

Protokoll Optik 1  
Prismenspektrometer  
Physikalisches Grundpraktikum 2

Gruppe B2  
Máté Farkas, Maria Spethmann

6. März 2019

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einführung</b>	<b>3</b>
<b>2</b>	<b>Physikalische Grundlagen</b>	<b>3</b>
<b>3</b>	<b>Allgemeiner Versuchsaufbau und Durchführung</b>	<b>4</b>
<b>4</b>	<b>Bestimmung der Dispersionskurve <math>n(\lambda)</math></b>	<b>5</b>
4.1	Versuchsdurchführung . . . . .	5
4.2	Bestimmung der Messunsicherheit auf $\psi_i$ . . . . .	6
4.3	Auswertung . . . . .	7
<b>5</b>	<b>Untersuchung des Spektrums einer Zinklampe</b>	<b>11</b>
5.1	Versuchsdurchführung . . . . .	11
5.2	Auswertung . . . . .	11
<b>6</b>	<b>Auflösungsvermögen</b>	<b>12</b>
6.1	Versuchsaufbau und -durchführung . . . . .	12
6.2	Auswertung . . . . .	13
<b>7</b>	<b>Fazit</b>	<b>13</b>

## 1 Einführung

Ziel dieses Versuchs ist es, die Dispersionskurve  $n(\lambda)$  eines Prismas unbekannten Materials zu bestimmen. Dazu wird die Ablenkung der Spektrallinien einer Quecksilber-Cadium-Lampe mithilfe eines Prismenspektrometers gemessen. Nachdem die Dispersionskurve bestimmt wurde, wird eine Spektrallinie einer Zinklampe vermessen und die berechnete Wellenlänge mit dem Literaturwert verglichen. Schließlich wird das Auflösungsvermögen des Prismas anhand der gelben Hg-Doppellinie ermittelt.

## 2 Physikalische Grundlagen

Der Brechungsindex  $n$  beschreibt die Ausbreitungsgeschwindigkeit von Licht in einem Medium.  $n$  ist wellenlängenabhängig, weil die Anregung der Elektronen in einem Medium durch das Verhältnis zwischen Eigenfrequenz der Elektronen und Frequenz der elektromagnetischen Welle bestimmt wird. Im Bereich des sichtbaren Lichtes lässt sich die Dispersionskurve  $n(\lambda)$  durch die Cauchy-Gleichung annähern

$$n(\lambda) = a + \frac{b}{\lambda^2} + \frac{c}{\lambda^4}, \quad (1)$$

wobei  $a$ ,  $b$  und  $c$  materialabhängige Konstanten sind.

Wenn Licht auf Materie trifft, wird der Lichtstrahl gebrochen. Das Snelliussche Brechungsgesetz bezieht Einfallswinkel  $\alpha_1$ , Brechungswinkel  $\alpha_2$  und die Brechungsindexe der Medien aufeinander:

$$n_1 \cdot \sin(\alpha_1) = n_2 \cdot \sin(\alpha_2) \quad (2)$$

Mithilfe dieses Gesetzes und geometrischen Zusammenhängen kann der Strahlengang durch ein Prisma berechnet werden.

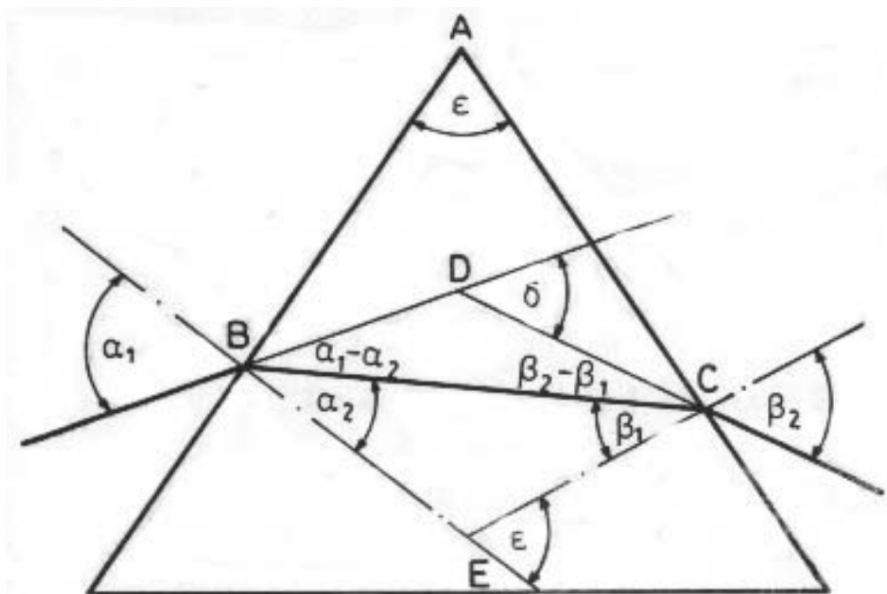


Abbildung 1: Strahlengang durch das Prisma (Quelle: Praktikumsskript)

Der Ablenkungswinkel  $\delta$  wird minimal für den symmetrischen Strahlendurchgang, bei dem der Austrittswinkel  $\beta_2$  gleich dem Einfallswinkel  $\alpha_1$  ist. In diesem Fall gilt folgender Zusammenhang zwischen Minimalablenkung und Brechungsindex:

$$n = \frac{\sin((\delta_{\min} + \epsilon)/2)}{\sin(\epsilon/2)} \quad (3)$$

In diesem Versuch wird die Minimalablenkung  $\delta_{min}$  bekannter Spektrallinien des Cadmiums- und Quecksilberspektrums gemessen und daraus der Brechungsindex berechnet. Nun können die Koeffizienten  $a$ ,  $b$  und  $c$  der Cauchy-Gleichung (Gl. (1)) mit einer Ausgleichsrechnung bestimmt werden.

Eine charakterisierende Größe eines Prismas ist sein Auflösungsvermögen  $A$ . Es wird definiert als

$$A = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} \quad (4)$$

und beschreibt die benötigte Wellenlängendifferenz  $\Delta\lambda$ , um zwei Spektrallinien mit Wellenlängen  $\lambda$  und  $\lambda + \Delta\lambda$  noch mit dem Prisma trennen zu können. Bei symmetrischem Strahlengang und voller Ausleuchtung lässt sich das Auflösungsvermögen des Prismas berechnen durch

$$A = S \frac{dn}{d\lambda} \quad (5)$$

mit Prismenbasis  $S$ .

### 3 Allgemeiner Versuchsaufbau und Durchführung

Der Versuchsaufbau besteht aus einer Lichtquelle, einem festen Kollimator, einem Prisma auf einer Drehscheibe und einem schwenkbaren Fernrohr, dessen Winkeleinstellung bezüglich eines festen Teilkreises auf eine Bogenminute genau abgelesen werden kann. Das Licht der Spektrallampe fällt über einen Spalt, dessen Breite die Intensität regelt, in den Kollimator und wird an der Kollimatorlinse in ein ebenes Lichtbündel umgewandelt. Das Lichtbündel fällt auf das Prisma und wird abhängig von Einfallswinkel und Wellenlänge abgelenkt. Nun kann das abgelenkte Bild des Spaltes durch das Fernrohr vergrößert betrachtet werden, das aus einer Objektiv- und einer Okularlinse besteht. Der Strahlengang durch das Spektrometer wird in Abb. 3 dargestellt. Abb. 2 zeigt eine Übersicht über den Versuchsaufbau (einschließlich der für Teilversuch 3 benötigten Schlitzblende).

Bei Teilversuch 1 und 2 wird für jede Messung die Minimalablenkung eingestellt. Dazu betrachtet man durch das Fernrohr eine Spektrallinie und variiert durch Drehung der Prismadrehscheibe den Einfallswinkel. Ein symmetrischer Strahlendurchgang mit Minimalablenkung ist dann erreicht, wenn sich bei gleichsinniger Drehung des Prismas die Laufrichtung des Spaltbildes durch das Fernrohr umkehrt. Man schwenkt den Fernrohrarm so, dass sich das Fadenkreuz des Fernrohrs dann auf dem Spalt befindet, wenn die Minimalablenkung erreicht ist, und notiert den Winkel der Fernrohrposition  $\psi_1$ . Anschließend dreht man das Prisma um, sodass das Licht auf die andere Seite gebrochen wird, wiederholt den beschriebenen Prozess zum Finden des symmetrischen Strahldurchgangs und misst den zweiten Winkel  $\psi_2$ , der zur gleichen Spektrallinie gehört. Die Minimalablenkung  $\delta_{min}$  lässt sich nun berechnen durch

$$\delta_{min} = \frac{\psi_1 - \psi_2}{2}. \quad (6)$$



Abbildung 2: Versuchsaufbau

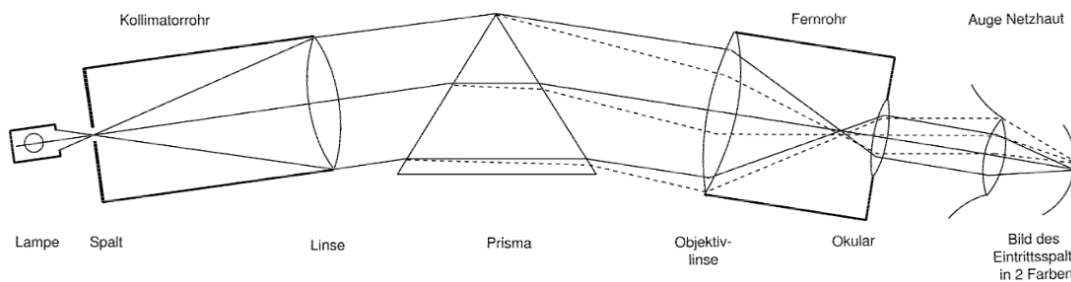


Abbildung 3: Versuchsaufbau: Strahlengang durch das Spektrometer (Quelle: Praktikumsskript)

## 4 Bestimmung der Dispersionskurve $n(\lambda)$

### 4.1 Versuchsdurchführung

Zunächst verwenden wir eine Hg/Cd-Lampe und messen für sechs ausgewählte Spektrallinien jeweils drei Mal die linksseitigen und rechtsseitigen Umkehrwinkel  $\psi_1$  und  $\psi_2$  (siehe Tabelle 1). Die Werte werden gemittelt und der Brechungsindex in Abhängigkeit der Wellenlängen mithilfe von Gl. (6) und Gl. (3) berechnet. Um den Fehler der Messgenauigkeit abschätzen zu können, wird  $\psi_1$  der roten Spektrallinie von Quecksilber 10 Mal bestimmt. Die Unsicherheit auf dieses  $\psi_1$  wird auf die anderen Messungen übertragen, da angenommen wird, dass sie der gleichen statistischen Verteilung folgt.

## 4.2 Bestimmung der Messunsicherheit auf $\psi_i$

Die gemessenen Werte für  $\psi_1$  und  $\psi_2$  sind in Tabelle 1 zusammengefasst. Zur Bestimmung der Messunsicherheit auf  $\psi$  verwenden wir die 10 linksseitigen Messungen  $\psi_1$  der roten Cadmiumlinie. Abb. 4 zeigt ein Histogramm dieser 10 Messungen. Es ist zu erkennen, dass die Streuung recht groß ist, deutlich größer als die Winkelskala des Fernrohrs.

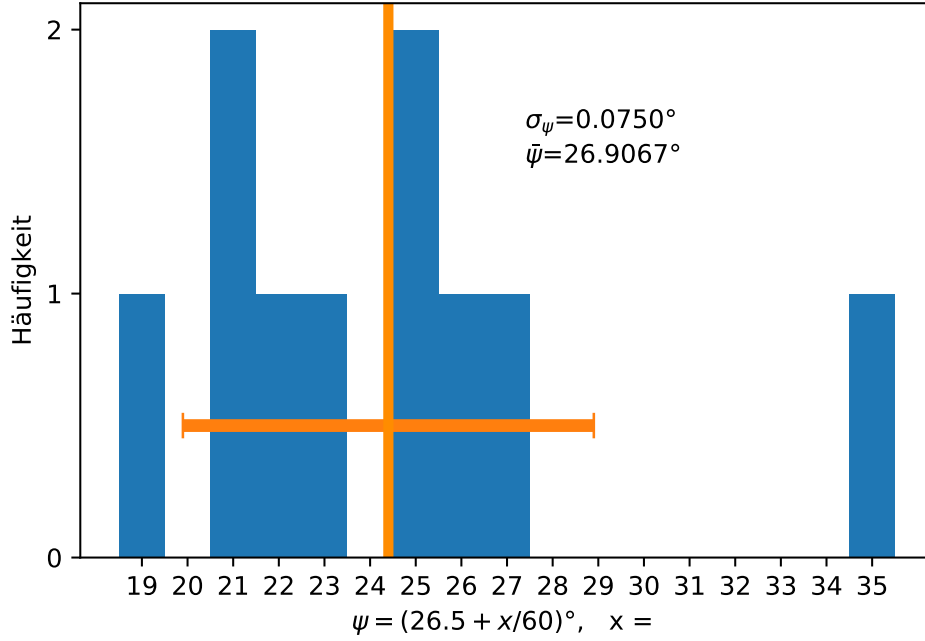


Abbildung 4: Histogramm der 10 linksseitigen Messungen der roten Cadmiumlinie. Orange markiert sind Mittelwert und Standardabweichung

Wir berechnen die Standardabweichung der Verteilung durch

$$\sigma_{\psi} = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (\psi_i - \bar{\psi})^2} \quad (7)$$

mit  $N = 10$  und nehmen an, dass diese Unsicherheit auch für die anderen Werte von  $\psi_1$  und  $\psi_2$  gilt. Die Berechnung ergibt

$$\sigma_{\psi} = 0.075^\circ. \quad (8)$$

Die Unsicherheit auf den Mittelwert einer Größe erhält man nun durch

$$\sigma_{\bar{\psi}} = \frac{\sigma_{\psi}}{\sqrt{N}} \quad (9)$$

bei  $N$  Messungen. In unserem Fall ergibt sich für drei Messungen  $\sigma_{\bar{\psi}} = 0.043^\circ$ , bzw. für die 10 Messungen der roten Cadmiumlinie  $\sigma_{\bar{\psi}} = 0.024^\circ$

	Winkel $\psi_{1i}$ in Grad	Winkel $\psi_{2i}$ in Grad
Cadmium rot $\lambda = 643.85nm$	$26.5 + \frac{27}{60}$	$144.5 + \frac{21}{60}$
	$26.5 + \frac{26}{60}$	$144.5 + \frac{20}{60}$
	$26.5 + \frac{25}{60}$	$144.5 + \frac{20}{60}$
	$26.5 + \frac{35}{60}$	
	$26.5 + \frac{23}{60}$	
	$26.5 + \frac{21}{60}$	
	$26.5 + \frac{19}{60}$	
	$26.5 + \frac{22}{60}$	
	$26.5 + \frac{25}{60}$	
	$26.5 + \frac{21}{60}$	
Quecksilber grün $\lambda = 546.07nm$	$25.5 + \frac{5}{60}$	$146 + \frac{15}{60}$
	$25.5 + \frac{5}{60}$	$146 + \frac{15}{60}$
	$25.5 + \frac{3}{60}$	$146 + \frac{16}{60}$
Cadmium blaugrün $\lambda = 508.58nm$	$24.5 + \frac{12}{60}$	$147 + \frac{5}{60}$
	$24.5 + \frac{13}{60}$	$147 + \frac{4}{60}$
	$24.5 + \frac{14}{60}$	$147 + \frac{5}{60}$
Cadmium hellblau $\lambda = 479.99nm$	$24.5 + \frac{16}{60}$	$147.5 + \frac{23}{60}$
	$24.5 + \frac{15}{60}$	$147.5 + \frac{21}{60}$
	$24.5 + \frac{15}{60}$	$147.5 + \frac{22}{60}$
Quecksilber violett $\lambda = 435.83nm$	$22 + \frac{16}{60}$	$149.5 + \frac{3}{60}$
	$22 + \frac{17}{60}$	$149.5 + \frac{2}{60}$
	$22 + \frac{13}{60}$	$149.5 + \frac{1}{60}$
Quecksilber dunkelviolet $\lambda = 404.66nm$	$20.5 + \frac{5}{60}$	$151 + \frac{13}{60}$
	$20.5 + \frac{6}{60}$	$151 + \frac{14}{60}$
	$20.5 + \frac{6}{60}$	$151 + \frac{14}{60}$

Tabelle 1: Winkel der Spektrallinien

### 4.3 Auswertung

Nun berechnen wir aus den gemittelten linksseitigen und rechtsseitigen Umkehrwinkeln die Minimalablenkung  $\delta_{min}$  und den Brechungsindex  $n$  gemäß Gl. (6) und Gl. (3). Die Unsicherheiten auf  $\delta_{min}$  und  $n$  werden durch Fehlerfortpflanzung ermittelt und sind statistischer Natur.

$$\sigma_{\delta_{min}} = \frac{1}{2} \sqrt{\sigma_{\psi_1}^2 + \sigma_{\psi_2}^2} \quad (10)$$

$$\sigma_n = \left| \frac{1}{2 \sin \frac{\epsilon}{2}} \cos \left( \frac{\epsilon + \delta_{min}}{2} \right) \sigma_{\delta_{min}} \right| \quad (11)$$

Die systematische Unsicherheit auf  $\epsilon$  ist laut Hersteller sehr klein und wird im Folgenden vernachlässigt. Der systematische Fehler auf  $\lambda$ , der sich durch das Runden auf die zweite Nachkommastelle der Literaturwerte ergibt, ist ebenfalls vernachlässigbar. Die Werte für  $\delta_{min}$ ,  $n$  und ihre Fehler werden in Tabelle 2 zusammengefasst.

$\lambda$ [nm]	$\overline{\psi_{1i}}$ [°]	$\overline{\psi_{2i}}$ [°]	$\delta_{min}$ [°]	$\sigma_{\delta_{min}}$ [°]	$n$	$\sigma_n$
643.85	26.907	144.839	58.9661	0.0004	1.72296	0.00022
546.07	25.572	146.256	60.3417	0.0005	1.73502	0.00027
508.58	24.717	147.078	61.1806	0.0005	1.74226	0.00026
479.99	24.756	147.867	61.5556	0.0005	1.74547	0.00026
435.83	22.256	149.533	63.6389	0.0005	1.76293	0.00025
404.66	20.594	151.228	65.3167	0.0005	1.77657	0.00025

Tabelle 2: Übersicht zur Berechnung von  $n(\lambda)$  mithilfe der Hg/Cd-Spektrallinien

Die berechneten Werte für  $n(\lambda)$  werden verwendet, um die Dispersionkurve des Prismas in Form der Cauchy-Gleichung (Gl. (1)) zu bestimmen. Der Brechungsindex wird gegen  $\frac{1}{\lambda^2}$  aufgetragen und ein quadratischer Fit durchgeführt mit der Gleichung

$$f(x) = a + bx + cx^2, \quad x = \frac{1}{\lambda^2} \quad (12)$$

und Parametern  $a$ ,  $b$  und  $c$ .



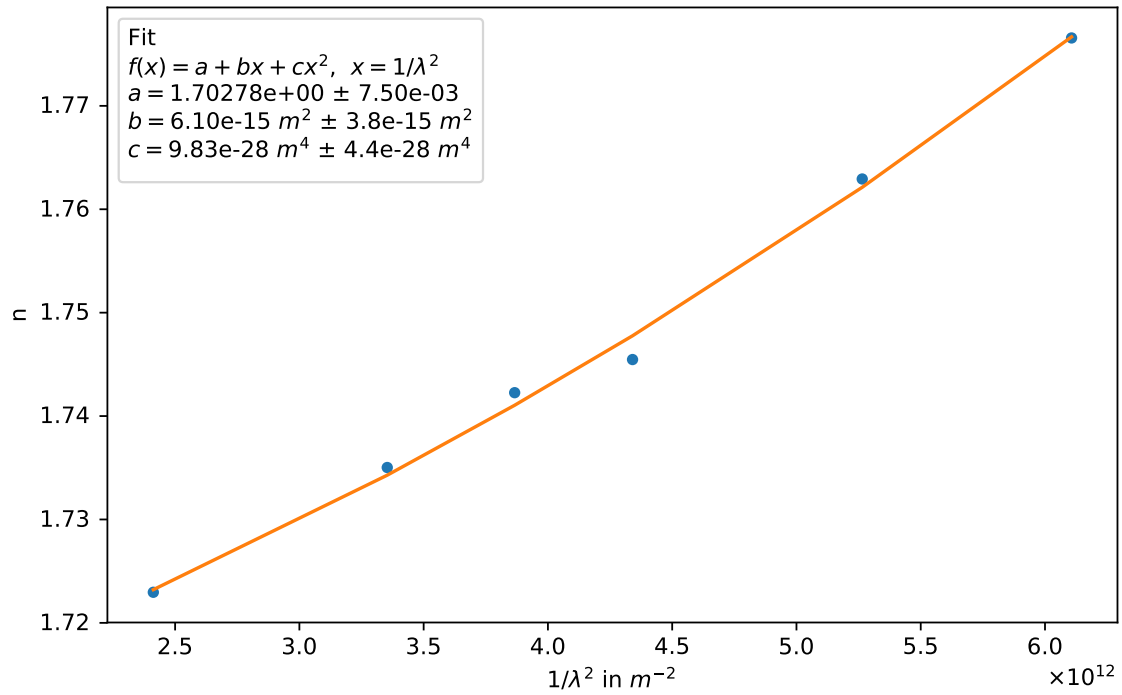


Abbildung 5: Anpassung der Dispersionskurve mit der Cauchyformel

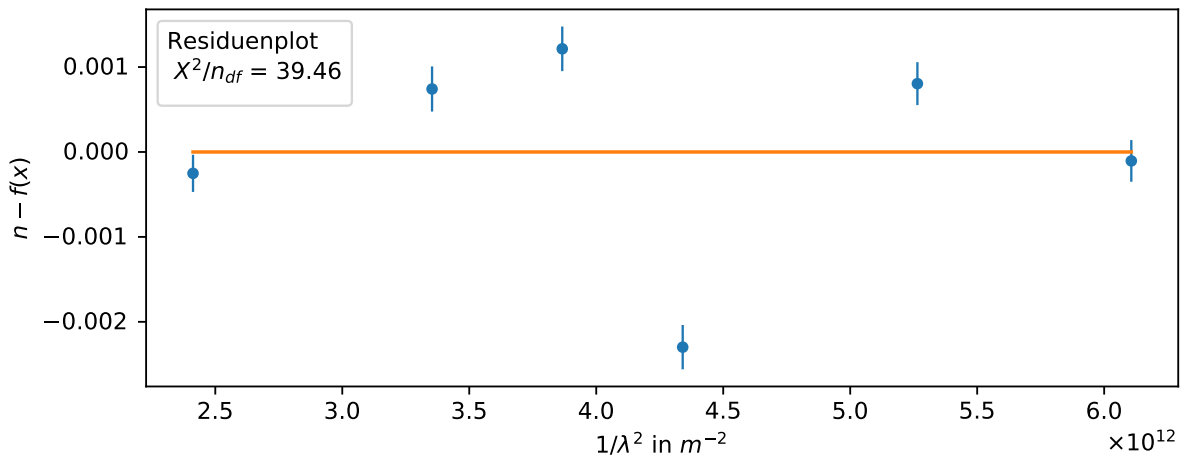


Abbildung 6: Residuenplot

Die Ergebnisse der Angleichung sind in Abb. 5 und Abb. 6 dargestellt. Im Residuenplot ist erkennbar, dass der Brechungsindex von  $\lambda = 479.99 \text{ nm}$  (hellblau) stark von der gefitteten Kurve abweicht. Dieser Wert ist vermutlich auch der Grund für den großen Wert von  $\chi^2/n_{df} = 39.46$ . Wir stellen fest, dass die linksseitigen Winkel  $\psi_1$  der hellblauen Linie zu nah an den Werten der blaugrünen liegt und vermuten einen Messfehler. Deshalb entschließen wir uns, die Messung der hellblauen Spektrallinie nicht in die weitere Auswertung mit einzubeziehen und wiederholen die Funktionsanpassung mit den restlichen fünf Punkten (Gl. (12)).

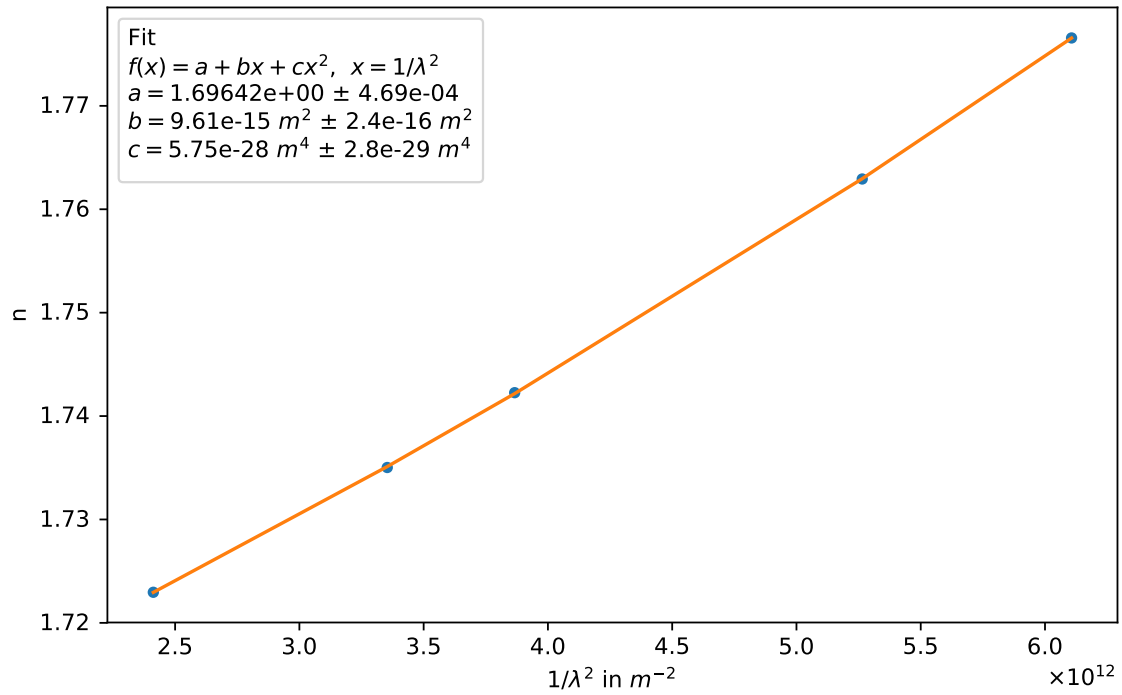


Abbildung 7: Anpassung der Dispersionskurve ohne Einbeziehung der hellblauen Spektrallinie

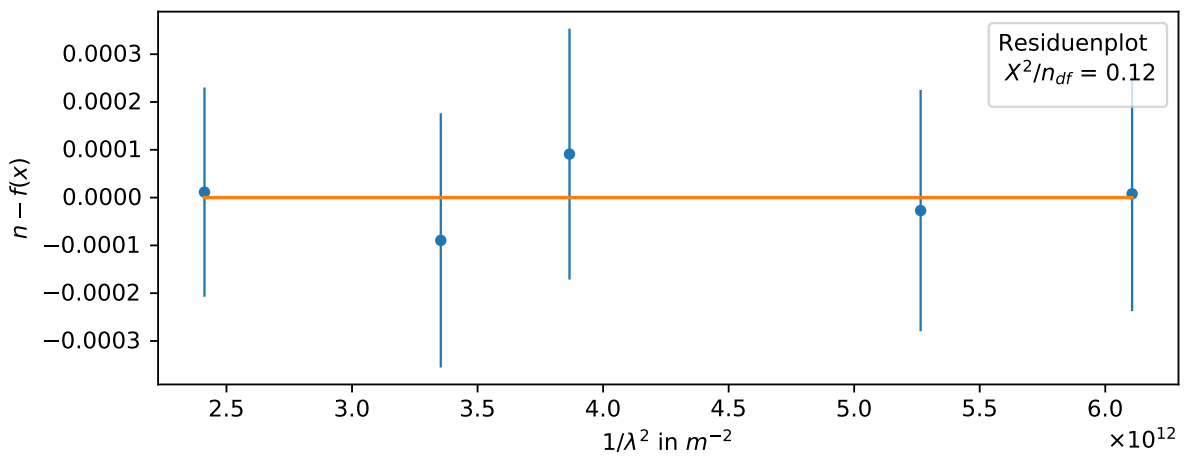


Abbildung 8: Residuenplot

Die Ergebnisse sind in Abb. 7 dargestellt. Im Residuenplot (Abb. (8)) ist erkennbar, dass sich die restlichen Messwerte sehr gut mit einer Parabel beschreiben lassen. Das  $\chi^2/n_{df}$  ergibt 0.12, was ein Hinweis für zu groß angenommene Fehler ist. Zu groß angenommene Unsicherheiten sind nicht unplausibel, da die Rauschmessung der  $\psi$  am Anfang des Versuchs durchgeführt wurde und sich das Geschick der Experimentatoren im Laufe des Versuchs verbessert haben könnte. Außerdem wurde die Rauschmessung nur für einen Experimentator durchgeführt, die Messgenauigkeit des zweiten Experimentators könnte sich von der des ersten unterscheiden.

Für die Parameter der quadratischen Fitfunktion erhalten wir

$$\begin{aligned} a &= 1.69642 \pm 0.00047 \\ b &= (9.61 \pm 0.24)10^{-15}m^2 \\ c &= (5.75 \pm 0.28)10^{-28}m^4 \end{aligned} \quad (13)$$

Bei manchen Materialien ist bereits eine lineare Näherung  $f(x) = a + bx = a + b/\lambda^2$  ausreichend, um die Dispersionskurve hinreichend genau darzustellen. Da die Abweichung  $\sigma_c$  in unserer quadratischen Anpassung um eine Größenordnung kleiner ist als der Wert von  $c$  selbst, können wir die quadratische Ordnung jedoch nicht weglassen und werden somit für den nächsten Teilversuch die Parameterwerte aus Gl. (13) nutzen:

$$f(x) = 1.69642 + 9.61 \cdot 10^{-15}m^2x + 5.75 \cdot 10^{-28}m^4x^2 \quad (14)$$

Wir vermuten abschließend, dass es sich bei unserem Prisma um ein besonders stark brechendes Flintglas handelt. Zwar ist im Praktikumsskript kein Material mit diesem hohen Brechungsindex aufgelistet ist, allerdings gibt es verschiedene Arten von Flintglas mit Brechungsindexen im Bereich von  $n=1.58$  bis  $n=1.85$  (Quelle: Schott - Optisches Glas).

## 5 Untersuchung des Spektrums einer Zinklampe

### 5.1 Versuchsdurchführung

Nachdem die Dispersionskurve im letzten Teilversuch bestimmt wurde, wird nun eine Spektrallinie einer Zinklampe vermessen. Wie im vorherigen Teil werden dafür jeweils drei links- und rechtsseitige Umkehrwinkel  $\psi_1$  und  $\psi_2$  gemessen. Mithilfe der Dispersionskurve können nun die Wellenlängen dieser Spektrallinie berechnet werden und mit dem Literaturwert (Quelle:Praktikumsskript) verglichen werden.

### 5.2 Auswertung

Die links- und rechtsseitigen Umkehrwinkel der betrachteten Spektrallinie lauten wie folgt:

	Winkel $\psi_{1i}$ in Grad	Winkel $\psi_{2i}$ in Grad
Zink	$24 + \frac{4}{60}$	$147.5 + \frac{22}{60}$
blau	$24 + \frac{0}{60}$	$147.5 + \frac{20}{60}$
$\lambda_{Lit} = 481.05nm$	$24 + \frac{0}{60}$	$147.5 + \frac{22}{60}$

Wie bei der Hg/Cd-Lampe kann daraus der Brechungsindex berechnet werden.

$\lambda$ [nm] (Literaturwert)	$\overline{\psi_{1i}}$ [°]	$\overline{\psi_{2i}}$ [°]	$\delta_{min}$ [°]	$\sigma_{\delta_{min}}$ [°]	$n$	$\sigma_n$
481.05	24.022	147.856	61.9167	0.0005	1.74853	0.00026

Die aus dem ersten Versuch erhaltene Dispersionkurve  $n(\lambda) = f(x)$  ist auf dem für uns relevanten Bereich streng monoton steigend bezüglich  $x = \frac{1}{\lambda^2}$  und ist bei positivem  $\lambda$  umkehrbar. Die Umkehrfunktion lautet:

$$\lambda = \lambda(n) = \sqrt{\frac{2c}{-b + \sqrt{b^2 - 4c(a - n)}}} \quad (15)$$

Mit dieser Formel berechnen wir die Wellenlängen der Spektrallinien zu

$$\lambda_{blau} = 481.6nm \quad (16)$$

Um den Fehler auf diese Werte abzuschätzen, berücksichtigen wir die experimentell bestimmte statistische Unsicherheit auf den Brechungsindex  $n$  und berechnen ein oberes und unteres  $\sigma$ -Intervall für die Wellenlänge:

$$\lambda_{+\Delta} = \lambda(n) + \sigma_+ = \lambda(n - \sigma_n) \quad (17)$$

$$\lambda_{-\Delta} = \lambda(n) - \sigma_- = \lambda(n + \sigma_n) \quad (18)$$

Es gilt  $\sigma_+ \approx \sigma_- \equiv \sigma_\lambda$ , weil sich  $f(x)$  auf diesem kleinen Intervall linear nähern lässt. Die Unsicherheiten auf die Parameter  $a$ ,  $b$  und  $c$  der Fitfunktion werden vernachlässigt, weil diese Unsicherheiten, dadurch dass die quadratische Angleichung mit 5 Punkten durchgeführt wurde, klein sind gegenüber der Unsicherheit auf  $n$ , die einem einzelnen Punkt in der Dispersionskurve entspricht. Man erhält:

$$\sigma_{\lambda,exp} = 1.0nm \quad (19)$$

Wir stellen fest, dass der Literaturwert im  $1\sigma$ -Intervall des experimentellen Wertes liegt. Die Ergebnisse werden in der Abbildungen 9 zusammengefasst.

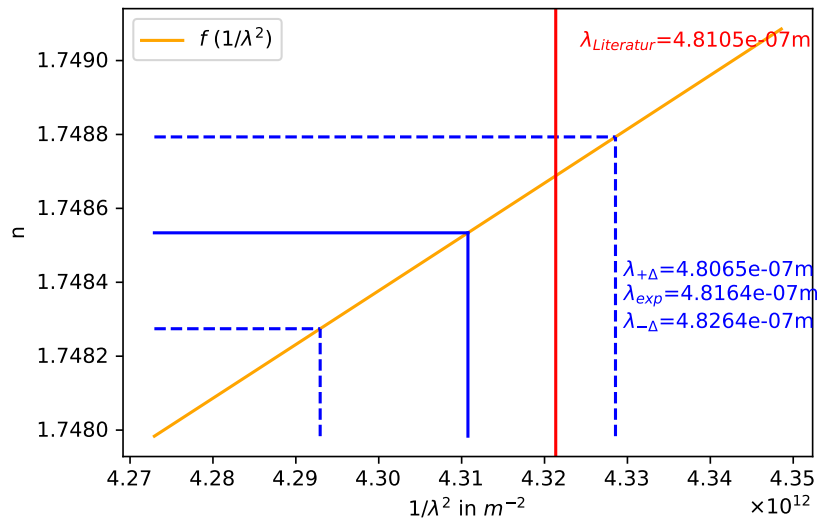


Abbildung 9: Wellenlängenbestimmung der 1. blauen Spektrallinie des Zinkspektrums und Vergleich mit Literaturwert.

## 6 Auflösungsvermögen

### 6.1 Versuchsaufbau und -durchführung

Schließlich wird das Auflösungsvermögen des Prismas bei unterschiedlicher Ausleuchtung anhand der gelben Hg-Doppellinie bestimmt. Die Literaturwerte der dazugehörigen Wellenlängen liegen bei  $\lambda_1 = 576.96nm$  und  $\lambda_2 = 579.07nm$ . Der Versuchsaufbau wird um eine verschiebbare Schlitzblende ergänzt, die an das vordere Ende des Kollimators befestigt wird. Die Spaltbreiten  $s$  lassen sich in Schritten von 0.5mm von  $s = 0.5mm$  bis  $s = 6mm$  einstellen und bestimmen die Breite des Lichtbündels, das auf das Prisma fällt. Das Auflösungsvermögen des Prismas ist somit bestimmbar durch

$$A = \left| \frac{dn}{d\lambda} 2s \frac{\sin \frac{\epsilon}{2}}{\cos \frac{\delta_{min} + \epsilon}{2}} \right|. \quad (20)$$

Die Spaltbreite wird zu kleineren Werten hin variiert und der Wert für  $s$  notiert, bei der die Hg-Doppellinie gerade nicht mehr auflösbar erscheint.

## 6.2 Auswertung

Wie erwartet verschwimmen die beobachteten, gelben Hg-Doppellinien mit diskret kleiner werdendem Spaltabstand. Der Experimentator ist der subjektiven Meinung, dass sich die Linien bei einer Spaltbreite von 1.5mm noch trennen lassen, die Linien dagegen bei einer Spaltbreite von 1mm verschmelzen.

Das benötigte Auflösungsvermögen der Hg-Doppellinie beträgt:

$$A_{theo} = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = \frac{576.96nm}{2.11nm} = 273.4 \quad (21)$$

Für ein Lichtbündel der Breite  $s$  erwarten wir ein Auflösungsvermögen des Prismas gemäß Gl. 20. Die Ableitung des Brechungsindex erhalten wir durch die in Teilversuch 1 ermittelte Ausgleichsfunktion  $n(\lambda) = f(x)$ .

$$\frac{dn}{d\lambda} = -\frac{2b}{\lambda^3} - \frac{4c}{\lambda^5} \quad (22)$$

Wir berechnen  $\delta_{min}$  mithilfe der Fitfunktion  $f(x)$  und dem Zusammenhang zwischen  $n$  und  $\delta_{min}$  (Gl. (3)) bei  $\lambda = 576.96nm$ :

$$\delta_{min} = 2 \arcsin \left( n(\lambda = 578.96nm) \sin \frac{\epsilon}{2} \right) - \epsilon = 59.820^\circ. \quad (23)$$

Insgesamt ergibt das Auflösungsvermögen

$$\text{bei einer Spaltbreite von } s = 1mm : A = 271.4 \quad (24)$$

$$\text{bei einer Spaltbreite von } s = 1.5mm : A = 407.1 \quad (25)$$

Weil das Auflösungsvermögen sehr vom subjektiven Empfinden des Experimentators abhängig ist und nur diskrete Spaltbreiten bei dem Versuch verwendet wurden, wird auf eine Fehlerabschätzung verzichtet. Die Einschätzung des Experimentators stimmt jedoch in diesem Fall mit den Erwartungen überein: Bei einer Spaltbreite von 1mm liegt das Auflösungsvermögen des Prismas  $A = 271.4$  knapp unterhalb des benötigten, theoretisch berechneten Auflösungsvermögens von  $A_{theo} = 273.4$  und die Linien sind nicht trennbar. Bei einer Spaltbreite von 1.5mm liegt das Auflösungsvermögen des Prismas  $A = 407.1$  oberhalb des benötigten, theoretischen Auflösungsvermögens und die Linien sind trennbar.

## 7 Fazit

Zunächst wurde die Dispersionskurve unseres Prismamaterials anhand des Hg/Cd-Spektrums bestimmt zu

$$n(\lambda) = (1.69642 \pm 0.00047) + (9.61 \pm 0.24)10^{-15}m^2 \frac{1}{\lambda^2} + (5.75 \pm 0.28)10^{-28}m^4 \frac{1}{\lambda^4} \quad (26)$$

Anschließend wurde eine blaue Spektrallinie einer Zinklampe vermessen und die experimentell bestimmten Wellenlängen mit den Literaturwerten verglichen. Der Literaturwert liegt im  $1\sigma$ -Intervall des berechneten Werts.

Spektrallinie	$\lambda_{exp}$	$\sigma_\lambda$	$\lambda_{Literatur}$
blau	481.6nm	1.0nm	481.05nm

Schließlich wurde korrekt vorausgesagt, dass das Auflösungsvermögen des Prismas bei einer Ausleuchtung der Breite 1.5mm ausreichend, aber das Auflösungsvermögen bei einer Ausleuchtung der Breite 1mm zu klein ist, um die gelbe Hg-Doppellinie zu trennen.