

Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene, Teil B

# Experimente mit Neutronen

Versuch 10

Betreuer Andi Cucoanes

Gruppe 2

W.Bender ([walter.bender@rwth-aachen.de](mailto:walter.bender@rwth-aachen.de)), J.Luckas ([c.hihiro@gmx.de](mailto:c.hihiro@gmx.de))

---

## Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Ziel und Zweck des Versuchs</b>	<b>3</b>
<b>2</b>	<b>Bestimmung der Halbwertszeiten von <math>^{108}\text{Ag}</math> und <math>^{110}\text{Ag}</math></b>	<b>4</b>
2.1	Versuchsaufbau . . . . .	4
2.2	Versuchsdurchführung . . . . .	5
2.3	Versuchsauswertung . . . . .	5
<b>3</b>	<b>Bestimmung der Bindungsenergie des Deuterons</b>	<b>7</b>
3.1	Versuchsaufbau . . . . .	7
3.2	Versuchsdurchführung . . . . .	7
3.3	Versuchsauswertung . . . . .	8
<b>4</b>	<b>Radialer Neutronenfluss im Wasserbecken</b>	<b>11</b>
4.1	Versuchsaufbau . . . . .	11
4.2	Versuchsdurchführung . . . . .	11
4.3	Versuchsauswertung . . . . .	11
<b>5</b>	<b>Bestimmung des Fermialters <math>\tau</math></b>	<b>15</b>
5.1	Bestimmung des Fermialters $\tau$ aus dem Maximum der Verteilungsfunktion f(r) . . . . .	15
5.2	Bestimmung des Fermialters $\tau$ aus dem mittleren quadratischen Abstand $r_B^2$ . . . . .	15
5.3	Bestimmung des Fermialters $\tau$ mittels linearer Regression . . . . .	16
<b>6</b>	<b>Fazit</b>	<b>17</b>

## 1 Ziel und Zweck des Versuchs

Dieser Versuch gliedert sich in drei Hauptteile. Mit der Aktivierungsmethode werden im ersten Versuchsteil die Halbwertszeiten der instabilen Isotope  $^{108}\text{Ag}$  und  $^{110}\text{Ag}$  bestimmt. Im zweiten Teil wird die Bindungsenergie des Deuterons experimentell vermessen. Die räumliche Verteilung des Neutronenflusses im Abstand  $r$  von einer punktförmigen Quelle wird im letzten Versuchsteil untersucht.

## 2 Bestimmung der Halbwertszeiten von $^{108}\text{Ag}$ und $^{110}\text{Ag}$

In diesem Versuchsteil sollen die Halbwertszeiten der instabilen Isotope  $^{108}\text{Ag}$  und  $^{110}\text{Ag}$  gemessen werden.

### 2.1 Versuchsaufbau

Im Versuchsraum befindet sich in einem Wassertank die Neutronenquelle, siehe Abb.2.1. Dieser Tank ist zum Schutz der Person mit Blei abgeschirmt. Neben diesem Becken befindet sich zur Präparation der Proben ein Abzug. Der Bereich unmittelbar um den Wassertank ( $\varnothing$  60cm ) ist als Kontrollbereich eingeordnet. Außerhalb dieses Bereichs befindet sich der Messplatz. Zur Messung der Aktivität wird ein Silberzylinder über ein Rohr nahe an die wassermoderierete Neutronenquelle gebracht. Dort verbleibt sie eine Stunde. Silber besteht aus den Isotopen  $^{107}\text{Ag}$  und  $^{109}\text{Ag}$ , welche sich unter Beschuss mit Neutronen in die gewünschten Isotope  $^{108}\text{Ag}$  und  $^{110}\text{Ag}$  umwandeln. Die Aktivität der Silberprobe wird mit einem Geiger-Müller-Zählrohr gemessen. Dazu kann die Probe in einen Probenhalter gesetzt werden, in welchen das Zählrohr eingeführt werden kann. Seine Betriebsspannung beträgt 450 V. Die vom Geigerzähler registrierten Pulse können gleichzeitig mit einem Oszilloskop beobachtet werden, während das MKA die Messungen aufnimmt. Das MKA ist über eine Schnittstelle mit einem PC verbunden.



Abbildung 2.1: Wassertank



Abbildung 2.2: Arbeitsplatz

## 2.2 Versuchsdurchführung

Zunächst muss zur Bestimmung der Totzeitkorrektur die Totzeit  $T_d$  des Geiger-Müller-Zählrohrs bestimmt werden. Dazu werden die Pulse auf dem Oszilloskop visualisiert. Die Zeit, ab wann erneut ein Puls auf dem Oszilloskop sichtbar ist, gibt die Totzeit an. Die Totzeit  $T_d$  wurde demnach zu  $T_d = 0,25\text{ms}$  bestimmt. Das MKA wird im PHA-Modus betrieben. Bevor die eigentliche Messung begonnen werden kann, muss eine Leermessung durchgeführt werden. Dieses Rauschen wird später von den Messdaten abgezogen. Da man Halbwertszeiten von  $t_{1/2} = 24,6\text{s}$  für  $^{110}\text{Ag}$  bzw.  $t_{1/2} = 142,2\text{s}$  für  $^{108}\text{Ag}$  erwartet, muss die aktivierte Probe nun möglichst schnell in den Probenhalter geführt und die Messung gestartet werden. Die erhaltene Messwerte können über einen PC ausgelesen werden.

## 2.3 Veruchsauswertung

Von den Messdaten wird zuerst die Nullmessung abgezogen. Auf die gemessenen Zählrate wird eine Poissonverteilung angenommen, d.h. auf einen Eintrag der Höhe  $n$  wird ein Fehler von  $\sqrt{n}$  angenommen. Dann werden die gemessenen Zählraten auf Totzeit korrigiert. Zur weiteren Auswertung werden nun die logarithmisierten Zählraten gegen die Zeit aufgetragen. Nach dem Zerfallsgesetz Gl. 1 ergibt sich die Halbwertszeit  $t_{1/2}$  gemäß Gl.2 aus der Steigung  $\lambda$  der so erhaltenen Geraden.

$$N = N_0 \cdot \exp(-\lambda t) \quad (1)$$

$$t_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} \quad (2)$$

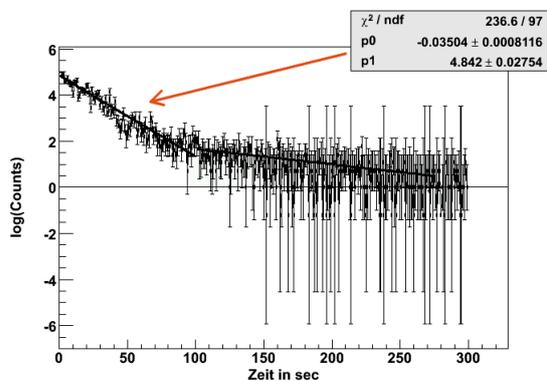


Abbildung 2.3: Lineare Regression zur Bestimmung der Halbwertszeit  $^{110}\text{Ag}$

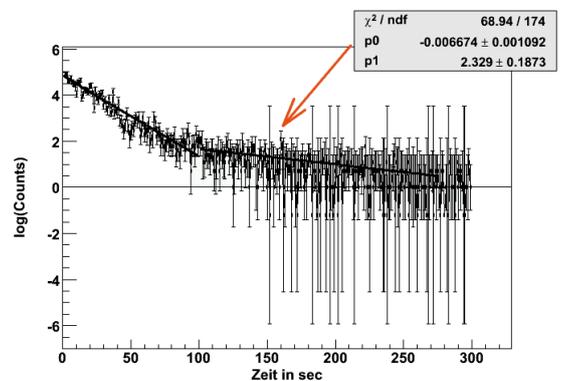


Abbildung 2.4: Lineare Regression zur Bestimmung der Halbwertszeit  $^{108}\text{Ag}$

In den Abb.2.3 und 2.4 sind nun die linearen Regressionen zur Bestimmung der Halbwertszeiten gezeigt. Das  $\chi^2/\text{Freiheitsgrad}$  gibt in beiden Fällen an, dass der Fehler zur Anpassung vernünftig eingeschätzt ist. Nach Gl.2 ergeben sich die Halbwertszeiten der gesuchten Isotope  $^{110}\text{Ag}$  und  $^{108}\text{Ag}$  zu:

$$t_{1/2}(^{110}\text{Ag}) = 19,8\text{s} \pm 0,66\text{s}$$

$$t_{1/2}(^{108}\text{Ag}) = 103,9\text{s} \pm 17,0\text{s}$$

Der Fehler wird mittels Fehlerfortpflanzung bestimmt. Die Halbwertszeit des  $^{110}\text{Ag}$  weicht um 19% vom Literaturwert ab. Dies entspricht 7 Standardabweichungen. Die Halbwertszeit des  $^{108}\text{Ag}$  weicht um 27% vom Literaturwert ab. Dies entspricht 2,25 Standardabweichungen. Diese großen Abweichungen der experimentellen Werte zu den erwarteten Werten erklären sich durch einen unberücksichtigten und nur schwer einschätzbaren systematischen Fehler, der durch die verwendeten Apparaturen zu stande kommt. Mit diesem Versuchsaufbau lässt sich jedoch die theoretisch vorhergesagte Größenordnung bestätigen.

### 3 Bestimmung der Bindungsenergie des Deuterons

Die Bindungsenergie  $E_B$  ergibt sich aus der Rekombinationsstrahlung der Kernreaktion:



$$\implies E_\gamma = E_B \quad (4)$$

Diese  $\gamma$ -Strahlung wird nun mit dem Proportionalitätsrohr vermessen.

#### 3.1 Versuchsaufbau

Der Versuchsaufbau ist identisch zum vorherigen Versuchsteil, nur dass das Geiger-Müllerzählrohr gegen ein Proportionalitätsrohr ausgetauscht ist.

#### 3.2 Versuchsdurchführung

Das Proportionalitätsrohr gibt die Energie der Teilchen durch die Höhe des ausgegebenen Spannungspulses wieder. Je nach Spannungshöhe des Pulses wird dieser vom MKA einer Kanalnummer zugeteilt. Um den Bereich des MKA bestmöglich auszunutzen, soll die Bindungsenergie des Deuterons mittig im Sichtfenster liegen. Dies kann durch Variation der Verstärkung (Gain) erreicht werden. Die geeignete Einstellung findet man unter Verwendung der Energie  $E_\gamma = 4,43\text{MeV}$ , welche sich aus dem Übergang von  ${}^{12}\text{C}^*$  nach  ${}^{12}\text{C}$  erklärt. Optimal empfinden wir eine achtfache Signalverstärkung. Nach Wahl des Verstärkungsfaktor kann nun das im MCA-Modus betriebene MKA kalibriert werden. Hierzu benutzt man die Strahlungcharakteristik einer  ${}^{22}\text{Na}$ -Probe. Die aufgenommene Spektralaufnahme ist in Abb. 3.1 zu sehen. Zusätzlich wird eine Leermessung durchgeführt. Diese ist in Abb. 3.2 zu sehen. Die Kanalnummern können jetzt anhand der bekannten Lage der Photopeaks und der Comptonkante den zugehörigen Energien zugeordnet werden.

Zur Hauptmessung muss das Proportionalitätsrohr nahe über das Wasserbecken gebracht werden. Es wird nun das Energiespektrum vom MKA über 24 Minuten aufgezeichnet.

### 3.3 Versuchsauswertung

In Abb. 3.1 ist das aufgenommene Spektrum der  $^{22}\text{Na}$ -Probe gezeigt.

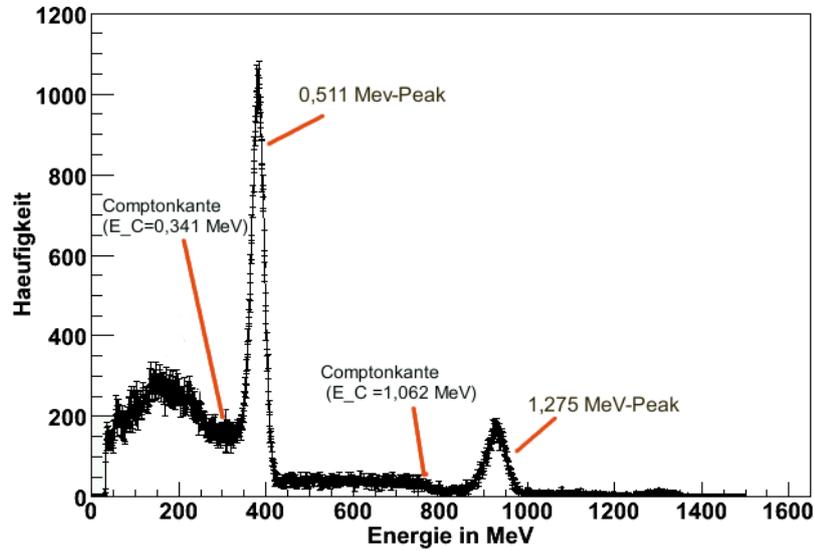


Abbildung 3.1: Energiespektrum der Eichprobe  $^{22}\text{Na}$

Von diesem Spektrum wird die in Abb. 3.2 gezeigte Leermessung abgezogen.

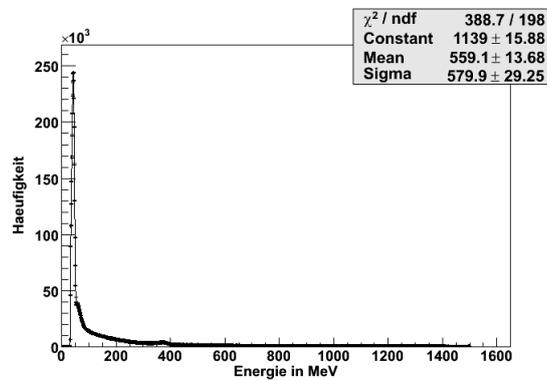


Abbildung 3.2: Aufgenommene Leermessung

Die Lage des gewünschten Photopeaks wird nun mittels eines Gaußfits bestimmt. Die so erhaltenen Kanalnummern werden den bekannten Energien, siehe Tabelle 3.1, zugeordnet.

	Kanal	Fehler	Energie [MeV]
$Na_1$	381,5	15,5	0,511
$Na_2$	925,4	27,5	1,275
Compton $Na_1$	285,0	25,0	0,341
Compton $Na_2$	755,0	25,0	1,062

Tabelle 3.1: Eichtablelle

Trägt man Energie gegen Kanalnummer in ein Diagramm auf, erwartet man einen linearen Zusammenhang dieser beiden Größen. Um diesen Zusammenhang quantitativ zu bestimmen, wird eine lineare Anpassung auf die Messwerte durchgeführt. Hierzu werden die Fehler aus den Gaußfits der Peaks genutzt. Der Fehler zur Bestimmung der Comptonkanten wurde zu 25 Kanälen eingeschätzt. Der Fit ist in der unteren Abb. 5.3 dargestellt.

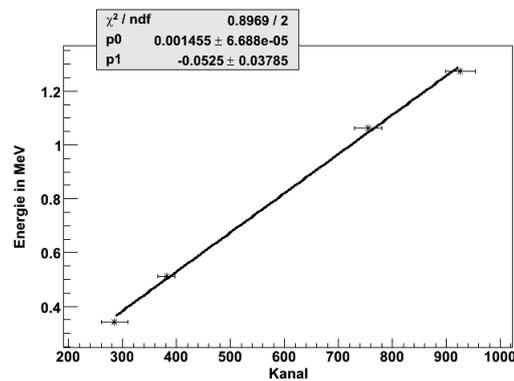


Abbildung 3.3: Lineare Regression zur Bestimmung der Eichgerade

Das  $\chi^2$ /Freiheitsgrad beträgt 0,44 und weist darauf hin, dass die Fehler richtig eingeschätzt sind. Demnach gilt zur Umrechnung von Kanalnummer in Energie Gl. 5.

$$E = (1455 \cdot \text{Kanalnummer} - 52500)eV \quad (5)$$

Nach bekannter Umrechnung von Kanalnummer nach Energie, kann nun die Bindungsenergie des Deuterons bestimmt werden. In der unteren Abb. 3.4 ist das über dem Wasserbecken aufgenommene Spektrum gezeigt. Dabei wurde die Kanalnummern nach der Eichungsformel 5 in Energien umgerechnet und dann die Häufigkeit gegen die Energie aufgetragen.

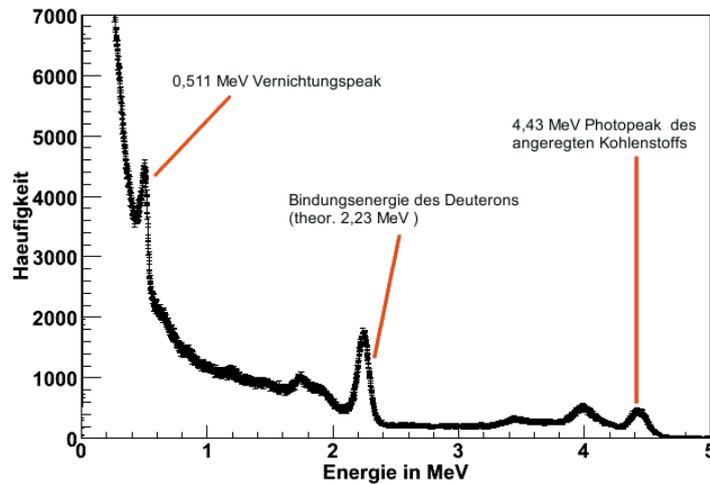


Abbildung 3.4: Das über dem Wassertank aufgenommene Energiespektrum

Auf den Deuteron-Peak wird nun ein Gaußfit angewendet. Die Bindungsenergie ergibt sich demnach zu  $(2,24 \pm 0,05) \text{ MeV}$ . Der Messwert liegt innerhalb zwei Standardabweichungen zum Theoriewert. Im Rahmen der Messgenauigkeit können wie die theoretische Bindungsenergie von 2,23 MeV experimentell betätigen.

## 4 Radialer Neutronenfluss im Wasserbecken

In diesem Versuchsteil soll die radiale Abhängigkeit des Neutronenflusses für thermische Neutronen, sowie für schnelle Neutronen mit einer Energie von 1,4 eV untersucht werden.

### 4.1 Versuchsaufbau

Zur Bestimmung des Neutronenflusses dienen Indiumplättchen, die in bestimmten Abständen zur Neutronenquelle platziert werden können. Zur genauen Abstandsmessungen sind hierzu Vorhalterichtungen für die Indiumplättchen am Boden des Wassertanks angebracht, siehe Abb. 2.1. Um zwischen schnelle und langsamen Neutronen unterscheiden zu können werden einige Indiumplättchen beidseitig mit Cadmium abgeschirmt. Cadmium hat einen hohen Wirkungsquerschnitt für Neutronen der Energie  $E \leq 0,5eV$ , sodass die abgeschirmten Indiumplättchen nur von den schnellen 1,4 eV-Neutronen erreicht wird. Die Sättigungsaktivität  $A_{satt}$  ist proportional zur Bremsdichte  $q(r, \tau)$  an der Stelle  $r$ . Zur Befestigung der Indiumplättchen stehen große und kleine Probenhalter zur Verfügung. Bei der Aufstellung in das Wasserbecken muss darauf geachtet werden, dass keines der Indiumplättchen von einem anderen abgeschirmt wird. Die Indiumplättchen verweilen über Nacht im Wasserbecken. Zur Messung Der Aktivität wird ein Geigermüllerzählrohr verwendet. Das Geigermüllerzählrohr ist an einen Counter angeschlossen. Dieser nimmt die eintreffenden Pulse über eine Minute lang auf.

### 4.2 Versuchsdurchführung

Da ein anderes Geiger-Müllerzählrohr, als im vorangegangenen Versuch benutzt wird, muss erneut die Totzeit  $T_D$  dieses Detektors mit dem Oszilloskop abgeschätzt werden. Nach im Versuchsteil 2.2 erläuterten Verfahren wird die Totzeit  $T_D$  zu  $T_D = 0,15ms$  bestimmt.

Wird Indium mittels Neutronen aktiviert bilden sich  $^{116}In$  welches mit einer Halbwertszeit von 14,1 s bzw 54,29 min zerfällt. Es soll nur die langlebige Komponente zur Messung dienen. Aus diesem Grund wartet man 2 Minuten lang nachdem das Indiumplättchen aus dem Wasserbad entfernt wurden, bevor die Messung begonnen wird. Für jede Minute werden die Counts für jedes Indiumplättchen notiert. Zusätzlich wird auf gleiche Weise eine Leermessung aufgenommen. Dieser Hintergrund wird von den Messdaten abgezogen. Alle gemessenen Zählraten werden um die Totzeit korregiert.

### 4.3 Versuchsauswertung

Man erhält also zu jedem Quelle-Probe-Abstand fünf Zählraten  $m(t)$  zu verschiedenen Zeiten  $t$ . An diese Messdate wird nun folgende Funktion angefitet:

$$m(t, t') = A_{satt} \cdot (1 - e^{-\lambda t'}) \cdot e^{-\lambda t} \cdot e^{-\mu_{Ca} d_{Ca}} \cdot \Omega \cdot \epsilon \cdot \rho \quad (6)$$

$A_{satt}$  bezeichnet die Sättigungsaktivität. Bei Erreichen der Sättigungsaktivität  $A_{satt}$  zerfallen pro Sekunde gleichviele instabile Kerne, wie durch den Aktivierungsprozess entstehen. Die aktivierten instabilen Isotope haben die Zerfallskonstante  $\lambda$ . Die Zeit  $t'$

gibt an, wie lange der Aktivierungsprozess andauerte. Da unsere Proben über Nacht im Wassertank gelagert wurden beträgt unser  $t'$  ca. 22 Stunden und der Faktor  $(1 - e^{-\lambda t'})$  kann zu eins gesetzt werden. Der Term  $e^{-\mu_{Cd} d_{Cd}} = \frac{1}{1,06}$  gibt die Schwächung der Zählrate durch die Abschirmung der Cadmiumplättchen der Dicke  $d_{Cd}$  und Absorptionskoeffizient  $\mu_{Cd}$  an. Raumwinkel  $\Omega$ , Empfindlichkeit  $\epsilon$  des Geiger-Müller-Zählrohrs und der Selbstabsorptionsfaktor  $\rho$  spielen zur Auswertung keine wichtige Rolle, da nur proportionale Abhängigkeiten zur Auswertung benötigt werden. Aus diesem Grund kann der Faktor  $\Omega \cdot \epsilon \cdot \rho = 1$  gesetzt werden.

Aus dem durchgeführten Fit entnimmt man für jeden Abstand  $r$  die zugehörige Sättigungsaktivität  $A_{satt}$ . Dies wird nun jeweils für thermische und Neutronen und Neutronen der Energie 1,4 eV durchgeführt. Dabei bezeichnet im folgenden  $A_{satt}^*$  die Aktivitäten der abgeschirmten Indiumproben und  $A_{satt}$  die Aktivitäten der nicht abgeschirmten Proben. Die auf diese Weise erhaltenen Daten sind in Tabelle 4.1 aufgelistet.

Abstand in cm	$A_{satt}$ ohne Cd	$\sigma_{Asatt}$ ohne Cd	$A_{satt}^*$ mit Cd	$\sigma_{Asatt}^*$ mit Cd
7	12587,1	53,61	3293,51	26,5
10	9183,38	51,5	1597,19	15,69
11	9297,66	47,5	1267,96	14,84
13	6675,83	42,34	594,37	11,91
14	5411,72	37,39	483,34	11,99
15	4421,65	33,28	501,86	10,96
16	4268,38	32,61	416,56	9,16
18	2860,45	26,1	217,31	6,25
21	1804,82	20,39	135,12	5,93

Tabelle 4.1: Messwerte aus Funktionsanpassung zu  $A_{satt}$

Die Sättigungsaktivität ist proportional zur Bremsdichte  $q(r,t)$ . Die Bremsdichte  $q(r,t)$  gibt die mittlere Anzahl der Neutronen pro Volumen- und Zeiteinheit, die den mittleren Bremsweg  $r_B$  zurücklegen, bzw. das Fermialter  $\tau = \frac{1}{6} \langle r_B^2 \rangle$  erreichen. Ist die Quelle punktförmig gilt Gl. 7. Sie beschreibt die Anzahl  $dN$  der Teilchen pro Sekunde, die eine Kugelschale der Dicke  $dr$  und des Radius  $r$  erreichen.

$$dN = f(r)dr = 4\pi r^2 \cdot q(r,t)dr = \frac{4\pi r^2 Q_0}{(4\pi\tau)^{\frac{3}{2}}} \cdot e^{-\frac{r^2}{4\tau}} dr \quad (7)$$

Dabei ist  $f(r)$  die Verteilungsfunktion der betrachteten Neutronen. Diese Größe ist offensichtlich proportional zu  $q(r,t) \cdot r^2 \sim A_{satt} \cdot r^2$ . Trägt man nun  $A_{satt}^*$  gegen  $r^2$  auf, erhält man den qualitativen Verlauf der Verteilungsfunktion  $f(r)$  für Neutronen der Energie  $E=1,4$  eV, siehe Abb. 4.1. Die unabgeschirmten Indiumplättchen werden von langsamen und schnellen Neutronen durchdrungen. Die Verteilungsfunktion aller Neutronen ist qualitativ durch  $A_{satt}' \cdot r^2$  gegeben. Dies ist in Abb. 4.2 gezeigt. Die Verteilungsfunktion der thermischen Neutronen erhält man offensichtlich durch Differenzbildung  $f_{therm}(r) = A_{satt,therm} \cdot r^2 = (A_{satt}' - A_{satt}^*) \cdot r^2$ .

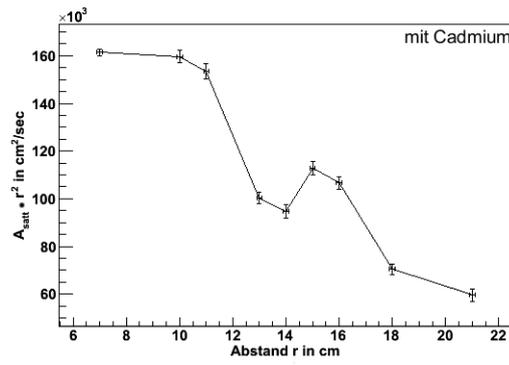


Abbildung 4.1: Qualitativer Verlauf der Verteilungsfunktion  $f(r)$  der schnellen Neutronen

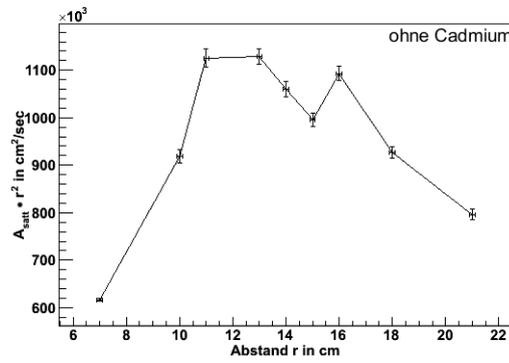


Abbildung 4.2: Qualitativer Verlauf der Verteilungsfunktion  $f(r)$  aller Neutronen

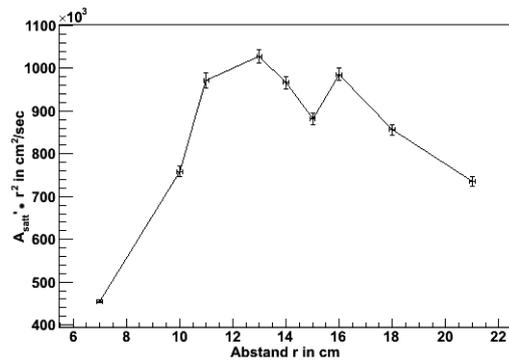


Abbildung 4.3: Qualitativer Verlauf der Verteilungsfunktion  $f(r)$  der thermischen Neutronen

## 5 Bestimmung des Fermialters $\tau$

Die in Versuchsteil 5 durchgeführte Messung kann zur Bestimmung des Fermialters herangezogen werden. Dazu wird das Fermialter auf drei unterschiedlichen Wegen ermittelt.

### 5.1 Bestimmung des Fermialters $\tau$ aus dem Maximum der Verteilungsfunktion $f(r)$

Offensichtlich hat die Funktion  $f(r)$  nach Gl.7 an der Stelle  $R = \sqrt{4\tau}$  ihr Maximum. Das gilt natürlich ebenfalls für die Funktion  $c \cdot f(r)$ . Das Maximum  $R$  kann demnach in in Abb. 4.3 zu  $R = 12\text{cm} \pm 1\text{cm}$  abgelesen werden. Danach ergibt sich das Fermialter  $\tau$

$$\tau = \frac{R^2}{4} = 36\text{cm} \pm 6\text{cm}$$

### 5.2 Bestimmung des Fermialters $\tau$ aus dem mittleren quadratischen Abstand $r_B^2$

Für das Fermialter  $\tau$  und mittleren quadratischen Abstand  $r_B^2$  gilt der Zusammenhang:

$$\langle r_B^2 \rangle = 6\tau \quad (8)$$

Für den mittleren quadratischen Abstand  $\langle r_B^2 \rangle$  gilt:

$$\langle r_B^2 \rangle \sim \frac{\int r^2 q(r, t) dV}{\int q(r, t) dV} \sim \frac{\int r^4 q(r, t) dr}{\int r^2 q(r, t) dr} \sim \frac{A_2}{A_1} \quad (9)$$

Zur Bestimmung des mittleren Abstands  $r_B$  muss also  $A_{satt,therm} \cdot r^2$  und  $A_{satt,therm} \cdot r^4$  gebildet werden. An diese Messdaten werden Ausgleichskurven angelegt. Diese Kurven werden im Intervall von 7 bis 21 cm integriert. Dieses Vorgehen ist in den Abb. 5.1 und 5.2 veranschaulicht.

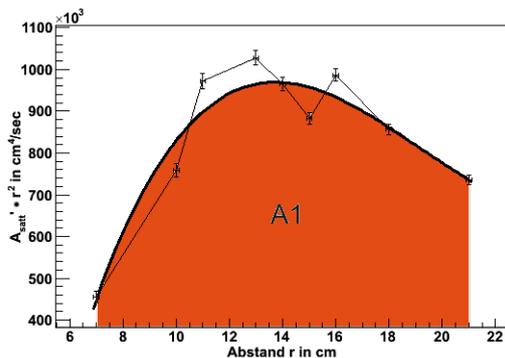


Abbildung 5.1: Integration  
 $\int r^4 q(r, t) dr$

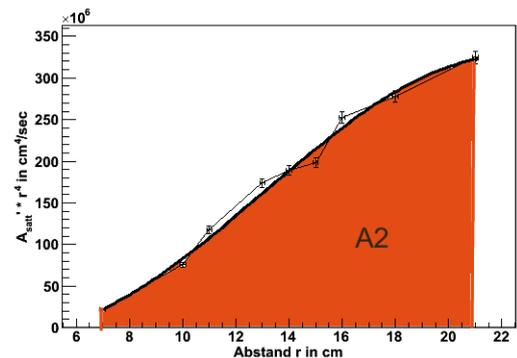


Abbildung 5.2: Integration  
 $\int r^2 q(r, t) dr$

Die Flächeninhalte ergeben sich demnach zu  $A_1 = 11,839 \cdot 10^6 \frac{\text{cm}^3}{\text{s}}$  und  $A_2 = 2,5610^9 \frac{\text{cm}^5}{\text{s}}$ . Damit ergibt sich das mittlere Abstandskadrat  $\langle r_b^2 \rangle$  zu  $\langle r_b^2 \rangle = 217 \text{cm}^2$ . Danach wird das Fermialter mit dieser Methode gemäß Gl.8 bestimmt.

$$\tau = \frac{r_B^2}{6} = 36 \text{cm}$$

### 5.3 Bestimmung des Fermialters $\tau$ mittels linearer Regression

Es ist bekannt, dass

$$A_{satt,therm} = cq(r, t) = c \cdot \frac{Q_0}{(4\pi\tau)^{\frac{3}{2}}} \cdot e^{-\frac{r^2}{4\tau}}$$

Trägt man also die logarithmisierte Sättigungaktivität der langsamen Neutronen  $\ln(A_{satt,therm} \cdot \text{sec})$  gegen das Abstandskadrat  $r^2$  auf, erhält man eine Gerade mit Steigung  $p_0 = -\frac{1}{4\tau}$ .

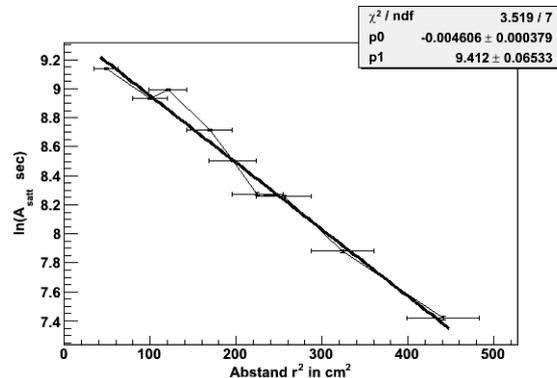


Abbildung 5.3: Lineare Regression

Das  $\chi^2 / \text{Freiheitsgrad}$  von 0,5 zeigt, dass die in die Regression eingehenden Fehler vernünftig eingeschätzt sind. Auf  $A_{satt}$  wurden die in Tabelle 4.1 aufgelisteten Fehler verwendet. Auf die Abstandsmessung wird ein Fehler von 1 cm angenommen. Nach dieser Methode errechnet sich das Fermialter  $\tau$  zu  $\tau = 54,27 \text{cm} \pm 18 \text{cm}$ .

## 6 Fazit

Der Literaturwert für das Fermialter thermischer Neutronen beträgt  $\tau = 33\text{cm}^2$ . Die Methode 1 liefert  $\tau = 36\text{cm} \pm 6\text{cm}$  und liegt somit innerhalb einer Standardabweichung zum Literaturwert. Methode 2 liefert ebenfalls ein Ergebnis von  $\tau = 36\text{cm}^2$ , hat jedoch den Nachteil dass kein Fehler auf die Größe angegeben werden kann. Die dritte Methode, die lineare Regression, liefert  $\tau = 54\text{cm}$  und liegt knapp außerhalb 1 Standardabweichungen zum Literaturwert. Mit Methode 3 kann das Fermialter offensichtlich nicht präzise bestimmt werden. Methode 1 erscheint uns zur Bestimmung des Fermialters am Besten geeignet. Im Rahmen der Messgenauigkeit können wir das Fermialter wassermoderierter thermischer Neutronen von  $\tau = 33\text{cm}^2$  bestätigen.