Lebensdauer liefern die Messdaten mit dem verwendeten Fit einen Wert von $\tau_{\text{Mess}} = (1.674 \pm 0.230) \mu\text{s}$ verglichen mit einem Literaturwert von $\tau_{\text{Literatur}} = (2.19700 \pm 0.00022) \mu\text{s}$ (**[pdglive]**) was einer relativ großen Abweichung von $23,8\%$ entspricht. Allerdings ist die Unsicherheit des berechneten Wertes für die Lebensdauer bereits sehr groß, was hauptsächlich auf die geringe Gesamtanzahl an Events zurückzuführen ist, die zur Verfügung standen. Da sich alle gemessenen Zählraten nur innerhalb ungefähr einer Größenordnung bewegen mit einem Maximalen gemessenen Wert von 15 Ereignissen in einem channel wird die Messung deutlich erschwert. Außerdem sind derart geringe Zählraten aufgrund ihrer hohen Poisson-Unsicherheit problematisch, wie anhand der Fehlerbalken in Abbildung 5 deutlich erkennbar. Auffällig ist auch, dass von $N_{\text{Start}} = 3857582$ gemessenen Startevents lediglich $N_{\text{Stop}} = 738$ Events ein Stoppsignal lieferten, was lediglich einer Quote von $0,02\%$ entspricht. In Kombination mit der Tatsache, dass die gemessene Untergrundrate $U_{\text{fit}} = 0,351 \pm 0,307$ um eine Größenordnung geringer ist als die aus der Rechnung statistisch erwartete Rate von $U_{\text{rechn}} = 2,69$ legt dies einen systematischen Fehler nahe, da offensichtlich ein wesentlicher Teil des erwarteten Signals aus der Messung ausgeschlossen wurde. Der wahrscheinlichste Grund hierfür ist ein Fehler in der für die Messung verwendeten Schaltung. Weitere mögliche Gründe für Ungenauigkeiten können zusätzliche Untergrundeffekte sein, da nicht alle Effekte durch die Koinzidenzschaltung kompensiert werden können. Die niedrigen Zählraten in den untersten Kanälen könnte beispielsweise von der Verzögerung in der Schaltung oder der gemessenen endlichen Auflösungszeit der Koinzidenz beeinflusst werden, diese Effekte sind allerdings im Nanosekundenbereich und daher sehr gering. Dies könnte zusätzlich auf eine Totzeit im Detektor hindeuten.