



GRUNDPRAKTIKUM

O3/O4: Prismen- und Gitterspektroskopie

Autor:

[REDACTED]

Partner:

[REDACTED]

Versuchsdatum: [REDACTED]

Versuchsplatz: [REDACTED]

Abgabedatum: [REDACTED]

Inhaltsverzeichnis

1	Physikalische Grundlagen und Aufgabenstellung	2
2	Prismenspektroskopie	2
2.1	Vermessung des Versuchsaufbaus	2
2.2	Wellenlänge der Natrium-D-Linie	4
2.3	Auflösungsvermögen des Prismas	5
3	Gitterspektroskopie	5
3.1	Vermessung des Versuchsaufbaus	6
3.2	Wellenlängen zweier Hg-Linien und des Na-Dubletts	7
3.3	Auflösungsvermögen des Gitters	8
4	Fehleranalyse und kritische Ergebniseinschätzung	9
4.1	Prismenspektroskop	9
4.2	Gitterspektroskop	10
A	Anhang	12

1 Physikalische Grundlagen und Aufgabenstellung

Der Versuch O3/O4: Prismen- und Gitterspektroskopie erlaubt es, die Dispersionskurve für ein Glasprisma zu berechnen und daraus das Auflösungsvermögen des Prismas abzuschätzen. Der zweite Teil des Versuchs nutzt die Beugung an einem Gitter um zuerst die Gitterkonstante zu bestimmen, dann sein Auflösungsvermögen abzuschätzen und schließlich mit Hilfe des Gitters die Wellenlängen einiger Spektrallinien zu bestimmen. Eine genaue Versuchsbeschreibung und die physikalischen Grundlagen des Versuchs befinden sich in [2, S. 56-62].

2 Prismenspektroskopie

Bei der Prismenspektroskopie wird Licht durch ein Prisma aus einem brechenden Material geschickt. Da die Brechkraft des Prismas von der Wellenlänge der ankommenden Welle abhängt wird das Licht somit in seine Spektralkomponenten zerlegt, die mit geeigneten Instrumenten einzeln beobachtet werden können. Aus der Lage der Spektrallinien lassen sich dann entweder, bei bekannten Wellenlängen, Rückschlüsse auf das brechende Medium oder, bei bekanntem Brechverhalten des Mediums, Information über die Wellenlängen gewinnen.

2.1 Vermessung des Versuchsaufbaus

Der erste Teil des Versuches hatte zum Ziel, aus der Messung von δ_{min} für einige bekannte Wellenlängen den entsprechenden Brechungsindex n von Flintglas Schott-F2 zu berechnen und daraus mit Hilfe einer Sellmeier-Gleichung, welche die zugrundeliegende physikalische Modellvorstellung mikroskopischer Oszillatoren widerspiegelt, den Verlauf der Dispersionskurve $n(\lambda)$ für eben jenes Glas zu berechnen.

Bestimmung des Nullwinkels

Da alle Winkel relativ zum Nullpunkt der Versuchsanordnung gemessen wurden musste zuerst der Nullwinkel φ_0 bestimmt werden, unter dem in Abwesenheit des Prismas im Fernrohr der Einzelspalt sichtbar wird. Dazu wurde dieser Winkel sechs Mal gemessen, der statistische Fehler des Mittelwertes entspricht dann dem Vertrauensbereich. Der systematische Restfehler der Winkelmessung ergibt sich aus dem Teilungsfehler des verwendeten Winkelmessers, insbesondere des Nonius für die Feinablesung. Nimmt man hier den Teilungsfehler eines Messschiebers an, der in [1, S. 17] mit $e_s = 0,1 \text{ Skalenteil} + L \cdot 10^{-4}$ angegeben ist, ergibt sich für den Nonius ein maximaler systematischer Restfehler von $e_s = (1,67 \cdot 10^{-3} + 30 \cdot 10^{-4})^\circ \approx (4,7 \cdot 10^{-3})^\circ$. Dieser Wert ist so klein, dass er gegen den statistischen Fehler vernachlässigt werden kann. Es folgt für den Nullwinkel des Prismenspektroskops:

$$\varphi_0 = (270,225 \pm 0,008)^\circ$$

Berechnung der Brechzahlen für einige Wellenlängen von Hg

Für verschiedene vorgegebene Wellenlängen von Hg-Licht wurden nun die minimalen Ablenkungen, die durch das verwendete Prisma 4F2 erzeugt wurden, mit der im Skript beschriebenen Methode je sechs Mal gemessen und ein Mittelwert gebildet. Der statistische Fehler entspricht wieder dem Vertrauensbereich der Messung, der systematische Fehler kann mit der oben ausgeführten Argumentation vernachlässigt werden.

Um aus dem gemessenen Winkel den tatsächlichen Winkel δ_{min} zu erhalten, muss die Differenz zwischen dem Mittelwert der Einzelmessungen und dem Nullwinkel φ_0 gebildet werden. An dieser Stelle wurden, um $u_{\delta_{min}}$ zu berechnen, die Unsicherheiten beider Werte pythagoräisch addiert, da sich die rein statistisch bedingten Unsicherheiten gegenseitig kompensieren können.

Der Brechungsindex für eine bestimmte Wellenlänge bestimmt sich dann mit

$$n = \frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{\sin \left(\frac{1}{2} \delta_{min} + \frac{1}{2} \gamma \right)}{\sin \left(\frac{1}{2} \gamma \right)} \quad (1)$$

wobei $\gamma = 60^\circ$ den im Skript vorgegebenen brechenden Winkel des Prismas bezeichnet, der als fehlerfrei angenommen wird. Die Gaußsche Fehlerfortpflanzung ergibt damit

$$u_n = \frac{\cos \alpha}{2 \sin \beta} \quad (2)$$

Damit ergeben sich die in Tabelle 1 aufgeführten Brechzahlen für die untersuchten Wellenlängen:

Tabelle 1: Brechzahlen von F2-Flintglas für verschiedene Wellenlängen

λ [nm]	δ_{min} [°]	$u_{\delta_{min}}$	n [—]	u_n
404,656	51,386	0,012	1,65206	0,00012
435,833	50,483	0,011	1,64313	0,00011
491,607	49,403	0,010	1,63230	0,00010
546,074	48,683	0,009	1,62502	0,00009
623,440	47,997	0,009	1,61801	0,00009

Bestimmung der Dispersionskurve $n(\lambda)$

Mit den in Abschnitt 2.1.2 ermittelten Werten kann, da eine grundlegende physikalische Modellvorstellung des Brechungsvorgangs bekannt und mit den Sellmeier-Gleichungen auch mathematisch formuliert ist, nun die Dispersionskurve $n(\lambda)$ für das verwendete Glas und den untersuchten Wellenlängenbereich berechnet werden.

Aufgrund der geringen Anzahl von Messwerten und des relativ kleinen Wellenlängenbereiches, über den eine Aussage getroffen werden soll, liefert eine Sellmeier-Gleichung vom Typ 1 eine ausreichende Genauigkeit:

$$n(\lambda) = \sqrt{1 + \frac{B \cdot \lambda^2}{\lambda^2 - C}} \quad (3)$$

Mit Hilfe des Software-Pakets *OriginPro 8.6* wurde eine nicht-lineare Regression für einen funktionalen Zusammenhang vom Typ (3) durchgeführt, gewichtet nach den Fehlern von n . Die zwei freien Fit-Parameter wurden dabei wie folgt bestimmt:

$$\begin{aligned} B &= 1,5454 \pm 0,0009 \\ C &= 17332 \pm 128 \end{aligned}$$

Eine graphische Darstellung findet sich in Abbildung 1. Damit ist der funktionale Zusammenhang zwischen dem Brechungsverhalten des Glases und der Wellenlänge in diesem Teilbereich des elektromagnetischen Spektrums bekannt und kann für weitere Untersuchungen verwendet werden.

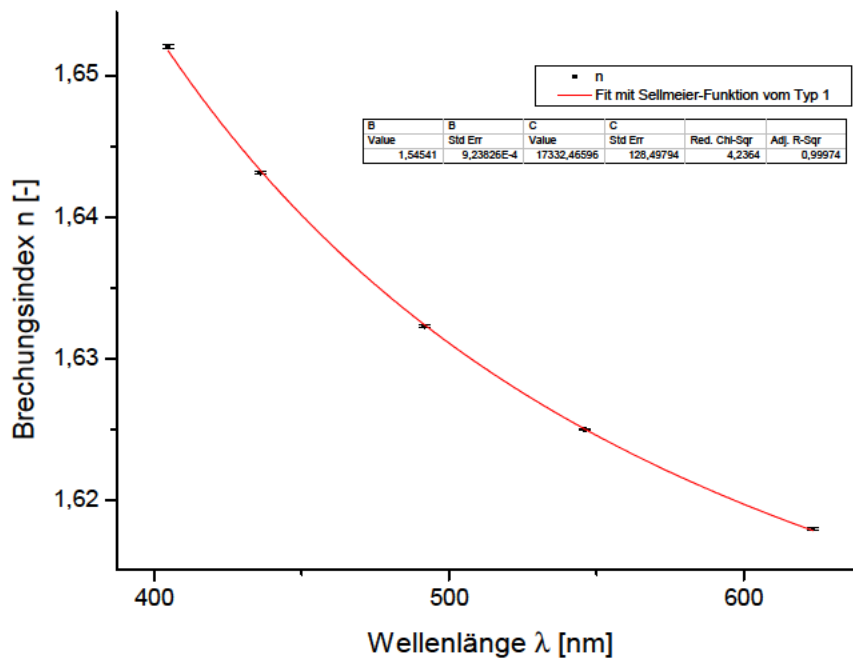


Abbildung 1: Dispersionskurve von F2-Flintglas im sichtbaren Spektralbereich

2.2 Wellenlänge der Natrium-D-Linie

Mit Kenntnis der Parameter B und C in Gleichung (3) ist es möglich, durch Umstellen nach λ die Wellenlänge einer aufgenommenen Spektrallinie zu bestimmen, falls der zugehörige Brechungsindex $n(\lambda)$ bekannt ist.

In diesem Versuch wurde die gelbe Linie der Na -Lampe verwendet, um beispielhaft aus einer bekannten Brechzahl die unbekannte Wellenlänge λ_D zu bestimmen. Dazu wurde wie unter 2.1.2 beschrieben sechs mal der minimale Ablenkswinkel gemessen, und dann der Mittelwert der Differenz zum Nullwinkel und der Vertrauensbereich berechnet. Systematische Fehler wurden wieder vernachlässigt. Es folgt für die untersuchte gelbe Spektrallinie

$$\delta_{min}(\lambda_D) = (48,23 \pm 0,01)^\circ$$

und mit Gleichungen (1) und (2) sofort

$$n(\lambda_D) = 1,6204 \pm 0,0001$$

Nun liefert ein Umstellen von Gleichung (3) nach λ für die gesuchte Wellenlänge

$$\lambda_D = (592,8 \pm 4,2) \text{ nm}$$

Ein Vergleich mit den beiden Spektrallinien des Na -Dubletts $\lambda_1 = 588,9950 \text{ nm}$ und $\lambda_2 = 589,5924 \text{ nm}$ zeigt, dass das ermittelte λ_D beide Werte, aber insbesondere auch den Mittelwert einschließt. Bei der untersuchten gelben Linie handelt es sich also um die bekannte Natrium-D-Linie, deren Doppelliniencharakter bei dem hier verwendeten Messverfahren noch nicht aufgelöst werden konnte.

2.3 Auflösungsvermögen des Prismas

Im vorangegangenen Teil des Versuchs wurde deutlich, dass die verwendeten optischen Messmittel gewissen physikalischen Beschränkungen unterliegen, die ihr Auflösungsvermögen limitieren. Der sehr kleine Abstand zwischen den beiden Spektrallinien der Natrium-D-Linie konnte beispielsweise noch nicht erkannt werden.

Das theoretische minimale Auflösungsvermögen des Prismas lautet

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = -b \cdot \frac{d}{d\lambda} n(\lambda) \quad (4)$$

wobei $\Delta\lambda$ der minimal noch auflösbare Abstand zweier Wellenlängen ist, $n(\lambda)$ die in (3) gegebene Dispersionsrelation für das verwendete Material bezeichnet und b die Basisbreite des verwendeten Prismas repräsentiert, die am Versuchsort mit $b = (29,6 \pm 0,1) \text{ mm}$ angegeben war. Die Dispersionsrelation $n(\lambda)$ ist in Gleichung (3) gegeben und muss also nach λ abgeleitet werden:

$$\frac{d}{d\lambda} n(\lambda) = -\frac{BC\lambda}{n(\lambda^2 - C)^2} \quad (5)$$

Wenn nun eine mittlere Wellenlänge von $\lambda_0 = 590 \text{ nm}$ betrachtet wird, folgt für den zugehörigen Brechungsindex aus Gleichung (3) direkt

$$n(\lambda_0) = 1,6206 \pm 0,0001$$

Das Auflösungsvermögen des Prismas in diesem Bereich errechnet sich jetzt durch Kombination von (4) und (5). Die Unsicherheit des Ergebnisses folgt aus der Anwendung des Gaußschen Fehlerfortpflanzungsgesetzes auf die daraus entstehende Gleichung, wobei die Größen B , C und n fehlerbehaftet sind. Die resultierende Formel ist sehr unübersichtlich und wird deswegen hier nicht gesondert aufgeführt. Es folgt für noch auflösbare Abstände

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda} \stackrel{!}{\leq} (2638 \pm 22) \quad (6)$$

Theoretisch kann das verwendete Prisma also das Natriumdublett durchaus auflösen, denn hier gilt

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = \frac{\lambda_0}{\lambda_2 - \lambda_1} = \frac{590 \text{ nm}}{0,5974 \text{ nm}} \approx 988 \quad (7)$$

was deutlich unter der geforderten Grenze liegt. Tatsächlich konnte wie oben beschrieben der Doppelcharakter aber nicht erkannt werden, was daran liegen dürfte, dass die Gleichung (4) nur das Prisma beschreibt, aber den realen Messaufbau unberücksichtigt lässt. Insbesondere hat das verwendete Fernrohr ein begrenztes Auflösungsvermögen und limitiert damit die reelle Leistungsfähigkeit des Prismenspektrometers.

3 Gitterspektroskopie

Neben der Möglichkeit, ein Prisma zur Aufspaltung von Licht in seine Spektralkomponenten zu verwenden, gibt es auch Spektroskope, die auf ein Gitter zurückgreifen, also statt Brechung den physikalischen Effekt der Beugung ausnutzen. Damit lassen sich unter Umständen bessere Auflösungen erzielen, was im folgenden Teil des Versuches verdeutlicht werden soll.

3.1 Vermessung des Versuchsaufbaus

Zuerst musste das verwendete Gitter näher beschrieben werden. Zentral dafür ist die sogenannte Gitterkonstante g , die für alle weiteren Spektroskopieaufgaben benötigt wird.

Bestimmung des Nullwinkels

Nach der Entfernung des Prismas wurde in den Strahlengang ein neues Objekt, das Gitter, eingeführt. Deswegen musste auch die Nullwinkelmessung wiederholt werden, die ja für einen objektfreien Strahlengang erfolgt war. Gänzlich analog zum Vorgehen in 2.1.1 wurde der Nullwinkel für das Gitterspektroskop φ_1 bestimmt, wobei er statt dem ungehinderten Strahl diesmal die Lage des Hauptmaximums 0. Ordnung anzeigt:

$$\varphi_1 = (270,300 \pm 0,007)^\circ$$

Offenbar ist der Nullwinkel ungleich φ_0 , was darauf hindeutet, dass das Gitter nicht perfekt senkrecht zum Einzelspalt stand oder Brechungseffekte an seiner Oberfläche auftreten. Mehr dazu in der Fehlerauswertung.

Berechnung der Gitterkonstante

Nun wurde mit Hilfe der grünen Hg-Linie, also einer Spektrallinie bekannter Wellenlänge $\lambda = 546,074 \text{ nm}$, die Gitterkonstante g des verwendeten Gitters bestimmt. Dazu wurden die Hauptmaxima der Beugungsfigur mit dem Winkelmesser lokalisiert und in Verbindung mit der jeweiligen Beugungsordnung $-5 < k < 5$ notiert. Nach Bildung der Differenz mit φ_1 kann dann der entsprechende Winkel α_k angegeben werden. Es gilt

$$\sin \alpha_k = \frac{\lambda}{g} \cdot k \quad \text{mit } k \in \mathbb{N} \quad (8)$$

wobei α_k der Winkel, unter dem das Beugungsmaximum auftritt, und k die zum Maximum zugehörige Ordnung ist, sowie λ die vorgegebene Wellenlänge und g die gesuchte Gitterkonstante bezeichnen. Mit Hilfe von *OriginPro* wurde daraufhin eine lineare Regression der Form $y = a \cdot k$, gewichtet mit dem Fehler von $\sin \alpha_k$, durchgeführt, aus dem Steigungsparameter a lässt sich dann einfach die gesuchte Gitterkonstante berechnen (siehe Tabelle 5 im Anhang).

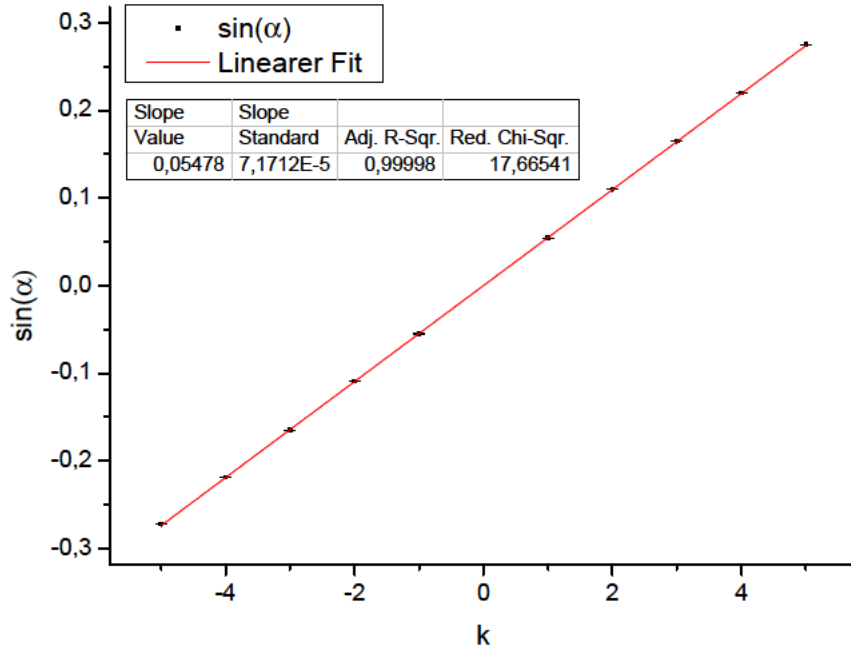


Abbildung 2: Bestimmung der Gitterkonstante aus dem Anstieg $a = \lambda/g$

Aus der Regression folgt $a = (0,05478 \pm 0,00007)$. Das $R^2 = 0,99974 \approx 1$ weist darauf hin, dass die Regression mit der richtigen Funktion durchgeführt wurde, wohingegen das $\chi^2 = 17,7 > 1$ auf eine Unterschätzung der Unsicherheiten deutet. Näheres dazu in der Fehlerauswertung. Weiter mit Anwendung der Gaußschen Fehlerfortpflanzung

$$g = \frac{a}{\lambda} \quad (9)$$

$$u_g = \sqrt{\left(-\frac{\lambda}{a^2} \cdot u_a\right)^2} \quad (10)$$

und somit für die Gitterkonstante des verwendeten Gitters

$$g = (9,97 \pm 0,01) \mu m$$

3.2 Wellenlängen zweier Hg-Linien und des Na-Dubletts

Mit bekanntem g ließ sich das Gitter nun verwenden, um die Wellenlängen verschiedener Spektrallinien zu bestimmen. Dazu wurde analog zu 3.1 vorgegangen, d.h. es wurden die Winkel α_k verschiedener Beugungsmaxima aufgenommen und eine lineare Regression zwischen Winkel und Beugungsordnung gemäß (8) vorgenommen (siehe Tabelle 6 im Anhang).

Diesmal war g gegeben und die Steigungen a_i konnte dazu genutzt werden, die unbekannten Wellenlängen λ_i zu bestimmen. Es gilt dann

$$\lambda_i = g \cdot a \quad (11)$$

$$u_{\lambda_i} = \sqrt{(g \cdot u_a)^2 + (a \cdot u_g)^2} \quad (12)$$

Betrachtet wurden die blaue und die gelbe Hg-Linie sowie die schon oben erwähnte Natrium-D-Linie, die respektive mit $i = 1, 2, 3$ bezeichnet werden. Die R^2 -Werte von $0,99997 < R_i < 0,99999$ zeigen wieder die richtige Wahl der Regressionsfunktion an, während $1 < \chi_i^2 < 8$ auf leicht unterschätzte Fehler hinweisen. Schließlich gilt für die gesuchten Wellenlängen der blauen (λ_i) und gelben (λ_2) Hg-Linie sowie der Natrium-D-Linie (λ_3):

$$\begin{aligned} a_1 &= (0,04353 \pm 0,00009) \Rightarrow \lambda_1 = (434 \pm 1) \text{ nm} \\ a_2 &= (0,05778 \pm 0,00007) \Rightarrow \lambda_2 = (576 \pm 1) \text{ nm} \\ a_3 &= (0,05902 \pm 0,00016) \Rightarrow \lambda_3 = (588 \pm 2) \text{ nm} \end{aligned}$$

3.3 Auflösungsvermögen des Gitters

Mit Hilfe des Gitterspektrometers gelang es tatsächlich, den Doppelliniencharakter der Natrium-D-Linie sichtbar zu machen, allerdings war dieser Effekt erst bei den Beugungsmaxima der 6. Ordnung für beide Experimentatoren deutlich erkennbar. Theoretisch sollte das Gitter in der Lage sein, den Wellenlängenunterschied beider Linien schon ab der 2. Ordnung aufzulösen: Die Auflösungsgrenze des Gitters beträgt theoretisch

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda} \stackrel{!}{\leq} k \cdot N \quad (13)$$

wobei λ , $\Delta\lambda$ und k wie oben belegt sind und N die Anzahl der an der Beugung beteiligten Spalte bezeichnet.

Die Größe N musste hier aus der beleuchteten Fläche des Gitters abgeschätzt werden. Diese Messung erfolgte nur sehr grob mit Hilfe von kariertem Papier, die beleuchtete Breite d des Gitters wurde mit $2,25 \text{ Kästchen} \pm 0,5 \text{ Kästchen}$, mit einem Kästchen zu 5 mm abgeschätzt. Damit ergibt sich für die Breite $d = (11,25 \pm 2,5) \text{ mm}$ und es gilt

$$N = \text{Integer}\left(\frac{d}{g}\right) \quad (14)$$

$$u_N = \sqrt{\left(\frac{u_d}{g}\right)^2 + \left(-\frac{d}{g^2} \cdot u_g\right)^2} \quad (15)$$

und damit

$$N = 1129 \pm 251 \quad (16)$$

Die Auflösungsgrenzen des verwendeten Gitters für verschiedene Ordnungen sind in Tabelle 2 dargestellt. Die letzte Spalte gibt dabei Auskunft darüber, ob es bei der gegebenen Beugungsordnung möglich ist, die oben in (7) bereits hergeleitete Mindestauflösung für die Natrium-D-Doppellinie zu erreichen:

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = \frac{\lambda_0}{\lambda_2 - \lambda_1} = \frac{590 \text{ nm}}{0,5974 \text{ nm}} \approx 988 \equiv f \quad (17)$$

Ein negativer Wert in der letzten Spalte bedeutet also, dass der Wellenlängenunterschied des Na-Dubletts bei der entsprechenden Ordnung auflösbar ist.

Tabelle 2: Auflösungsvermögen des verwendeten Gitters

k	$k \cdot N$	u_{kN}	$f - (k \cdot N - u_{kN})$
0	0	0	988
1	1129	251	110
2	2257	502	-768
3	3386	752	-1646
4	4514	1003	-2523
5	5643	1254	-3401
6	6771	1505	-4279
7	7900	1756	-5157
8	9028	2006	-6034
9	10157	2257	-6912
10	11286	2508	-7790

Es wird deutlich, dass das Gitter allein ab der zweiten Beugungsordnung erlauben würde, die Natrium-D-Linie als Doppellinie aufzulösen. Reell ist dies mit dem Spektrometer aber nicht möglich, mehr dazu in der Fehlerdiskussion.

4 Fehleranalyse und kritische Ergebniseinschätzung

4.1 Prismenspektroskop

Bei der Bestimmung der Brechzahlen des F2-Flintglases für verschiedene Wellenlängen fällt auf, dass die gefundenen Werte für n im Vergleich mit den Herstellerangaben, die am Versuchsort auslagen, eine systematische Abweichung nach oben haben (siehe Tabelle 3). Die wahrscheinlichste Erklärung ist ein unberücksichtigter systematischer Fehler während des Versuchs, nämlich die Ausrichtung des Spaltes: bei der gewählten Messmethode ist es wichtig, dass das Fadenkreuz immer genau mittig auf die zu messende Spektrallinie gelegt wird. Ist nun der Einfachspalt verdreht - und dies war bei den verwendeten Geräten nicht auszuschließen - liegen die Spektrallinien schräg im Raum. Nun kann auch noch das Fadenkreuz leicht nach oben oder unten verschoben sein, dann führt die Messung an der schrägen Spektrallinie zu einem systematisch zu großen oder zu kleinen Wert. Ein zweiter unberücksichtigter Fehler ist die Unsicherheit des brechenden Winkels γ , die das Ergebnis ebenfalls verfälschen könnte.

Tabelle 3: Vergleich der gefundenen Brechzahlen mit den Herstellerangaben

n	u_n	Herstellerangabe
1,65206	0,00012	1,650640
1,64313	0,00011	1,642020
1,63230	0,00010	-
1,62502	0,00009	1,624080
1,61801	0,00009	-

Die Bestimmung der mittleren Wellenlänge des Natrium-Dubletts gelang innerhalb der Messunsicherheit, allerdings fällt auf, dass der Fehler von etwa 4 nm relativ groß ist. Dies liegt an der verwendeten Form der Sellmeier-Gleichung mit nur zwei freien Parametern. Beim nicht-linearen Fit mit verschiedenen Typen der Sellmeier-Gleichung zeigte sich schnell, dass eine Erhöhung der Anzahl der freien Parameter nicht zu besseren Ergebnissen führte. Grund dafür ist die sehr kleine Anzahl an Messpunkten, die noch dazu in einem

sehr engen Spektralbereich liegen, wodurch eine größere Anzahl von Parametern nicht mehr sinnvoll iterativ berechnet werden kann. Um eine Sellmeier-Gleichung mit mehr Parametern nutzen zu können - und damit genauere Aussagen treffen zu können - wären noch zusätzliche Messungen, insbesondere auch außerhalb des betrachteten Spektralbereichs, nötig.

Wie im Text bereits angedeutet ist die tatsächliche Auflösungsfähigkeit des verwendeten Prismenspektrometers deutlich schlechter, als die theoretisch berechneten Werte vermuten lassen. Hier spielen nämlich neben dem Auflösungsvermögen des Prismas die Beschränkungen der anderen Komponenten des Systems eine Rolle. Insbesondere hat das verwendete Fernrohr eine begrenzte Auflösung, da auch am Objektivrand Beugung auftritt.

4.2 Gitterspektroskop

Die Berechnung der Gitterkonstante gelang dank der genutzten linearen Regression mit einer hohen Genauigkeit. Der erhöhte χ^2 -Wert weist allerdings auf eine Unterschätzung der Fehler hin. Grund dafür könnte wieder der verdrehte Einzelspalt sein (s.o.). Außerdem weist die Änderung des Nullwinkels darauf hin, dass das Gitter selbst eventuell verdreht war: die nullte Ordnung sollte normalerweise nicht abgelenkt werden. Die Ablenkung könnte entweder durch ein nicht senkrecht stehendes Gitter erzeugt werden, oder aber durch eine Brechung an der Oberfläche des Gitters selbst, wenn das Gitter per Bedampfung einer Trägerplatte hergestellt wurde.

Die gleiche Argumentation könnte auch die leichte systematische Abweichung der mit dem Gitter gefundenen Wellenlängen λ_i im Vergleich zu den Referenzwerten am Versuchsplatz erklären, die in Tabelle 4 deutlich wird. Die Abweichung bleibt allerdings klein, schon im 2σ -Bereich schließen die experimentellen Ergebnisse die Referenzwerte ein.

Tabelle 4: Vergleich der Wellenlängen mit den Referenzwerten

	Referenzwert [nm]	λ [nm]
blaue Hg-Linie	435,833	434 ± 1
gelbe Hg-Linie (Mittelwert)	578,014	576 ± 1
Natrium-D-Linie (Mittelwert)	589,294	588 ± 2

Für das tatsächliche Auflösungsvermögen des Gitterspektrometers gelten die gleichen Bemerkungen wie oben - der rein theoretische Wert berücksichtigt nicht die tatsächliche Messanordnung und hat deswegen in der Praxis nur geringe Aussagekraft. Im Falle des Gitterspektrometers wurde auch deutlich, dass das menschliche Auge durchaus ein begrenzender Faktor ist: während ein Experimentator den Doppelliniencharakter schon bei der 5. Ordnung erkennen konnte, war dies für den Partner erst bei der 6. Ordnung möglich.

Literatur

- [1] Müller, U. *Einführung in die Messung, Auswertung und Darstellung experimenteller Ergebnisse in der Physik*. 2007.
- [2] Müller, U. *Physikalisches Grundpraktikum. Elektrodynamik und Optik*. 2010.

A Anhang

Das Messwerteprotokoll befindet sich im Anhang des Protokolls von Anton Plietzsch.

Tabelle 5: Bestimmung der Gitterkonstanten

k	α_k [°]	u_{α_k}
-5	-15,8000	0,0105
-4	-12,6333	0,0105
-3	-9,4833	0,0105
-2	-6,2667	0,0105
-1	-3,1500	0,0105
1	3,1167	0,0105
2	6,3167	0,0105
3	9,4833	0,0105
4	12,7000	0,0105
5	15,9500	0,0105

Tabelle 6: Bestimmung einiger Wellenlängen mit dem Gitterspektrometer

Hg Blau	k	α_k [°]	u_{α_k}
	-2	-4,9833	0,0105
	-1	-2,5167	0,0105
	1	2,4833	0,0105
	2	5,0000	0,0105

Hg Gelb	k	α_k [°]	u_{α_k}
	-2	-6,6500	0,0105
	-1	-3,3000	0,0105
	1	3,3000	0,0105
	2	6,6333	0,0105

Na-D	k	α_k [°]	u_{α_k}
	-2	-6,8000	0,0105
	-1	-3,4167	0,0105
	1	3,3667	0,0105
	2	6,7500	0,0105