

LUDWIG-MAXIMILIANS-UNIVERSITÄT MÜNCHEN  
Fakultät für Physik  
Arbeitsgruppe Prof. Dr. Harald Weinfurter

**Bachelorarbeit**

**Effizientes Prismenspektrometer  
zur spektralen Filterung  
einzelner Photonen**

Sabrina Hermann

2. Juni 2009



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Theoretische Grundlagen</b>	<b>3</b>
2.1	Spektrometer . . . . .	3
2.1.1	Prismenspektrometer . . . . .	3
2.1.2	Gitterspektrometer . . . . .	3
2.1.3	Fabry-Perot-Interferometer . . . . .	4
2.1.4	Wahl des Spektrometertyps . . . . .	5
2.2	Prisma . . . . .	5
2.2.1	Allgemein . . . . .	6
2.2.2	Ablenkwinkel . . . . .	6
2.3	Dispersion . . . . .	7
2.3.1	Theoretische Beschreibung . . . . .	7
2.3.2	Sellmeier-Beziehung . . . . .	9
2.3.3	Chromatische Abberationen . . . . .	9
2.4	Reflexion an einer Grenzfläche . . . . .	10
2.4.1	Fresnelsche Formeln . . . . .	10
2.4.2	Brewster-Winkel . . . . .	11
2.4.3	Optische Beschichtungen . . . . .	11
2.5	Auflösungsvermögen . . . . .	11
<b>3</b>	<b>Realisierung und Justage des Prismenspektrometers</b>	<b>13</b>
3.1	Realisierung des Prismenspektrometers . . . . .	13
3.1.1	Aufbau des Prismenspektrometers . . . . .	13
3.1.2	Eigenschaften der verwendeten Komponenten . . . . .	14
3.2	Justage des Prismenspektrometers . . . . .	14
3.2.1	Einkoppeln in eine Glasfaser . . . . .	15
3.2.2	Linsen und Spiegel . . . . .	16
3.2.3	Justage des Spektrometers . . . . .	17
<b>4</b>	<b>Berechnungen und Messungen</b>	<b>19</b>
4.1	Auflösungsvermögen und Wahl des Prismenmaterials . . . . .	19
4.2	Reflexion am Prisma . . . . .	19
4.3	Effizienz und spektrale Abhängigkeit der Transmission . . . . .	21
4.4	Abstand der Spektrallinien nach dem Prisma . . . . .	22
4.5	Spektrum der down-conversion Quelle . . . . .	24
4.6	Selektion von Wellenlängen . . . . .	26
<b>5</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>29</b>
<b>A</b>	<b>Spektrum und Bandbreite der Laserdioden</b>	<b>31</b>
<b>B</b>	<b>Weitere Diagramme und Grafiken</b>	<b>33</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>41</b>
	<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>43</b>



# 1 Einleitung

Licht setzt sich je nach seiner Herkunft aus mehreren Farben bzw. Wellenlängen zusammen. Mit Hilfe eines Spektrometers kann das Licht spektral zerlegt und somit die in ihm enthaltenen Wellenlängen gemessen werden. Spektrometer finden vor allem in der Atomphysik, Astronomie und Chemie Anwendung. Auch in der Quanteninformation ist die Analyse von Spektren von Bedeutung. Dort sind qubits (analog zum klassischen bit) die Informationsträger und dienen als Grundlage für Quantencomputer und Quantenkryptografie. Eine Realisierungsmöglichkeit von qubits sind einzelne Photonen. Aus diesem Grund spielt die Kenntnis des Spektrums, der dafür benötigten Photonquellen, eine große Rolle.

In dieser Arbeit werden der Aufbau und die Funktion eines effizienten Spektrometers beschrieben, das zur Analyse von Einzelphotonquellen dient. Dies ist mit kommerziellen Spektrometern nicht möglich. Mit diesem Spektrometer können einzelne Photonen zeitaufgelöst detektiert und Wellenlängen selektiert werden. Es gibt mehrere Möglichkeiten ein solches Spektrometer zu realisieren: Prisma, Gitter oder Interferometer (z.B. Fabry-Perot-Interferometer). Gitterspektrometer und Fabry-Perot-Interferometer haben ein hohes Auflösungsvermögen, liefern aber nicht die nötige Effizienz. Bei einem Prisma ist zwar das Auflösungsvermögen geringer, dafür aber die Effizienz ausreichend hoch. Da für die Analyse von Einzelphotonquellen eine hohe Effizienz wichtig ist, wird ein Prismenspektrometer verwendet.

Als Beispiel für die Funktion des Prismenspektrometers wurde das Spektrum einer SPDC (spontaneous parametric down conversion) Quelle vermessen. Bei dem Prozess der SPDC wechselwirken Photonen eines Laserstrahls mit einem dielektrischen Medium und spalten in zwei Photonen mit niedrigerer Frequenz auf. Aufgrund der Energie- und Impulserhaltung sind die Photonenpaare in Energie und Impuls verschränkt. Näheres zu diesem Thema findet sich in Quelle [1]. Es werden die Spektren der einzelnen Photonen, sowie das Spektrum eines Photons in Abhängigkeit der Detektion des zweiten Photons gemessen.



## 2 Theoretische Grundlagen

### 2.1 Spektrometer

Spektrometer sind Geräte, die Licht in die spektralen Bestandteile zerlegen und mit deren Hilfe das Spektrum untersucht werden kann. Es gibt viele verschiedene Spektrometer-typen. Hier sollen die drei wichtigsten, das Prismenspektrometer, das Gitterspektrometer und das Fabry-Perot-Interferometer, beschrieben werden. Dabei soll deutlich gemacht werden, warum für ein effizientes Spektrometer ein Prisma verwendet wird.

#### 2.1.1 Prismenspektrometer

Bei einem Prismenspektrometer (siehe Abb. 2.1) gelangt das Licht zunächst über einen in der Breite verstellbaren Spalt in ein Rohr. Der Spalt befindet sich in der Brennebene einer Linse ( $L_1$ ), die sich am Ende des Rohrs befindet. Die Anordnung aus Spalt und Linse wird Kollimator bezeichnet, da das Licht nach der Linse parallelisiert ist. Dieser Parallelstrahl trifft nun auf das Prisma, wo er zweimal gebrochen wird. Unterschiedliche Wellenlängen haben verschiedene Brechungsindizes (Dispersion) und daher verschiedene Ablenkwinkel. Aufgrund dieser Tatsache, wird das Licht durch das Prisma spektral zerlegt. Nach dem Prisma trifft der Strahl in ein zweites Rohr (Fernrohr). In diesem wird er über eine Linse ( $L_2$ ; Objektiv) in die Brennebene fokussiert. Im Fokus ist je nach Zusammensetzung des Lichts ein diskretes oder kontinuierliches Spektrum zu sehen. Das Bild kann über ein Okular ( $L_3$ ) beobachtet werden. Um die Lage der einzelnen Spektrallinien zu vermessen, ist das Fernrohr drehbar und es befindet sich ein Fadenkreuz in der Brennebene. Die Drehung des Fernrohrs ist über eine Skala ablesbar. [2]

Ein Prismenspektrometer hat eine hohe Effizienz, jedoch nur ein relativ geringes Auflösungsvermögen.

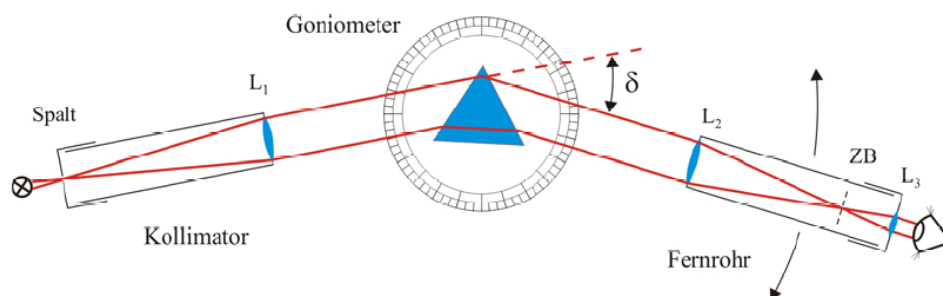


Abbildung 2.1: Prismenspektrometer

#### 2.1.2 Gitterspektrometer

In Spektrometern werden häufig Gitter gegenüber Prismen bevorzugt, da sie in der Regel eine höhere spektrale Auflösung liefern und einfacher zu kalibrieren sind. Der prinzipielle Aufbau eines Gitterspektrometers ist in Abbildung 2.2 zu sehen. Das Licht gelangt über

einen Eintrittsspalt auf einen Hohlspiegel. Über diesen wird es parallelisiert und auf das Gitter gelenkt. Bei dem abgebildeten Gitter handelt es sich um ein Reflexionsgitter. Das gebeugte Licht wird somit wieder auf den Hohlspiegel reflektiert und über diesen auf den Austrittsspalt gelenkt. Nur Licht, das unter einem bestimmten Winkel durch das Gitter abgelenkt wurde, kann das Spektrometer durch den Spalt verlassen. Da bei der Beugung an einem Gitter der Beugungswinkel linear von der Wellenlänge abhängt, werden verschiedene Wellenlängen unter verschiedenen Winkeln gebeugt. Somit gelangt nur Licht einer bestimmten Wellenlänge durch den Austrittsspalt. Durch Drehen des Gitters kann diese Transmissionswellenlänge variiert werden. [3]

Ein Nachteil des Gitterspektrometers sind die relativ hohen Intensitätsverluste, da nur eine Beugungsordnung (1. Ordnung) transmittiert wird.

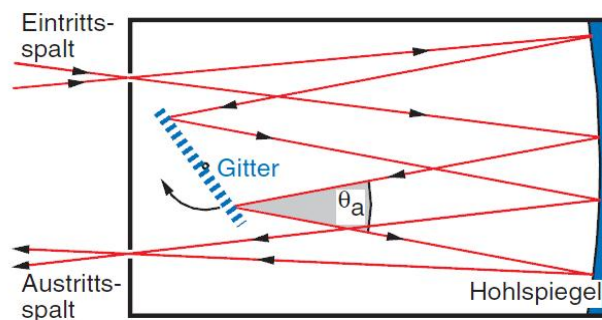


Abbildung 2.2: Gitterspektrometer

### 2.1.3 Fabry-Perot-Interferometer

Bei diesem Spektrometer werden für die Spektralzerlegung Vielfachinterferenzen genutzt. Aufgrund dieser wird eine sehr hohe Auflösung erreicht. Ein Fabry-Perot-Interferometer (Abb. 2.3) besteht aus zwei parallelen keilförmigen Platten, die auf der Innenseite verspiegelt und von der Außenseite durchlässig sind. Ein Lichtstrahl, der durch die Linse  $L_1$  divergent auf die Platten abgebildet wird, wird zwischen diesen mehrfach hin und her reflektiert. Bei jeder Reflexion wird ein Teil der Energie des Strahls durch die Platte transmittiert. Die transmittierten Strahlen werden dann durch eine Linse  $L_2$  in die Brennebene fokussiert und dabei vereinigt. Je nach Gangunterschied kommt es dann zu konstruktiven oder destruktiven Interferenzen. In der Brennebene sind konzentrische Ringe zu sehen. Die Radien dieser Kreise bzw. die entsprechenden Ablenkswinkeln hängen mit den Wellenlängen der Lichtbündel zusammen.

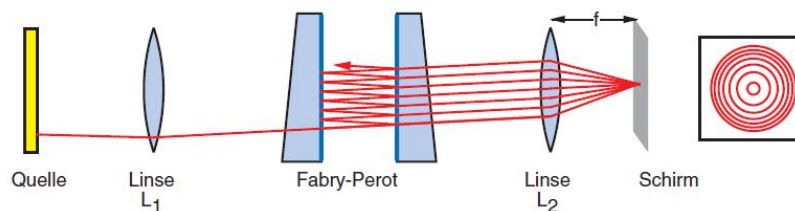


Abbildung 2.3: Fabry-Perot-Interferometer



Durch dieses Interferometer kann nur Licht aus einem schmalen Wellenlängenbereich eindeutig spektral zerlegt werden, da sich sonst Maxima verschiedener Wellenlängen überlagern und nicht mehr unterschieden werden können. Bei größeren Wellenlängenbereichen ist eine Vorzerlegung durch Interferenzfilter, Prismen- oder Gitterspektrometer notwendig. [3] [4]

Ein Fabry-Perot-Interferometer hat zwar ein hohes Auflösungsvermögen, aber die Intensitätsverluste durch Reflexion an der Außenseite der Platten sind relativ hoch. Außerdem erfordert eine praktische Anwendung des Interferometers einen großen Aufwand und eine stabile Umgebung. Denn das Auflösungsvermögen ist nur dann sehr hoch, wenn die beiden keilförmigen Platten exakt parallel gehalten werden.

#### 2.1.4 Wahl des Spektromertyps

Um ein Spektrometer zur spektralen Filterung zu realisieren, kann ein Prisma, Gitter oder Interferometer (z.B. Fabry-Perot) verwendet werden. Damit auch Einzelphotonquellen analysiert werden können, ist eine hohe Effizienz nötig. Beim Gitter geht zu viel der Anfangsintensität in andere Beugungsordnungen verloren und ist daher nicht effizient genug. Das Prisma liefert eine hohe Effizienz, hat dabei jedoch eine relativ geringe Auflösung. Ein Fabry-Perot-Interferometer hat zwar ein hohes Auflösungsvermögen, dafür aber einen hohen Intensitätsverlust durch Reflexion. Da Gitter und Fabry-Perot-Interferometer nicht die benötigte hohe Effizienz liefern, wird ein Prisma verwendet. Das Auflösungsvermögen eines Prismenspektrometers reicht für die spektrale Filterung von Wellenlängen und die Vermessung von Spektren aus.

## 2.2 Prisma

Da zur Realisierung eines effizienten Spektrometers, wie im vorigen Abschnitt beschrieben, ein Prisma verwendet wird, sollen dessen Eigenschaften im Folgenden näher beschrieben werden.

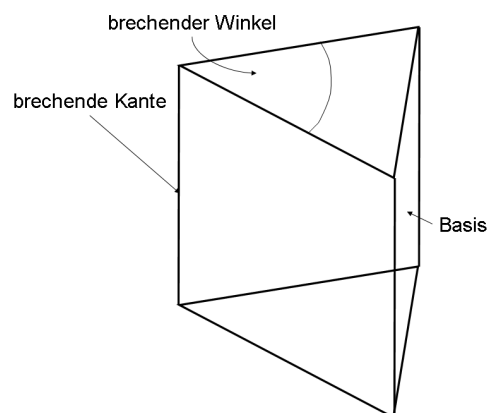


Abbildung 2.4: Prisma mit Bezeichnungen

Prismen gibt es in vielen Formen und Kombinationen. Dabei wird zwischen Reflexions- und Dispersionsprismen unterschieden. Bei einem Reflexionsprisma wird das Auftreten der Totalreflexion genutzt, während bei einem Dispersionsprisma die spektrale Zerlegung des Lichts, aufgrund des wellenlängenabhängigen Brechungsindex von Bedeutung ist. Im folgenden werden nur Dispersionsprismen betrachtet. Ein optisches Prisma ist ein transparenter Körper, der von zwei nicht parallelen Ebenen begrenzt wird. Die Schnittgerade dieser beiden Ebenen heißt brechende Kante, der Winkel dazwischen brechender Winkel. Jeder Schnitt senkrecht zur brechenden Kante wird Hauptschnitt genannt. Die Fläche gegenüber der brechenden Kante ist die Basis (siehe Abb. 2.4). [4] [5]

### 2.2.1 Allgemein

Beim Durchgang von Licht durch ein Prisma wird dieses aufgrund der Dispersion wellenlängenabhängig gebrochen (siehe Abschnitt 2.3), d.h. es wird in seine spektralen Bestandteile zerlegt. Strahlt Licht einer Glühlampe auf einen Schirm, so ist dort ein weißer Fleck zu sehen. Wird ein Prisma in den Strahlengang gestellt, so erscheint an der Stelle des weißen Fleckes ein Farbband (Spektrum) der gleichen Größe. Die Farbreihenfolge dieses Spektrums ist Rot, Orange, Gelb, Grün, Blau, Violett. Steht die brechende Kante des Prismas vertikal (horizontal) zur Oberfläche, so ist das Spektrum horizontal (vertikal). Bei einem Glasprisma ist im sichtbaren Bereich die Dispersion normal, d.h. der Brechungsindex nimmt mit steigender Wellenlänge ab. Somit wird violettes Licht stärker gebrochen als rotes.

Unser Auge hat nur drei Farbrezeptoren und sieht somit nicht alle Bestandteile eines Spektrums. Eigentlich enthält das Spektrum unendlich viele „Farben“, die kontinuierlich ineinander übergehen (kontinuierliches Spektrum). Licht aus anderen Quellen wie z.B. einer Quecksilberdampflampe enthält nur wenige Spektralfarben und erzeugt daher ein diskretes Spektrum.

Wird ein zweites Prisma in den Strahlengang so positioniert, dass beide brechenden Kanten parallel verlaufen, so kann das durch das erste Prisma erzeugte Spektrum wieder zu weißem Licht vereinigt werden. Dazu wird das zweite Prisma so aufgestellt, dass es beim Durchleuchten von der Rückseite an der selben Stelle ein gleich großes Spektrum erzeugt, wie das erste Prisma durch den einfallenden Lichtstrahl. [4, S. 203ff]

### 2.2.2 Ablenkwinkel

Der Strahlengang durch den Hauptschnitt eines Prismas ist in Abbildung 2.5 dargestellt. Aus geometrischen Überlegungen und dem Brechungsgesetz ergibt sich die Formel für den Ablenkwinkel  $\delta$  in Abhängigkeit vom Einfallswinkel  $\theta_{e1}$  und dem brechenden Winkel  $\alpha$  des Prismas:

$$\delta = \theta_{e1} - \alpha + \arcsin(\sin\alpha \sqrt{n^2 - \sin^2\theta_1} - \sin\theta_{e1} \cos\alpha)$$

Verläuft der Strahlengang symmetrisch durch das Prisma, d.h. ist der Einfallswinkel  $\theta_{e1}$  gleich dem Austrittswinkel  $\theta_{e2}$ , so wird der Ablenkwinkel  $\delta$  minimal. Für den minimalen

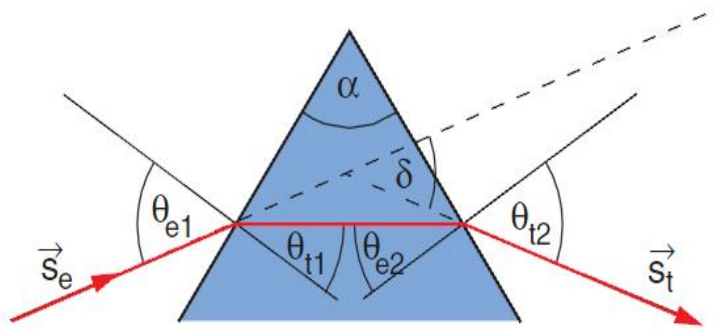


Abbildung 2.5: Strahlengang durch Prisma

Ablenkwinkel und dem Brechungsindex des Prismas ergibt sich folgender Zusammenhang (Herleitung siehe Quelle [4, S. 65f]):

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

Mit Hilfe des Ablenkwinkels lässt sich der Abstand der Spektrallinien nach einem Prisma bestimmen. Dies ist für die spektrale Filterung in diesem Prismenspektrometer von zentraler Bedeutung. [3]

## 2.3 Dispersion

Die Ursache für die spektrale Zerlegung von Licht durch ein Prisma ist die Dispersion. Aus diesem Grund wird diese im Folgenden näher beschrieben.

Als Dispersion wird die Abhängigkeit des Brechungsindex  $n$  von der Wellenlänge  $\lambda$  oder der Frequenz  $\omega$  bezeichnet. Durchquert Licht ein bestimmtes Medium, so ergeben sich für verschiedene Wellenlängen verschiedene Brechzahlen, die material-spezifisch sind. Für jede Wellenlänge ergibt sich im Medium somit eine andere Ausbreitungsgeschwindigkeit, wodurch Ablenkung und Reflexion von Licht beim Übergang von einem Medium in ein anderes beeinflusst werden.

### 2.3.1 Theoretische Beschreibung

Zur theoretischen Herleitung der Dispersion wird die Frequenzabhängigkeit der Dielektrizitätskonstante  $\epsilon$  betrachtet.

Befindet sich ein Dielektrikum in einem elektrischen Feld, so werden die Ladungen um ihre Ruhelage ausgelenkt, es bildet sich eine Polarisation  $P$  aus. Da bei vielen optischen Stoffen hauptsächlich die Auslenkung der Elektronen eine Rolle spielt, werden im Folgenden zur Vereinfachung nur Elektronen betrachtet.

Die Polarisation für ein Elektron hat dann folgende Form:

$$P(t) = Nq_e x(t) = (\epsilon - 1)\epsilon_0 E(t) \quad (2)$$

N: Anzahldichte; q: Ladung; x: Auslenkung; e: Dielektrizitätskonstante; E: elektrisches Feld

Durch eine elektromagnetische Welle wirken im Dielektrikum zeitlich veränderliche Kräfte auf die Ladungen, die zu erzwungenen Schwingungen führen. Die Kraft, die durch ein elektrisches Feld auf ein Elektron mit der Ladung q wirkt, sieht folgendermaßen aus:

$$F = q_e E(t) = q_e E_0 \cos(\omega t)$$

Aufgrund der Anziehungskräfte zwischen Elektronen und Atomkernen wirken Rückstellkräfte der Form

$$F_R = -kx \quad \text{mit } k = \frac{\omega_0^2}{m_e}$$

$\omega_0$ : Resonanzfrequenz;  $m_e$ : Elektronenmasse

auf die Elektronen. Für die Bewegungsgleichung ergibt sich somit:

$$q_e E_0 \cos(\omega t) - m_e \omega_0^2 x = m_e \frac{d^2 x}{dt^2}$$

Das Lösen dieser Differentialgleichung führt zu einem Ausdruck für x(t). Unter Verwendung von Gleichung (2) ergibt sich für die Polarisation:

$$P(t) = \frac{q_e^2 N}{m_e} \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2} E(t) = (\epsilon - 1)\epsilon_0 E(t)$$

Aus dieser Beziehung lässt sich für die Dielektrizitätskonstante folgender Zusammenhang herleiten:

$$\epsilon(\omega) = 1 + \frac{q_e N}{\epsilon_0 m_e} \frac{1}{(\omega_0^2 - \omega^2)}$$

Da zwischen dem Brechungsindex und der Dielektrizitätskonstante die Beziehung  $n^2 = \epsilon$  gilt, ergibt sich für den Brechungsindex n als Funktion der Frequenz  $\omega$  folgender Ausdruck:

$$n^2(\omega) = 1 + \frac{q_e N}{\epsilon_0 m_e} \frac{1}{(\omega_0^2 - \omega^2)} \quad (3)$$

Diese Formel wird als Dispersionsgleichung bezeichnet.

Aufgrund des Zusammenhangs  $\omega = \frac{2\pi c}{\lambda}$  ist der Brechungsindex auch von der Wellenlänge abhängig.

Bei der Dispersion eines Mediums wird zwischen zwei Arten unterschieden: normale und anormale Dispersion. Bei normaler Dispersion nimmt der Brechungsindex mit steigender Wellenlänge ab, es gilt also  $dn/d\lambda < 0$ . Für anormale Dispersion nimmt der Brechungsindex mit der Wellenlänge zu. [4] [5]

### 2.3.2 Sellmeier-Beziehung

Für transparente Medien gibt es eine empirische Beziehung zwischen Brechungsindex und Wellenlänge, die Sellmeier-Beziehung. Diese wird in der Praxis verwendet, um die Dispersion von Licht in einem Medium zu berechnen. Die allgemeine Form der Sellmeier-Beziehung lautet:

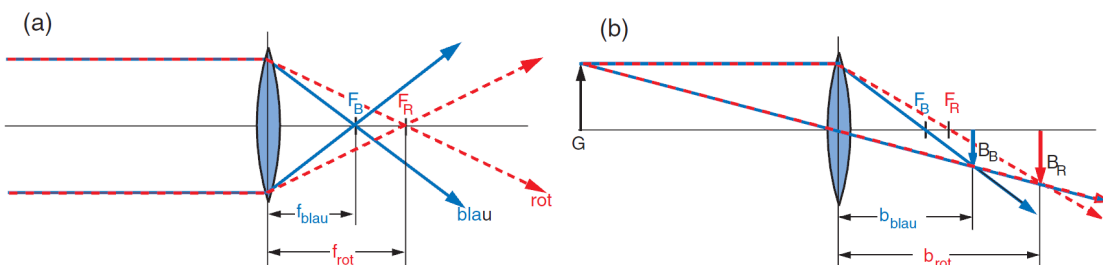
$$n^2(\lambda) = 1 + \sum \frac{B_j \lambda^2}{(\lambda^2 - C_j)}$$

$\lambda$  ist die Wellenlänge im Vakuum,  $B_j$  und  $C_j$  sind materialspezifische Koeffizienten, die experimentell bestimmt und tabelliert wurden. Diese Konstanten sind meist so angegeben, dass  $\lambda$  in Mikrometer eingesetzt werden muss. Für die meisten optischen Gläser reicht es für die Berechnung des Brechungsindex  $n$  aus, nur die ersten drei Glieder der Summe zu verwenden. Dabei wird in dem Wellenlängenbereich von 365 nm bis 2,3  $\mu\text{m}$  der Brechungsindex mit einer Genauigkeit von  $\pm 5 \cdot 10^{-6}$  bestimmt. Die Sellmeier-Beziehung hat dann die Form: [6]

$$n^2(\lambda) = 1 + \frac{B_1 \lambda^2}{\lambda^2 - C_1} + \frac{B_2 \lambda^2}{\lambda^2 - C_2} + \frac{B_3 \lambda^2}{\lambda^2 - C_3} \quad (4)$$

### 2.3.3 Chromatische Abberationen

Aufgrund der Dispersion kommt es beim Durchgang von Licht durch eine Linse zu Abbildungsfehlern (siehe Abb. 2.6). Die Brennweite  $f$  einer Linse ist vom Brechungsindex  $n$  abhängig und somit auch von der Wellenlänge  $\lambda$ . Im sichtbaren Bereich nimmt die Brennweite mit der Wellenlänge zu. Für unterschiedliche Wellenlängen ergeben sich somit unterschiedliche Brennweiten und daher auch ein anderes Bild. Zum einen haben die Brennpunkte eine verschobene Lage, dies wird als Farblängsfehler bezeichnet. Zum anderen kommt es zu Unterschieden in der Transversalvergrößerung, dem Farbquerfehler. [3]



**Abbildung 2.6:** Chromatische Abberationen: Farblängsfehler (a) und Farbquerfehler (b)

Für ein Spektrometer ist es wichtig, diese Farbfehler gering zu halten. Durch die Kombination einer dünnen Zerstreuungslinse und einer dünnen Sammellinse aus geeigneten Gläsern, ist es für zwei Wellenlängen möglich, die Farbfehler zu eliminieren. Für einen Wellenlängenbereich werden durch die Verwendung sogenannter achromatischer Linsen (Achromaten) diese Fehler deutlich minimiert.

## 2.4 Reflexion an einer Grenzfläche

### 2.4.1 Fresnelsche Formeln

Um eine hohe Effizienz des Prismenspektrometers zu erreichen, muss die Reflexion an den Spiegeln und die Transmission an den Prismen so groß wie möglich sein. Die Fresnelschen Formeln sind ein Maß für die Stärke der Reflexion bzw. Transmission von Licht an einer Grenzfläche. Aus ihnen lässt sich das Verhältnis von reflektierter zu transmittierter Intensität bestimmen. In Abbildung 2.7 ist der Strahlengang an der Grenzfläche eines Mediums mit Brechungsindex  $n_e$  und Einfallswinkel  $\theta_e$ , in ein Medium mit Brechungsindex  $n_t$  zu sehen.

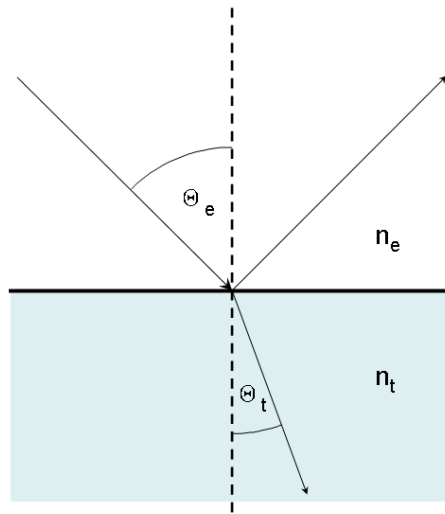


Abbildung 2.7: Reflexion an einer Grenzfläche

Die Fresnelschen Formeln können aus den Maxwellgleichungen mit Hilfe der Stetigkeitsbedingungen der elektrischen und magnetischen Felder an Grenzflächen hergeleitet werden. Für einen beliebigen Einfallswinkel  $\theta_e$  werden dazu die elektrischen Feldvektoren in Komponenten parallel und senkrecht zur Einfallsebene aufgespalten. Für eine genaue Herleitung siehe Quelle [5, S. 190ff].

Für die Reflexionsgrade parallel ( $R_{||}$ ) und senkrecht ( $R_{\perp}$ ) zur Einfallsebene gilt:

$$R_{\perp} = \left[ \frac{n_e \cos \theta_e - n_t \cos \theta_t}{n_e \cos \theta_e + n_t \cos \theta_t} \right]^2 = \left[ \frac{\sin(\theta_e - \theta_t)}{\sin(\theta_e + \theta_t)} \right]^2 \quad (5)$$

$$R_{||} = \left[ \frac{n_t \cos \theta_e - n_e \cos \theta_t}{n_t \cos \theta_e + n_e \cos \theta_e} \right]^2 = \left[ \frac{\tan(\theta_e - \theta_t)}{\tan(\theta_e + \theta_t)} \right]^2 \quad (6)$$

### 2.4.2 Brewster-Winkel

Ein Minimum für die Reflexion ergibt sich, wenn das Licht unter dem Brewster-Winkel auf die Grenzfläche trifft. Fällt Licht auf ein optisch dichteres Medium ein, d.h.  $n_e < n_t$ , so verschwindet bei einem bestimmten Winkel, dem Brewster-Winkel, der Reflexionskoeffizient parallel zur Einfallsebene. Für den Brewster-Winkel gilt also  $R_{\parallel} = 0$ . Aus Gleichung (6) ist ersichtlich, dass für diesen Fall gelten muss:  $\tan(\theta_e + \theta_t) = \infty$  und somit  $\theta_e + \theta_t = 90^\circ$ . Mit Hilfe dieses Zusammenhangs und des Brechungsgesetzes  $n_e \sin \theta_e = n_t \sin \theta_t$  ergibt sich folgender Ausdruck für den Brewster-Winkel  $\theta_B$ : [3]

$$\tan \theta_B = \frac{n_t}{n_e}. \quad (7)$$

### 2.4.3 Optische Beschichtungen

Je nach Anwendungszweck lassen sich Reflexionen an Oberflächen durch spezielle Beschichtungen vermindern, aber auch vergrößern. Dies beruht auf den Interferenzen, die an der Vorder- und Rückseite einer dünnen Schicht reflektierten Strahlen.

Sind diese Interferenzen destruktiv, so wird die Reflexion minimiert. Haben die reflektierten, destruktiv interferierenden Strahlen die gleiche Amplitude, so verschwindet die Reflexion vollständig. Die Amplitude der reflektierten Wellen hängt von der Brechzahl der Schicht ab. Destruktive Interferenzen ergeben sich, wenn der Wegunterschied der an der Vorder- und Rückseite reflektierten Strahlen genau einer halben Wellenlänge entspricht. Der Brechungsindex der Beschichtung muss kleiner sein als der des Materials, dessen Reflexion vermindert werden soll. Für eine bestimmte Wellenlänge kann die Reflexion komplett unterdrückt und für einen Wellenlängenbereich von einigen hundert Nanometer stark vermindert werden. Eine solche, sogenannte Anti-Reflexbeschichtung befindet sich z.B. auf den Oberflächen eines Prismas.

Um die Verluste gering zu halten, weisen die in einem Experiment verwendeten Spiegel, im Gegensatz dazu, eine sehr hohe Reflexion auf. Dies wird durch konstruktive Interferenzen der an der Vorder- und Rückseite einer dünnen Beschichtung reflektierten Strahlen erreicht. Der Brechungsindex der Schicht muss in diesem Fall größer sein, als der des Materials und der Umgebung. Eine sehr hohe Reflexion ergibt sich, wenn mehrere hoch- und niederbrechende Schichten der Dicke  $\frac{\lambda}{4}$  abwechselnd übereinander aufgebracht werden (dielektrische Vielschichtenspiegel). [4]

## 2.5 Auflösungsvermögen

Eine wichtige Größe zur Charakterisierung von Spektrometern ist das Auflösungsvermögen. Es gibt Aufschluss über die Fähigkeit eines Spektralapparates nahe beieinanderliegende Linien im Abstand  $d\lambda$  voneinander zu trennen. Das Auflösungsvermögen  $A$  ist definiert durch:

$$A = \frac{\lambda}{d\lambda}$$

Für ein Prismenspektrometer hat das Auflösungsvermögen folgende Form:

$$A_{Prisma} = -L \frac{dn}{d\lambda} \quad (8)$$

Hierbei ist  $L$  die durchleuchtete Basislänge des Prismas und  $dn/d\lambda$  die Dispersion. Diese Formel kann mit dem Rayleigh-Kriterium hergeleitet werden. [4]

Das Auflösungsvermögen eines Prismas ist nach Gleichung (8) vom Material und der Länge der Basis abhängig. Für die Auswahl eines geeigneten Prismas müssen diese beiden Faktoren berücksichtigt werden. Bei einem gegebenen Prisma ist das Auflösungsvermögen maximal, wenn die gesamte Basislänge  $L$  in Anspruch genommen wird, das Prisma also symmetrisch durchleuchtet und voll ausgeleuchtet wird.

Für die Berechnung des Abstands der Spektrallinien, sind außer dem minimalen Ablenkwinkel, noch zwei weitere Größen notwendig: die Winkel- und die Linear- dispersion. Die Winkeldispersion  $D_\omega$  gibt an, in welchem Winkelunterschied zwei Spektrallinien das Prisma verlassen. Die Lineardispersion  $D_l$  ist ein Maß für den Abstand der Spektrallinien im Fokus einer Linse der Brennweite  $f$ . [7]

$$D_\omega = \frac{d\delta}{d\lambda} \quad (9)$$

$$D_l = \frac{dx}{d\lambda} \quad (10)$$

Es gilt folgender Zusammenhang:

$$D_\omega = f D_l \quad (11)$$



## 3 Realisierung und Justage des Prismenspektrometers

### 3.1 Realisierung des Prismenspektrometers

Die Hauptfunktionen des Prismenspektrometers sind die Vermessung von Spektren und die Selektion von Wellenlängen. Um dies zu realisieren, werden im Prinzip zwei Prismenspektrometer gespiegelt hintereinander angeordnet. Im Ersten findet eine Spektralzerlegung des Lichts statt, dann wird das Spektrum vermessen oder die Wellenlängen selektiert, im Zweiten werden sie wieder zu einem Strahl zusammengeführt. Der genaue Aufbau dieses Spektrometers wird im Folgenden beschrieben.

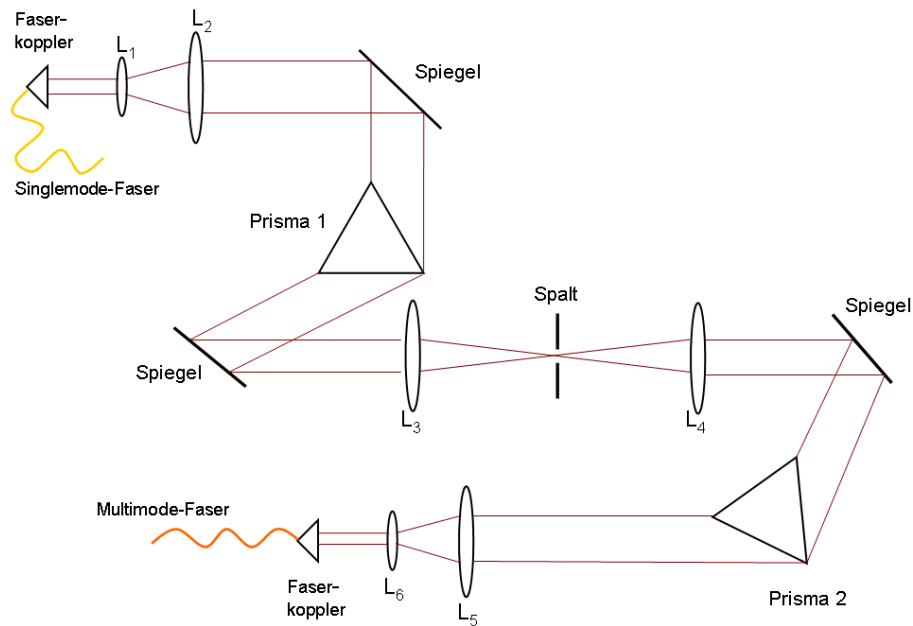
#### 3.1.1 Aufbau des Prismenspektrometers

In Abbildung 3.1 ist der Aufbau des Prismenspektrometers mit den wichtigsten Komponenten skizziert. Aus Platzgründen werden im eigentlichen Aufbau mehr Spiegel verwendet, als in dieser Abbildung zu sehen sind.

Das Licht trifft über eine Singlemode-Faser und einen Faserkoppler zunächst auf ein Teleskop, bestehend aus einer Zerstreuungslinse  $L_1$  mit einer Brennweite  $f = -50$  mm und einer Sammellinse  $L_2$  mit  $f = 250$  mm im Abstand von 200 mm. Das Teleskop dient dazu, den Strahl aus der Glasfaser aufzuweiten und zu parallelisieren. Anschließend wird der Strahl über einen verstellbaren Spiegel auf das erste Prisma gelenkt. Nach dem Prisma ist das Licht spektral aufgespalten. Dann wird es über eine Linse  $L_3$  mit  $f = 200$  mm fokussiert. An der Stelle des Fokus befindet sich je nach Messung ein Einfachspalt oder eine Doppelspaltmaske. Über den Einfachspalt kann das Spektrum analysiert und über den Doppelspalt können zwei Wellenlängen aus dem Spektrum selektiert werden. Anschließend folgen nochmal die selben Komponenten in umgekehrter Reihenfolge. Das heißt, nach dem Spalt trifft der Strahl wieder auf eine Linse  $L_4$  mit  $f = 200$  mm, die den Strahl nun parallelisiert. Da der Aufbau vollkommen symmetrisch sein muss, betragen die Abstände vor und nach den Linsen  $L_3$  und  $L_4$  zur nächsten Komponente 200 mm (ohne Berücksichtigung der Spiegel). Der Parallelstrahl trifft dann auf das zweite Prisma, das die separierten Wellenlängen wieder zu einem Strahl zusammenfügt. Das darauf folgende umgekehrte Teleskop mit den Linsen  $L_5$  ( $f = 250$  mm) und  $L_6$  ( $f = -50$  mm) im Abstand von 200 mm verschmälert den Strahl und fokussiert ihn auf einen Faserkoppler mit einer Multimode-Faser.

Um das Spektrum vermessen bzw. verschiedene Wellenlängen selektieren zu können, muss die Position des Einfach- bzw. Doppelspalts senkrecht zum Strahl in horizontaler Richtung variiert werden können. Aus diesem Grund befindet sich der verwendete Spalt auf einem Verschiebetisch, der manuell oder über einen Computer gesteuert werden kann.

Die Analyse von Einzelphotonquellen ist durch Avalanche Photodioden (APDs) möglich. Diese können einzelne Photonen effizient und zeitaufgelöst detektieren. Für Einzelphotonmessungen wird die Multimode-Faser an die APDs angeschlossen.



**Abbildung 3.1:** Aufbau des Prismenspektrometers

(Brennweiten:  $f_1 = f_6 = -50\text{mm}$ ;  $f_2 = f_5 = 250\text{mm}$ ;  $f_3 = f_4 = 200\text{mm}$ )

#### 3.1.2 Eigenschaften der verwendeten Komponenten

Um eine hohe Effizienz durch das Prismenspektrometer zu garantieren, ist bei der Wahl der Komponenten darauf zu achten, dass die Verluste so gering wie möglich sind. Die verwendeten Spiegel haben eine spezielle dielektrische Beschichtung. Diese Beschichtung liefert eine Reflektivität von mehr als 99 % in dem hier relevanten Wellenlängenbereich für einen Auftreffwinkel zwischen  $0^\circ$  und  $45^\circ$  (Diagramm siehe Anhang B.1). Das Prisma besteht aus dem Schott-Glas SF11 mit einer Anti-Reflexbeschichtung aus Magnesiumfluorid ( $MgF_2$ ). Der Hersteller macht zur Reflexion weder Angaben für die hier verwendete Glassorte, noch für den infraroten Wellenlängenbereich. Die Berechnung zur Auswahl des Prismenmaterials und zur Reflexion am Prisma befinden sich in Abschnitt 4.1 und 4.2.

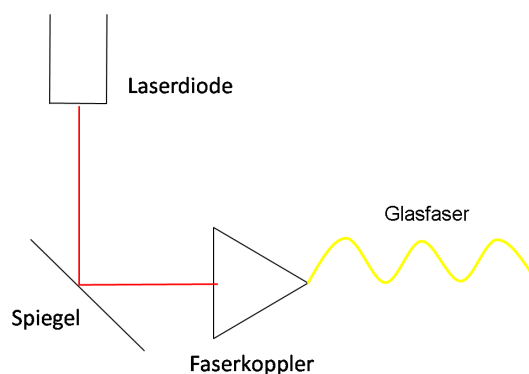
Die verwendeten Linsen sind Achromaten, da für ein Spektrometer die Farbfehler minimal sein sollten. Die Verwendung von Achromaten macht einen beträchtlichen Unterschied. Für die Wellenlänge 790 nm und 830 nm beträgt bei einer normalen Linse der Brennweite  $f = 200\text{ mm}$  die Brennweitendifferenz  $305\text{ }\mu\text{m}$ . Durch die verwendeten achromatischen Linsen lässt sich diese Differenz auf  $8,7\text{ }\mu\text{m}$  vermindern. (Diagramme siehe Anhang B.2 und B.3.)

### 3.2 Justage des Prismenspektrometers

Hauptaufgabe dieser Bachelorarbeit ist der Aufbau des Prismenspektrometers gewesen, deshalb soll in diesem Abschnitt eine genaue Justageanleitung für das Spektrometer gegeben werden.

### 3.2.1 Einkoppeln in eine Glasfaser

Für die Justage des Spektrometers wird eine Laserdiode der Wellenlänge 808 nm benötigt. Dies entspricht in etwa der zentralen Wellenlänge des Spektrums der down-conversion Quelle. Für einige Messungen und zur Kontrolle der Justage wird eine 780 nm Laserdiode verwendet. Diese Laserdioden müssen zunächst in eine Faser eingekoppelt werden, um dann auf das Spektrometer zu gelangen. Ziel ist es, etwa 10 bis 20 Prozent des Lichts aus der Laserdiode in die Faser einzukoppeln. Dazu wird die Laserdiode, ein Spiegel und ein Faserkoppler, wie in Abbildung 3.2 zu sehen, aufgestellt. Die Halterungen des Spiegels und des Faserkopplers sollten zwei Verstellschrauben haben. Durch die Schrauben lassen sich diese Komponenten horizontal und vertikal verkippen.



**Abbildung 3.2:** Aufbau zur Einkopplung in eine Glasfaser

Für die Grobjustage wird zunächst rückwärts, über die Faser des Faserkopplers mit einem Laserpointer, auf den Spiegel geleuchtet. Dabei muss der Strahl aus der Laserdiode und der Strahl des Laserpointers an allen Stellen, d.h. an der Laserdiode, am Spiegel und am Faserkoppler, übereinander liegen. Der Strahl aus der Laserdiode ist dabei auf einer speziellen Karte, der „Viewer Card“, sichtbar. Am besten ist es, eine der Komponenten, z.B. die Laserdiode, am Labortisch festzuschrauben. Die anderen beiden, also Spiegel und Faserkoppler, werden solange verschoben bzw. gedreht, bis die Strahlen an allen genannten Stellen überlappen. Die Schrauben der Halterungen sollten für die Grobjustage nicht verwendet werden und etwa auf Mitte sein, damit sie für die Feinjustage noch genug Spielraum haben. Liegen die Strahlen gut übereinander, werden die Komponenten festgeschraubt.

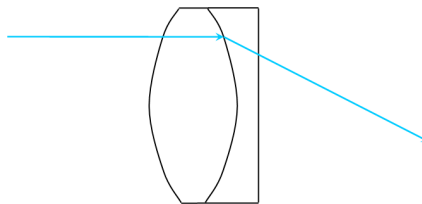
Anschließend wird das Faserende vom Laserpointer in einen weiteren Faserkoppler gesteckt, um den Strahl wieder auszukoppeln. Um das Licht, das durch die Faser kommt zu messen, wird eine Photodiode vor den Auskoppler gestellt und die Spannung über ein Multimeter oder ein Oszilloskop gemessen. Ist mit diesen Messgeräten kein Signal zu sehen, so kann auch eine Kamera anstatt der Photodiode verwendet werden, mit der schon wenige Photonen sichtbar sind. Ist das Signal stark genug, sollte jedoch besser die Photodiode zum Justieren verwendet werden, da Änderungen damit besser zu erkennen sind. Ist mit einem der Messgeräte ein Signal zu messen, so kann dieses durch Drehen an den Verstellschrauben vergrößert werden. Dabei ist zu beachten, dass jeweils die unteren bzw. oberen Schrauben nacheinander zu drehen sind. Das heißt, es wird z.B. zuerst die untere Schraube am Faserkoppler bis zu einem maximalen Signal gedreht, dann die untere

Schraube am Spiegel bis zu einem maximalen Wert, anschließend die oberen Schrauben auf die gleiche Weise. Dies sollte mehrmals wiederholt werden. Ist durch diese Methode der maximale Wert erreicht, so kann durch gleichzeitiges Drehen der unteren bzw. oberen Schrauben in entgegengesetzte Richtungen die Einkopplung eventuell verbessert werden.

#### 3.2.2 Linsen und Spiegel

Das Spektrometer enthält mehrere Linsen und Spiegel. Aus diesem Grund soll zunächst allgemein erklärt werden, was beim Einbringen dieser Komponenten in den Strahlengang zu beachten ist.

Linsen, die eine gekrümmte und eine gerade Seite haben (wie die hier verwendeten Achromaten), müssen immer so in den Strahlengang gestellt werden, dass die gekrümmte Seite zum parallelen Strahl und die gerade Seite zum fokussierten Strahl zeigt (siehe Abb. 3.3).



**Abbildung 3.3:** Strahlengang durch eine achromatische Linse

Um Abbildungsfehler zu vermeiden, müssen Linsen vom Strahl zentral getroffen werden. Dazu wird am besten ein Blatt Papier in den Strahlengang gestellt und die Stelle des Strahls ohne Linse markiert. Strahlrichtung und -höhe müssen ohne und mit Linse gleich sein. Die korrekte Höhe und Position der Linse ist also dann gefunden, wenn der Strahl mit Linse an die selbe Stelle trifft, wie der Strahl ohne Linse. Anschließend muss noch der Rückreflex der Linse kontrolliert werden. Dieser muss mit dem Strahl übereinstimmen. Um die korrekte z-Position für Linsen, die den Strahl parallelisieren sollen, zu finden, wird der Strahl über einen Spiegel auf eine entfernte Wand gelenkt, um den dort zu sehenden Punkt scharf zu stellen.

Nach einem Spiegel sollte der Strahl gerade auf die darauf folgende optische Komponente treffen, d.h. diese weder in vertikaler noch horizontaler Richtung schräg treffen. Ob der Strahl gerade verläuft, lässt sich am besten wieder durch ein Blatt Papier erkennen. Der Strahl muss das Papier nahe am Spiegel und in weiter Entfernung am gleichen Punkt treffen. Um dies zu erreichen, wird der Spiegel auf dem Tisch verschoben und durch die Verstellerschrauben verkippt. Ein gerader Strahlverlauf lässt sich am besten erkennen, wenn der Strahl entlang einer Lochreihe des Labortisches verläuft. Hinzu kommt, dass der Spiegel vom Strahl zentral und unter einem Einfallswinkel zwischen  $0^\circ$  und  $45^\circ$  getroffen werden soll, um die Verluste gering zu halten.

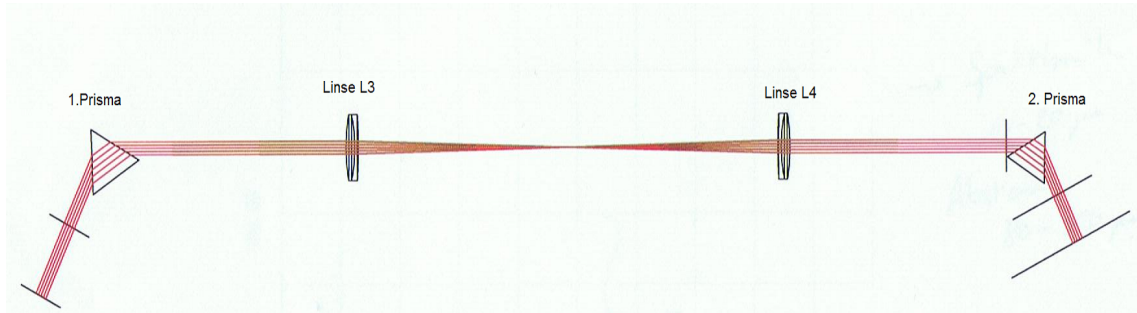
### 3.2.3 Justage des Spektrometers

Das Spektrometer wird zunächst mit einem Laserpointer einer Wellenlänge von 650 nm grob justiert. Der Laserpointer erleichtert die Justage, da sich dessen Wellenlänge im sichtbaren Bereich befindet. Die Feinjustage findet mit der 808 nm Laserdiode statt. Um Abweichungen der Laserdiode von der Einstellung mit dem Laserpointer, aufgrund der unterschiedlichen Brechungsindizes zu korrigieren, werden die Sammellinsen der beiden Teleskope und die Prismen auf Verschiebetischen bzw. Drehtischen angebracht. Die Laserdiode hat nach der Faser meist zu wenig Intensität, um mit der „Viewer Card“ gesehen zu werden. Deshalb wird hier ein Nachtsichtgerät oder eine Kamera, mit denen Infrarotlicht niedriger Intensitäten sichtbar ist, verwendet.

Das Licht gelangt über eine Singlemode-Faser in den Faserkoppler. Dieser sollte so eingestellt werden, dass der Strahl entlang einer Lochreihe verläuft und entlang dieser Strecke die gleiche Höhe hat. Anschließend wird die Zerstreulinse ( $f = -50$  mm) und die Sammellinse ( $f = 250$  mm) des Teleskops in einem Abstand von 200 mm, wie in Abschnitt 3.2.2 beschrieben, in den Strahlengang gebracht. Das Spektrometer kann zunächst auch ohne das Teleskop justiert werden, da dieses am Strahlengang selbst nichts ändert, sondern nur an der Größe des Strahls. Der nach dem Teleskop folgende Spiegel wird, wie oben beschrieben, justiert und ermöglicht die korrekte Ausrichtung des Strahl auf das Prisma.

Der Strahl muss das Prisma komplett ausleuchten und dieses symmetrisch durchleuchten (siehe Abschnitt 2.5). Um zu erkennen, ob das Prisma gut ausgeleuchtet ist, wird ein Papierstreifen an die Eintrittsfläche des Prismas gehalten oder dort festgeklebt. Über den Drehtisch wird das Prisma so eingestellt, bis auf dem Papier ein breiter Streifen, in etwa der Länge des Prismas zu sehen ist. Dabei muss beachtet werden, dass am Prisma nichts vom Strahl abgeschnitten wird. Ein symmetrisches Durchleuchten ist nur grob durch Augenmaß einzustellen. Dazu muss der Einfallswinkel und der Austrittswinkel etwa gleich groß sein. Dies wird wieder über die Schraube des Drehtisches eingestellt. Dabei ist darauf zu achten, dass das Prisma immer noch voll ausgeleuchtet wird. Nachdem das Prisma mit dem Laserpointer justiert wurde, sollte dies mit der 808 nm Laserdiode überprüft werden. Zum Nachjustieren kann an den Verstellerschrauben der Sammellinse des Teleskops und am Drehtisch des Prismas minimal gedreht werden.

Nach dem Prisma sollte mit der 808 nm Laserdiode weiterjustiert werden, da das Licht in seine spektralen Bestandteile aufgespalten ist und es somit größere Abweichungen zwischen Laserpointer und der Laserdiode gibt. Es folgt eine Sammellinse mit einer Brennweite von 200 mm. Damit der Strahlengang nach dem Prisma wieder entlang einer Lochreihe verläuft, wird dazwischen mindestens ein Spiegel benötigt. Im Fokus dieser Linse steht später ein Einfachspalt oder die Doppelspaltmaske. Aufgrund des Intensitätsverlustes, werden diese für die Justage weggelassen. Anschließend folgt wieder eine Linse ( $f = 200$  mm) und ein Spiegel mit Verstellerschrauben, der zum Justieren des Lichtstrahls auf das Prisma dient. Das folgende Prisma muss vom Strahl in umgekehrter Richtung wie das ersten Prisma durchlaufen werden. Ist dies nicht der Fall, werden die verschiedenen Wellenlängen nicht zu einem Strahl zusammengeführt, sondern bleiben aufgespalten. Da der Strahl im Fokus nach Linse  $L_3$  umgekehrt wird, muss das zweite Prisma auf der gleichen Seitenfläche wie das erste getroffen werden. Die beiden Prismen haben also



**Abbildung 3.4:** vereinfachter Strahlengang zur Justage des 2. Prismas

im Strahlengang die gleiche Ausrichtung (siehe Abb. 3.4). Das zweite Prisma soll wie das Erste voll ausgeleuchtet und symmetrisch durchlaufen werden. Das Prisma ist justiert, wenn der Strahl danach kreisförmig ist und die Wellenlängen gut vereinigt sind. Um dies zu überprüfen, wird wieder ein Stück Papier in den Strahlengang gestellt, die Stelle des 808 nm Laser markiert und die 780 nm Laserdiode am Faserkoppler angeschlossen. Diese muss nach dem Prisma auf den selben Punkt treffen. Ist dies nicht der Fall, muss noch am zweiten Prisma und/oder am Spiegel direkt vor dem zweiten Prisma nachjustiert werden. Anschließend kann wieder mit dem Laserpointer weiter justiert werden.

Die beiden Linsen des umgekehrten Teleskops werden, wie oben beschrieben, in den Strahlengang gebracht, dabei wird die zweite Linse wieder auf einen Verschiebetisch montiert. Wie das erste Teleskop, kann auch dieses für die weitere Justage erstmal weggelassen werden. Nach dem Teleskop muss der Strahl, ähnlich wie in Abschnitt 3.2.1 beschrieben, in eine Multimode-Faser eingekoppelt werden. Vor dem Einkoppeln müssen beide Teleskope in das Prismenspektrometer eingebaut sein, falls diese für die Justage weggelassen wurden. Das Einkoppeln in eine Multimode-Faser ist sehr viel einfacher, als das in eine Singlemode-Faser. Zur Verbesserung der Einkopplung kann hier zusätzlich noch an der Verstellerschraube von Linse  $L_5$  des zweiten Teleskops gedreht werden.

Ist das Prismenspektrometer justiert, sollte die Transmission überprüft werden. Dazu wird die Spannung mit der Photodiode beim Eintritt in das Prismenspektrometer, sowie vor und nach der Multimode-Faser gemessen. Für diese Messung darf sich kein Spalt im Spektrometer befinden. Die Transmission muss für die Laserdioden der Wellenlänge 808 nm und 780 nm in etwa gleich groß sein. Ist dies nicht der Fall muss nochmals nachjustiert werden.

Der für die Messungen notwendige Einfach- bzw. Doppelspalt wird so in den Strahlengang gestellt, dass er vom Strahl gut getroffen und von der Höhe des Strahls nichts abgeschnitten wird. Um den Spalt grob in den Strahl zu stellen, wird eine Kamera oder ein Nachtsichtgerät verwendet. Für die genaue Justage kann die Transmission durch den Spalt mit der Photodiode oder dem kommerziellen Spektrometer gemessen werden. Um ein Spektrum zu vermessen, wird der Spalt auf einem Verschiebetisch montiert, damit er horizontal zum Strahl verschoben werden kann. Ein zweiter Verschiebetisch dient dazu, den Spalt in Strahlrichtung zu verschieben und somit richtig im Fokus zu platzieren.

## 4 Berechnungen und Messungen

### 4.1 Auflösungsvermögen und Wahl des Prismenmaterials

Um die Güte des Prismenspektrometers zu bestimmen, wird das Auflösungsvermögen aus Formel (8) berechnet. Die dazu benötigten Brechungsindizes können durch die Sellmeier-Beziehung (4) bestimmt werden (Koeffizienten siehe Anhang B.4). Das verwendete Prisma besteht aus dem Schott-Glas SF11 und hat eine Basislänge von 35 mm. Für das Auflösungsvermögen des Prismenspektrometers ergibt sich somit:

$$A_{SF11} = -L \frac{\Delta n}{\Delta \lambda} = -35 \text{ mm} \frac{1,764176 - 1,7659512}{810 \text{ nm} - 780 \text{ nm}} = 2071$$

Aus der Definition des Auflösungsvermögens  $A = \frac{\lambda}{\Delta \lambda}$  lässt sich der Mindestabstand  $\Delta \lambda$  zweier Spektrallinien, die durch das Prismenspektrometer aufgelöst werden können, bestimmen.

$$\Delta \lambda = \frac{\lambda}{A} = \frac{810 \text{ nm}}{2071} = 0,4 \text{ nm}$$

Im Vergleich zum kommerziellen Spektrometer der Firma Ocean Optics ist die Auflösung des Prismenspektrometers relativ gering. Dieses kann Wellenlängen im Abstand von 0,02 nm auflösen. Durch eine größere Basislänge L des Prismas könnte noch ein höheres Auflösungsvermögen erreicht werden. Für die Vermessung von Spektren und die Selektion von Wellenlängen reicht diese Auflösung jedoch völlig aus.

Als Prismenmaterial wurde das Schott-Glass SF11 gewählt, da andere erhältliche Materialien in diesem Wellenlängenbereich ein kleineres Auflösungsvermögen haben. Dies wird hier am Beispiel der Gläser BK7, F2 und Quarzglas gezeigt. Dazu werden, wie oben, die Brechungsindizes dieser Gläser für zwei Wellenlängen über die Sellmeier-Beziehung bestimmt, und aus Formel (8) das Auflösungsvermögen für eine Basislänge von 35 mm berechnet.

$$n_{BK7}(780 \text{ nm}) = 1,5111833 \quad ; \quad n_{BK7}(810 \text{ nm}) = 1,5105802 \quad \rightarrow A_{BK7} = 704$$

$$n_{F2}(780 \text{ nm}) = 1,6091097 \quad ; \quad n_{F2}(810 \text{ nm}) = 1,6080428 \quad \rightarrow A_{F2} = 1243$$

$$n_{Quarz}(780 \text{ nm}) = 1,4536712 \quad ; \quad n_{Quarz}(810 \text{ nm}) = 1,4531464 \quad \rightarrow A_{Quarz} = 609$$

### 4.2 Reflexion am Prisma

Für ein effizientes Prismenspektrometer müssen die Intensitätsverluste gering sein. Die Intensität geht dabei vor allem über die Prismen verloren. Die Transmission bzw. Reflexion ohne Berücksichtigung der Anti-Reflexbeschichtung der Prismen lässt sich durch die Fresnelschen Formeln ((5) und (6)) berechnen. Fällt das Licht auf das Prisma unter dem Brewster-Winkel ein, so wird die Reflexion parallel zur Einfallsebene

gleich Null. Für diesen Fall ergeben sich die geringsten Verluste. Der Brewster-Winkel für die zentrale Wellenlänge der down-conversion Quelle von 810 nm lässt sich über Gleichung (7) berechnen:

$$\theta_B = \arctan \frac{n_t}{n_e} = \arctan \frac{n_{SF11}(810nm)}{n_{Luft}} = 60,5^\circ$$

Hierbei ist  $n_{Luft} \cong 1$  und  $n_{SF11}(810nm) = 1.764176$ .

Um ein maximales Auflösungsvermögen zu erreichen, ist ein symmetrischer Durchgang durch das Prisma nötig. Für diesen Fall ergibt sich aus geometrischen Überlegungen (siehe Abb.2.5) ein Transmissionswinkel  $\theta_{t1}$  von  $30^\circ$ . Aus dem Snelliusschen Brechungsgesetz berechnet sich dann der Einfallswinkel  $\theta_{e1}$ :

$$n_L \sin \theta_{e1} = n_{SF11}(810nm) \sin \theta_{t1} \rightarrow \theta_{e1} = 61,9^\circ$$

Ein symmetrischer Durchgang entspricht ungefähr dem Brewster-Winkel.

Für die Reflexionsgrade der Prismen (ohne Anti-Reflexbeschichtung) senkrecht und parallel zur Einfallsebene an der ersten Grenzfläche ergeben sich für einen symmetrischen Strahlengang folgende Werte:

$$R_{\perp 1} = \left[ \frac{\sin(\theta_{e1} - \theta_{t1})}{\sin(\theta_{e1} + \theta_{t1})} \right]^2 = \left[ \frac{\sin(61,9^\circ - 30^\circ)}{\sin(61,9^\circ + 30^\circ)} \right]^2 = 0,28$$
$$R_{\parallel 1} = \left[ \frac{\tan(\theta_{e1} - \theta_{t1})}{\tan(\theta_{e1} + \theta_{t1})} \right]^2 = \left[ \frac{\tan(61,9^\circ - 30^\circ)}{\tan(61,9^\circ + 30^\circ)} \right]^2 = 0,0004$$

Aufgrund der Umkehrbarkeit des Strahlengangs sind die Reflexionsgrade für die zweite Grenzfläche des Prismas mit der Luft gleich denen der Ersten.

$$R_{\perp 2} = R_{\perp 1} = 0,27 \quad ; \quad R_{\parallel 2} = R_{\parallel 1} = 0,0004$$

Die verwendeten Prismen haben eine Anti-Reflexbeschichtung, deshalb ist die tatsächliche Reflexion geringer, als die hier berechnete. Da die genaue Zusammensetzung dieser Schicht nicht bekannt ist, wird auf eine Berechnung verzichtet.

Für die Messung der beiden Komponenten der Reflexion am Prisma unter einem Einfallswinkel von ca.  $60^\circ$ , wird ein Polarisator in den Strahlengang gestellt und die Transmission am Prisma ermittelt. Dazu wird mit einer Photodiode und einem Multimeter die Spannung vor und hinter dem Prisma für horizontal und vertikal polarisiertes Licht gemessen. Für die Reflexion senkrecht und parallel zur Einfallsebene eines Prisma, ergibt sich ein Wert von 3 % für  $R_{\parallel,gesamt}$  und ein Wert von 6 % für  $R_{\perp,gesamt}$ .

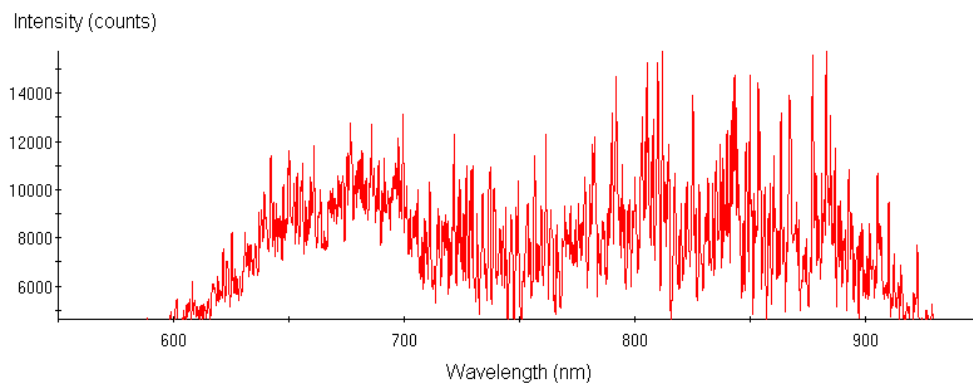


### 4.3 Effizienz und spektrale Abhängigkeit der Transmission

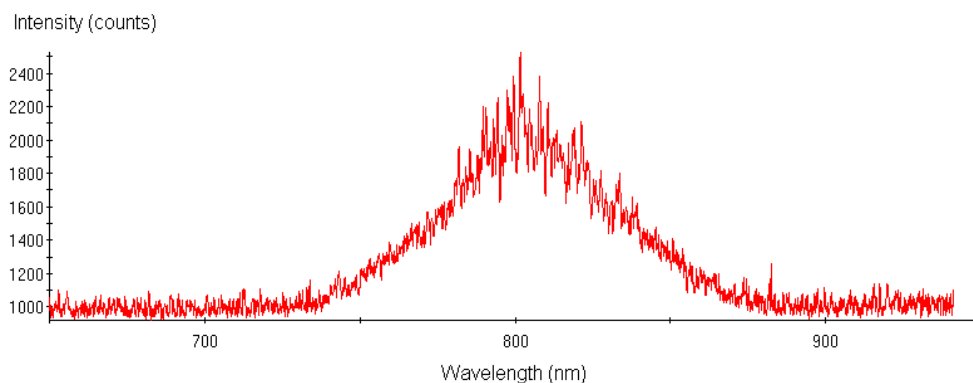
Bei der Transmission durch das Prismenspektrometer spielt nicht nur die Intensität, sondern auch die transmittierten Wellenlängen eine Rolle.

Die transmittierte Intensität kann mit einer Photodiode und einem Multimeter ermittelt werden. Dazu wird die Eintrittsspannung, sowie die Spannung vor und nach der Multimode-Faser des Prismenspektrometers gemessen. Für diese Messung befindet sich kein Einfach- oder Doppelspalt im Aufbau. Für beide Laserdioden werden etwa 65 % des Lichts durch das Spektrometer transmittiert, 50 % davon gelangen durch die Multimode-Faser. Dies entspricht einer Gesamttransmission von 35 %.

Innerhalb des Prismenspektrometers geht die Intensität hauptsächlich durch die Prismen verloren. Weitere Verluste können an den Spiegeln entstehen. Die verwendeten Spiegel haben zwar eine sehr hohe Reflektivität, wenn der Einfallswinkel jedoch mehr als  $45^\circ$  beträgt, ist diese geringer. Da im Aufbau mehrere Spiegel verwendet werden, summiert sich dieser Beitrag und spielt somit eine nicht zu vernachlässigende Rolle. Hinzu kommt, dass der Strahl nach dem ersten Teleskop sehr groß und nach dem ersten Prisma sehr breit ist. Es kann ein zusätzlicher Intensitätsverlust entstehen, wenn ein minimaler Teil des Strahls an den Spiegeln und Linsen abgeschnitten wird.



**Abbildung 4.1:** *Spektrum einer Weißlichtquelle vor dem Prismenspektrometer*



**Abbildung 4.2:** *Spektrum einer Weißlichtquelle nach dem Prismenspektrometer*

Der transmittierte Wellenlängenbereich kann mit Hilfe des Spektrums einer Weißlichtquelle gemessen werden. Dazu wird das Licht einer Glühlampe in eine Glasfaser eingekoppelt, und diese direkt am kommerziellen Spektrometer (Ocean Optics HR4000) angeschlossen. Das Spektrum des weißen Lichts ohne Prismenspektrometer ist in Abbildung 4.1 zu sehen. Anschließend wird das Licht der Glühlampe durch das Prismenspektrometer geschickt, und die Multimode-Faser am Ende an das kommerzielle Spektrometer angeschlossen. An dieser Messung lässt sich erkennen, welche Wellenlängen durch das Prismenspektrometer gelangen (siehe Abbildung 4.2). Die Transmission ist im Bereich um 802 nm maximal. Der Grund hierfür ist, dass die zentrale Wellenlänge des Justierlasers nicht wie vom Hersteller angegeben 808 nm, sondern 802 nm beträgt (siehe Anhang A). Somit wurde das Prismenspektrometer auf diese Wellenlänge justiert. Der Wellenlängenbereich ausreichender Transmissionsintensität erstreckt sich von 760 nm bis 850 nm. Alle anderen Wellenlängen werden aufgrund der Justage kaum oder gar nicht transmittiert. Der transmittierte Wellenlängenbereich spielt für die Analyse des down-conversion Spektrums eine Rolle. Für diese ist es wichtig, dass die zentrale Wellenlänge, sowie ein Bereich von mindestens  $\pm 20$  nm transmittiert werden.

#### 4.4 Abstand der Spektrallinien nach dem Prisma

Um die Wellenlängen geeignet durch einen Doppelspalt zu selektieren, muss der Abstand der Spektrallinien am Ort der Selektion, also im Fokus nach dem ersten Prisma bekannt sein. Dieser Abstand lässt sich berechnen und durch zwei verschiedene Methoden messen.

Die Messungen des Abstandes findet mit Laserdioden der Wellenlänge 780 nm und 802 nm statt, deshalb wird deren Abstand im Fokus berechnet. Außerdem werden die Berechnungen noch für 810 nm durchgeführt, da dies in etwa der zentrale Wellenlänge der down-conversion Quelle entspricht. Dazu werden zuerst die Brechungsindizes verschiedener Wellenlängen im Prisma über die Sellmeier-Gleichung (Formel (4)) bestimmt. Für das Schott-Glas SF11 (Koeffizienzen siehe Anhang B.4) ergibt sich daraus die in Abb. 4.3 zu sehende Dispersionskurve.

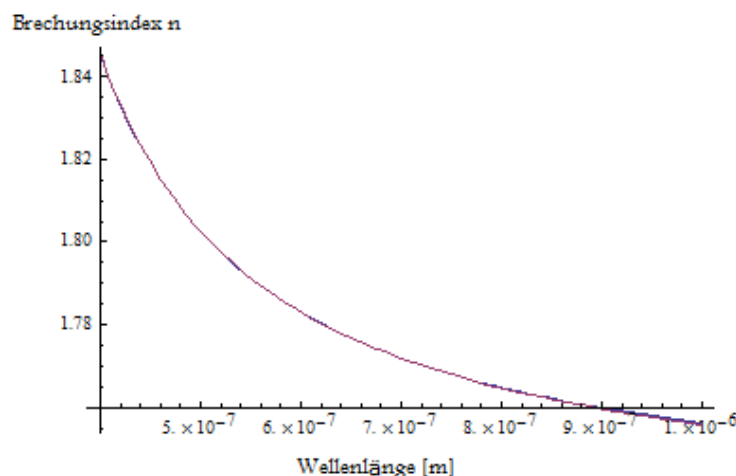


Abbildung 4.3: Dispersionskurve des Prismas (SF11)

Die Brechungsindizes  $n$  der Wellenlängen 780 nm, 802 nm und 810 nm ergeben sich zu:

$$n(780\text{nm}) = 1,765951 \quad ; \quad n(802\text{nm}) = 1,764638 \quad ; \quad n(810\text{nm}) = 1,764176$$

Aus den Brechungsindizes lassen sich die Ablenkwinkel in Abhängigkeit von der Wellenlänge bestimmen. Um eine größtmögliche Auflösung zu erhalten, wird das Prisma symmetrisch durchleuchtet. Für eine symmetrische Durchleuchtung sind die Ablenkwinkel minimal und können aus Gleichung (1) berechnet werden. Das verwendete Prisma hat einen brechenden Winkel  $\alpha$  von  $60^\circ$ . Daraus ergeben sich für die Ablenkwinkel der verschiedenen Wellenlängen folgende Werte:

$$\begin{aligned} \delta_{\min}(780\text{nm}) &= 64,006841^\circ \quad ; \quad \delta_{\min}(802\text{nm}) = 63,846816^\circ \quad ; \\ \delta_{\min}(810\text{nm}) &= 63,790566^\circ \end{aligned}$$

Der Abstand verschiedener Wellenlängen im Fokus lässt sich aus der Differenz der Ablenkwinkel bestimmen. In Abbildung 4.4 ist ein Graph zu sehen, der die Differenz verschiedener Ablenkwinkel mit dem Ablenkwinkel bei 810 nm als Funktion der Wellenlänge zeigt.

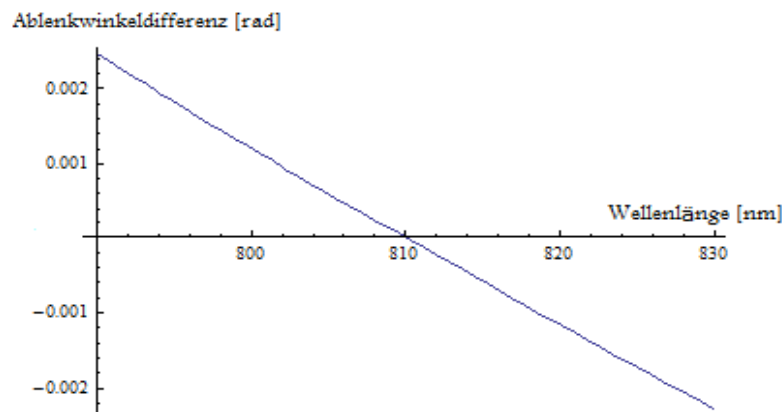


Abbildung 4.4: Differenz der Ablenkwinkel

Die Abstände  $\Delta l$  der Spektrallinien an der Stelle der Doppelspaltmaske lassen sich aus den Formeln für die Winkel- und Lineardispersion ((9) und (10)) und deren Zusammenhang (11) berechnen:

$$D_\omega = f D_l \quad \rightarrow \quad \frac{\Delta l}{\Delta \lambda} = f \frac{\Delta \delta}{\Delta \lambda} \quad \rightarrow \quad \Delta l = f \Delta \delta$$

Für die betrachteten Wellenlängen ergibt sich für den Abstand der Spektrallinien im Fokus nach dem Prisma:

$$\Delta l(780; 802) = (\delta_{\min}(780\text{nm}) - \delta_{\min}(802\text{nm})) \cdot 200\text{mm} = 558\mu\text{m}$$

$$\Delta l(780; 810) = (\delta_{\min}(780\text{nm}) - \delta_{\min}(810\text{nm})) \cdot 200\text{mm} = 755\mu\text{m}$$

Eine Wellenlängenbreite von 1 nm hat somit einen Abstand von  $25 \mu\text{m}$ .

Für die Messung des Abstandes der Laserdioden im Fokus, wird zunächst eine spezielle Kamera zur Vermessung des Strahlprofils („Beam Profiler“) verwendet. Diese Messung liefert einen Abstand von  $748 \mu\text{m}$  für die Wellenlänge  $780 \text{ nm}$  und  $802 \text{ nm}$ . Die Strahlprofile sind im Anhang B.5 und B.6 zu sehen.

Der so gemessene Wert weicht um  $34 \%$  vom berechneten Wert ab. Bei der Messung des Strahlprofils können Fehler dadurch entstehen, dass die Kamera schräg vom Strahl getroffen wird oder nicht im Fokus steht. Da sich der Abstand der Spektrallinien im Mikrometerbereich befindet, können schon kleinere Ungenauigkeiten das Messergebnis stark beeinflussen. Hinzu kommt, dass bei einer zu hohen Intensität des Strahls, die Kamera das Strahlprofil breiter sieht, als es eigentlich ist. Dies führt wiederum zu Fehlern bei der Vermessung des Abstandes.

Eine genauere Abstandsmessung kann mit dem kommerziellen Spektrometer und einem Einfachspalt durchgeführt werden. Dazu wird eine breite Lichtquelle (z.B. Glühlampe) verwendet. Diese wird in eine Glasfaser eingekoppelt und am Prismenspektrometer angeschlossen. Im Fokus nach dem ersten Prisma befindet sich hierfür ein Einfachspalt bekannter Breite. Die Multimode-Faser am Ende des Prismenspektrometers wird mit dem kommerziellen Spektrometer verbunden. Anhand der mit dem kommerziellen Spektrometer gemessenen Wellenlängenbreite, kann durch die Breite des Spalts der Abstand eines Wellenlängenbereichs von  $1 \text{ nm}$  ermittelt werden. Für einen Spalt der Breite  $100 \mu\text{m}$  ergibt sich eine spektrale Breite von etwa  $4,5 \text{ nm}$ , was einem Abstand für  $\Delta\lambda = 1 \text{ nm}$  von  $22 \mu\text{m}$  entspricht. Für einen  $50 \mu\text{m}$  Spalt ist das Spektrum  $2 \text{ nm}$  breit. Dies entspricht einem Abstand von  $25 \mu\text{m}$  für einen Wellenlängenbereich von  $1 \text{ nm}$ . Die aufgezeichneten Spektren sind im Anhang B.7 und B.8 zu sehen.

Die Berechnung des Abstandes der Wellenlängen im Fokus stimmt mit den Ergebnissen aus der Messung mit dem kommerziellen Spektrometer überein. Grund für die geringe Abweichung der Messung mit Hilfe des  $100 \mu\text{m}$  breiten Spalts kann eine nicht exakt symmetrische Durchleuchtung des Prismas sein. Dies führt zu einer schlechteren Auflösung als theoretisch erwartet, und somit zu einem größeren transmittierten Wellenlängenbereich. Für den  $50 \mu\text{m}$  Spalt wird der berechnete Wert bestätigt.

### 4.5 Spektrum der down-conversion Quelle

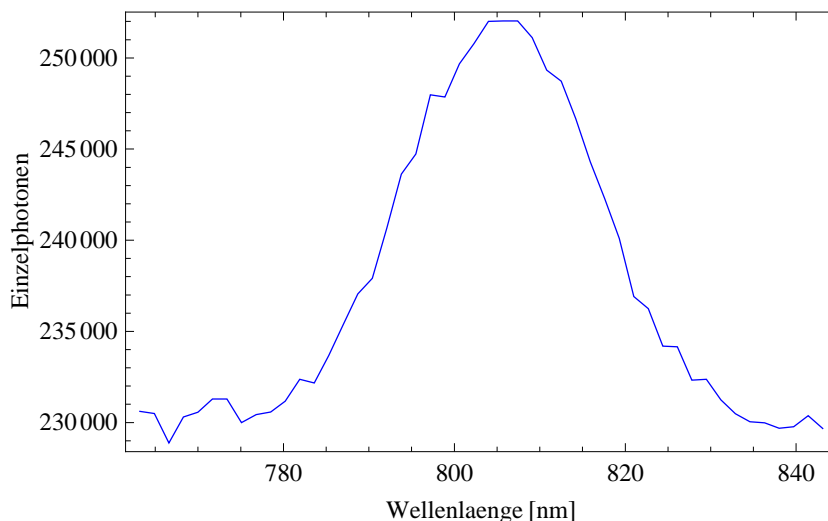
Wie in der Einleitung erwähnt, ist ein Grund für den Aufbau des Prismenspektrometers die Messung des Spektrums einer down-conversion Quelle. Dies ist mit einem kommerziellen Spektrometer nicht möglich. Genauerer Aufbau und Funktion einer down-conversion Quelle siehe Quelle [1].

Es wird das Spektrum der einzelnen Photonen, sowie das der gleichzeitig detektierten Photonenpaare (Koinzidenzen) vermessen. Dazu wird die Einzel- und die Koinzidenzzählrate durch das Spektrometer in Abhängigkeit von der Position eines  $25 \mu\text{m}$  breiten Spalts bestimmt. Durch diesen Spalt gelangt ein Wellenlängenbereich von einem Nanometer. Für eine genauere Messung könnte auch ein kleinerer Spalt verwendet werden. Bei Verwendung eines kleineren Spalts ist jedoch die transmittierte Intensität, und somit auch die Zählrate geringer. Für die Aufnahme des Spektrums ist dann eine lange

Messdauer notwendig, da an jeder Spaltposition über einen längeren Zeitraum gemessen werden muss. Aufgrund des Auflösungsvermögens des Prismas ist höchstens eine Auflösung von 0,4 nm möglich. Hier wird ein 25  $\mu\text{m}$  breiter Spalt verwendet, da keine höhere Auflösung nötig ist.

Zur Vermessung des Spektrums wird ein Faserkoppler der down-conversion Quelle an das Prismenspektrometer, der andere direkt an die Avalanche Photodioden (APDs) angeschlossen. Die Multimode-Faser am Ende des Prismenspektrometers wird ebenfalls an die APDs angeschlossen. Die APDs sind mit einem Zähler verbunden, der wiederum an einen Computer angeschlossen ist. Damit nun noch Koinzidenzen zu beobachten sind, muss beachtet werden, dass der Weg des Lichts durch das Prismenspektrometer länger ist, als der direkt zu den APDs. Um dies auszugleichen, wird an den direkten Weg ein längeres Kabel angeschlossen. Die Position des Spalts wird durch den Schrittmotor, der über einen Computer gesteuert wird, kontinuierlich verändert. Der Computer zeichnet die Zählrate in Abhängigkeit von der Spaltposition auf. Um die Spaltpositionen mit einer Wellenlänge in Beziehung zu bringen, muss anschließend noch eine Eichung durchgeführt werden. Dazu wird die Multimode-Faser nach dem Prismenspektrometer an das kommerzielle Spektrometer angeschlossen und die Wellenlänge an mindestens drei Positionen des Spalts gemessen. In Abb. 4.5 und 4.6 sind die so gemessenen und geeichten Spektren zu sehen.

Beide Spektren sind um die Wellenlänge 808 nm zentriert und haben eine Breite von etwa 40 nm. Dies befindet sich genau in dem Bereich, auf den das Prismenspektrometer justiert wurde. Der durch das Prismenspektrometer transmittierte Wellenlängenbereich reicht von 760 nm bis 850 nm. Aus diesem Grund entspricht die aufgezeichnete Kurve tatsächlich dem Spektrum der down-conversion Quelle und nicht der Transmission des Prismenspektrometers.



**Abbildung 4.5:** Spektrum der Einzelphotonen einer down-conversion Quelle

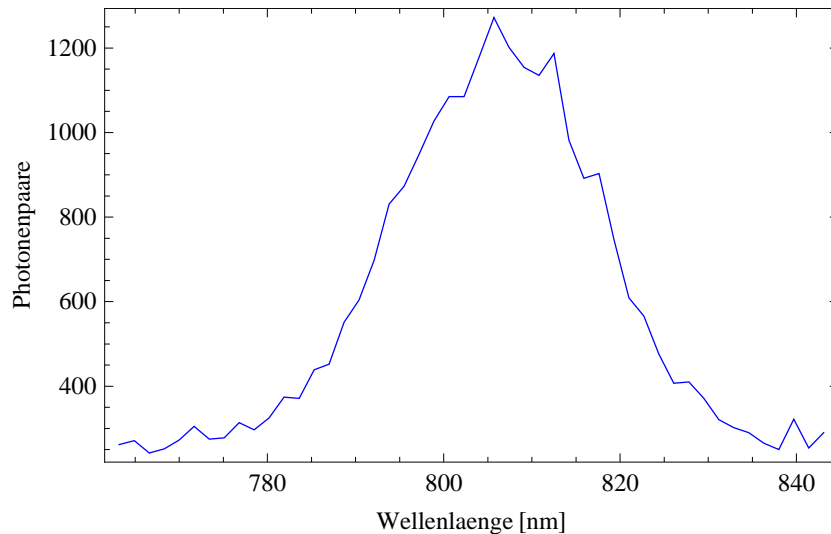


Abbildung 4.6: Spektrum der Koinzidenzen einer down-conversion Quelle

## 4.6 Selektion von Wellenlängen

Der zweite Grund für den Aufbau des Prismenspektrometers ist die Selektion von Wellenlängen. Um zu zeigen, dass tatsächlich Wellenlängen selektiert werden können, wird eine LED (diese hat eine größere Bandbreite als die Laserdioden) über ein Glasfaserkabel an das Prismenspektrometer angeschlossen. Die Multimode-Faser am Ende wird mit dem kommerzielle Spektrometer (Ocean Optics HR400) verbunden.

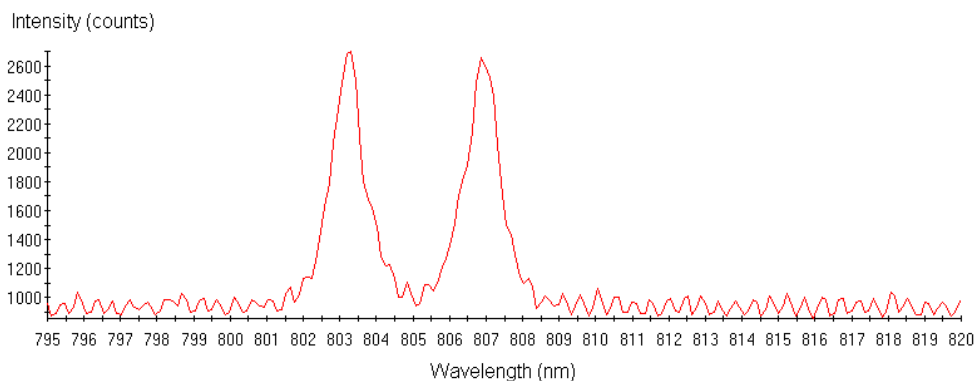
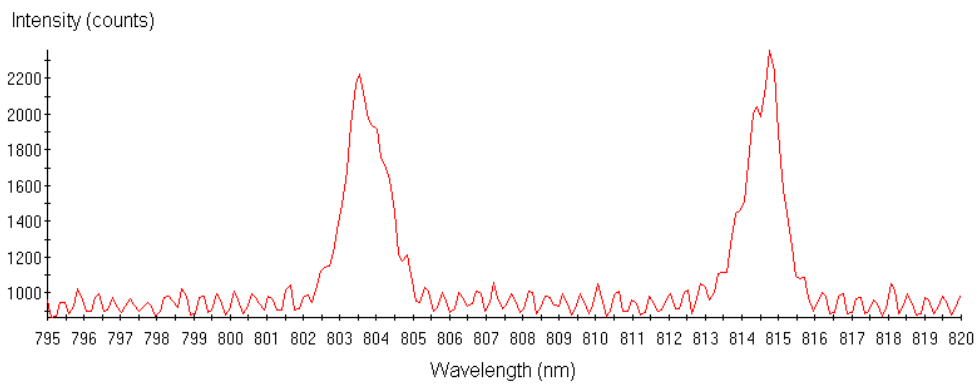


Abbildung 4.7: Spektrum des minimalen Doppelspaltabstandes

Die verwendete Doppelspaltmaske hat mehrere Doppelspalte der gleichen Breite, aber mit verschiedenen Abständen zwischen den Spalten. Der maximale Abstand der Spalte beträgt laut Hersteller 0,3 mm, der minimale 0,1 mm. Die Breite eines Spalts sollte 25  $\mu\text{m}$  sein. Dadurch können Wellenlängen im Abstand von 4 nm bis 12 nm und einer Breite von 1 nm selektiert werden.

In Abb. 4.7 und Abb. 4.8 sind die Spektren für den minimalen und maximalen Doppelspaltabstand zu sehen. Laut dieser Messung beträgt der maximale Wellenlängenabstand, der selektiert werden kann 11 nm, der minimale 4 nm. In Abb. B.9 im Anhang sind die selektierten Wellenlängen durch zwei direkt aufeinanderfolgende Doppelspalte zu sehen.



**Abbildung 4.8:** *Spektrum des maximalen Doppelspaltabstandes*

Diese haben einen Abstand von 0,5 nm. Der Abstand in dem die Wellenlängen separiert werden, kann also in 0,5 nm Schritten variiert werden. Für die Breite der selektierten Wellenlängenbereiche ergibt sich ein Wert von ca. 1 nm - 1,5 nm.

Die gemessenen Werte stimmen mit den angegebenen überein. Die kleineren Abweichungen sind auf unscharfe Kanten der Spalte oder auf Ungenauigkeiten bei der Herstellung zurückzuführen.





## 5 Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurde ein Spektrometer zur Analyse von Einzelphotonquellen und Selektion von Wellenlängen aufgebaut. Da für diesen Verwendungszweck eine hohe Effizienz nötig ist, wurde als Spektrometertyp ein Prismenspektrometer gewählt. Das Prismenspektrometer hat eine Effizienz von 35 Prozent, dadurch ist die Vermessung der Spektren von Einzelphotonquellen ohne enormen Zeitaufwand möglich. Ist keine hohe Auflösung notwendig, kann die Messdauer verkürzt werden, ohne große Veränderungen am Aufbau vorzunehmen. Die maximale Auflösung, also der minimale Wellenlängenabstand, der durch dieses Prismenspektrometer aufgelöst werden kann, beträgt 0,4 nm. Es können Spektren, die sich im Wellenlängenbereich von 760 nm bis 850 nm befinden analysiert werden, da dieser durch das Spektrometer transmittiert wird.

Um zu zeigen, dass mit dem Prismenspektrometer tatsächlich Einzelphotonquellen analysiert werden können, wurde das Spektrum einer down-conversion Quelle vermessen. Dabei wurde sowohl die Einzelzählrate, als auch die Koinzidenzen (gleichzeitige Detektion des zweiten Photons) spektral analysiert. Außerdem wurde gezeigt, dass mit diesem Prismenspektrometers einzelne Wellenlängen selektiert werden können. Dies wurde anhand einer LED und einem kommerziellen Spektrometer demonstriert. Mit der verwendeten Doppelspaltmaske können Wellenlängen im Abstand von 4 bis 11 nm und einer Breite von 1 nm bis 1,5 nm selektiert werden. Dabei können die Abstände der Doppelspalte in 0,5 nm Schritten variiert werden.

Desweiteren wurde das Prismenspektrometer zum Nachweis der Frequenzkorrelationen von Photonen einer down-conversion Quelle verwendet. So wurde folgendes Experiment durchgeführt (siehe Quelle [1]): Ein Arm wurde durch einen Kristall und einen Polarisator manipuliert. Der Kristall dreht die Polarisation frequenzabhängig, sodass verschiedene Wellenlängen eine unterschiedliche Polarisation haben. Durch den Polarisator werden nur Wellenlängen einer bestimmten Polarisation transmittiert. Die Photonen sind nach dieser Anordnung polarisiert und haben nur noch bestimmte Wellenlängen. Dies ist auch im anderen Arm zu sehen, wenn die Photonen frequenzverschränkt sind. Um dies nachzuweisen, wurde das Spektrum des Arms, der nicht manipuliert wurde, mit dem Prismenspektrometer vermessen. Eine andere Variante des Experiments könnte folgendermaßen aussehen: Im ersten Arm befindet sich nur ein Kristall, sodass die Polarisation eines Photons von der Wellenlänge abhängig, das Licht also unpolarisiert ist. Werden im zweiten Arm nun die Wellenlängen durch das Prismenspektrometer so selektiert, dass diese die gleiche Polarisation haben, so enthält auch das Licht des ersten Arms nur noch diese Wellenlängen und ist somit wieder polarisiert.

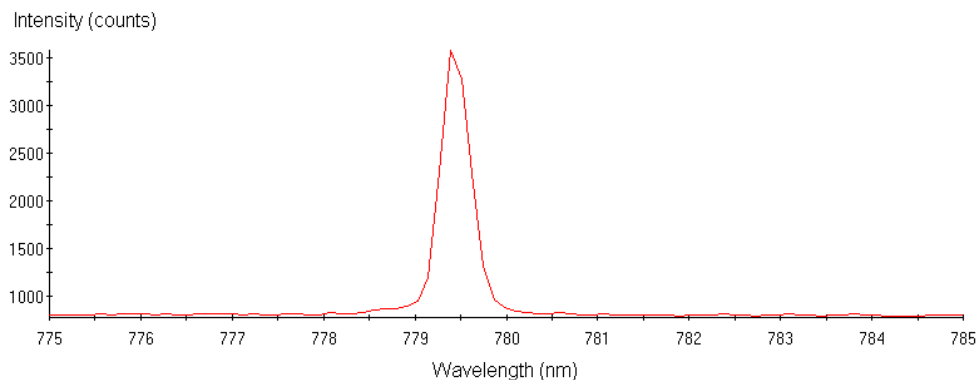
Die erreichten Ergebnisse zeigen, dass mit dem während der Bachelorarbeit aufgebauten Spektrometer noch weiter Experimente zur spektralen Analyse/Manipulation einzelner oder korrelierter Photonen möglich sind. Ein Beispiel ist die wellenlängenabhängige Analyse polarisationsverschränkter Photonen. Mit diesem Aufbau ist es möglich, den Verschränkungsgrad wellenlängenabhängig zu messen und dadurch die durch Dispersion verursachten Dekohärenzeffekte spektral breitbandiger Quellen nachzuweisen.



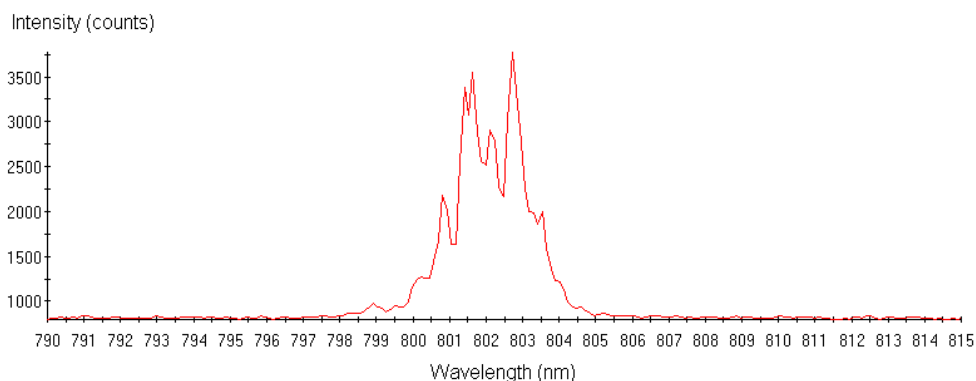
## A Spektrum und Bandbreite der Laserdioden

Einige Messungen und die Justage werden mit Laserdioden der Wellenlänge 780 nm und 808 nm durchgeführt. Um die Messungen auszuwerten und genaue Aussagen zu treffen, muss das Spektrum und die Bandbreite der Laserdioden bekannt sein.

Die Spektren der Laserdioden werden mit dem kommerziellen Spektrometer (Ocean Optics HR4000) aufgezeichnet. In Abb. A.1 und A.2 sind die gemessenen Spektren der 780 nm und 808 nm Laserdioden zu sehen. Für die 780 nm Laserdiode ergibt sich eine zentrale Wellenlänge von 779,5 nm, was mit dem angegebenen Wert übereinstimmt. Die 808 nm Laserdiode hat dagegen eine tatsächliche Wellenlänge von etwa 802 nm. Diese Abweichung von den Herstellerangaben muss für die Berechnungen berücksichtigt werden.



**Abbildung A.1:** Spektrum der 780 nm Laserdiode



**Abbildung A.2:** Spektrum der 808 nm Laserdiode

Die Bandbreite der Laserdioden lässt sich mit dem Prismenspektrometer, aber auch mit dem kommerziellen Spektrometer bestimmen. Aus den Messungen des Strahlprofils im Fokus nach dem Prisma lässt sich die Breite des Strahls ablesen (B.5 und B.6). Der Strahl der 808 nm Laserdiode ist insgesamt  $440 \mu\text{m}$  breit, die äußeren Stellen weisen jedoch nur sehr geringe Intensität auf, sodass diese zu vernachlässigen sind. An den intensivsten Stellen, d.h. bis zum gelben Bereich sind es  $270 \mu\text{m}$ . Die 780 nm

Laserdiode hat in diesem Bereich eine Breite von  $230 \mu\text{m}$ . Aus dem in Abschnitt 4.4 berechneten und gemessenen Abstand von  $25 \mu\text{m}$  für  $1 \text{ nm}$  Wellenlängenbreite, kann die Bandbreite der Laserdioden bestimmt werden:

$$\Delta\lambda(808\text{nm}) = \frac{270\mu\text{m}}{25\frac{\mu\text{m}}{\text{nm}}} = 11\text{nm} \quad ; \quad \Delta\lambda(780\text{nm}) = \frac{230\mu\text{m}}{25\frac{\mu\text{m}}{\text{nm}}} = 9\text{nm}$$

Mit dem kommerziellen Spektrometer lässt sich die spektrale Breite direkt messen. Aus den Graphen A.1 und A.2 lässt sich die Bandbreite ablesen. Es ergeben sich folgende Werte:

$$\Delta\lambda(808\text{nm}) \approx 4\text{nm} \quad ; \quad \Delta\lambda(780\text{nm}) \approx 0,8\text{nm}$$

Die auf diese beiden Arten gemessenen Bandbreiten stimmen nicht überein. Wie schon im Abschnitt 4.4 zur Vermessung des Abstandes der Spektrallinien im Fokus nach dem ersten Prisma erläutert, können bei der Messung mit dem „Beam Profiler“ Fehler entstehen. Steht die Kamera nicht im Fokus, oder ist die Intensität des Strahls zu groß, so kommt es zu Fehlern bei der Vermessung des Strahlprofils und somit auch bei der Größe der Bandbreite. Die gemessenen Werte mit dem kommerziellen Spektrometer sind genauer.

## B Weitere Diagramme und Grafiken

### Diagramme zu den im Aufbau verwendeten Komponenten

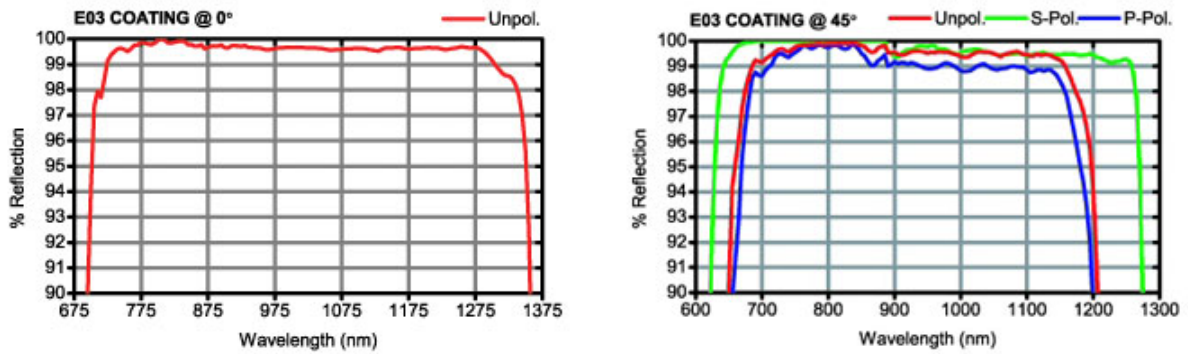


Abbildung B.1: Reflexion an den verwendetenn Spiegeln (E03)

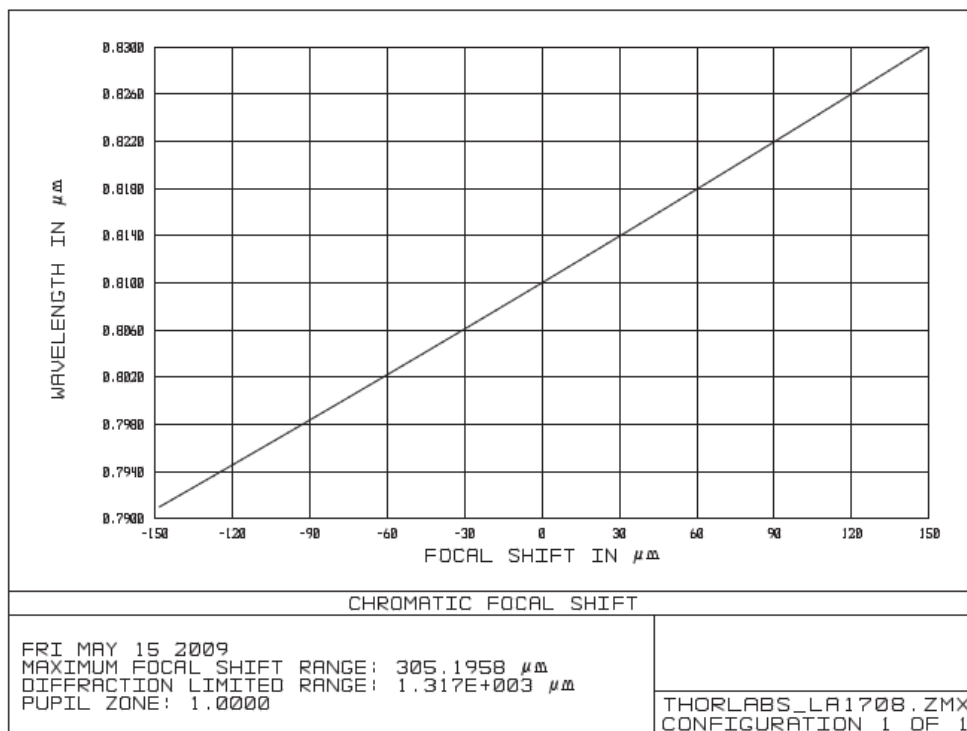


Abbildung B.2: Brennweitendifferenzen einer normalen Linse mit  $f = 200\text{mm}$

## B WEITERE DIAGRAMME UND GRAFIKEN

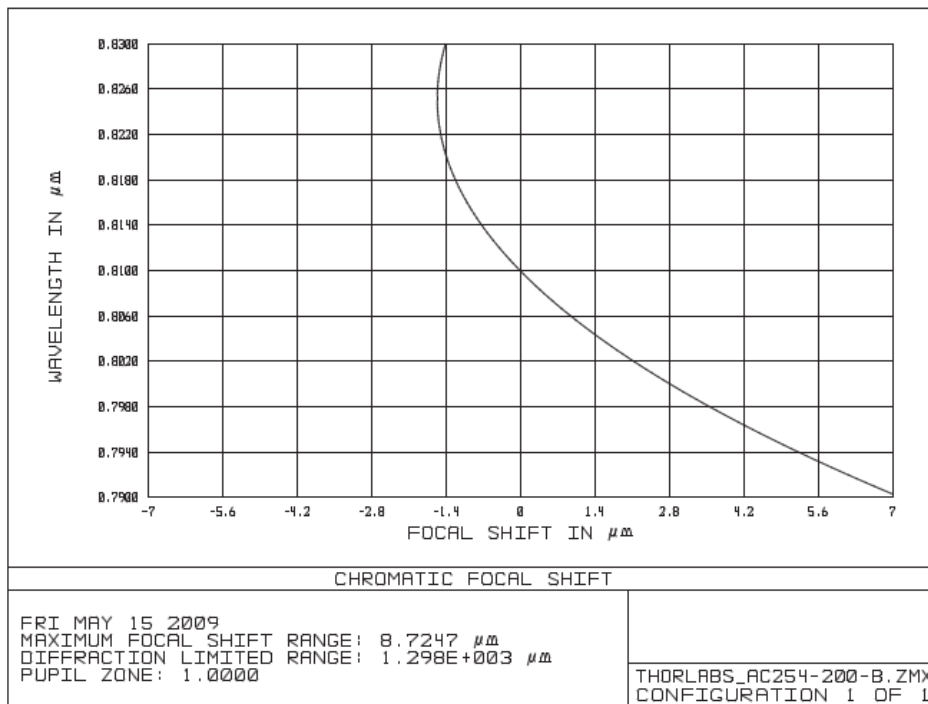


Abbildung B.3: Brennweitendifferenzen einer achromatischen Linse mit  $f = 200 \text{ mm}$

### Sellmeier-Beziehung/Koeffizienten

	$B_1$	$B_2$	$B_3$	$C_1$	$C_2$	$C_3$
MgF <sub>2</sub> $n_e$	4.13440230E-01	5.04974990E-01	2.49048620E+00	1.35737865E-03	8.23767167E-03	5.65107755E+02
MgF <sub>2</sub> $n_o$	4.87551080E-01	3.98750310E-01	2.31203530E+00	1.88217800E-03	8.95188847E-03	5.66135591E+02
Sapphire $n_e$	1.50397590E+00	5.50691410E-01	6.59273790E+00	5.48041129E-03	1.47994281E-02	4.02895140E+02
Sapphire $n_o$	1.43134930E+00	6.50547130E-01	5.34140210E+00	5.27992610E-03	1.42382647E-02	3.25017834E+02
CaF <sub>2</sub>	5.67588800E-01	4.71091400E-01	3.84847230E+00	2.52642999E-03	1.00783328E-02	1.20055597E+03
Fused Silica	6.96166300E-01	4.07942600E-01	8.97479400E-01	4.67914826E-03	1.35120631E-02	9.79340025E+01
Schott BK7	1.03961212E+00	2.31792344E-01	1.01046945E+00	6.00069867E-03	2.00179144E-02	1.03560653E+02
Schott N-BK7	1.03961212E+00	2.31792344E-01	1.01046945E+00	6.00069867E-03	2.00179144E-02	1.03560653E+02
Schott F2	1.34533359E+00	2.09073118E-01	9.37357162E-01	9.97743871E-03	4.70450767E-02	1.11886764E+02
Schott N-F2	1.39757037E+00	1.59201403E-01	1.26865430E+00	9.95906143E-03	5.46931752E-02	1.19248346E+02
Schott SF2	1.40301821E+00	2.09073176E-01	9.39056586E-01	1.05795466E-02	4.93226978E-02	1.12405955E+02
Schott SF10	1.61625977E+00	2.59229334E-01	1.07762317E+00	1.27534559E-02	5.81983954E-02	1.16607680E+02
Schott N-SF10	1.62153902E+00	2.56287842E-01	1.64447552E+00	1.22241457E-02	5.95736775E-02	1.47468793E+02
Schott SF11	1.73848403E+00	3.11168974E-01	1.17490871E+00	1.36068604E-02	6.15960463E-02	1.21922711E+02
Schott N-SF11	1.73759695E+00	3.13747346E-01	1.89878101E+00	1.13188707E-02	6.23068142E-02	1.55236290E+02
Schott N-LAK21	1.22718116E+00	4.20783743E-01	1.01284843E+00	6.02075682E-03	1.96862889E-02	8.84370099E+01

Abbildung B.4: Koeffizienten der Sellmeier-Beziehung

## Abstand der Spektrallinien im Fokus nach dem Prisma

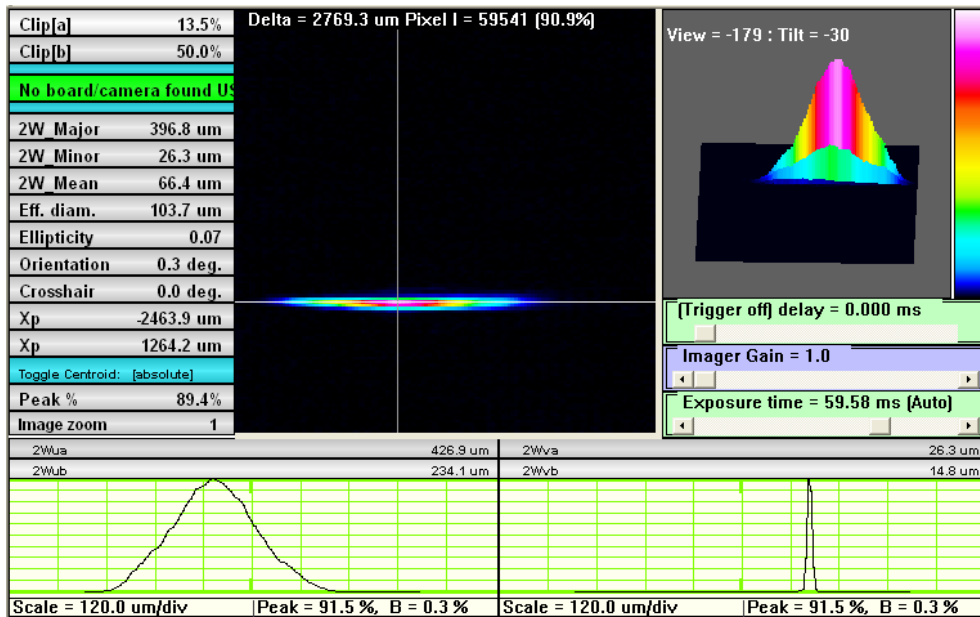


Abbildung B.5: Strahlprofil der 780 nm Laserdiode im Fokus nach dem ersten Prisma

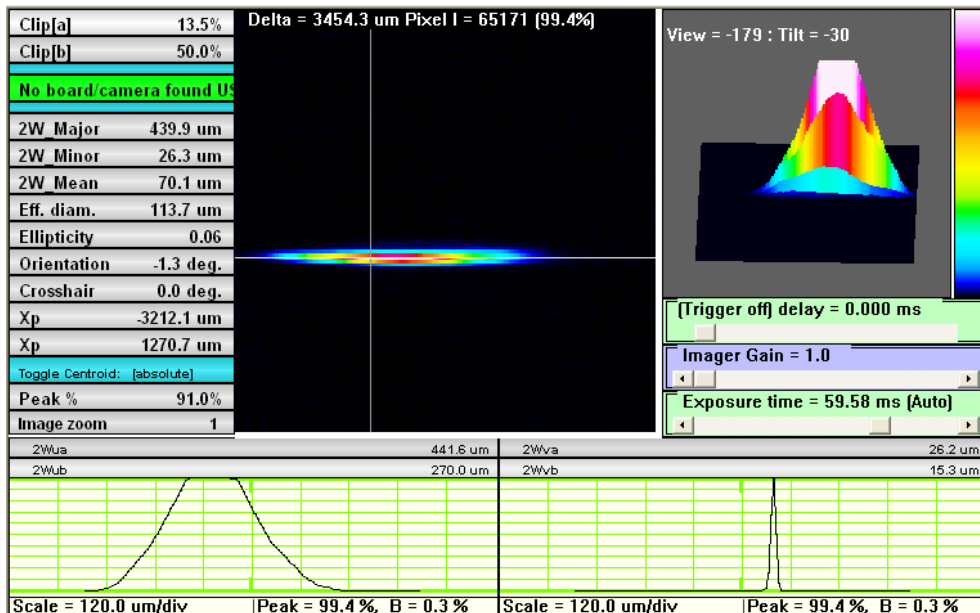
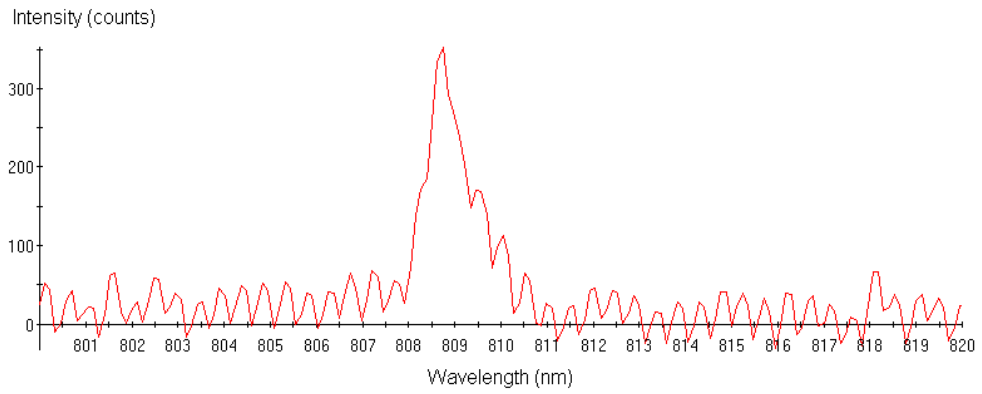
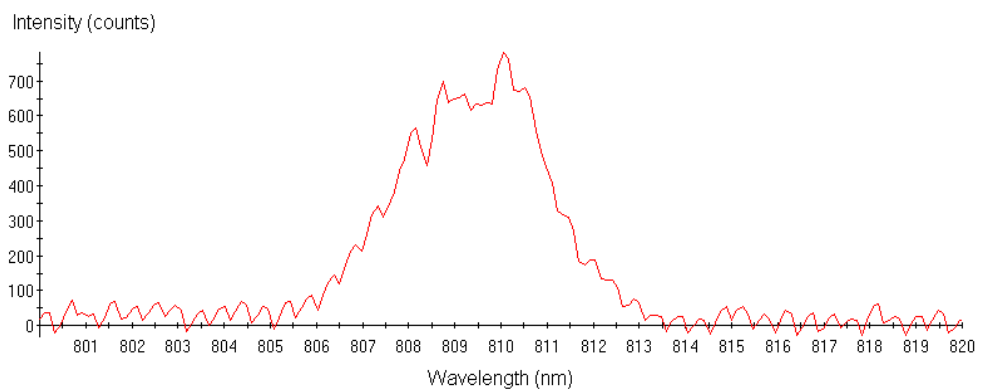


Abbildung B.6: Strahlprofil der 808 (bzw. 802) nm Laserdiode im Fokus nach dem ersten Prisma



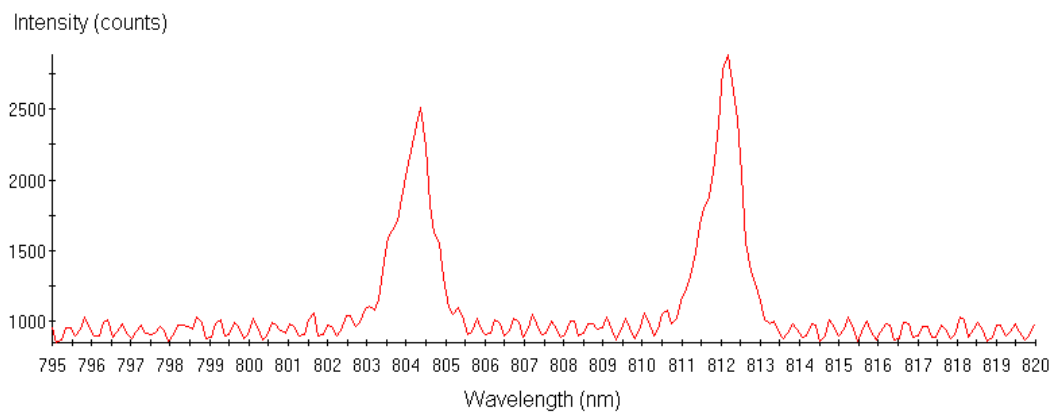
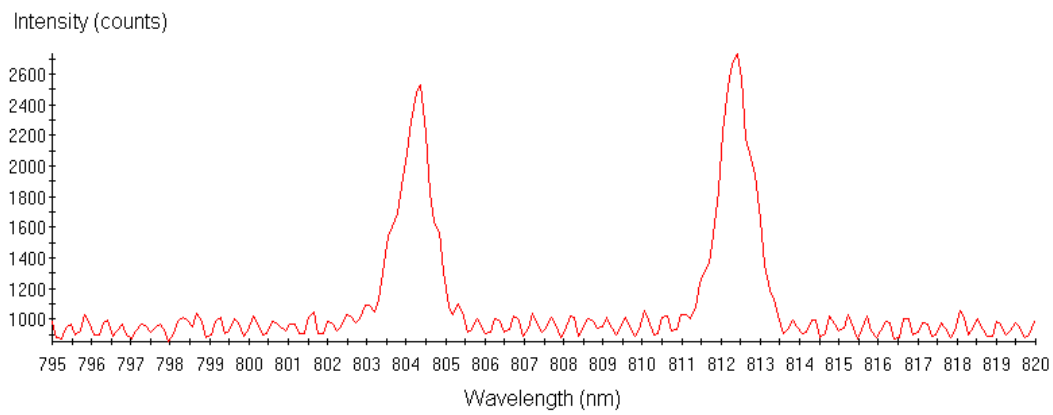
**Abbildung B.7:** *Spektrum einer Glühbirne mit 50 μm Spalt*



**Abbildung B.8:** *Spektrum einer Glühbirne mit 100 μm Spalt*



## Selektion von Wellenlängen



**Abbildung B.9:** *Spektren direkt aufeinanderfolgender Doppelspaltabstände*

## Fotos vom Prismenspektrometer



Abbildung B.10: Foto vom Aufbau des Prismenspektrometers

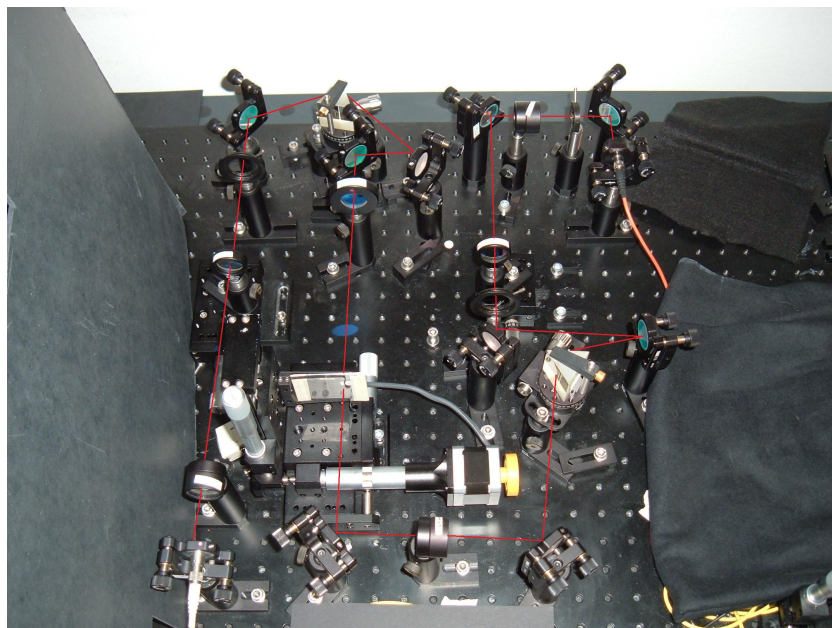


Abbildung B.11: Prismenspektrometer von oben mit Strahlverlauf





## Literatur

- [1] Sophia Müller,  
**Frequenzverschränkung bei der parametrischen Fluoreszenz,**  
Bachelorarbeit, Ludwig-Maximilians-Universität München, (2009).
- [2] Wilhelm Walcher,  
**Praktikum der Physik,**  
Teubner, Wiesbaden, 9. Auflage, (2006).
- [3] W.Zinth / U.Zinth,  
**Optik - Lichtstrahlen - Wellen - Photonen,**  
Oldenbourg, München, 1. Auflage, (2005).
- [4] Bergmann / Schaefer,  
**Lehrbuch der Experimentalphysik - Band 3 - Optik,**  
Walter de Gruyter, Berlin, 9. Auflage, (1993).
- [5] E. Hecht,  
**Optik,**  
Oldenbourg, München, 4. Auflage, (2005).
- [6] Artikel: **Sellmeier Equation,**  
In: Wikipedia, Die freie Enzyklopädie, Stand 8. April 2009,  
URL: [http://en.wikipedia.org/wiki/Sellmeier\\_equation](http://en.wikipedia.org/wiki/Sellmeier_equation)  
(abgerufen am 15. Mai 2009).
- [7] O. Marti / A. Plettl  
**Vorlesungsskript Physikalische Elektronik und Messtechnik**  
URL:[http://wwwex.physik.uni-ulm.de/lehre/physikalischeelektronik/phys\\_elektr/node222.html](http://wwwex.physik.uni-ulm.de/lehre/physikalischeelektronik/phys_elektr/node222.html), Universität Ulm, (2007),  
(abgerufen am 10. Mai 2009).



# Abbildungsverzeichnis

2.1	Prismenspektrometer [Quelle: <a href="http://www.iqo.uni-hannover.de/ap/versuche/D05b.pdf">http://www.iqo.uni-hannover.de/ap/versuche/D05b.pdf</a> ] . . . . .	3
2.2	Gitterspektrometer [Quelle: <a href="http://www.bmo.physik.uni-muenchen.de/buecher/optik-lwp/Bilder_4/bild4.19.PDF">http://www.bmo.physik.uni-muenchen.de/buecher/optik-lwp/Bilder_4/bild4.19.PDF</a> ] . . . . .	4
2.3	Fabry-Perot-Interferometer [Quelle: <a href="http://www.bmo.physik.uni-muenchen.de/buecher/optik-lwp/Bilder_4/bild4.33.PDF">http://www.bmo.physik.uni-muenchen.de/buecher/optik-lwp/Bilder_4/bild4.33.PDF</a> ] . . . . .	5
2.4	Prisma mit Bezeichnungen . . . . .	5
2.5	Strahlengang durch Prisma [Quelle: <a href="http://www.bmo.physik.uni-muenchen.de/buecher/optik-lwp/Bilder_3/bild3.09.PDF">http://www.bmo.physik.uni-muenchen.de/buecher/optik-lwp/Bilder_3/bild3.09.PDF</a> ] . . . . .	7
2.6	Chromatische Abberationen: Farbblänsfehler und Farbquerfehler [Quelle: <a href="http://www.bmo.physik.uni-muenchen.de/buecher/optik-lwp/Bilder_3/bild3.21.PDF">http://www.bmo.physik.uni-muenchen.de/buecher/optik-lwp/Bilder_3/bild3.21.PDF</a> ] . . . . .	9
2.7	Reflexion an einer Grenzfläche . . . . .	10
3.1	Aufbau des Prismenspektrometers . . . . .	14
3.2	Aufbau zur Einkopplung in eine Glasfaser . . . . .	15
3.3	Strahlengang durch eine achromatische Linse . . . . .	16
3.4	vereinfachter Strahlengang zur Justage des 2. Prismas . . . . .	18
4.1	Spektrum einer Weißlichtquelle vor dem Prismenspektrometer . . . . .	21
4.2	Spektrum einer Weißlichtquelle nach dem Prismenspektrometer . . . . .	21
4.3	Dispersionskurve des Prismas (SF11) . . . . .	22
4.4	Differenz der Ablenkwinkel . . . . .	23
4.5	Spektrum der Einzelphotonen einer down-conversion Quelle . . . . .	25
4.6	Spektrum der Koinzidenzen einer down-conversion Quelle . . . . .	26
4.7	Spektrum des minimalen Doppelspaltabstandes . . . . .	26
4.8	Spektrum des maximalen Doppelspaltabstandes . . . . .	27
A.1	Spektrum der 780 nm Laserdiode . . . . .	31
A.2	Spektrum der 808 nm Laserdiode . . . . .	31
B.1	Reflexion an verwendeten Spiegeln (E03) [Quelle: <a href="http://www.thorlabs.com/NewGroupPage9.cfm?ObjectGroup_ID=139">http://www.thorlabs.com/NewGroupPage9.cfm?ObjectGroup_ID=139</a> ]	33
B.2	Brennweitendifferenzen einer normalen Linse mit $f = 200\text{mm}$ . . . . .	33
B.3	Brennweitendifferenzen einer achromatischen Linse mit $f = 200\text{ mm}$ . . . . .	34
B.4	Koeffizienten für die Sellmeier-Beziehung [Quelle: <a href="http://www.cvilaser.com/Common/PDFs/Dispersion_Equations.pdf">http://www.cvilaser.com/Common/PDFs/Dispersion_Equations.pdf</a> ] . . . . .	34
B.5	Strahlprofil der 780 nm Laserdiode im Fokus nach dem ersten Prisma . . . . .	35
B.6	Strahlprofil der 808 (bzw. 802) nm Laserdiode im Fokus nach dem ersten Prisma . . . . .	35
B.7	Spektrum einer Glühbirne mit $50\ \mu\text{m}$ Spalt . . . . .	36
B.8	Spektrum einer Glühbirne mit $100\ \mu\text{m}$ Spalt . . . . .	36
B.9	Spektren direkt aufeinanderfolgender Doppelspaltabstände . . . . .	37
B.10	Foto vom Aufbau des Prismenspektrometers . . . . .	38
B.11	Prismenspektrometer von oben mit Strahlverlauf . . . . .	38





# Erklärung

Mit der Abgabe dieser Bachelorarbeit versichere ich, dass ich die Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe.

München, den 2. Juni 2009

Sabrina Hermann