

Praktikum Moderne Physik

# Versuchsprotokoll:

## Neutronendiffusion

Christian Buntin, Jingfan Ye

*Gruppe 221*

Karlsruhe, 17. Januar 2011

### Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Theoretische Grundlagen</b>	<b>2</b>
1.1	Neutronenquellen . . . . .	2
1.2	Wechselwirkungen von Neutronenstrahlen mit Materie . . . . .	2
1.3	Nachweis von Neutronen . . . . .	2
1.4	Bewegung von Neutronen . . . . .	3
1.4.1	Relaxationslänge . . . . .	3
1.4.2	Diffusionslänge . . . . .	4
<b>2</b>	<b>Versuchsdurchführung</b>	<b>5</b>
<b>3</b>	<b>Auswertung</b>	<b>6</b>
3.1	Fehler der Messungen . . . . .	6
3.2	Relaxationslänge . . . . .	6
3.3	Diffusionslänge . . . . .	8
<b>4</b>	<b>Fazit</b>	<b>9</b>

# 1 Theoretische Grundlagen

## 1.1 Neutronenquellen

Neutronen können durch drei verschiedene Reaktionen gewonnen werden:

- Beim Zerfall schwerer Atomkerne werden Neutronen frei.
- Beim Verschmelzen von Kernen können Neutronen entstehen.
- Generell bei speziellen Kernreaktionen. Zum Beispiel können hierfür  $\gamma$ - oder  $\alpha$ -Quanten eingefangen und ein Neutron emittiert werden.

In diesem Versuch wird eine Quelle verwendet, bei der  $\alpha$ -Teilchen auf  ${}^9\text{Be}$ -Kerne geschossen wird, wodurch Neutronen freigesetzt werden:  ${}^9\text{Be} + \alpha \rightarrow \text{n} + {}^{12}\text{C} + Q$ . Die dazu benötigte  $\alpha$ -Strahlung stammt von  ${}^{241}\text{Am}$ , welches eben diese emittiert und unter das  ${}^9\text{Be}$  gemischt ist. Der  $Q$ -Wert gibt die frei werdende Energie der Kernreaktion an.

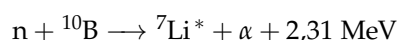
## 1.2 Wechselwirkungen von Neutronenstrahlen mit Materie

Da Neutronen – wie ihr Name bereits sagt – elektrisch neutral sind, unterliegen sie nur der starken Wechselwirkung, also den Kernkräften. Daher treten auch nur Wechselwirkungen mit anderen Kernen auf, welche hier aufgeführt werden:

- Durch elastische Stöße mit anderen Kernen wird dem Kern keine innere Energie übertragen, jedoch kann kinetische Energie und Impuls weitergegeben werden. Der Energieverlust des Neutrons hängt vom Auftreffwinkel und der Masse des Kerns ab. Bei Wasserstoffkernen ist die übertragene Energie aufgrund der nahezu identischen Massen am größten. Darüber hinaus erreicht die übertragene Energie bei einem zentralen Stoß (Auftrittswinkel  $0^\circ$ ) ein Maximum. In diesem Versuch werden wir diesen Effekt ausnutzen, um die hochenergetischen Neutronen, die aus der Quelle emittiert werden, zu thermalisieren.
- Neutronen können bei Stößen mit Kernen auch absorbiert werden. Dabei geht der Kern in einen angeregten Zustand über, welcher unter Aussendung eines  $\alpha$ - oder  $\gamma$ -Quants oder wieder eines Neutrons in den Grundzustand übergeht. Dieser Effekt wird im vorliegenden Versuch ausgenutzt, um Neutronen nachzuweisen. (siehe Abschnitt 1.3)
- Bei sehr schweren Kernen kann die Anlagerung eines zusätzlichen Neutrons bereits zur Spaltung dieses Kerns führen.

## 1.3 Nachweis von Neutronen

Wie in obigen Abschnitt bereits beschrieben, wechselwirken Neutronen nicht direkt mit einem elektromagnetischen Feld und sind daher schwer nachzuweisen. Doch Neutronen können durch Wechselwirkung mit Materie geladene Teilchen freisetzen, die mit gängigen Detektoren nachgewiesen werden können. Der Detektor in diesem Versuch, ein Proportionalzählrohr, besteht aus einer mit gasförmigem  ${}^{10}\text{B}$  gefüllten Ionisationskammer, welche von einem Kondensator umgeben ist. Die Neutronen, die die Kammer durchqueren, können mit  ${}^{10}\text{B}$  folgende Reaktionen machen:



${}^{10}\text{B}$  eignet sehr gut als Hilfsatom, da es einen sehr großen Wirkungsquerschnitt für Neutronenstöße aufweist. Außerdem kann dafür natürliches Bor verwendet werden, da dieses zu 20% aus  ${}^{10}\text{B}$  besteht.

Von den beiden Reaktionen ist die erste, bei der angeregtes  ${}^7\text{Li}^*$  entsteht, wahrscheinlicher, da sie mit einem größerem Wirkungsquerschnitt einhergeht.

Nach den Reaktionen ionisieren die Reaktionsprodukte  ${}^7\text{Li}^*$  und  $\alpha$  bzw.  ${}^7\text{Li}$  und  $\alpha$  in der Ionenkammer des Proportionalzählrohres das Gas. Aufgrund der geringen Reichweite der Reaktionsprodukte geben sie dabei mit großer Wahrscheinlichkeit ihre gesamte kinetische Energie an das Gas ab. Bei Anlegen einer Spannung am Kondensator kann das ionisierte Gas zu den Kondensatorplatten wandern und ein Signalimpuls erzeugen, wodurch am Ende das Neutron registriert wird.

Da die Gase nach der Ionisation die Energien 2,31 MeV bzw. mit kleinerer Wahrscheinlichkeit 2,78 MeV besitzen, erwarten wir beim aufgenommenen Histogramm, welches die Anzahl der detektierten Neutronen angibt, einen großen Peak bei 2,31 MeV und einen etwas kleineren bei 2,78 MeV. Die waagerechte Achse gibt hierbei natürlich nicht die Energie der Neutronen an, sondern die der entstehenden Reaktionsprodukte.

## 1.4 Bewegung von Neutronen

Im Versuch befindet sich eine Neutronenquelle in einem zylinderförmigen Wassertank. Die Neutronen bewegen sich also durch das Wasser und stoßen mit den Wassermolekülen. Diese Bewegung wird im Folgenden genauer beschrieben.

### 1.4.1 Relaxationslänge

Die Neutronenquelle aus diesem Versuch strahlt in alle 3 Raumdimensionen gleichmäßig ab. Da die Anzahl der emittierten Neutronen gleich bleiben muss, sind auf jeder Schale einer Kugel um den Abstrahlmittelpunkt gleich viele Neutronen vorhanden. Daher nimmt ihr Fluss  $\Phi$  durch die Oberfläche einer Kugel um die Quelle mit dem Quadrat des Abstandes ab.

Zusätzlich zur Abschwächung der Neutronendichte durch die isotrope Verbreitung schwächt sich der Neutronenfluss noch durch die Wechselwirkung mit der Materie ab. Diesen Effekt der Absorption kann man mit dem Lambert-Beerschen-Gesetz beschreiben, der einen exponentiellen Abfall des Neutronenflusses mit dem Abstand postuliert. Der Abschwächungskoeffizient dieses Abfalls entspricht genau dem Kehrwert der Relaxationslänge  $\lambda$ , welcher den mittleren Weg der Neutronen in Materie angibt, bis sie gestreut oder absorbiert werden. Zusammenfassend kann man also für den Neutronenfluss schreiben:

$$\Phi(r) = \frac{Q_0}{4\pi r^2} e^{-\frac{r}{\lambda}} \quad (1.1)$$

$Q_0$  ist die Anzahl der von der Quelle pro Zeiteinheit emittierten Neutronen. Man kann den Faktor  $e^{-\frac{r}{\lambda}}$  auch als die Wahrscheinlichkeit interpretieren, die Neutron nach der Strecke  $r$  ohne Interaktion mit Materie zurücklegt. Durch die Messung von  $\Phi$  und eine geeignete, logarithmische Auftragung kann man also gut auf  $\lambda$  zurückschließen:

$$\ln(\Phi r^2) = -\frac{r}{\lambda} + \text{const} \quad (1.2)$$

Genau genommen beschreibt die obige Gleichung nur die Primärneutronen, also die Neutronen, die noch keine Reaktion ausgeführt haben und auch noch keine Energie verloren haben. Tatsächlich kann man bei der Messung des Flusses nicht zwischen Primär- und Sekundärneutronen, die schon in Wechselwirkung mit Materie traten, unterscheiden. Der tatsächliche Fluss folgt also nicht genau der oben angegebenen Gesetzmäßigkeit. Diesen Fehler können wir aber vernachlässigen. Denn sobald die Neutronen einmal mit Materie, vor allem mit den Protonen des Wassers, interagiert haben, ist die Wahrscheinlichkeit, dass sie wieder wechselwirken, umso höher. Wie im obigen Abschnitt erläutert, ist die Energieabgabe am höchsten, wenn die Massen der Stoßpartner übereinstimmen, was hier der

Fall ist. Folglich verlieren die Neutronen durch Stöße mit Wasser sehr viel Energie, bis sie dieselbe kinetische Energie wie das umliegende Wasser haben, also thermalisiert sind. Die Neutronen werden daher nach einem Stoß mit hoher Wahrscheinlichkeit in einer kleinen Umgebung um diesen Stoß thermalisiert. Ihre Geschwindigkeit ist dann so klein, dass es unwahrscheinlich ist, sie noch bei größeren Entfernungen von der Quelle nachzuweisen.

Ein weiteres Makel der obigen Gleichung besteht darin, dass das Lambert-Beersche Gesetz eigentlich nur für monochromatische Neutronen gilt. Die verwendete Neutronenquelle strahlt dagegen ein kontinuierliches Spektrum aus. Die Relaxationslänge ändert sich mit dem Spektrum der Quelle, der spektralen Empfindlichkeit des Detektors und der Geometrie der Versuchsanordnung. Trotzdem wird dadurch relativ gut der Verlauf des Flusses beschrieben.

#### 1.4.2 Diffusionslänge

Die Diffusionslänge ist ein Maß für die differentielle Neutronendichte in Abhängigkeit vom Ort. Letztere wird durch die Boltzmann- bzw. Transport-Gleichung beschrieben. Sie ist eine Integro-Differentialgleichung, welche im Allgemeinen keine geschlossene Lösung hat. Daher wird für diesen Versuch eine einfachere Näherungsgleichung genommen, für die einige Annahmen gemacht werden müssen, die zur elementaren Diffusionstheorie führt. Darin werden nur zeitunabhängige Lösungen gesucht, die nicht von der Energie abhängen. Nur noch Streuung und Absorption sind erlaubt und ihre Wirkungsquerschnitte werden als energieunabhängig angenommen. Logischerweise kann damit der Thermalisierungsprozess selbst nicht beschrieben werden, da, wie oben beschrieben, der Wirkungsquerschnitt mit fallender Energie stark zunimmt. Doch die thermalisierten Neutronen, die bereits die kinetische Energie der umgebenden Teilchen angenommen haben und ihre kinetische Energie sich somit im dynamischen Gleichgewicht befindet, tauschen keine Energie mehr aus. Für diese eignet sich die elementare Diffusionstheorie hervorragend.

Zusätzlich wird angenommen, dass Absorption sehr schwach ist. Es ergibt sich folgende Gleichung:

$$\nabla^2\Phi(r) - \frac{1}{L^2}\Phi(r) + \frac{S(r)}{D} = 0 \quad (1.3)$$

Hierbei ist  $D$  die Diffusionskonstante,  $S(r)$  die Quelldichte der Neutronen und  $L$  die Diffusionslänge. Der erste Term beschreibt die Änderung des Flusses, der zweite die Abnahme des Flusses durch Absorption und der dritte die Zunahme durch die Emission neuer Neutronen aus der Quelle. Mit den Randbedingungen, dass der Fluss im Unendlichen von der Quelle verschwindet, sowie dass im stationären Zustand die pro Zeiteinheit erzeugten Neutronen der in der gleichen Zeiteinheit wieder absorbierten Neutronen entsprechen muss, lässt sich die Differentialgleichung mit folgender Funktion lösen:

$$\Phi(r) = \frac{Q}{4\pi D} \cdot \frac{e^{-r/L}}{r} \quad (1.4)$$

Man sieht also, dass der Fluss mit  $\frac{1}{r}$  abnimmt. Der Fluss thermischer Neutronen fällt also langsamer ab als der Fluss der schnellen Primärneutronen. Die Diffusionslänge  $L$  gibt die mittlere Entfernung von der Quelle an, bis ein Neutron absorbiert wird (Vgl.: Die Relaxationslänge gibt die mittlere Länge bis zum ersten Streuvorgang an).

Mit einer geeigneten logarithmischen Auftragung kann man aus dem Fluss und verschiedenen Abständen auf die Diffusionslänge  $L$  zurückschließen:

$$\ln(\Phi r) = -\frac{r}{L} + \text{const} \quad (1.5)$$

Dieser Fluss  $\Phi$  gibt aber den Fluss von thermischen Neutronen von einer Punktquelle an. Theoretisch können bei der Versuchsanordnung dieses Versuchs von überall thermische Neutronen emittiert werden. Aus diesem Grund wird eine „virtuelle“ Neutronenquelle für thermische Neutronen geschaffen,

in der Gestalt, dass um die Neutronenquelle eine kleine Cd-Kugel angebracht wird, die für hochenergetische Neutronen kein Hindernis darstellt, dafür aber nahezu undurchlässig für niederenergetische Neutronen ist. Durch die Messung des Neutronenflusses mit und ohne diese abschirmende Cd-Kugel lässt sich genau der Anteil der thermalisierten Neutronen beim Detektor ermitteln, welche aus der Cd-Kugel ausgetreten sind. Die Differenz der Anzahl beider Messungen gibt also die Anzahl der emittierten thermalisierten Neutronen aus dieser kleinen, kugelförmigen „Neutronenquelle“ an.

## 2 Versuchsdurchführung

Der Versuchsaufbau bestand aus einem großen Wassertank, in dessen Mitte sich die Neutronenquelle befand. Um diese Quelle konnte bei Bedarf eine Kugelschale aus Cadmium angebracht werden. In einiger Entfernung davon befand sich auf selber Höhe ein Zählrohr, welches die dort ankommenden Neutronen registrierte. Dabei konnte der Abstand des Zählrohrs von der Neutronenquelle variiert werden.

Wir haben also wegen den oben angegebenen Gründen die Zählrate bei verschiedenen Abständen des Zählrohrs von der Neutronenquelle gemessen, dabei einmal mit Cd-Kugel und einmal ohne. Zur Ermittlung der Zählrate wurde die Anzahl der vom Zählrohr wahrgenommenen Ereignisse in einem Zeitintervall von 5 min verwendet. Diese Zählraten haben wir entsprechend aufgetragen und den theoretischen Kurvenverlauf angefitet, wodurch wir die gesuchten Größen *Relaxationslänge* und *Diffusionslänge* erhielten.

Abbildung 1 zeigt das Spektrum, welches vom Zählrohr aufgenommen wurde. Um das Ergebnis durch das Untergrundrauschen nicht zu verfälschen, haben wir nur die Impulse rechts von der eingezeichneten Linie berücksichtigt. Diese Anzahl der Ereignisse haben wir eben zusammengezählt, womit wir die Gesamtzahl der Ereignisse, oder auch die auf den Zeitraum von 5 min bezogene Zählrate erhalten.

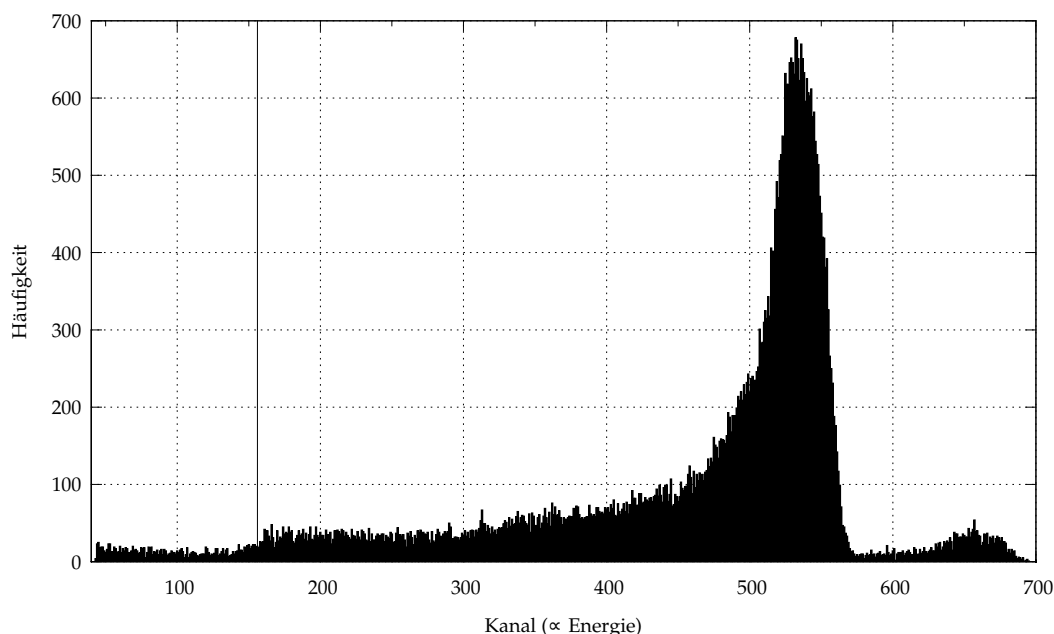


Abbildung 1: Energiespektrum der Ereignisse

## 3 Auswertung

### 3.1 Fehler der Messungen

Da wir für jede Entfernung nur eine Messung durchgeführt haben, können wir eigentlich keinen statistischen Fehler für die einzelnen Zählraten angeben. Da wir allerdings wissen, dass radioaktive Zerfälle, und damit im Endeffekt auch unsere Zählrate, der Poissonverteilung folgen, können wir dies für den statistischen Fehler ausnutzen. Denn die Poissonverteilung zeichnet sich dadurch aus, dass die Varianz mit dem Wert übereinstimmt. Da die Standardabweichung  $\sigma$  gerade die Wurzel der Varianz ist, ist diese also mit der Wurzel des Messwertes gegeben.

Dies soll mit einer kurzen Messreihe überprüft werden. Dazu haben wir 10 Zählraten bei einer jeweiligen Messdauer von 30 s aufgenommen und diese statistisch untersucht:

---

Anzahl Ereignisse z:	5227	5173	5105	5129	5085	5084	5260	5321	5218	5181
----------------------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------

---

Als Mittelwert erhalten wir  $\bar{z} = 5178,3$  mit einer Standardabweichung von  $\sigma_z = 79,18$ . Dies entspricht in etwa der Wurzel des Mittelwertes von  $\sqrt{\bar{z}} = 71,96$ . Daher werden wir im Folgenden als Fehler der Zählrate immer die Wurzel eben dieser Zählrate verwenden.

### 3.2 Relaxationslänge

Der Zusammenhang zwischen Neutronenfluss  $\Phi(r)$  und der Relaxationslänge  $\lambda$  ist durch Gleichung (1.1) auf Seite 3 gegeben:

$$\Phi(r) = \frac{Q_0}{4\pi r^2} e^{-\frac{r}{\lambda}}$$

Aufgrund der Exponentialfunktion empfiehlt sich daher eine logarithmische Auftragung nach Gleichung (1.2) auf Seite 3:

$$\ln(\Phi r^2) = -\frac{r}{\lambda} + \text{const}$$

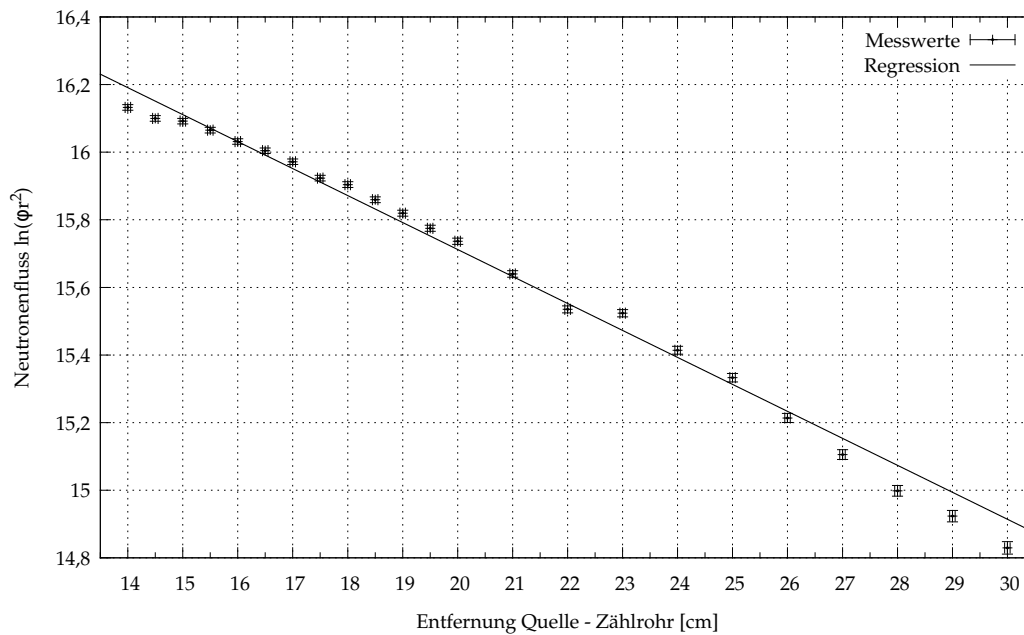
Für den Fehler eben dieses Wertes folgt damit nach Gaußscher Fehlerfortpflanzung unter der Annahme Poisson-verteilter Messwerte ( $\delta\Phi = \sqrt{\Phi}$ ):

$$\delta \ln(\Phi r^2) = \sqrt{\left(\frac{1}{\Phi}\right)^2 \underbrace{\delta\Phi^2}_{\Phi} + \left(\frac{2}{r}\right)^2 \delta r^2} = \sqrt{\frac{1}{\Phi} + \left(\frac{2 \cdot \delta r}{r}\right)^2}$$

Für den Fehler  $\delta r$  des Abstandes  $r$  nehmen wir hier und auch im Folgendem immer einen halben Millimeter an, was der halben Skalenbreite der Messschiene entspricht, an welcher das Zählrohr aufgehängt war.

Da die Cd-Kugel die langsamen Neutronen aufhält, haben wir eben die Zählraten aus den Messungen mit Cd-Kugel verwendet. Diese Zählraten (bzw. die gemessenen Werte des Neutronenflusses) sind wie eben beschrieben in Abbildung 2 auf der nächsten Seite dargestellt. Damit erhalten wir für die Relaxationslänge einen Wert mit statistischem Fehler von:

$$\lambda = (12,53 \pm 0,29) \text{ cm}$$



**Abbildung 2:** Bestimmung der Relaxationslänge schneller Neutronen

$$\text{Fit an } f(x) = -\frac{x}{\lambda} + c:$$

$$c = 17,3081 \pm 0,035; \lambda = (12,5311 \pm 0,2863) \text{ cm}$$

### Fehlerrechnung

Für die Relaxationslänge  $\lambda$  gilt also nach Gleichung (1.2) auf Seite 3:

$$\lambda = -\frac{r}{\ln(\Phi r^2) - c}$$

Damit folgt für den Fehler  $\delta\lambda$  nach Gaußscher Fehlerfortpflanzung:

$$\delta\lambda = \sqrt{\left(\frac{\partial\lambda}{\partial r}\delta r\right)^2 + \left(\frac{\partial\lambda}{\partial\Phi}\delta\Phi\right)^2 + \left(\frac{\partial\lambda}{\partial c}\delta c\right)^2}$$

$$= \sqrt{\frac{\delta r^2\Phi \ln(\Phi r^2) (\ln(\Phi r^2) - 2(c+2)) + (c+2)^2\delta r^2\Phi + r^2(\delta c^2\Phi + 1)}{\Phi(c - \ln(\Phi r^2))^4}}$$

Für den Fehler  $\delta c$  der Konstanten  $c$  haben wir hierbei den aus dem Fitten erhaltenen statistischen Fehler dieser Größe gewählt.

Da wir hier für jedes gemessene Wertepaar einen eigenen systematischen Fehler erhalten, haben wir für den systematischen Fehler unseres Endergebnisses den Mittelwert dieser Fehler herangezogen. Damit erhalten für diesen Fehler einen Wert von 0,52 cm, wobei dieser sogar über dem statistischen Fehler liegt. Somit erhalten wir als Endergebnis mit statistischem und systematischem Fehler für die Relaxationslänge schneller Neutronen:

$$\lambda = (12,53 \pm 0,29 \pm 0,52) \text{ cm}$$

### 3.3 Diffusionslänge

Der Zusammenhang zwischen Neutronenfluss  $\Phi(r)$  und der Diffusionslänge  $L$  ist durch Gleichung (1.4) auf Seite 4 gegeben:

$$\Phi(r) = \frac{Q}{4\pi D} \cdot \frac{e^{-r/L}}{r}$$

Aufgrund der Exponentialfunktion empfiehlt sich daher auch hier eine logarithmische Auftragung nach Gleichung (1.5) auf Seite 4:

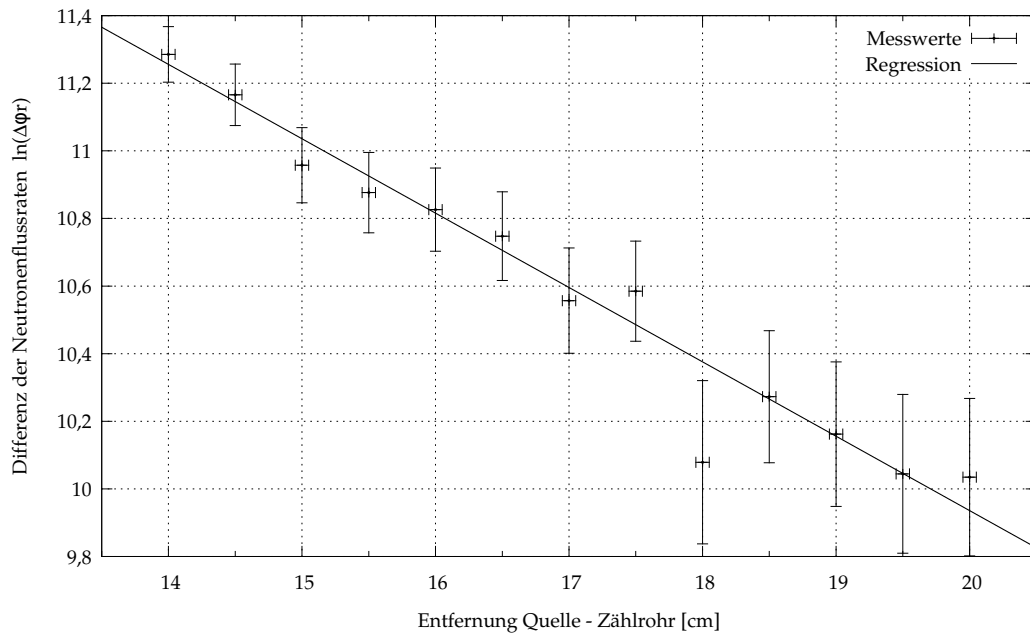
$$\ln(\Phi r) = -\frac{r}{L} + \text{const}$$

Der Fluss  $\Phi$  setzt sich hier allerdings aus der Differenz zwischen dem Fluss mit Cd-Abschirmung  $\Phi_1$  und dem Fluss ohne der Cd-Kugel  $\Phi_2$  zusammen:  $\Phi = \Phi_2 - \Phi_1$ . Damit erhält man für den Fehler von  $\Phi$  unter Annahme der Poissonverteilung einen Wert von  $\delta\Phi = \sqrt{\Phi_1 + \Phi_2}$ .

Für den Fehler des Wertes oben folgt damit nach Gaußscher Fehlerfortpflanzung:

$$\delta \ln(\Phi r) = \sqrt{\left(\frac{\delta\Phi}{\Phi}\right)^2 + \left(\frac{\delta r}{r}\right)^2} = \sqrt{\frac{\Phi_1 + \Phi_2}{(\Phi_2 - \Phi_1)^2} + \left(\frac{\delta r}{r}\right)^2}$$

Diese Zählraten sind in Abbildung 3 dargestellt.



**Abbildung 3:** Bestimmung der Diffusionslänge thermischer Neutronen

$$\text{Fit an } f(x) = -\frac{x}{\lambda} + c:$$

$$c = 14,3355 \pm 0,1886; \lambda = (4,54576 \pm 0,2457) \text{ cm}$$

Damit erhalten wir für die Diffusionslänge einen Wert mit statistischem Fehler von:

$$\lambda = (4,55 \pm 0,25) \text{ cm}$$



## Fehlerrechnung

Für die Diffusionslänge  $L$  gilt also nach Gleichung (1.5) auf Seite 4 und mit  $\Phi = \Phi_2 - \Phi_1$ :

$$L = -\frac{r}{\ln(\Phi r) - c} = -\frac{r}{\ln((\Phi_2 - \Phi_1)r) - c}$$

Damit folgt für den Fehler  $\delta L$  nach Gaußscher Fehlerfortpflanzung:

$$\begin{aligned} \delta L &= \sqrt{\left(\frac{\partial L}{\partial r} \delta r\right)^2 + \left(\frac{\partial L}{\partial \Phi_1} \delta \Phi_1\right)^2 + \left(\frac{\partial L}{\partial \Phi_2} \delta \Phi_2\right)^2 + \left(\frac{\partial L}{\partial c} \delta c\right)^2} \\ &= \sqrt{\frac{\delta r^2 (c - \ln(r(\Phi_2 - \Phi_1)) + 1)^2 + \delta c^2 r^2 + \frac{(\Phi_1 + \Phi_2)r^2}{(\Phi_2 - \Phi_1)^2}}{(c - \ln(r(\Phi_2 - \Phi_1)))^4}} \end{aligned}$$

Für den Fehler  $\delta c$  der Konstanten  $c$  haben wir auch hier den aus dem Fitten erhaltenen statistischen Fehler dieser Größe gewählt.

Da wir auch hier für jedes gemessene Wertepaar einen eigenen systematischen Fehler erhalten, haben wir wieder für den systematischen Fehler unseres Endergebnisses den Mittelwert dieser Fehler herangezogen. Damit erhalten für diesen Fehler einen Wert von 0,037 cm. Somit erhalten wir als Endergebnis mit statistischem und systematischem Fehler für die die Diffusionslänge thermischer Neutronen:

$L = (4,55 \pm 0,25 \pm 0,04) \text{ cm}$
---

## 4 Fazit

Für beide Längen erhalten wir relativ genaue Ergebnisse. Die auftretenden Fehler sind durch folgende Effekte zu erklären:

- Die Zerfallsrate und damit die Zählrate und der Neutronenfluss liegt einer statistischen Verteilung zu Grunde. Daher würden sich die statistischen Fehler durch eine längere Messdauer weiter minimieren lassen.
- Wir sind von einer punktförmigen Quelle ausgegangen, obwohl dies eigentlich nicht der Fall ist. Zwar haben wir daher erst ab einem Abstand von 14 cm gemessen, doch dennoch sind dadurch bedingte Einflüsse nicht auszuschließen.
- Der Abstand des Zählrohres von der Quelle konnte nur an einer Schiene auf dem Wassertank abgelesen werden. Das Zählrohr selbst war nicht zu sehen, weshalb es möglich war, das das Zählrohr nicht immer genau unter der Aufhängung auf der Schiene lag.
- Der Detektor selbst ist nicht zur Messung schneller Neutronen geeignet, sondern nur zur Messung der thermischen. Da somit nicht alle Neutronen erfasst werden, wird das Ergebnis so weiter verfälscht.
- Da die gemessenen Weglängen auch von der Energie der Neutronen abhängen, aber die Neutronen nicht alle dieselbe Energien aufweisen, tritt dadurch auch ein Fehler auf.