

Entwicklung und Aufbau eines Strahlanalysesystems für optisch-parametrische Oszillatoren

Diplomarbeit
von
Thomas Lottermoser

Dezember 1997

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
1 Optisch-parametrische Oszillatoren	3
1.1 Nichtlineare Optik	3
1.2 Optische Resonatoren und Gauß'sche Strahlen	6
1.3 Optisch-parametrische Prozesse	12
2 Das OPO-System NORMA	18
2.1 Der Nd:YAG Pumplaser	19
2.2 Der optisch-parametrische Oszillator	21
3 Grundlagen optischer Spektrometer	27
3.1 Gitterspektrometer	29
3.2 Fabry-Perot Spektrometer	37
4 Das Strahlanalysesystem	43
4.1 Das Wavemeter	46
4.2 Der Spektrumanalysator	49
4.3 Die Elektronik	50
Zusammenfassung	57
A Bedienung des Meßprogramms	58
A.1 Installation des Meßprogramms	58
A.2 Die Benutzeroberfläche	59
A.3 Wellenlängenmessung	63

Einleitung

Bei der Erforschung grundlegender Eigenschaften der Materie sind spektroskopische Methoden von großer Bedeutung. Dabei liefert die Untersuchung von Materie mit den Methoden der linearen und nichtlinearen Optik fundamentale Erkenntnisse über deren elektronische Eigenschaften. Insbesondere die nichtlineare Optik erfordert den Einsatz von Lichtquellen hoher Intensität. Ideale Voraussetzungen bietet hier der Einsatz von Lasern [Sig89]. Laser sind effiziente Quellen für kohärente monochromatische Strahlung mit geringer Linienbreite. Die verschiedensten Lasertypen decken den gesamten Spektralbereich vom Ultraviolett bis ins Infrarot ab.

In den letzten Jahren haben neben den Lasern *optisch-parametrische Oszillatoren* an Bedeutung zugenommen. Sie bieten gegenüber den meisten Lasertypen den Vorteil eines weiten, kontinuierlichen Durchstimmbereichs bei ansonsten vergleichbaren spektralen Eigenschaften. Der Durchstimmbereich eines optisch-parametrischen Oszillators (OPO) kann sich vom nahen Ultraviolett bis ins mittlere Infrarot erstrecken. Das aktive Medium eines OPOs ist ein nichtlinearer Kristall. Durch den Einsatz neuartiger Kristalle konnten in den letzten Jahren sehr effiziente und leistungsfähige Geräte entwickelt werden. Derartige OPOs halten mehr und mehr Einzug in verschiedenen Bereichen der Grundlagenforschung. An unserem Lehrstuhl werden zwei optisch-parametrische Oszillatoren eingesetzt. Sie werden in dem noch jungen Forschungsgebiet der Spektroskopie und Topographie antiferromagnetischer Domänen mittels Methoden der nichtlinearen Optik [Fie96] verwendet.

Einer der bei uns eingesetzten OPOs beruht auf neuen Konzepten im Bereich der OPO-Technologie. Im Rahmen dieser Diplomarbeit sollte für dieses Gerät ein Strahlanalysesystem entwickelt werden. Dieses soll zum einen als Hilfsmittel für die Justage, zum anderen zur Überwachung der Strahlqualität im laufenden Betrieb des OPOs eingesetzt werden. Im Mittelpunkt steht dabei die visuelle Darstellung des Emissionsspektrums mittels rechnergesteuerter Digitalkameras.

Für die Justage wird ein Gitterspektrometer verwendet, mit dessen Hilfe die Messung der Signalwellenlänge und eine Abschätzung des Signal/Untergrund-Verhältnisses möglich ist. Weiterhin werden Informationen über Linienbreite und Modenverteilung des Signals benötigt. Hierfür kommt ein hochauflösendes Interferenzspektrometer auf Basis eines Fabry-Perot Etalons zum Einsatz. Beide

Spektrometer existieren an unserem Lehrstuhl bereits als eigenständige Geräte. Das Interferometer wurde von D. Nolte im Rahmen einer Diplomarbeit entwickelt [Nol93], das Gitterspektrometer wurde als Wellenlängenmeßgerät von L. Hanke gebaut [Han95]. Aufgabe dieser Diplomarbeit war es, beide Geräte zu einem Gesamtgerät zu vereinigen, um eine synchrone Darstellung beider gemessener Spektren auf einem Rechner zu ermöglichen.

Die vorliegende Arbeit gliedert sich wie folgt:

Kapitel 1 führt kurz in die theoretischen Grundlagen optisch-parametrischer Oszillatoren ein und gibt eine allgemeine Beschreibung der Arbeitsweise eines OPO.

Kapitel 2 erklärt den Aufbau und die Funktionsweise des an unserem Lehrstuhl eingesetzten OPO-Systems.

Kapitel 3 geht auf die physikalischen Grundlagen von Spektrometern ein. Dabei liegt der Schwerpunkt auf der Beschreibung der Funktionsweise des eingesetzten Gitterspektrometers in der sogenannten *Littrow*-Anordnung.

Kapitel 4 beschreibt konkret den mechanisch-optischen Aufbau des hier entwickelten Spektrometers. Weiterhin wird die Arbeitsweise der verwendeten Elektronik sowie der entwickelten Software erklärt.

Kapitel 1

Optisch-parametrische Oszillatoren

Ein Optisch-parametrischer Oszillator (OPO) ist eine Quelle für kontinuierlich durchstimmbares Laserlicht. Das Spektrum der emittierten Strahlung kann sich vom Bereich des nahen Ultraviolett bis ins mittlere Infrarot erstrecken. Sie basieren auf der Umwandlung festfrequenter Strahlung der Energie $\hbar\omega_P$ in Strahlung der Energien $\hbar\omega_S$ und $\hbar\omega_I$ in einem optisch *nichtlinearen* Kristall. Es gilt dabei der Energiesatz in der Form

$$\hbar\omega_P = \hbar\omega_S + \hbar\omega_I. \quad (1.1)$$

Der einfallende Strahl wird als Pumpstrahl (P) bezeichnet, die erzeugten Strahlen als Signalstrahl (S), bzw. Idlerstrahl (I). Dabei gilt allgemein die Konvention $\hbar\omega_S > \hbar\omega_I$.

Die Frequenzen ω_S und ω_I lassen durch die Einstellung äußerer Parameter, wie Stellung des Kristalls zum Pumpstrahl oder Kristalltemperatur, beeinflussen. Der nichtlineare Kristall wirkt als Verstärker für ein Frequenzpaar ω_S und ω_I und kann als aktives Medium in einen optischen Resonator dienen. Einen solchen Aufbau, wie ihn Abbildung 1.1 zeigt, bezeichnet man als *optisch-parametrischen Oszillator*. Die erste experimentelle Realisierung eines OPOs auf der Basis eines Lithiumniobat Kristalls gelang Giordmaine und Miller 1965 [GM65].

1.1 Nichtlineare Optik

Gemäß der Maxwell-Theorie breitet sich Licht in Form elektromagnetischer Wellen aus. In einem Festkörper übt die elektrische Feldstärke $\vec{E}$ der Lichtwelle eine Kraft auf die Ladungsträger aus. Dies führt zu einer Verschiebung der Ladungsträger und zur Ausbildung elektrischer Dipolmomente. Die Summe der elektrischen Dipolmomente pro Volumeneinheit wird als elektrische Polarisation $\vec{P}$ be-

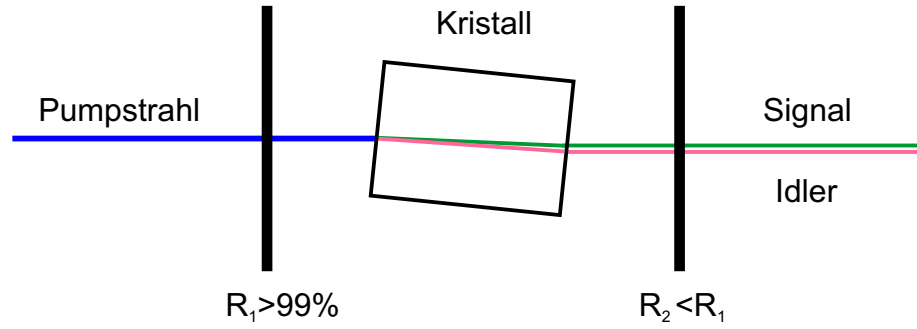


Abbildung 1.1: Prinzipieller Aufbau eines OPO. Der Resonator kann sowohl für Signal- oder Idlerwelle, als auch für beide resonant sein. Die R_i sind die Reflektivitäten der Resonatorspiegel

zeichnet. Die im Wechselfeld der elektrischen Feldstärke oszillierenden Dipolmomente wirken ihrerseits als Quellen elektromagnetischer Strahlung. Beschrieben wird dies durch die Wellengleichung für die Ausbreitung von Licht in Materie, die mit Hilfe der Maxwell-Gleichungen abgeleitet werden kann [Boy92]. Für die Ausbreitung in einem verlustfreien Material hat sie die Form

$$\left(\Delta - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \vec{E} = \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}}{\partial t^2}. \quad (1.2)$$

(μ_0 : Vakuuminduktionskonstante, c : Lichtgeschwindigkeit) Die meisten optischen Effekte, wie die Reflexion und Absorption von Licht, sowie die Lichtbrechung lassen sich durch die Annahme eines linearen Zusammenhangs zwischen der elektrischen Feldstärke und der Polarisation erklären. Zwei fundamentale Prinzipien, die aus dem linearen Modell folgen, sind das *Superpositionsprinzip* und die *Erhaltung der Frequenz*. Ersteres besagt, daß Lichtwellen sich gegenseitig nicht beeinflussen und ungestört überlagern. Letzteres, daß die Frequenz des Lichtes unabhängig von dem jeweiligen Medium immer konstant ist. Entwickelt man die elektrische Polarisation für kleine Feldstärken nach Potenzen der Feldstärke, treten neben dem linearen Anteil auch Terme höherer Ordnung auf. Für die Komponenten der Polarisation erhält man

$$P_i = \epsilon_0 \chi_{ij}^{(1)} E_j + \epsilon_0 \chi_{ijk}^{(2)} E_j E_k + \epsilon_0 \chi_{ijkl}^{(3)} E_j E_k E_l + \dots \quad (1.3)$$

(ϵ_0 : Vakuumdielektrizitätskonstante) Die $\chi^{(n)}$ sind die, im allgemeinen komplexen, elektrischen Suszeptibilitäten.

Während die lineare Suszeptibilität meist von der Größenordnung 1 ist, erhält man für die nichtlinearen Anteile typischerweise $\chi^{(2)} \approx 10^{-10} \text{ cm/V}$ und $\chi^{(3)} \approx 10^{-17} \text{ cm}^2/\text{V}^2$. Um einen nicht zu vernachlässigenden Beitrag der nichtlinearen Anteile zur Polarisation zu erhalten, benötigt man Lichtquellen, die eine Feldstärke in der Größenordnung 10^{10} V/cm erzeugen können. Derartig intensive

Lichtquellen standen erst nach dem Bau des ersten Lasers durch Maiman 1960 zur Verfügung [Mai60].

Mit dem Ansatz einer ebenen Welle bestehend aus der Überlagerung zweier Wellen mit den Frequenzen ω_1 und ω_2

$$E = E_1 \cos(\omega_1 t) + E_2 \cos(\omega_2 t) \quad (1.4)$$

erhält man für die nichtlineare Polarisation 2.Ordnung schematisch

$$\begin{aligned} P^{(2)}(\omega) &= \epsilon_0 \chi^{(2)} (E_1^2 \cos^2(\omega_1 t) + E_2^2 \cos^2(\omega_2 t) + E_1 E_2 \cos(\omega_1 t) \cos(\omega_2 t)) \\ &= \frac{1}{2} \epsilon_0 \chi^{(2)} ((E_1^2 + E_2^2) + E_1^2 \cos(2\omega_1 t) + E_2^2 \cos(2\omega_2 t) \\ &\quad 2E_1 E_2 \cos(\omega_1 + \omega_2) t + 2E_1 E_2 \cos(\omega_1 - \omega_2) t). \end{aligned} \quad (1.5)$$

Wie man an Gleichung (1.5) sieht, enthält die nichtlineare Polarisation $P^{(2)}(\omega)$ verschiedene Frequenzanteile. Der erste konstante, frequenzunabhängige Anteil führt zu dem Effekt der *optischen Gleichrichtung*. Dabei handelt es sich um die Ausbildung eines konstanten elektrischen Feldes in Richtung der Polarisation. Experimentell beobachtet wurde dieser Effekt erstmals 1966 von Ward [War66]. Die in der elektrischen Feldstärke quadratischen Anteile ergeben zusätzlich Anteile mit der doppelten Frequenz 2ω . Der experimentelle Nachweis dieses als *Frequenzverdopplung* oder *Second Harmonic Generation (SHG)* bezeichneten Effektes durch Franken et al. 1961 [F⁺61] bildet den Ausgangspunkt für die in den folgenden Jahren beginnende Untersuchung der nichtlinearen Optik. Der Nachweis erfolgte mit einem Rubin-Laser ($\lambda = 694,3 \text{ nm}$) an kristallinem Quarz. Nachgewiesen wurde ein schwaches Signal mit der halben Wellenlänge $\lambda/2 = 347,15 \text{ nm}$.

Die Terme mit $\omega_1 + \omega_2$ und $\omega_1 - \omega_2$ führen zu Effekten, die als *Summenfrequenzerzeugung* oder *Sum-Frequency Generation (SFG)* und *Differenzfrequenzerzeugung* oder *Diffrence-Frequency Generation (DFG)* bezeichnet werden. Im Grenzfall $\omega_1 = \omega_2$ ist die Summenfrequenzerzeugung identisch dem Prozeß der Frequenzverdopplung. Der zur SFG inverse Prozeß bildet die Grundlage für den im optisch-parametrischen Oszillator stattfindenden Prozeß, wie ihn Gleichung (1.1) beschreibt.

In der Lasertechnik finden die beschriebenen Effekte häufig eine praktische Anwendung. Oftmals ist es erwünscht, daß Laserlicht in einem anderen Spektralbereich zur Verfügung steht, als es vom Laser emittiert wird. Farbstofflaser [Sig89] liefern durchstimmbares Laserlicht im sichtbaren Spektrum. Durch Mischen mit einem Festfrequenzlaser kann durch SFG durchstimmbare Strahlung im ultravioletten oder durch DFG im infraroten Spektralbereich erzeugt werden. Auch die Kombination verschiedener Effekte wird zur Frequenzkonversion benutzt. Ein Beispiel ist der in Kapitel 2 beschriebene Nd:YAG-Laser. Bei diesem Laser werden nacheinander SHG und SFG benutzt, um die vom Laser emittierte Grundwelle zu verdreifachen.

Voraussetzung für nichtlineare Prozesse 2.Ordnung in einem Kristall ist, daß der Suszeptibilitätstensor $\chi^{(2)}$ nicht verschwindende Komponenten besitzt. Für Kristalle mit Inversionssymmetrie kann gezeigt werden [Boy92], daß für alle Komponenten gilt

$$\chi_{ijk}^{(2)} = 0. \quad (1.6)$$

Da die Reihenfolge der Felder $E_j(t)$ und $E_k(t)$ beliebig vertauschbar ist, gilt auch für die nichtlineare Suszeptibilität

$$\chi_{ijk}^{(2)} = \chi_{ikj}^{(2)} \quad (1.7)$$

Wegen dieser Symmetrie können die sechs unabhängigen Indexkombinationen jk des Suszeptibilitätstensors in einem Index j zusammengefaßt werden, so daß man eine 3×6 -Matrix d_{ij} erhält. Für den Fall verlustfreier Kristalle reduziert sich die Zahl der unabhängigen Komponenten der d -Matrix nach der Regel von *Kleinman* weiter von 18 auf 10, wobei alle Komponenten reell sind. In Abhängigkeit der Kristallsymmetrie kann sich die Anzahl der unabhängigen Komponenten weiter reduzieren. Ein Beispiel für einen nichtlinearen Kristall ist BBO (Betabariumborat, chemisch $\beta - \text{BaB}_2\text{O}_4$). Die d -Matrix von BBO besitzt acht von Null verschiedene Komponenten, von denen die Komponenten d_{15} , d_{22} und d_{33} linear unabhängig sind. BBO wird sowohl in dem in Kapitel 2 beschriebenen OPO als auch in dem dort beschriebenen Pumplaser verwendet.

Für bestimmte Strahlgeometrien reduziert sich der Zusammenhang zwischen nichtlinearer Polarisierung und den erzeugenden Feldstärken auf eine skalare Gleichung. In diesen Fällen ist es möglich, die Komponenten von d_{ij} zu einem Effektivwert d_{eff} zusammenzufassen, dessen Wert von der Ausbreitungsrichtung der Strahlen relativ zu den Kristallachsen abhängig ist [Boy92].

1.2 Optische Resonatoren und Gauß'sche Strahlen

Optische Resonatoren dienen in der Lasertechnik dazu, die vom aktiven Medium eines Lasers emittierte Strahlung in eine oder wenige *Moden* zu konzentrieren. Die Linienbreite $\delta\nu$ der Resonatormoden ist im Vergleich zur gesamten Bandbreite $\Delta\nu$ der emittierten Strahlung wesentlich geringer (s. Abbildung 1.2). Durch die Rückkopplung der Moden im Resonator werden diese durch das aktive Medium verstärkt.

Je nach Art der Rückkopplung unterscheidet man verschiedene Typen von Resonatoren. Im folgenden soll näher auf Spiegelresonatoren eingegangen werden. Sie sind aufgebaut aus zwei Spiegeln mit Krümmungsradius R_1 und R_2 , die sich im Abstand L gegenüberstehen. Die gedachte Verbindungslinie zwischen den Spiegeln wird *optische Achse* oder *Resonatorachse* genannt (s. Abbildung 1.3).

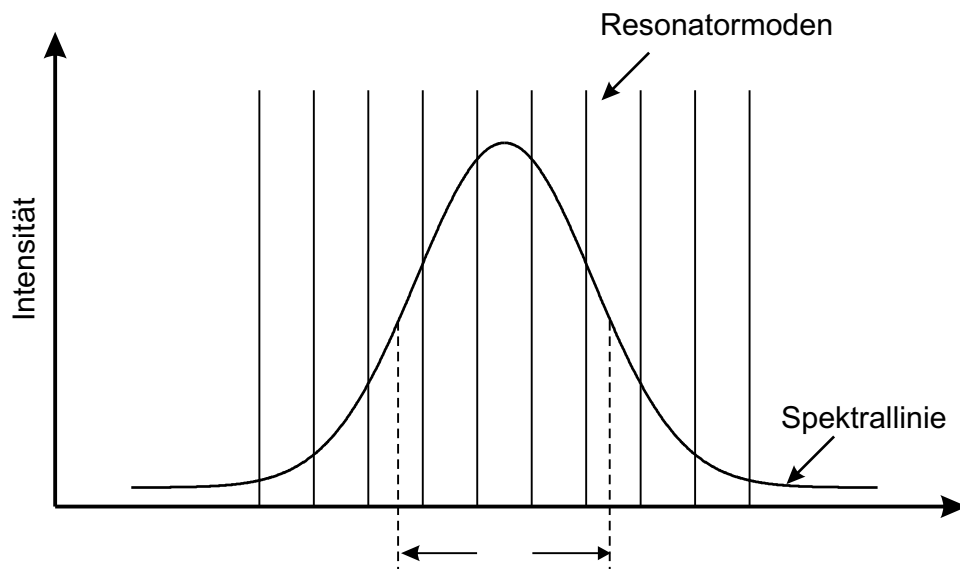


Abbildung 1.2: Zur Wirkungsweise eines optischen Resonators: Die Resonatormoden, die innerhalb der Linienbreite $\Delta\nu$ der vom aktiven Medium emittierten Strahlung liegen, werden verstärkt. Die Linienbreite der Resonatormoden ist ebenfalls endlich. Da sie aber deutlich geringer als $\Delta\nu$ ist, sind die Resonatormoden nur als Striche angedeutet.

Spiegelresonatoren werden unterteilt in *stabile* und *instabile* Resonatoren. In einem stabilen Resonator verläßt ein Lichtstrahl den Resonator auch nach beliebig vielen Reflexionen nicht. Die Stabilitätskriterien für optische Resonatoren können mit Hilfe der geometrischen Optik und der Beschränkung auf paraxiale Strahlen hergeleitet werden [Sig89]. In der geometrischen Optik wird näherungsweise angenommen, daß Licht sich geradlinig in Form von Lichtstrahlen ausbreitet. Diese Näherung ist gültig, wenn die Wellenlänge des Lichtes klein gegen die Abmessungen der optischen Elemente ist. In der *paraxialen Optik* beschränkt man sich auf Strahlen, die in geringem Abstand r annähernd parallel zur optischen Achse des Systems verlaufen. Der Abstand r wird als gering angesehen, wenn er klein gegenüber den Abmessungen der optischen Elemente des Systems ist. Für den Winkel α , den der Strahl mit der optischen Achse einnimmt, gilt $\tan \alpha \approx \sin \alpha \approx \alpha$ [Ber93]

Zur mathematischen Beschreibung der Strahlausbreitung verwendet man die *Matrix-Optik*. In diesem Formalismus werden Lichtstrahlen durch zweikomponentige Strahlvektoren $\vec{r} = (r(z), r'(z))$ beschrieben, wobei $r(z)$ der Abstand des Strahls von der optischen Achse am Ort z ist und $r'(z)$ der Winkel, den der Strahl mit der Achse bildet. Die Ausbreitung der Strahlen und die Wirkung der optischen Elemente werden durch zweidimensionale Matrizen M ausgedrückt. Die ungestörte Ausbreitung eines Lichtstrahls wird durch die Translationsmatrix dargestellt. Entsprechend werden die Lichtbrechung, der Durchgang durch eine Linse

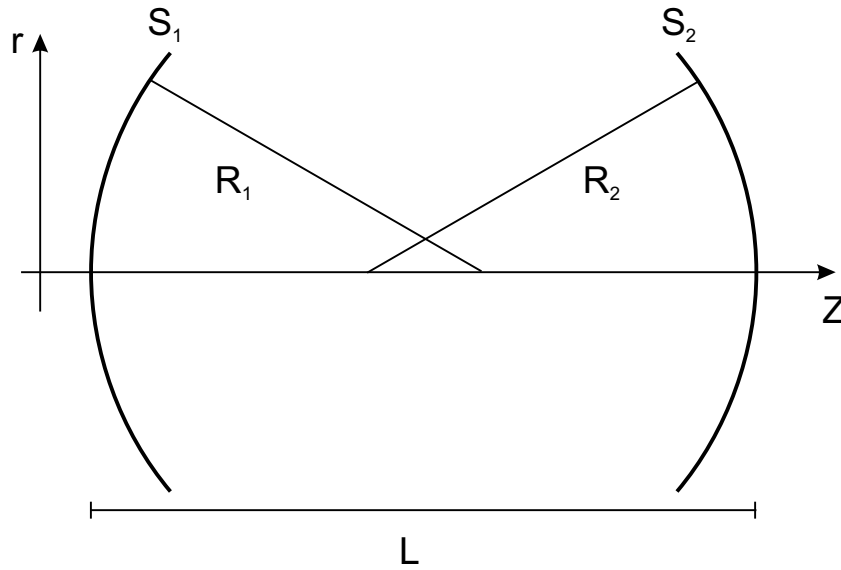


Abbildung 1.3: Aufbau eines Spiegelresonators. Die beiden Spiegel S_1 und S_2 mit den Krümmungsradien R_1 und R_2 liegen symmetrisch zur optischen Achse. Der Abstand der Spiegel zueinander ist L .

und die Reflexion an einem Spiegel durch entsprechende Matrizen dargestellt. Ein optisches System aus verschiedenen Komponenten wird durch das Produkt der zugehörigen Matrizen dargestellt [Sig89].

Um das Verhalten eines optischen Resonators zu beschreiben, stellt man die Matrix für einen vollständigen Umlauf (engl. round-trip) eines Strahls im Resonator auf. Nach [Sig89] erhält man eine Matrix der Form

$$M_R = \begin{pmatrix} 2g_1g_2 - 1 & 2g_2L \\ 2g_1(g_1g_2 - 1)/L & 2g_1g_2 - 1 \end{pmatrix} \quad (1.8)$$

Die g_i sind die sogenannten Resonatorparameter. Sie sind definiert als

$$g_i = 1 - \frac{L}{R_i}. \quad (1.9)$$

Das Stabilitätskriterium für optische Resonatoren erhält man durch die Bestimmung der Eigenwerte der Matrix M_R . Nach [Sig89] erhält man als Bedingung für einen stabilen Resonator

$$0 \leq g_1g_2 \leq 1. \quad (1.10)$$

Abbildung 1.4 zeigt die graphische Darstellung der Stabilitätsbedingung in der g_1 - g_2 -Ebene. In das Diagramm sind drei Spezialfälle eingezeichnet. Für $g_1 = g_2 = -1$ erhält man den *konzentrischen* oder *sphärischen* Resonator. Aus der Definition der Resonatorparameter (1.9) folgt für diesen Fall $R_1 = R_2 = L/2$. Die Spiegel liegen auf der Oberfläche einer Kugel, deren Mittelpunkt im Zentrum des Resonators

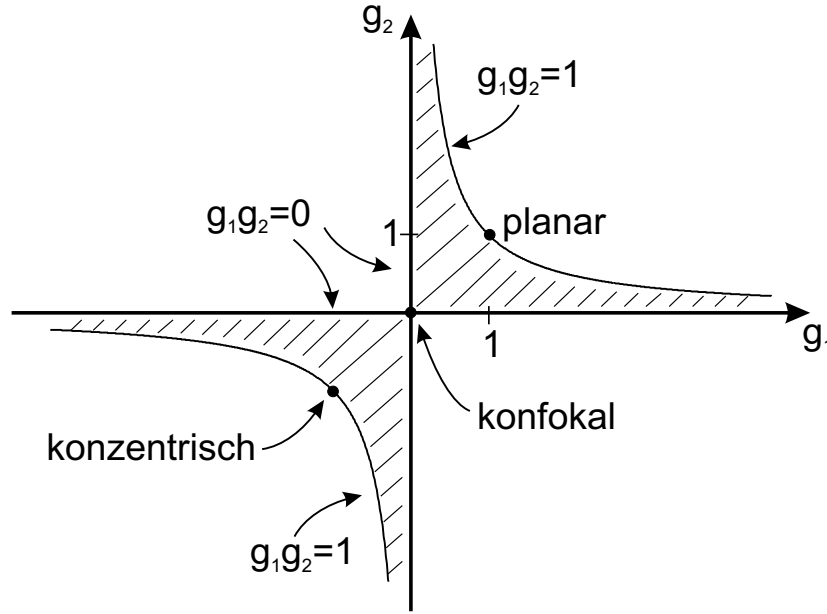


Abbildung 1.4: Stabilitätsdiagramm der Spiegelresonatoren. Für Werte von $g_1 g_2$, die innerhalb des schraffierten Bereichs liegen, ist die Stabilitätsbedingung erfüllt. Der Bereich ist begrenzt durch die Achsen des Koordinatensystems und die Funktion $g_2 = 1/g_1$.

liegt. Der *konfokale* Resonator ist definiert durch $g_1 = g_2 = 0$. In diesem Fall liegen die Brennpunkte der Spiegel im Zentrum des Resonators. Für den Grenzfall planarer Spiegel ($R_1 = R_2 = \infty$) gilt für die Resonatorparameter $g_1 = g_2 = 1$. Ein Resonator dieses Typs wird als *Fabry-Perot* Resonator bezeichnet.

Zur Berechnung der Resonatormoden ist es erforderlich, von der geometrischen Optik zur Wellenoptik überzugehen. Die sich im Resonator aufbauenden Moden sind die transversal elektromagnetischen Moden (TEM_{mnq}). Die Indizes m, n geben die Ordnung der transversalen Moden der Welle an, der Index q die Ordnung der longitudinalen Mode. Die Feldvektoren der TEM-Moden stehen senkrecht zur Ausbreitungsrichtung. Die zugehörigen Felder sind linear polarisiert.

Die Bedingung für die longitudinalen Resonanzfrequenzen erhält man aus der folgenden Überlegung. Die vom aktiven Medium emittierte Strahlung wird an den Spiegeln des Resonators mehrfach hin- und herreflektiert. Dabei überlagern sich die einzelnen Wellenzüge zu stehenden Wellen. Auf den Oberflächen der Spiegel sind die transversalen elektrischen Felder gleich Null. Es können sich daher nur solche stehenden Wellen ausbilden, deren Wellenlänge die Bedingung

$$L = q \cdot \frac{\lambda}{2} \quad \text{mit} \quad q = 1, 2, 3, \dots \quad (1.11)$$

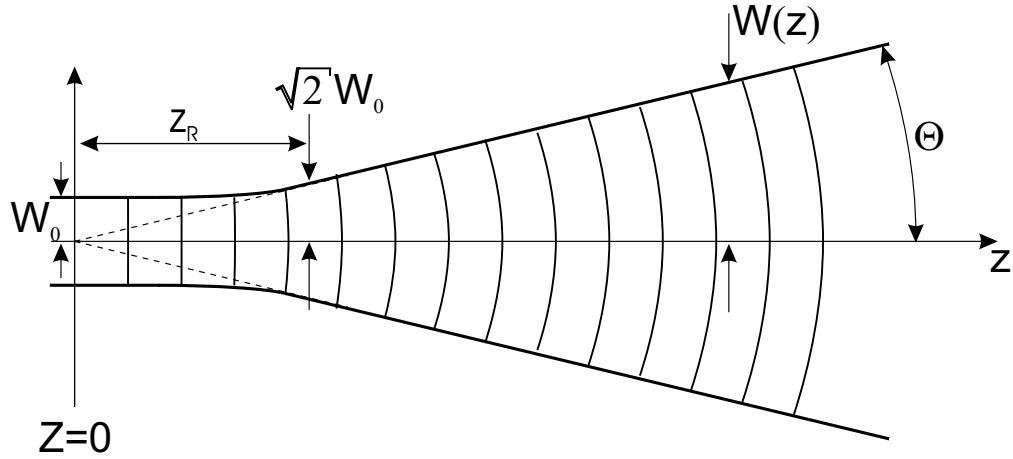


Abbildung 1.5: Der Gauß'sche Strahl. Die Welle breitet sich in z -Richtung aus. W_0 ist der Radius der Strahltaile bei $z = 0$. Im Abstand z_R beträgt die Fleckgröße des Strahls $\sqrt{2}W_0$. z_R wird als die Rayleigh-Länge des Strahls bezeichnet. θ ist der halbe Öffnungswinkel des Strahls im Fernfeld.

erfüllt. Mit $c = \nu\lambda$ erhält man für die Resonanzfrequenz ν_q :

$$\nu_q = q \cdot \frac{c}{2L} \quad (1.12)$$

und für den Frequenzabstand $\Delta\nu_{q,q+1}$ zweier benachbarter longitudinaler Resonatormoden

$$\Delta\nu_{q,q+1} = \Delta\nu_{q+1} - \Delta\nu_q = \frac{c}{2L}. \quad (1.13)$$

Nach Gleichung (1.13) besteht die Möglichkeit der Modenselektion durch Variation der Resonatorlänge L . Der Modenabstand kann so groß gewählt werden, daß nur wenige Moden innerhalb der Verstärkerbandbreite $\Delta\nu$ des aktiven Mediums liegen (siehe Abbildung 1.2).

Eine ausführliche Darstellung der transversalen TEM-Moden findet sich in [Yar89] oder [Sig89]. Im folgenden soll nur auf das Verhalten der transversalen Grundmode TEM_{00q} eingegangen werden. Diese hat eine gaußförmige Intensitätsverteilung über den Strahlquerschnitt, so daß sie auch als *Gauß'scher Strahl* bezeichnet wird. Die charakteristischen Größen eines Gauß'schen Strahl verdeutlicht Abbildung 1.5.

Die Größe des Strahlquerschnitts eines Gauß'schen Strahls bezeichnet man als *Fleckgröße*. Sie wird angegeben durch $W(z)$. Definiert ist die Fleckgröße als der Abstand zur Strahlachse, bei dem die Strahlintensität auf den Wert $1/e$ abgefallen ist. Bei $z = 0$ liegt die Taille des Gauß'schen Strahls. Die Fleckgröße der Strahltaile wird mit W_0 bezeichnet. Der Zusammenhang zwischen Fleckgröße und z ist

nach [Sig89]

$$W(z) = W_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi W_0^2} \right)^2}. \quad (1.14)$$

Im *Fernfeld* nimmt die Fleckgröße annähernd linear mit z zu. Das Verhalten des Strahls wird durch den halben Öffnungswinkel θ beschrieben. Im Limes $z \rightarrow \infty$ erhält man für θ

$$\theta = \lim_{x \rightarrow \infty} \frac{W(z)}{z} = \frac{\lambda}{\pi W_0}. \quad (1.15)$$

Dieses Ergebnis entspricht qualitativ dem, das man für die Beugung eines Lichtstrahls an einer Kreisblende mit Radius W_0 erhält [Sig89]. Die Konsequenz aus Gleichung (1.15) ist, daß man keinen parallelen Gauß'schen Strahl erzeugen kann. Bedingt durch Beugung läuft der Strahl auseinander. Dieses Verhalten bezeichnet man als *Divergenz*. Näherungsweise parallel ist der Strahl nur im Abstand z_R von der Strahltaile. Man bezeichnet z_R als die *Rayleigh-Länge* des Strahls. Sie ist definiert als der Abstand zur Taille, an dem die Fleckgröße um den Faktor $\sqrt{2}$ zugenommen hat.

Die Flächen konstanter Phase eines Gauß'schen Strahls sind sphärische Flächen mit Radius $R(z)$, deren Krümmungsmittelpunkt in der Strahltaile liegt. Nach [Sig89] ist der Radius gegeben durch

$$R(z) = z \cdot \left(1 + \left(\frac{\pi W_0^2}{\lambda z} \right)^2 \right). \quad (1.16)$$

Die Selektion der transversalen Grundmode im Resonator erfolgt durch Beugung. Aufgrund der endlichen Apertur der Resonatorspiegel treten Beugungsverluste auf. Die Beugungsverluste nehmen mit ansteigender transversaler Ordnung zu [Sig89]. Der Betrag der Verluste ist daneben auch von der Art des Resonators abhängig. Für den konfokalen Resonator sind die Verluste der höheren Ordnungen im Vergleich zu den Verlusten der TEM_{00q} Mode größer als für den Fabry-Perot Resonator. Die Beugungsverluste können erhöht werden durch das Einsetzen einer Lochblende in den Resonator. Der Durchmesser der Blende wird an die Fleckgröße der Grundmode angepaßt, um deren Beugungsverluste gering zu halten.

Neben den Beugungsverlusten treten im Resonator noch weitere Verluste auf. Das Reflexionsvermögen der Resonatorspiegel ist kleiner als 100%. Dadurch treten pro Umlauf konstante Verluste auf, die als Reflexionsverluste bezeichnet werden. Daneben treten Absorptionsverluste durch das Medium im Resonator auf. Als Maß für die Größe der Gesamtverluste gibt man die *Kreisgüte* Q (engl. Quality-Factor) an. Für die Resonanzfrequenz ν ist sie definiert als [Ber93]

$$Q = 2\pi\nu \frac{\text{gespeicherte Energie}}{\text{Energieverlust pro Zeit}}. \quad (1.17)$$

Die Folge der Verluste ist eine endliche Linienbreite $\delta\nu$ der Resonatormoden. Der Zusammenhang ist nach [Ber93] gegeben durch

$$\delta\nu = \frac{\nu}{Q}. \quad (1.18)$$

Im Grenzfall des verlustfreien Resonators ist die Linienbreite der Resonatormoden unendlich schmal.

1.3 Optisch-parametrische Prozesse

Beim optisch-parametrischen Oszillator hat man es mit der Wechselwirkung dreier Felder mit den Frequenzen ω_P , ω_S und ω_I zu tun. Der OPO-Prozeß startet mit der Einstrahlung der Pumpwelle. In Umkehrung des SFG-Prozesses werden Signal- und Idlerstrahlung erzeugt. Im Photonenbild entspricht dies der „Aufspaltung“ eines Pumpphotons in ein Signal- und ein Idlerphoton. Quantenmechanisch wird dies durch die Vernichtung eines Photons und der Erzeugung zweier Photonen aus dem Vakuum beschrieben. Dieser Prozeß wird als *optisch-parametrische Fluoreszenz* bezeichnet. Durch die Rückkopplung der Signalstrahlung (oder auch der Idlerstrahlung) im Resonator werden im zweiten Schritt des OPO-Prozesses sowohl Pumpstrahlung als auch Signalstrahlung in den Kristall eingestrahlt. Dadurch wird durch Differenzfrequenzerzeugung Idlerstrahlung erzeugt. Die entstandene Idlerstrahlung induziert in einem weiteren DFG-Prozeß die Erzeugung von Signalstrahlung. Es kommt zu einer effektiven Verstärkung von Idler *und* Signal. Dieser Prozeß wird als *optisch-parametrische Verstärkung* bezeichnet. Optisch-parametrische Verstärkung (engl. optical-parametric amplification OPA) wird unabhängig vom OPO zur Verstärkung schwacher Laserstrahlung benutzt.

Bei der parametrischen Fluoreszenz und Verstärkung handelt es sich jeweils um die Wechselwirkung drei elektromagnetischer Wellen. Zur Lösung der Wellengleichung macht man daher den Ansatz dreier überlagerter monochromatischer ebener Wellen, die sich in z-Richtung ausbreiten

$$E(z, t) = \sum_j E_j(z, t) = \sum_j E_j(z) e^{i(\omega_j t - k_j z)} \quad (1.19)$$

Als Lösung der Wellengleichung erhält man folgendes System dreier gekoppelter Differentialgleichungen [Fix95]

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_S}{\partial z} + \alpha_S E_S &= i \frac{\omega_S d_{eff}}{n_S \cdot c} E_P E_I^* e^{i\Delta k z} \\ \frac{\partial E_I}{\partial z} + \alpha_I E_I &= i \frac{\omega_I d_{eff}}{n_I \cdot c} E_P E_S^* e^{i\Delta k z} \\ \frac{\partial E_P}{\partial z} + \alpha_P E_P &= i \frac{\omega_P d_{eff}}{n_P \cdot c} E_S E_I^* e^{-i\Delta k z}. \end{aligned} \quad (1.20)$$

Die Absorptionskoeffizienten α_j beschreiben die Verluste der Wellen im Medium. Die n_j sind die jeweiligen Brechungsindizes für die einzelnen Wellen. Δk ist die Phasendifferenz der Felder:

$$\Delta k = k_P - k_S - k_I. \quad (1.21)$$

Das Gleichungssystem (1.20) läßt sich wie folgt interpretieren. Je zwei der Felder erzeugen im Kristall eine nichtlineare Polarisation mit der Frequenz des dritten Feldes. Die Polarisation ihrerseits ist die Quelle des dritten Feldes. Gilt für die Phasendifferenz gerade $\Delta k = 0$, überlagern sich die einzelnen Felder konstruktiv, was zu einer Verstärkung der emittierten Strahlung führt.

Für den verlustfreien Fall ($\alpha_j = 0$) und unter der Annahme, daß die Pumpwelle nicht abgebaut wird, läßt sich das Gleichungssystem leicht lösen. Aus der Lösung läßt sich die Verstärkung G des Signalstrahls bei einem einfachen Durchlauf durch den Kristall der Länge l berechnen. Diese ist wie folgt definiert

$$G = \frac{I_S(z=l)}{I_S(t=0)} - 1. \quad (1.22)$$

Mit $I_S(z)$ gleich der Intensität der Signalwelle am Ort z . Nach [Fix95] ist die Verstärkung für den Fall $I_I(0) = 0$ gegeben durch

$$G = g_0^2 l^2 \frac{\sinh^2(gl)}{(gl)^2} \quad (1.23)$$

Die Größe g wird als parametrischer Verstärkungsfaktor bezeichnet. Er ist definiert als

$$g = \sqrt{g_0^2 - \left(\frac{\Delta k}{2}\right)^2} \quad \text{mit} \quad g_0^2 = \frac{2\omega_S\omega_I|d_{eff}|^2 I_P}{n_P n_S n_I \epsilon_0 c^3}. \quad (1.24)$$

(I_P : Intensität der Pumpwelle). Für den Fall der Phasenanpassung ($\Delta k = 0$) wird der Verstärkungsfaktor maximal ($g = g_0$) und die Intensität der Signalwelle nimmt exponentiell mit der Länge des Kristalls zu.

Die Phasenanpassungsbedingung $\Delta k = 0$ läßt sich mit $k_i = \omega_i/c'$ und $c' = c_0/n(\omega_i)$ (c_0 : Vakuumlichtgeschwindigkeit) auf die Brechungsindizes zurückführen

$$n(\omega_P)\omega_P = n(\omega_S)\omega_S + n(\omega_I)\omega_I \quad (1.25)$$

Gleichung (1.25) läßt sich im allgemeinen wegen der Frequenzabhängigkeit der Brechungsindizes nicht gleichzeitig mit dem Energiesatz (1.1) erfüllen. Für doppelbrechende Kristalle [Ber93] ist es möglich, Phasenanpassung zu erreichen unter Ausnutzung der Winkelabhängigkeit des *außerordentlichen Brechungsindex* n_e .

Doppelbrechende Kristalle sind optisch anisotrop, d.h. sie besitzen eine ausgezeichnete Achse. Diese liegt parallel zur kristallographischen Hauptachse des Kristalls und wird als *optische Achse* bezeichnet. Die kristallographische Hauptachse

ist eine ausgezeichnete Achse hoher Symmetrie. Kristalle des trigonalen, tetragonalen und hexagonalen Kristallsystems besitzen genau eine solche Hauptachse. Kristalle, die zu diesen Kristallsystemen gehören, werden als *optisch einachsige Kristalle* bezeichnet.

Doppelbrechende Kristalle zeigen eine Aufspaltung eines Strahls, der unter einem Winkel θ zur optischen Achse auf den Kristall trifft, in zwei Strahlen. Der eine Strahl verhält sich gemäß dem Snelliusschen Brechungsgesetz und wird als *ordentlicher* Strahl mit dem Brechungsindex n_o bezeichnet. Der andere wird als *außerordentlicher* Strahl bezeichnet. Beide Strahlen unterscheiden sich bezüglich ihrer Polarisierung. Bei außerordentlichen Strahlen liegt die Polarisationsrichtung in der von optischer Achse und Wellenvektor $\vec{k}$ aufgespannten Ebene. Ordentliche Strahlen sind senkrecht zu dieser Ebene polarisiert.

Man unterscheidet weiter zwischen optisch *positiven* und *negativen* Kristallen. Ist der außerordentliche Brechungsindex größer als der ordentliche, spricht man von optisch positiven Kristallen. Im umgekehrten Fall von optisch negativen.

Für die Winkelabhängigkeit des außerordentlichen Brechungsindex gilt [Ber93]

$$\frac{1}{n_e^2(\theta)} = \frac{\sin^2 \theta}{n_e^2} + \frac{\cos^2 \theta}{n_o^2} \quad (1.26)$$

mit θ als den Winkel, den der außerordentliche Strahl mit der optischen Achse einnimmt. Für die Realisierung der Phasenanpassung existieren zwei Möglichkeiten in Abhängigkeit von der Polarisierung der beteiligten Strahlen. Für optisch negative Kristalle gilt die folgende Zuordnung

Typ-I-Phasenanpassung Der Pumpstrahl P ist ein außerordentlicher, Signal S und Idler I sind ordentliche Strahlen.

Typ-II-Phasenanpassung Pumpstrahl P und Signal S sind außerordentliche, der Idler I ist ein ordentlicher Strahl.

Bei optisch positiven kehrt sich die Zuordnung ordentlich-außerordentlich gerade um.

BBO ist ein Beispiel für einen optisch negativen Kristall. Für einen optisch-parametrischen Oszillator auf der Basis von BBO mit Typ-I-Phasenanpassung erhält man für den Phasenanpassungswinkel θ aus den Gleichungen (1.1), (1.25) und (1.26)

$$\sin^2 \theta = \frac{\frac{\omega_P^2}{(n_{o,S}\omega_S + n_{o,I}(\omega_P - \omega_S))^2} - \frac{1}{n_{o,P}}}{\frac{1}{n_{e,P}} - \frac{1}{n_{o,P}}} \quad (1.27)$$

Die Umkehrung von Gleichung (1.27) führt die Emissionsfrequenz des OPO auf die feste Frequenz des Pumpasers und den Winkel θ zurück. Die Einstellung von θ ist durch Verdrehen des Kristalls leicht zu erreichen.

Ein Nachteil der Phasenanpassung durch Winkeländerung ist das Auseinanderlaufen der Ausbreitungsrichtung des Strahls und der Richtung des Energieflusses für außerordentliche Strahlen. Die Ausbreitungsrichtung des Energieflusses ist gegeben durch den Poynting-Vektor $\vec{S}$. Der Winkel δ zwischen $\vec{k}$ und $\vec{S}$ wird als *walk-off*-Winkel bezeichnet und ist abhängig von θ . δ ist ungleich Null für alle Winkel θ außer 0° und 90° . Durch den walk-off-Winkel laufen der ordentliche und der außerordentliche Strahl auseinander. Daraufhin verringert sich der räumliche Überlapp zwischen den Strahlen und damit die Effizienz des nichtlinearen Prozesses. Aus diesem Grund wird in manchen OPOs ein fester Phasenwinkel $\theta = 90^\circ$ eingestellt und die Phasenanpassung durch Ausnutzung der Temperaturabhängigkeit der Brechungsindizes erreicht [Boy92].

Auch für den Fall idealer Phasenanpassung ist die Größe des parametrischen Verstärkungsfaktors gering. Die Größenordnung von g ist ca. 1 cm^{-1} . Wegen des walk-off des Pumpstrahls im Kristall ist auch die effektiv nutzbare Länge des Verstärkerkristalls beschränkt. Um trotzdem eine effiziente Verstärkung zu erreichen, geht man durch Verwendung eines optischen Resonators über vom optisch-parametrischen Verstärker zum optisch-parametrischen Oszillator.

Um eine effektive Verstärkung der Signalstrahlung im Resonator zu erhalten, muß die Verstärkung pro Umlauf G gerade die Verluste α_S pro Umlauf kompensieren. In diesem Fall muß der parametrische Verstärkungsfaktor gerade die Bedingung

$$g^2 l^2 = 2\alpha_S \quad (1.28)$$

erfüllen [Fix95]. Dabei gilt die Näherung kleiner Verluste. Mit $\Delta k = 0$ folgt $g = g_0$ und man erhält aus Gleichung (1.24) für die Schwellintensität der Pumpstrahlung

$$I_{P,t} = \frac{n_P n_S n_I \epsilon_0 c^3 \alpha_S}{\omega_S \omega_I |d_{eff}|^2 l^2}. \quad (1.29)$$

Erreicht die Intensität des Pumpstrahls den Schwellwert $I_{P,t}$, setzt der Verstärkungsprozeß ein. Der Verstärkungsfaktor steigt nur bis zu dem durch Schwellbedingung gegebenen Wert. Wegen der Energieerhaltung folgt daraus, daß die gesamte Energie des Pumpstrahls nach Erreichen des Schwellwertes in Signal- und Idlerenergie umgesetzt wird. Dieses wird als stationärer Zustand bezeichnet [Yar89].

Die Konversionseffizienz η eines OPO wird bestimmt durch das Verhältnis der emittierten Signal- und Idlerleistung zur Pumpleistung

$$\eta = \frac{P_{idler} + P_{signal}}{P_{pump}}. \quad (1.30)$$

In heutigen OPOs werden unter idealen Bedingungen Konversionseffizienzen von 70% erreicht. Beeinträchtigt wird die Konversionseffizienz durch Inhomogenitäten und Störungen in den Phasenfronten des Pumpstrahls [Fix95].

Im allgemeinen kann keine vollständige Phasenanpassung ($\Delta k \neq 0$) erreicht werden. In diesem Fall erfolgt die Verstärkung mit einem Faktor $g(\Delta k) < g_0$. Ist dieser Wert so groß, daß die Schwellbedingung (1.28) erfüllt ist, erfährt die erzeugte Strahlung eine effektive Verstärkung. Dies bedingt eine endliche Linienbreite der vom OPO emittierten Strahlung.

Ursachen für ein $\Delta k \neq 0$ sind neben der Wellenlängenabhängigkeit die Divergenz der Pumpstrahlung und die Divergenz der im OPO-Prozeß erzeugten Strahlung selbst. Wegen der Winkelverteilung gilt für Δk nicht mehr der skalare Zusammenhang, der aus der Kollinearität von Pump-, Signal- und Idlerstrahl folgt. Anstelle von Gleichung (1.21) erhält man

$$\Delta \vec{k} = \vec{k}_P - \vec{k}_S - \vec{k}_I. \quad (1.31)$$

Dabei ist $|\Delta \vec{k}|$ im Allgemeinen ungleich Null. Zu berücksichtigen ist ferner die endliche Linienbreite des Pumplasers selbst. Um die Linienbreite der von einem OPO erzeugten Strahlung zu reduzieren, sollte daher ein Pumplaser mit kleiner Strahldivergenz und geringer Linienbreite eingesetzt werden.

Um die Linienbreite der emittierten Strahlung weiter zu reduzieren, existieren verschiedene Möglichkeiten. Eine ist der Einbau wellenlängenselektiver Elemente in den Resonator des OPO. Für diesen Zweck eignen sich z.B. Etalons oder Reflektionsgitter. Der Nachteil dieser Methoden liegt in dem erhöhten Aufwand der Justage und in Leistungsverlusten durch Reflexion an zusätzlich im Strahlengang befindlichen Oberflächen. Einen anderen Ansatz verfolgt die als *Injection-Seeding* bezeichnete Methode. Hierbei wird zusätzlich zum Pumplaser Strahlung eines zweiten Lasers in den Resonator eingestrahlt, dessen Wellenlänge mit der von Signal- oder Idlerstrahlung des OPO übereinstimmt. Erstmals angewendet wurde dieses Verfahren von Bjorkholm und Danielmeyer 1969 [BD69].

Der eingesetzte Laser sollte eine geringe Linienbreite besitzen und über einen weiten Wellenlängenbereich durchstimmbare sein, um den Einsatzbereich des OPO nicht zu sehr einzuschränken. Geeignet sind zum Beispiel Farbstoff- oder Farbzentrenlaser, aber auch ein OPO mit entsprechend schmalbandiger Signal- oder Idlerwellenlänge. Diese Methode wird zum Beispiel bei dem im folgenden Kapitel vorgestellten System eingesetzt.

Das Injection-Seeding funktioniert nach folgendem Prinzip: Im ungeseedeten OPO werden alle Resonatormoden innerhalb der Verstärkerbandbreite des Resonators verstärkt. Wird zusätzlich Licht in den Resonator eingestrahlt, dessen Wellenlänge ebenfalls innerhalb der Verstärkerbandbreite liegt, wird auch dieses verstärkt. Da die Intensität der Seed-Strahlung zu Beginn des Verstärkungsprozesses um ein Vielfaches höher ist als die der durch parametrische Fluoreszenz angeregten Resonatormoden, wird ihre Intensität für den Beginn des Spektrums dominieren.

Die Verstärkung ist dennoch für die Mode am größten, die die Phasenanpassungsbedingung ($\Delta k = 0$) am besten erfüllt und im Grenzfall langer Zeiten wird sich diese Mode gegenüber der geseedeten durchsetzen. Bei einem gepulsten OPO mit Pulslängen im Bereich einiger Nanosekunden wird dieser Effekt jedoch nicht beobachtet. Für einen stabilen Betrieb des OPO auf der durch den Seeder vorgegebenen Wellenlänge sind Energien im Bereich einiger Nanojoule pro Puls ausreichend (Messung an einem BBO-OPO mit einem gepulsten Farbstofflaser als Seeder [FW95]). Bei einem gepulsten OPO sollte der zeitliche Abstand zwischen Pump- und Seedlaserpuls so gewählt werden, daß die Intensität des Seedpulses maximal ist, wenn die Intensität des Pumppulses die Schwelle für den Verstärkungsprozeß übersteigt.

Da beim OPO-Prozeß jedes Pumpphoton in ein Signal- *und* Idler-Photon umgewandelt wird, ist auch die Verstärkung der zum Seedlicht gehörende Idlerwellenlänge entsprechend maximal und ihre Linienbreite gering. Eine ausführliche Darstellung von Messungen und numerischen Simulationen zum Injection-Seeding eines BBO-OPO finden sich in [FW95]).

Kapitel 2

Das OPO-System NORMA

Abbildung 2.1 zeigt das in diesem Kapitel beschriebene OPO-System. Es besteht aus einem Nd:YAG-Laser, der Strahlung mit einer Wellenlänge von $\lambda = 1064 \text{ nm}$ emittiert. Diese muß zum Pumpen des OPOs zunächst frequenzverdreifacht werden. Der OPO emittiert Signalstrahlung im Bereich von 415 nm bis 710 nm und Idlerstrahlung von 710 nm bis $2,4 \mu\text{m}$. Zur Überwachung der OPO Funktion wird das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Spektrometer eingesetzt. Ein Teil der Signalstrahlung wird dazu mittels einer Glasplatte ausgekoppelt. Für die Nutzung im Experiment stehen sowohl die Signal- als auch die Idlerstrahlung zur Verfügung.

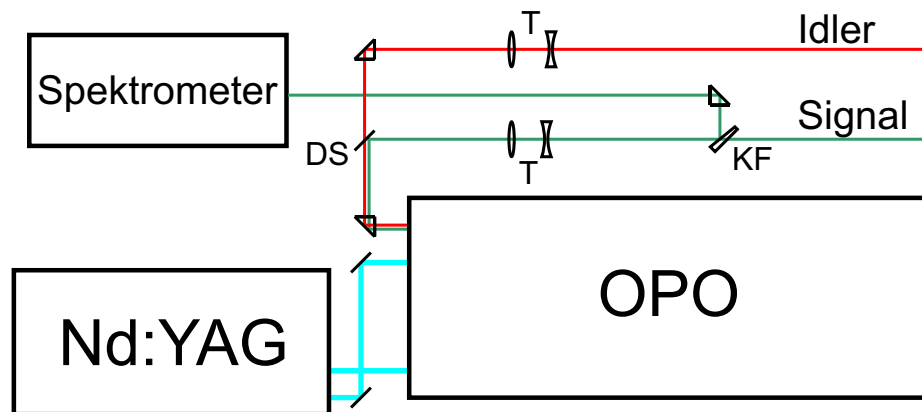


Abbildung 2.1: Aufbau des OPO-Systems. Der Pumpstrahl wird im Laser aufgeteilt. Das Pumplicht für den Seed-OPO wird direkt, der Anteil für den Verstärker-OPO wird über zwei dielektrische Spiegel eingekoppelt. Signal und Idler werden außerhalb des OPO mittels eines dichroidischen Spiegels (DS) getrennt. In beiden Strahlengängen befindet sich ein Teleskop (T) zur Begrenzung der Strahldivergenz. Mit einem Keilfenster (KF) wird ein Teil des Signals für die Analyse im Spektrometer ausgekoppelt.

2.1 Der Nd:YAG Pumplaser

Der als Pumplichtquelle eingesetzte Nd:YAG-Laser stammt von der Firma *Coherent, Inc. Laser Group* und wird von dieser unter der Bezeichnung *Infinity* vertrieben. Er besteht aus einem diodengepumpten Laser und einem nachgeschalteten blitzlampengepumpten Verstärker. Der Laser ist aufgebaut aus einem Ringresonator, der mit einer Laserdiode kontinuierlich gepumpt wird. Der Resonator läuft stabil auf einer longitudinalen Mode und wird mit einem akusto-optischen Modulator gütegeschaltet. Die emittierten Laserpulse haben eine Länge von 8-10 ns bei einer Energie von $30 \mu\text{J}$ pro Puls [Coh95]. Der Oszillator befindet sich als kompakte Einheit in einem eigenen, temperaturstabilisierten Gehäuse.

Den Aufbau des Laserverstärkers zeigt Abbildung (2.3). Der von dem Oszillator emittierte Strahl wird insgesamt viermal verstärkt. Durch Übersättigung der Verstärkerkristalle bildet sich ein als *flat-top-Profil* bezeichnetes Strahlprofil aus. Die Intensitätsverteilung über den Strahlquerschnitt ist hierbei nahezu konstant (Abbildung 2.2). Dieses Strahlprofil ist am Ort des SHG-Kristalls (s.u.) spezifiziert. Zur Reflexion des Strahls nach Durchlaufen des zweiten Verstärkerkristalls wird ein phasenkonjugierender Spiegel verwendet. Die Funktionsweise dieses Spiegels beruht auf dem nichtlinearen Effekt der stimulierten Brillouin-Streuung [Yar89]. Der Vorteil eines phasenkonjugierenden Spiegels liegt darin, daß Störung in der Wellenfront des Laserstrahls beim zweiten Durchlaufen des Verstärkers kompensiert werden.

Für das Pumpen des OPO wird Strahlung mit einer Wellenlänge von 355 nm benötigt. Die vom Nd:YAG-Laser emittierte Strahlung mit $\lambda = 1064 \text{ nm}$ muß dazu frequenzverdreifacht werden. Es wird zunächst die zweite Harmonische der Grundwelle erzeugt und dann die dritte Harmonische als Summenfrequenz von Grundwelle und zweiter Harmonischer. Für beide Prozesse werden temperaturstabilisierte BBO-Kristalle benutzt.

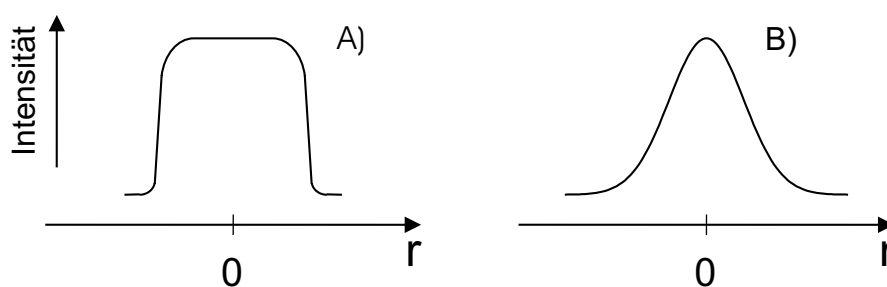


Abbildung 2.2: Bild A) zeigt die Intensitätsverteilung über den Strahlquerschnitt eines Strahls mit *flat-top-Profil*. Abbildung B) die eines Gaußprofils.

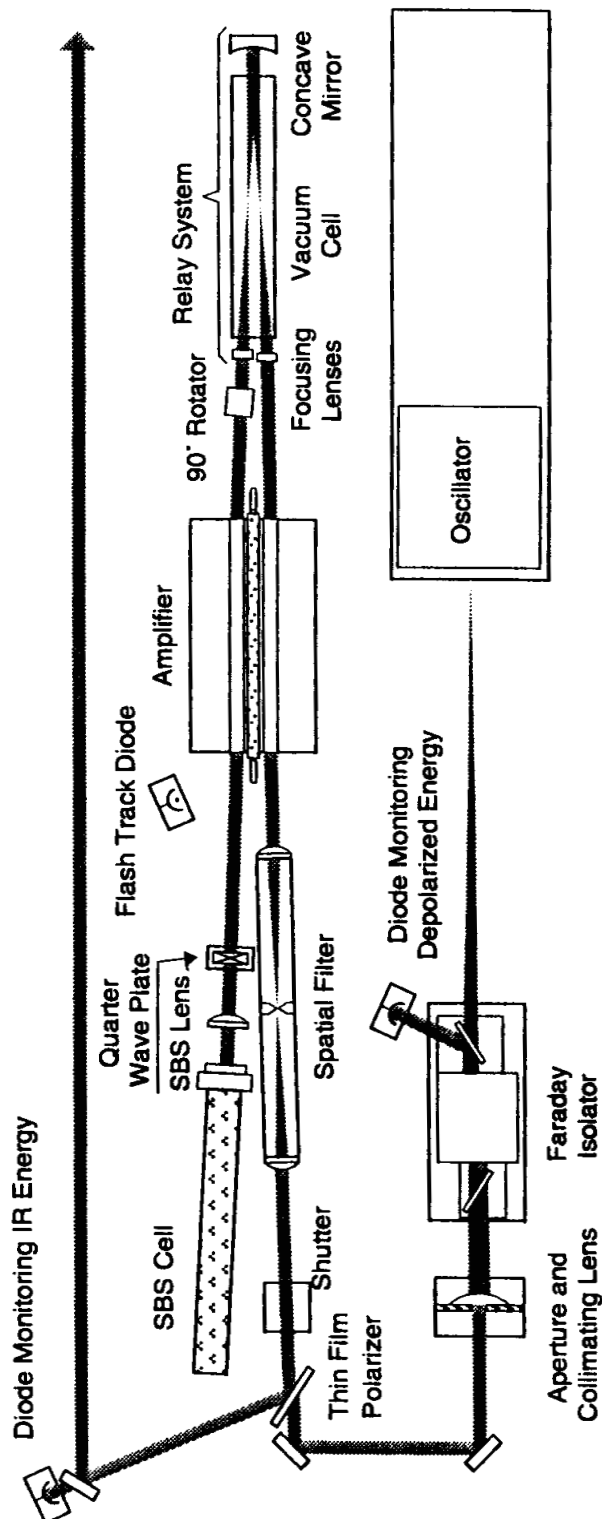


Abbildung 2.3: Aufbau des Infinity Laser-Systems (Abbildung aus [Coh95]). Der vom Nd:YAG-Oszillator emittierte Strahl wird in den ersten Verstärkerkristall abgebildet. Eine Blende im Brennpunkt der Abbildungslinsen (Spatial Filter) unterdrückt höhere Beugungsordnungen der den Strahlquerschnitt begrenzenden Apertur. Der Strahl wird nach passieren des ersten Verstärkerkristall in den zweiten abgebildet (Relay System). Der phasenkonjugierenden Spiegel (SBS Cell) reflektiert den Strahl in sich zurück. Nach dem zweiten Durchlaufen des Verstärkers ist die Polarisation des Strahls um 90° gedreht und steht senkrecht zur Zeichenebene. Die Auskopplung erfolgt mittels eines polarisationsempfindlichen Spiegels (Thin Film Polarizer). Ein vor dem Oszillator in den Strahlweg eingebauter Faraday Isolator schützt diesen vor zurückreflektierter Strahlung.

Die vom Laser emittierte dritte Harmonische ist vertikal polarisiert. Für den OPO wird jedoch ein horizontal polarisierter Strahl benötigt. Um die Polarisation entsprechend einzustellen, wird eine $\lambda/2$ -Platte verwendet.

Der Laser arbeitet mit Pulsfrequenzen von 0.1 Hz bis 100 Hz. Daneben ist auch der Betrieb im Einzelpulsmodus möglich. Die maximale Pulsenergie der Grundwelle beträgt 600 mJ bei einer maximalen Pulsrate von 10 Hz. Bei einer Pulsrate von 100 Hz liegt die maximale Energie bei 400 mJ. Die Konversionseffizienz für die Frequenzverdrehfachung liegt bei maximal 45%. Daraus ergibt sich eine maximale Ausgangsleistung von 18 W bei einer Repetitionsrate von 100 Hz und 400 mJ pro Grundwellenpuls. Die maximal zulässige Pulsenergie für den Betrieb des OPO beträgt 180 mJ bei $\lambda = 355$ nm. Die Linienbreite der Grundwelle ist auf einen Wert schmäler als 250 MHz spezifiziert [Coh95].

2.2 Der optisch-parametrische Oszillator

Der hier beschriebene optisch-parametrische Oszillator wird unter der Typenbezeichnung *NORMA* von der Firma GWU Lasertechnik vertrieben und beruht auf einer Entwicklung der Universität Kaiserslautern. Der auf der Basis von BBO-Kristallen arbeitende OPO wird als *all-solid-state OPO* bezeichnet. Diese Bezeichnung leitet sich davon ab, daß als Quelle für das Seedlicht bei diesem System ebenfalls ein OPO eingesetzt wird, im Gegensatz zu den sonst üblicherweise verwendeten durchstimmbaren Lasern, wie zum Beispiel Farbstoff- oder Farbzentrenlaser. Da als Seedlicht ein möglichst schmalbandiges Signal benötigt wird, wird das Signal des als *Seed-OPO* oder *Seeder* bezeichneten Oszillators zunächst in einen Monochromator eingekoppelt (s. Abbildung 2.4 auf Seite 22). Der Monochromator dient dabei als ein spektrales Filter. Zum zeitlich Abgleich von Seed- und Pumpaserpuls im zweiten OPO (Verstärker) durchläuft der Pumpstrahl für diesen OPO zunächst eine Verzögerungsstrecke (Delay-Line).

Seed- und Verstärker-OPO

Den Aufbau der OPOs zeigt Abbildung 2.5. Als OPO-Resonator wird ein Fabry-Perot Resonator verwendet. Dieser ist resonant für die Signalwellenlänge. Die Resonatorspiegel sind mit drei Beschichtungen für unterschiedliche Spektralbereiche versehen, wodurch sie insgesamt das sichtbare Spektrum abdecken (Die Zuordnung der Spiegel zu den Wellenlängen zeigt Tabelle 2.1). Für die Zukunft ist geplant, diese Spiegel durch Breitbandspiegel zu ersetzen. Die Einstellung der Wellenlänge erfolgt durch Drehung der BBO-Kristalle. Der OPO-Prozeß wird in Typ-I-Phasenanpassung realisiert. Zur Drehung der Kristalle werden rechnergesteuerter Schrittmotoren benutzt. Die Eichung der Motorsteuerung erfolgt durch eine Anpassung der Phasenanpassungsformel (3.9) an drei Eichpunkten. Der Gültigkeitsbereich einer Eichung ist jeweils durch den verwendeten Resonatorspiegelsatz

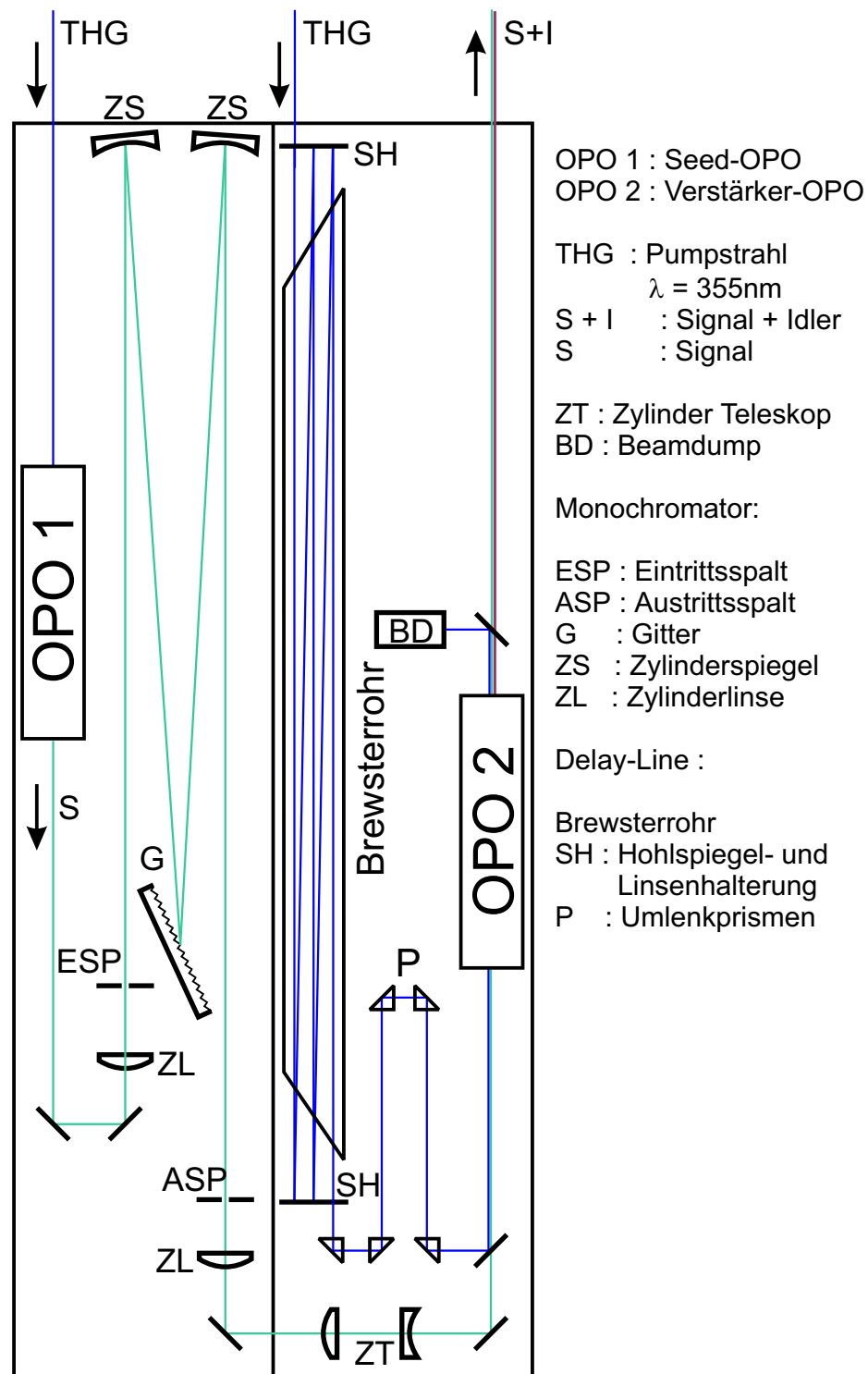


Abbildung 2.4: Aufbau der NORMA. OPO 1 ist der Seed-OPO, OPO 2 der Verstärker-OPO. Eingezeichnet sind der Pumpstrahl (THG) sowie der Verlauf von Signal S und Idler I. Die Delay-Line wird realisiert durch Linsen und Hohlspiegel, die sich in den Halterungen (SH) befinden. Zwischen den Haltern befindet sich ein evakuiertes Glasrohr (Brewsterrohr). Die Länge der Delaylinie lässt sich variieren durch Versetzen des Prismenpaares (P). Das Seedlicht wird mit dem Zylinderteleskop (ZT) auf den Kristall des Verstärkers abgebildet.

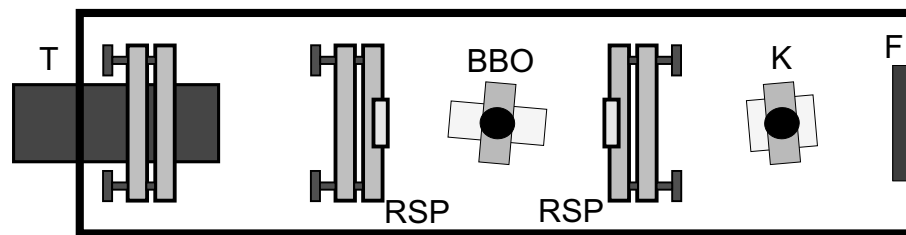


Abbildung 2.5: Aufbau des Seed-OPO. Der OPO ist in einem separaten Gehäuse untergebracht. In die Eingangsöffnung ist das Teleskop (T) eingesetzt. Teleskop und Resonatorspiegel (RSP) sind mit Hilfe von Feingewindeschrauben um zwei Achsen senkrecht zur Einstrahlrichtung drehbar montiert. Der Abstand der Resonatorspiegel kann in einem Bereich von 4–10 cm eingestellt werden. Die Mechanik zur Einstellung des Winkels von BBO-Kristall und Kompensator (K) befindet sich unterhalb des OPO. Beide Kristalle können in ihren Halterungen seitlich versetzt werden und dadurch auf den Pumpstrahl ausgerichtet werden. An der Austrittsöffnung des Gehäuses befindet sich die Halterung für den Pumpstrahl- und Idlerfilter (F). Der Aufbau des Verstärker-OPO ist mit dem des Seeders identisch, allerdings finden Kompensator und Filter keine Verwendung

und die zum jeweiligen Wellenlängenbereich gehörige Gitterordnung beschränkt. Typischerweise beträgt dieser Bereich etwa 50 nm. Eine Eichung über einen größeren Bereich ist nicht sinnvoll, da beim Wechsel des Spiegelsatzes eine Änderung der Resonatorachse nicht ausgeschlossen werden kann.

Zur Kompensation des Strahlversatzes durch die optische Brechung im OPO Kristall kann hinter dem Resonator ein zweiter Kristall eingesetzt werden, der synchron zum OPO-Kristall gesteuert wird. Dieser wird als Kompensator bezeichnet. Die Länge des Resonators ist in einem Bereich von 4–10 cm einstellbar. Die Länge des Resonators im Seed-OPO beträgt ca. 4,4 cm, im Verstärker 7,2 cm. Ein Teleskop vor dem Resonator dient zur Anpassung des Strahlquerschnitts des Pumpstrahls an den Kristall. Der Strahldurchmesser wird so eingestellt, daß der Pumpstrahl den Kristall nicht überleuchtet. Dabei ist zu beachten, daß der Strahlquerschnitt nicht zu klein eingestellt wird, damit die Energiedichte nicht größer ist als die Zerstörungsschwelle des Kristalls. Außerdem wird das Teleskop zur Reduzierung der Divergenz des Pumpstrahls benutzt. Die Polarisation des Pumpstrahls ist parallel zur Grundfläche des OPO. Signal und Idler sind daher wegen der Typ-I-Phasen Anpassung senkrecht dazu polarisiert. Nicht abgebaute Pumpstrahlung wird beim Seeder durch ein an der Austrittsöffnung des OPO eingesetztes Filter unterdrückt. Das Filter vom Typ BG 39 filtert neben der Pumpstrahlung auch die Idlerstrahlung heraus. Beim Verstärker-OPO wird ein dichroitischer Spiegel verwendet, der die verbleibende Pumpstrahlung in einen sogenannten „Beam-Dump“ umgelenkt, der die Strahlung absorbiert.

Spiegel	Signal	Idler	Gitterordnung
Blau	415 - 450 nm	1675 - 2442 nm	sieben
	415 - 503 nm	1203 - 2442 nm	sechs
Grün	503 - 525 nm	1095 - 1203 nm	sechs
	503 - 615 nm	838 - 1203 nm	fünf
Rot	605 - 630 nm	812 - 857 nm	fünf
	605 - 690 nm	730 - 857 nm	vier

Tabelle 2.1: Zuordnung von Signal- und Idlerwellenlänge zu den verschiedenen Spiegelsätzen. Ein Betrieb des OPOs ist auch außerhalb dieser Grenzen möglich. Dies ist jedoch verbunden mit einer geringeren Effizienz und einer erhöhten Linienbreite. Zu den einzelnen Wellenlängen ist die jeweils zugehörige Ordnung des Monochromatorgitters angegeben.

Der Seed-OPO wird mit einer Energie von 30 mJ pro Puls, der Verstärker-OPO mit einer Energie von 90–100 mJ pro Puls gepumpt. Der Pumpstrahl wird dazu mit einem Strahlteiler (Teilungsverhältnis 25:75) im Pumplaser aufgeteilt. Die Gesamteffizienz des Verstärkers liegt bei ca. 20%, was einer Gesamtausgangsenergie von 20 mJ entspricht. Die Linienbreite im geseedeten Betrieb liegt für die Signalstrahlung in der Größenordnung 40 μeV .

Betabariumborat

BBO wurde Ende der achtziger Jahre als Material für die nichtlineare Optik entdeckt. Seine besonderen optischen Eigenschaften machen es zu einem speziell für einen OPO hervorragend geeignetem Material, was viel zum Aufschwung optisch-parametrischer Oszillatoren in den letzten Jahren beigetragen hat. Sein großer Transparenzbereich (190 nm bis 3,5 μm) ermöglicht, es OPOs mit der 2. bis 5. Harmonischen eines Nd:YAG Laser als Pumpquelle zu betreiben. Der Wert für den effektiven nichtlinearen Koeffizienten ist mit $d_{eff} \approx 4 \cdot 10^{-15} \text{ m/V}$ sehr groß, woraus eine hohe Konversionseffizienz folgt. d_{eff} nimmt jedoch für Wellenlängen kleiner 420 nm und Typ-I-Phasenanpassung stark ab, was den Einsatz von BBO in einem OPO eine untere Grenze für die Signalwellenlänge setzt. Für Typ-II-Phasenanpassung ist der Grenzwert zu größeren Wellenlängen verschoben. Die hohe Zerstörungsschwelle von 2 GW/cm² bei 355 nm, Pulslänge 5 ns erlaubt den Einsatz leistungsstarker Pumplaser. Nachteilig ist der große *walk-off*-Winkel von ca. 4°, der die effektiv nutzbare Länge des Kristalls einschränkt. Die Winkelakzeptanz von BBO ist klein, so daß ein Pumplaser mit geringer Divergenz verwendet werden sollte.

BBO ist chemisch und thermisch sehr stabil und gering hygroskopisch. Der Kristall ist optisch einachsig und stark negativ doppelbrechend. Es ist möglich, einen BBO-OPO mit Phasenanpassung von Typ-I und Typ-II zu betreiben. Für einen mit der dritten Harmonischen eines Nd:YAG-Lasers gepumpten OPO beträgt der Durchstimmbereich des Phasenanpassungswinkel θ $23,1^\circ - 33,1^\circ$, was einer Signalwellenlänge von $403 - 709,4$ nm und einer Idlerwellenlänge von $709,4 - 3000$ nm entspricht (Typ-I-Phasenanpassung). Einen Überblick über weiteren Eigenschaften von BBO und seinem Einsatz in OPOs findet sich in der Arbeit von Fix [Fix95].

In dem hier beschriebenen System wird im Seed-OPO ein Kristall der Größe $8 \times 6 \times 12$ mm³ verwendet, der unter einem Winkel von $\vartheta = 30^\circ$ zur optischen Achse geschnitten ist. Im Verstärker wird ein Kristall der Größe $8 \times 6 \times 15$ mm³ ($\vartheta = 27^\circ$) verwendet.

Delay-Line und Pumpstrahlabbildung

Für einen optimalen Betrieb des Verstärker-OPO auf der durch den Seeder vorgegebenen Wellenlänge muß der Pumpuls etwa um die halbe Pulsdauer gegenüber dem Seedpuls verzögert werden, damit beim Einsetzen des Verstärkungsprozesses die Intensität des Seedpulses im Resonator maximal ist. Bei einer Pulslänge von ca. 3 ns entspricht dies einer zeitlichen Differenz von etwa 1.5 ns zwischen Seed- und Pumplaserpuls. Die Wegstrecke des Seedpulses zum Verstärker ist, bedingt durch den Monochromator, wesentlich länger als die des Pumpulses. Daher ist in dem Strahlengang des Pumpstrahls für den Verstärker-OPO eine Verzögerungsstrecke eingebaut. Durch Variation der Länge der Verzögerungsstrecke kann die zeitliche Differenz in Schritten von ungefähr 0.3 ns eingestellt werden.

Im Fernfeld ändert sich das Strahlprofil des Pumplasers. Beugungsbedingt bildet sich aus dem flat-top Profil ein ringförmiges Strahlprofil aus. Um diesen Effekt zu kompensieren, ist in die Verzögerungsstrecke eine Abbildungsoptik eingebaut, die das Strahlprofil des Pumplasers einige Zentimeter nach dem Kristall zur THG-Erzeugung auf einen Punkt vor dem Verstärker im Maßstab 1:1 abbildet. Die Abbildungsoptik ist aufgebaut aus einer Sammellinse, $f=50$ cm, einem Hohlspiegel, $f=25$ cm, zwei Hohlspiegeln mit $f=50$ cm, einem weiteren 25 cm Hohlspiegel und einer Kollimierungslinse mit 50 cm Brennweite. Der Abstand zwischen zwei der optischen Elemente beträgt jeweils 1 m. Da es wegen der hohen Leistungsdichte des Pumpstrahls zur Ionisation von Luftmolekülen und Staubteilchen in den Strahlfokien käme, befindet sich zwischen diesen ein evakuiertes Glasrohr. Zur Vermeidung von Reflexionsverlusten sind an beiden Enden des Rohres Quarzscheiben unter Brewsterwinkel aufgeklebt.

Eine zweite Abbildungsoptik ist in den Pumplaserstrahlengang für den Seed-OPO eingebaut. Es wird in diesem Fall ebenfalls das Pumpstrahlprofil einige Zentimeter nach dem THG-Kristall auf einen Punkt vor dem OPO im Maßstab 1:1 abgebildet.

Zur Abbildung werden zwei Linsen mit Brennweiten von 35 cm verwendet. Im Brennpunkt zwischen den Linsen befindet sich aus dem oben beschriebenen Grund ebenfalls ein evakuiertes Glasrohr.

Der Monochromator

Der Aufbau des Monochromators ist eine Variation des Czerny-Turner-Aufbaus [Dav70]. Anstelle sphärische Optiken werden zylindrische Linsen und Spiegel verwendet, was den Einsatz gerader Spalte erlaubt. Die Breite der Spalte kann mit einer Mikrometerschraube eingestellt werden. Der eingestellte Wert liegt in der Größenordnung 5-10 μm . Die Brennweite des ersten Umlenkspiegels beträgt 75 cm, die des zweiten 100 cm. Es wird ein Reflexionsgitter mit 600 Strichen pro Millimeter und einer Breite von 102 mm verwendet. Das Gitter wird in der 4. bis 7. Ordnung betrieben (siehe Tabelle 2.1). Die Auflösung des Monochromators beträgt maximal 12 μeV ($\lambda = 600 \text{ nm}$ in 5. Ordnung). Die Einstellung der Wellenlänge erfolgt analog zu den beiden OPOs durch einen rechnergesteuerten Schrittmotor.

Kapitel 3

Grundlagen optischer Spektrometer

Spektrometer dienen der spektralen Zerlegung von Licht mit dem Ziel, aus der spektralen Verteilung Rückschlüsse über die Eigenschaften der Lichtquelle zu ziehen. Dabei reicht das Einsatzgebiet von der Aufnahme der Emissionsspektren einzelner Atome und Moleküle bis zur Analyse der von Sternen und anderen astronomischen Objekten ausgesendeten Strahlung. Die Funktion eines Spektrometers beruht auf der Frequenzabhängigkeit physikalischer Größen, die z. B. zu einer frequenzabhängigen Änderung der Ausbreitungsrichtung eines Lichtstrahles führen kann. Eine wichtige Größe in diesem Zusammenhang ist die *Winkeldispersion* $d\theta/d\lambda$. Die Differenz der Ablenkungswinkel $\Delta\theta$ zweier Strahlen mit der Wellenlängendifferenz $\Delta\lambda$ ist

$$\Delta\theta = \frac{d\theta}{d\lambda} \cdot \Delta\lambda \quad (3.1)$$

Man unterscheidet folgende Typen von Spektrometern:

Prismenspektrometer nutzen die Wellenlängenabhängigkeit des Brechungsindex für die spektrale Zerlegung.

Gitterspektrometer beruhen auf der Interferenz der von den einzelnen Furchen eines Gitters reflektierten Strahlen. Konstruktive Interferenz beobachtet man in Abhängigkeit von der Wellenlänge nur in bestimmten Richtungen.

In einem **Interferometer** wird ein Lichtstrahl in mehrere Teilstrahlen aufgeteilt, die nach Durchlaufen unterschiedlich langer Wegstrecken überlagert werden. Konstruktive Interferenz erhält man in Abhängigkeit der Wegdifferenzen der Teilstrahlen.

Viele Spektrometer sind nach dem folgenden Schema aufgebaut. Die Lichtquelle wird auf den Eintrittsspalt des Spektrometers abgebildet. Der Spalt steht im Brennpunkt eines Kollimators der Brennweite f_1 . Das vom Kollimator erzeugte

parallele Lichtbündel fällt auf das dispersive Element. Die unter verschiedenen Winkeln θ austretenden Strahlen werden mit einer Fokussierungsoptik der Brennweite f_2 auf einen Detektor abgebildet. Zur Detektion der Spektren werden heute meistens digitale Kameras verwendet.

Die *lineare Dispersion* eines Spektrometers ist definiert als das Verhältnis des Abstandes dx zweier Lichtstrahlen in der Brennebene der Fokussierungsoptik zu ihrer Wellenlängendifferenz $d\lambda$. Sie ist gegeben durch [Dav70]

$$\frac{dx}{d\lambda} = f_2 \cdot \frac{d\theta}{d\lambda}. \quad (3.2)$$

Im Gegensatz zu den auf Lichtbrechung beruhenden Geräten tritt bei den auf Interferenzeffekten basierenden jede Wellenlänge in verschiedenen *Ordnungen* auf. Dabei ist die Bedingung für konstruktive Interferenz, daß der Gangunterschied G zwischen zwei Lichtwellen ein ganzzahliges Vielfaches der Wellenlänge ist

$$G = n \cdot \lambda. \quad (3.3)$$

Den Faktor n bezeichnet man als die Ordnung der Interferenz, bzw. des Spektrums. Der Winkel θ ist eine Funktion des Gangunterschiedes. Aus diesem Grund kommt es zur Überlagerung der Spektren unterschiedlicher Wellenlängen. Für zwei benachbarte Ordnungen ist der Winkel θ gleich, wenn die Wellenlängen die Bedingung

$$n \cdot \lambda_n = (n \pm 1) \cdot \lambda_{n\pm 1} \quad (3.4)$$

erfüllen.

Diese Eigenschaft führt zu einer wichtigen Kenngröße von Spektrometern, dem *freien Spektralbereich* oder *free spectral range* $\Delta\lambda_{\text{FSR}}$. Der freie Spektralbereich ist ungefähr gleich der Wellenlängendifferenz zweier benachbarter Ordnungen, wie er sich aus Gleichung (3.4) ergibt

$$\Delta\lambda_{\text{FSR}} \approx \lambda_n - \lambda_{n+1} = \frac{\lambda_{n+1}}{n} \simeq \frac{\lambda}{n}. \quad (3.5)$$

Er ist definiert als das Wellenlängenintervall, in dem es keine Überlappung von Spektren unterschiedlicher Ordnung gibt.

Eine weitere Kenngröße eines Spektrometers ist das *spektrale Auflösungsvermögen* R . Es ist definiert als

$$R = \frac{\lambda}{\delta\lambda} \quad (3.6)$$

mit $\delta\lambda$ als dem kleinsten Wellenlängenabstand, der von dem Spektrometer noch aufgelöst, das heißt getrennt werden kann. Das Auflösungsvermögen wird zum einen durch das dispersive Element, zum anderen durch den Aufbau des Spektrometers bestimmt.

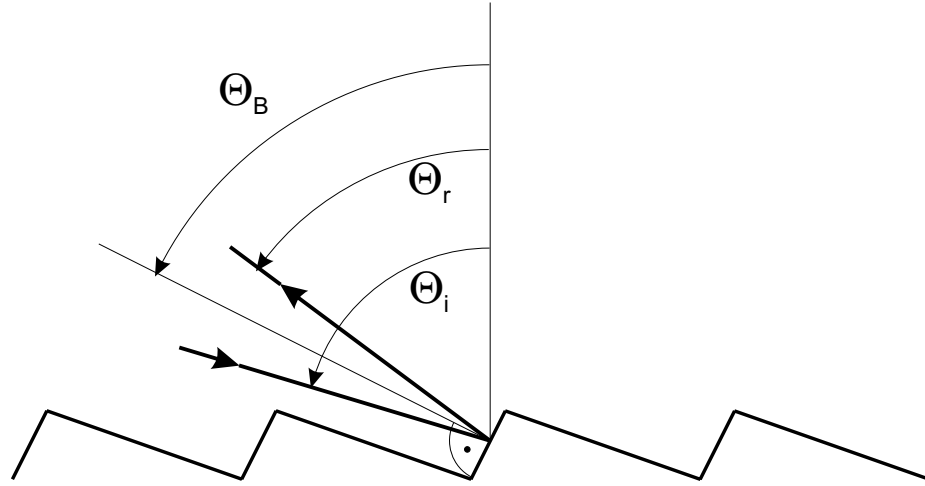


Abbildung 3.1: Definition der an einem Echelle-Gitter auftretenden Winkel. Der Winkel θ_B ist der Blazewinkel. Es ist der Winkel, den die reflektierende Gitterfurche mit der Gitteroberfläche einnimmt. θ_i ist der Einfallswinkel, θ_r der Reflexionswinkel des Strahls, gemessen von der Gitternormalen. Der Abstand der Furchen ist d .

3.1 Gitterspektrometer

Das parallele Lichtbündel, das auf ein Reflexionsgitter fällt, wird an den einzelnen Gitterfurchen reflektiert. Die an den Gitterfurchen reflektierten Teilstrahlen überlagern sich kohärent und interferieren in Abhängigkeit von ihrer Richtung konstruktiv oder destruktiv. Die Bedingung für konstruktive Interferenz in Abhängigkeit von der Wellenlänge λ ist gegeben durch die Gittergleichung [Dav70]

$$\sin \theta_i + \sin \theta_r = n \frac{\lambda}{d}. \quad (3.7)$$

Die Größe d ist der Furchenabstand des Gitters. Anstelle des Furchenabstandes wird häufig auch die inverse Größe d^{-1} angegeben. Man bezeichnet sie als Gitterkonstante. Sie wird in der Einheit Furchen pro Millimeter angegeben. Abbildung 3.1 veranschaulicht die Definition von Einfallswinkel θ_i und Reflexionswinkel θ_r . Der Reflexionswinkel ist negativ, wenn einfallender und reflektierter Strahl auf verschiedenen Seiten der Gitternormalen liegen.

Die Intensitätsverteilung I_R für eine an einem Gitter mit m Furchen reflektierte monochromatische ebene Welle der Intensität I_E ist gegeben durch [Dem91]

$$I_R \propto I_E \cdot \frac{\sin^2(m\phi/2)}{\sin^2(\phi/2)}. \quad (3.8)$$

Dabei ist ϕ die Phasendifferenz zweier an benachbarten Gitterfurchen reflektierter

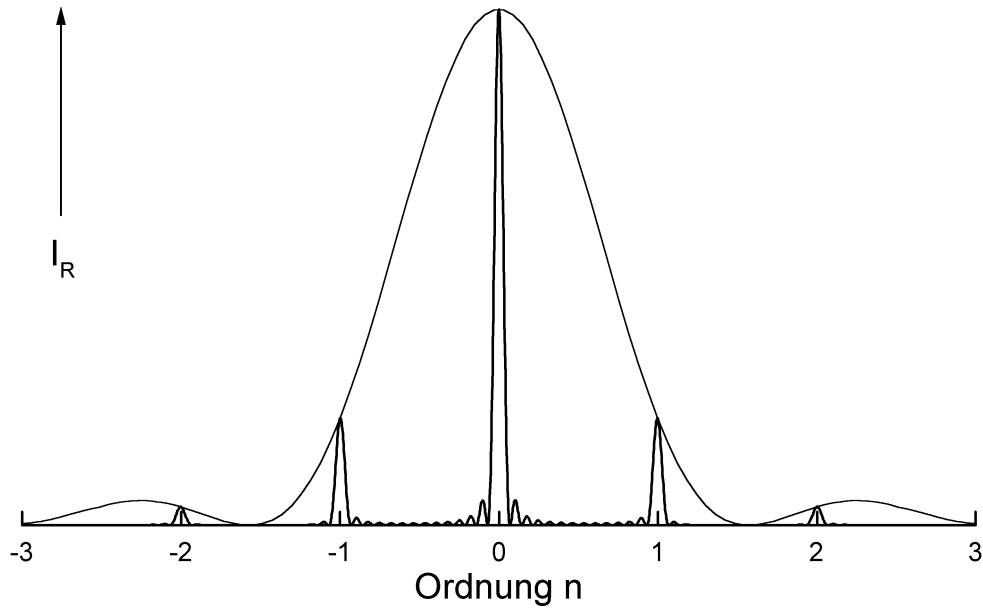


Abbildung 3.2: Intensitätsverteilung I_R eines Reflexionsgitters aufgetragen gegen die Ordnung n , für ein Gitter mit $m = 14$ Furchen. Die Hauptmaxima der ± 3 . Ordnung liegen in Minima der einhüllenden Spaltfunktion und werden ausgelöscht.

Teilwellen. Die Phasendifferenz ist gegeben durch

$$\phi = 2\pi \frac{d}{\lambda} (\sin \theta_i \pm \sin \theta_r). \quad (3.9)$$

Wie man an Gleichung (3.8) sieht, erhält man Hauptmaxima in der Intensitätsverteilung an den Nullstellen der Sinus-Funktion im Nenner, also für

$$\phi = 2\pi \cdot n. \quad (3.10)$$

Wie ein Vergleich von (3.9) mit (3.7) zeigt, ist dies gleich der Gittergleichung. Die Beugungsordnung ist demnach ein Maß für die Phasendifferenz der in die jeweilige Ordnung reflektierten Teilstrahlen. Abbildung 3.2 zeigt die Intensitätsverteilung für ein Gitter mit $m = 14$ Furchen.

Das Maß für die Breite der Hauptmaxima ist der Abstand zum nächsten Minimum. Dieses liegt gegenüber dem Hauptmaximum n -ter Ordnung um π verschoben bei $\frac{m\phi'}{2} = (m \cdot n + 1)\pi$. Mit $\phi' = 2\pi \cdot n + \Delta\phi$ folgt für die Breite

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{m}. \quad (3.11)$$

Aus der Entwicklung von Zähler und Nenner in Gleichung (3.8) um ein Maximum n -ter Ordnung erhält man für die Amplitude der Maxima

$$I_{max} \propto m^2. \quad (3.12)$$

Die Hauptmaxima des Beugungsbildes sind also um so intensiver und schmaler, je größer die Zahl der beugenden Gitterfurchen ist. Im Grenzfall eines Gitters mit unendlicher Furchenzahl nehmen sie die Form einer Delta-Distribution an.

Die Amplituden der Beugungsmaxima sind zusätzlich moduliert durch das Beugungsbild der einzelnen Gitterfurchen. Das Beugungsbild wird durch die *Spaltfunktion* beschrieben. Sie leitet sich aus den Überlegung zur Beugung am Spalt ab, läßt sich aber analog auch auf die Reflexion an einer Gitterfurchen übertragen. Für die Amplitude erhält man [Dav70]

$$I \propto \frac{\sin^2 \beta}{\beta^2} \quad \text{mit} \quad \beta = \frac{\pi W \sin \theta_r}{\lambda} \quad (3.13)$$

Dabei ist W die Breite der beugenden Apertur. Diese Definition für β gilt nur für den Spezialfall das $\theta_i = 0^\circ$.

Nach (3.13) nimmt die Intensität der Hauptmaxima invers zum Quadrat von $\beta \propto \sin \theta_r$ ab. Die Intensität der Hauptmaxima wird also mit zunehmenden Reflexionswinkel bzw. zunehmender Ordnung kleiner. Nur das Maximum nullter Ordnung erreicht die maximale Intensität. In der Praxis bedeutet dies, daß von dem gesamten Spektrum meist nur wenige Beugungsordnungen mit bloßem Auge beobachtbar sind.

Zur Bestimmung des Auflösungsvermögens R eines Gitters benutzt man das *Rayleigh Kriterium* [Dav70]. Nach diesem gelten zwei Spektrallinien gleicher Intensität, die in derselben Ordnung n beobachtet werden als aufgelöst, wenn das Hauptmaximum der einen am Ort des ersten Nebenminimums der anderen liegt. Die Gittergleichung (3.7) liefert für den Winkelabstand der Maxima für zwei Wellenlängen λ_1 und $\lambda_2 = \lambda_1 + \delta\lambda$

$$\sin \theta_{r2} - \sin \theta_{r1} = \frac{n \cdot \delta\lambda}{d} \quad (3.14)$$

Man erhält den Winkelabstand von Maximum und Minimum für λ_1 , wenn man in den obigen Überlegungen zur Breite der Hauptmaxima für den Phasenwinkel ϕ Gleichung (3.9) einsetzt. Man erhält

$$\sin \theta_{r,min} - \sin \theta_{r,max} = \frac{\lambda_1}{m \cdot d}. \quad (3.15)$$

Gleichsetzen mit (3.14) liefert für $\lambda_1 = \lambda \approx \lambda_2$ das spektrale Auflösungsvermögen eines Reflexionsgitters definiert nach Gleichung (3.6)

$$R = \frac{\lambda}{\delta\lambda} = m \cdot n. \quad (3.16)$$

Das Auflösungsvermögen ist danach proportional zur Ordnung und zur Anzahl der ausgeleuchteten Gitterfurchen. Aus diesem Grund verwendet man in der Praxis

für Spektrometer mit hohen Auflösungsvermögen Gitter mit großer Strichzahl oder verwendet hohe Beugungsordnungen.

Der Verwendung eines Gitters in hoher Ordnung zum Erreichen einer hohen Auflösung, wirkt entgegen, daß die Intensität des Spektrums für hohe Ordnungen schnell abnimmt. Durch den Einsatz spezieller Gitter mit einer facettenartigen Oberflächenstruktur läßt sich dagegen die maximale Intensität durch die Einstellung des Facettenwinkels in jede beliebige Ordnung verschieben. Dieser Winkel wird als *Blazewinkel* bezeichnet. Es ist der Winkel zwischen Gitternormalen und der Normalen der reflektierenden Facette (s. Abbildung 3.1). Ein derartiges Gitter bezeichnet man als *geblazed* für eine Ordnung n und Wellenlänge λ . Einfallender und reflektierter Strahl verhalten sich in diesem Fall relativ zur Facettenoberfläche gemäß den Gesetzen der geometrischen Optik, so daß gilt

$$\theta_B = \frac{\theta_i + \theta_r}{2}. \quad (3.17)$$

Die Spaltfunktion ist für ein geblazetes Gitter so verschoben, daß ihr Maximum bei $\theta = \theta_B$ liegt [Dav70]. Für den Fall des senkrechten Einfalls (engl. *normal incidence*) auf die Facettenfläche ($\theta_i = \theta_r = \theta_B$) vereinfacht sich die Gittergleichung (3.7) zu

$$2d \cdot \sin \theta_B = n \cdot \lambda. \quad (3.18)$$

Die Wellenlänge, die man für $n = 1$ erhält bezeichnet man als Blazewellenlänge λ_B . Die Gittergleichung ist ebenso für alle Wellenlängen λ_B/n erfüllt.

Gitter mit großem Blazewinkel werden als *Echelle-Gitter* bezeichnet. Sie werden meist in hoher Ordnung betrieben, so daß die Wellenlängen, die die Blaze-Bedingung erfüllen, dicht beieinander liegen und ein großer Spektralbereich effizient erfaßt werden kann.

Man unterscheidet verschiedene Typen von Gitterspektrometer, die entsprechend der Anordnung der optischen Elemente eingeteilt werden. Ein Beispiel ist die Czerny-Turner Anordnung [Dav70]. Im folgenden wird auf eine andere Anordnung näher eingegangen, die als *Littrow*-Anordnung bezeichnet wird (siehe Abbildung 3.3).

In der Littrow-Anordnung wird das Gitter so eingestellt, daß $\theta_i = \theta_r = \theta_L$ für eine Ordnung n_L , die als *Littrow-Ordnung* bezeichnet wird. Gleichung (3.7) vereinfacht sich in diesem Fall zu

$$\frac{2d}{\lambda} \sin \theta_L = n_L. \quad (3.19)$$

Diese als *Littrow-Bedingung* bezeichnete Gleichung läßt sich für jede beliebige Wellenlänge erfüllen. Zur Maximierung der Effizienz sollte der Littrow-Winkel θ_L so eingestellt werden, daß er dem Blaze-Winkel θ_B möglichst nahe kommt. Die zugehörige Ordnung erhält man durch Einsetzen von θ_B in die Littrow-Bedingung und Runden des errechneten Wertes auf die nächste ganze Zahl

$$n_L = \left[\frac{2d}{\lambda} \sin \theta_B + 0.5 \right] \quad (3.20)$$

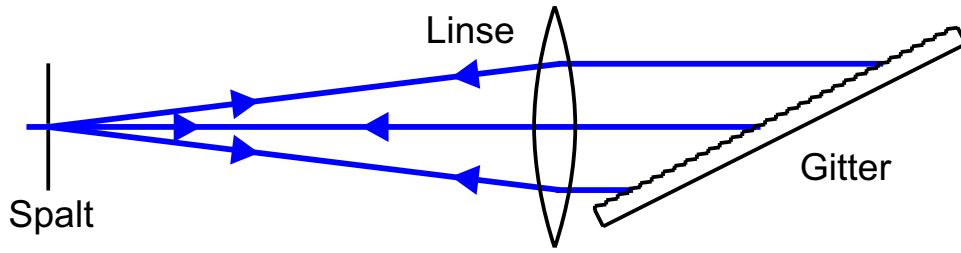


Abbildung 3.3: Spektrometer in Littrow-Anordnung. Der am Spalt gebeugte Strahl wird durch die Linse kollimiert und trifft als paralleles Lichtbündel auf das Gitter. Das Gitter ist so eingestellt, daß eine Beugungsordnung in sich selbst reflektiert wird. Zur Aufnahme des Spektrums kann zwischen Spalt und Linse eine Photoplate eingesetzt werden oder ein Teil des zurücklaufenden Lichtbündels kann mit einem Strahlteiler zur Registrierung des Spektrums ausgekoppelt werden

Im folgenden bezieht sich der Index L immer auf Größen, die sich aus dieser Definition ergeben.

Die Auflösung eines Gitterspektrometers ist nicht allein durch das spektrale Auflösungsvermögen des verwendeten Gitters bestimmt. Die Art des Aufbaus und die Dimension der für Spektrometer verwendeten Komponenten ergeben weitere Kriterien für das Auflösungsvermögen. Durch die abbildende Optik des Spektrometers wird der Eintrittsspalt auf den Detektor abgebildet. Jede Spektrallinie entspricht damit einem Bild des Eintrittsspalt. In Littrow-Anordnung wird der Eintrittsspalt im Maßstab 1:1 auf den Detektor abgebildet. Demnach ist die Breite des Eintrittsspalt eine obere Grenze für das Auflösungsvermögen.

Durch Verkleinern des Spaltes kann das Auflösungsvermögen nicht beliebig erhöht werden. Das Auflösungsvermögen wird außerdem durch Beugung an der das optische System begrenzenden Apertur bestimmt. Die Apertur des Spektrometers kann durch die abbildenden Optiken oder die Dimension des Gitters bestimmt. Im folgenden soll für die Littrow-Anordnung als Apertur die Projektion des Gitters auf die Abbildungsoptik angenommen werden. Die Breite des Gitters ist das Produkt aus Anzahl der reflektierenden Gitterfurchen m und dem Furchenabstand d . Damit erhält man für die Apertur a

$$a = md \cdot \cos \theta_L. \quad (3.21)$$

Die Intensitätsverteilung des Beugungsbildes wird beschrieben durch die Spaltfunktion (3.13). Für die Spaltbreite W wird die Apertur a eingesetzt. Der Winkel θ_r wird durch den Winkel ϕ ersetzt, der die Winkeldifferenz gegenüber dem Littrow-Winkel θ_L angibt. Für kleine Winkel ϕ gilt für β die Näherung

$$\beta = \frac{\pi a \sin \phi}{\lambda} \approx \frac{\pi a \phi}{\lambda}. \quad (3.22)$$

Damit erhält man für die halbe Fußpunktsbreite des zentralen Maximums $\phi = \lambda/a$. Wendet man jetzt wieder das Rayleigh-Kriterium für die Auflösung an, erhält man für den minimalen Abstand zweier Spaltbilder auf dem Detektor

$$dx = f \frac{\lambda}{a}. \quad (3.23)$$

Setzt man dieses in die Definition der linearen Dispersion ein, erhält man für die beugungsbedingte obere Grenze des Auflösungsvermögens

$$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} \leq a \frac{d\theta}{d\lambda}. \quad (3.24)$$

Das Auflösungsvermögen ist demnach nur durch Apertur und Winkeldispersion beschränkt.

In der Praxis spricht gegen eine zu geringe Wahl der Spaltbreite der Verlust an vom Detektor registrierter Strahlungsintensität. Bedingt durch Beugung am Eintrittsspalt wird der in das Spektrometer einfallende Lichtstrahl aufgeweitet. Für die halbe Fußpunktsbreite des Hauptmaximums gilt in dem Fall λ/b , wenn b die Breite des Spaltes ist. Da etwa 90% der Strahlintensität im Hauptmaximum enthalten ist, sollte die gesamte Fußpunktsbreite nicht größer als das Öffnungsverhältniss a/f des Spektrometers sein. Daraus erhält man als untere Grenze für eine sinnvolle Spaltbreite

$$b_{min} \approx 2\lambda \frac{f}{a}. \quad (3.25)$$

Außerdem muß beachtet werden, daß der Eintrittsspalt als Blende für den einfallenden Strahl wirkt. Eine zu geringe Spaltbreite im Verhältnis zum Strahldurchmesser verursacht einen Verlust an Intensität. Die Vergrößerung der Spaltfläche durch die Verwendung eines hohen Spaltes wird beschränkt durch Abbildungsfehler. Bedingt durch den Astigmatismus besitzt ein gerader Spalt ein gekrümmtes Bild, wenn zur Abbildung sphärische Spiegel verwendet werden.

Messung von Wellenlängen

Aus dem Spektrum einer monochromatischen Lichtquelle läßt sich durch Zuordnung der Reflexionswinkel zu den Spektrallinien die Wellenlänge eindeutig bestimmen. Aus der Gittergleichung (3.7) erhält man für die Winkeldifferenz zweier benachbarter Spektrallinien der Ordnungen n und $n+1$

$$\sin \theta_r^{n+1} - \sin \theta_r^n = (n+1) \frac{\lambda}{d} - n \frac{\lambda}{d} = \frac{\lambda}{d}. \quad (3.26)$$

Damit ist die zu messende Wellenlänge eindeutig aus den Reflexionswinkel bestimmbar.

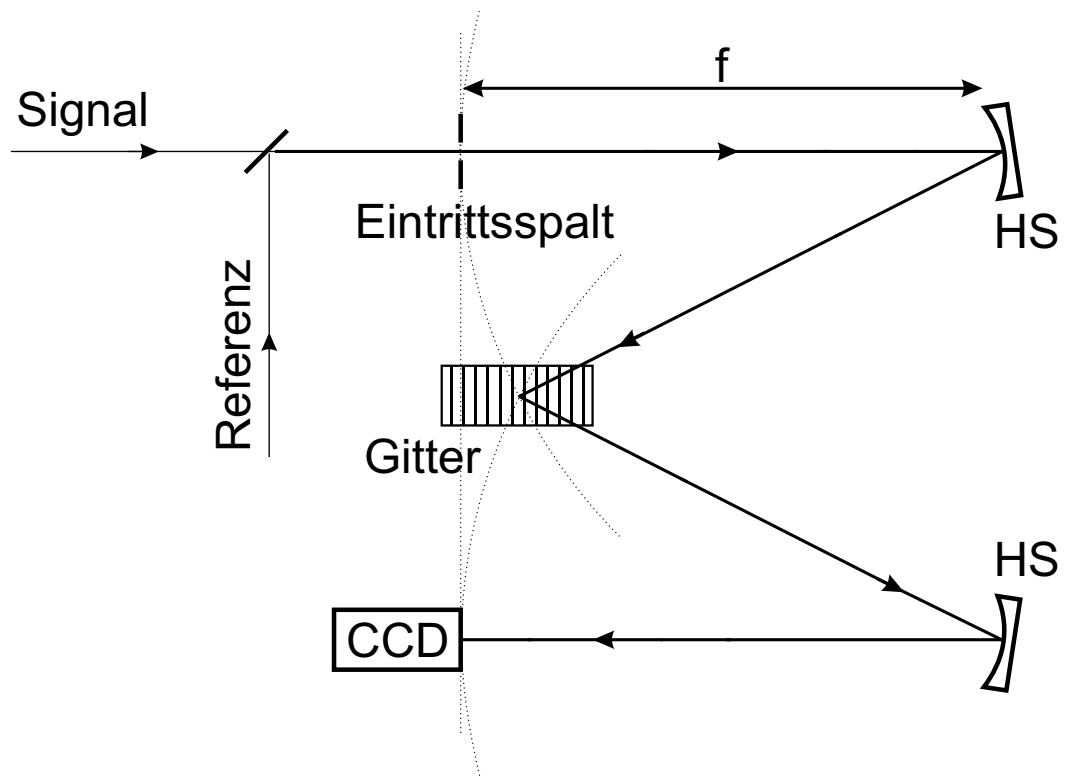


Abbildung 3.4: Prinzipieller Aufbau eines Spektrometers in Littrow-Anordnung zur Wellenlängenmessung. Signal und Referenz werden kollinear in das Spektrometer eingekoppelt. Eintrittsspalt, Gitter und CCD-Kamera stehen jeweils in der Brennebene der Hohlspiegel (HS). Beide Hohlspiegel haben die Brennweite f .

Eine Spektrometeranordnung, die unter Ausnutzung des obigen Zusammenhangs eine Wellenlängenmessung ermöglicht, zeigt Abbildung 3.4. Neben der Signalstrahlung mit der unbekannten Wellenlänge λ wird ein Referenzstrahl mit bekannter Wellenlänge λ_R kollinear in das Spektrometer eingekoppelt. Das Gitter wird so einjustiert, daß die Littrow-Bedingung (3.19) für den Referenzstrahl erfüllt ist. Zur Aufnahme der Spektren wird eine CCD-Zeilenkamera (CCD : charge coupled device) verwendet.

Der Strahlverlauf, der sich aus diesem Aufbau ergibt, ist in Abbildung 3.5 dargestellt. Da das Gitter in der Brennebene des zweiten Hohlspiegels steht, verlaufen die vom Gitter reflektierten Teilstrahlen zwischen Hohlspiegel und Kamera parallel. Es ist daher möglich, für die weiteren Berechnungen den Abstand zwischen Gitter und Kamera durch die Brennweite f des Spiegels zu ersetzen.

Der Bezugspunkt für die Berechnung der Reflexionswinkel θ_R der verschiedenen Beugungsordnungen ist das Kamera-Pixel z_0 (siehe Abbildung 3.5). Dieses gibt den Ort des Spaltbildes des Referenzstrahls in Littrow-Anordnung an. Die Wegdifferenz Δx zu einem beliebigen Spaltbild einer anderen Ordnung auf der Kamera ist

$$\Delta x = \delta(z_i - z_0). \quad (3.27)$$

Dabei ist δ die Höhe eines Kamera-Pixels. Für die Winkeldifferenz zwischen dem Littrow-Winkel θ_L und dem Reflexionswinkel θ_R einer anderen Ordnung erhält man

$$\theta_L - \theta_R = \arctan \left((z_i - z_0) \frac{\delta}{f} \right). \quad (3.28)$$

Setzt man dies in die Gittergleichung (3.7) ein, erhält man für die zu θ_R gehörige Wellenlänge

$$\lambda = \frac{d}{n} \left(\sin \theta_L + \sin \left(\theta_L - \arctan \left((z_i - z_0) \frac{\delta}{f} \right) \right) \right). \quad (3.29)$$

Damit ist die Wellenlänge des Signalstrahls bis auf die noch unbekannte Ordnung n bestimmt. Diese läßt sich nach Gleichung (3.26) eliminieren, wenn durch die Kamera mindestens zwei benachbarte Ordnungen des Signalstrahls erfaßt werden.

Wird nur eine Ordnung des Signals detektiert, muß diese zur Berechnung der Wellenlänge abgeschätzt werden. Dazu muß die Wellenlänge innerhalb des freien Spektralbereich $\Delta\lambda_{\text{FSR}}$ bekannt sein. Da für alle Wellenlängen die Ordnung ungefähr bei der jeweiligen Littrow-Ordnung liegt, kann der freie Spektralbereich nach den Gleichungen (3.5) und (3.19) abgeschätzt werden mit

$$\Delta\lambda_{\text{FSR}} \approx \frac{\lambda}{n_L} \approx \frac{\lambda^2}{2d \cdot \sin \theta_L}. \quad (3.30)$$

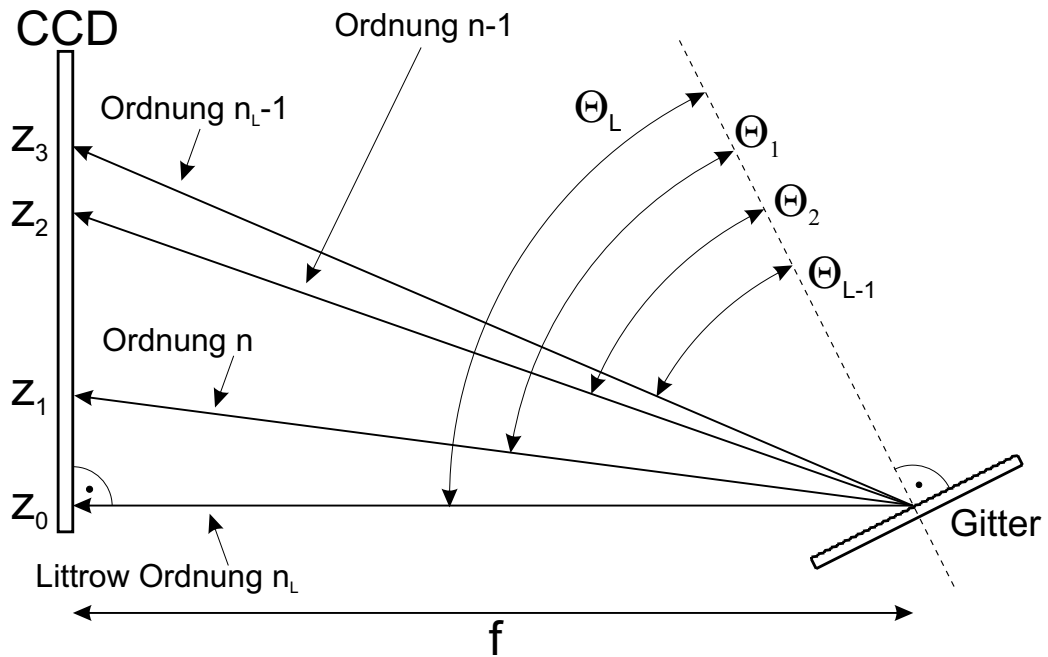


Abbildung 3.5: Zur Veranschaulichung der Wellenlängenmessung. Vom Referenzspektrum werden die Littrow-Ordnung n_L und die nächst niedrigere Ordnung $n_L - 1$ detektiert. Von dem Teststrahl werden zwei Ordnungen (n und $n - 1$) aufgenommen. Zur Aufnahme der Spektren wird eine CCD-Kamera verwendet. Die z_i geben die Orte der Spektrallinien in Pixelkoordinaten an. f ist die Brennweite des zur Abbildung des Spektrums verwendeten Hohlspiegels.

3.2 Fabry-Perot Spektrometer

Das dispersive Element eines Fabry-Perot Spektrometers, ist ein *Fabry-Perot Interferometer*. Dieses ist aufgebaut aus zwei Spiegeln, die sich einander planparallel im Abstand d gegenüberstehen. Wird ein Lichtstrahl in das Interferometer eingestrahlt, wird ein Teil des Lichtes an den Oberflächen der Spiegel reflektiert, der andere Teil wird transmittiert. Auf diese Weise wird der einfallende Strahl in eine Vielzahl von Teilstrahlen aufgeteilt. Diese Teilstrahlen überlagern sich, was in Abhängigkeit der Wegdifferenzen zwischen den Strahlen zu konstruktiver oder destruktiver Interferenz führt.

Um Störungen durch die an den Außenseiten reflektierten Strahlen zu vermeiden, sind die Spiegel leicht keilförmig.

Alternativ zum Fabry-Perot Interferometer wird häufig auch ein *Fabry-Perot Etalon* verwendet. Dieses besteht im Gegensatz zum Interferometer aus einer einzelnen planparallelen Glasplatte der Dicke d , deren Oberflächen verspiegelt sind. Die Aufteilung des Lichtstrahls erfolgt in diesem Fall durch Vielfachreflexion an den

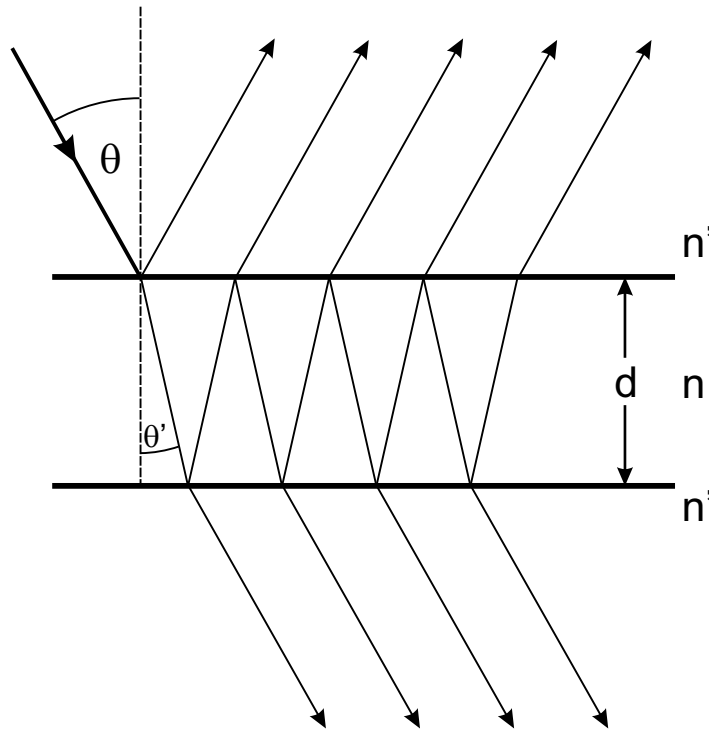


Abbildung 3.6: Vielfachreflexion in einem Etalon. Der unter dem Winkel θ auf das Etalon treffende Lichtstrahl wird durch Vielfachreflexion in eine Vielzahl einzelner Strahlen aufgeteilt. Ein Teil der Strahlen wird durch das Etalon transmittiert, ein Teil wird reflektiert. θ' ist der Brechungswinkel des Strahls. Der Brechungsindex des Etalons ist n , der des umgebenden Mediums n' .

Innenseiten der Glasplatte. Der Vorteil, ein Spektrometer auf der Basis eines Etalons zu bauen, liegt in der vereinfachten Justage. Dagegen sind der Abstand d und die Parallelität der reflektierenden Oberflächen durch das Etalon fest vorgegeben.

Den Strahlverlauf in einem Etalon zeigt Abbildung 3.6. Der unter dem Winkel θ einfallende Lichtstrahl wird an der Oberfläche des Etalons gebrochen. Der Brechungswinkel θ' lässt sich nach dem Snelliusschen Brechungsgesetz berechnen:

$$\sin \theta' = \frac{n'}{n} \sin \theta. \quad (3.31)$$

Dabei ist n der Brechungsindex des Etalons. Der Brechungsindex n' des umgebenden Mediums wird im folgenden gleich Eins gesetzt. Durch die Vielfachreflexion an den Innenseiten des Etalons ergibt sich für zwei benachbarte transmittierte Strahlen ein Gangunterschied $G = 2nd \cos \theta'$. Damit erhält man nach Gleichung (3.3) als Bedingung für konstruktive Interferenz

$$2nd \cos \theta'_m = m \cdot \lambda \quad (3.32)$$

Dabei bezeichnet m die Interferenzordnung.

Zur Berechnung des Interferenzmusters der transmittierten Strahlung bestimmt man zunächst die gesamte transmittierte Feldstärke. Diese erhält man durch Summation über die Feldstärken der einzelnen Teilstrahlen unter Berücksichtigung ihres Phasenunterschiedes. Den Phasenunterschied ϕ zweier benachbarter Teilstrahlen erhält man aus dem Gangunterschied:

$$\phi = G \cdot \frac{2\pi}{\lambda} = 2nd \cos \theta' \frac{2\pi}{\lambda}. \quad (3.33)$$

Ist E_0 die Feldstärke des einfallenden Strahls, T und R Transmissions- und Reflexionskoeffizient des Etalons, erhält man für die gesamte transmittierte Feldstärke

$$\begin{aligned} E_T &= E_0 T (1 + R e^{i\phi} + R^2 e^{i2\phi} + \dots) \\ &= E_0 T \sum_{k=0}^{\infty} R^k e^{ik\phi} \\ &= E_0 \frac{T}{1 - R e^{i\phi}}. \end{aligned} \quad (3.34)$$

Die Intensitätsverteilung I_T erhält man als Betragsquadrat der Feldstärke:

$$I_T = I_E \frac{T^2}{1 + R^2 - 2R \cos \phi} \quad (3.35)$$

Unter Vernachlässigung von Absorptionsverlusten im Etalon gilt $T + R = 1$. Man erhält damit für das Verhältnis von transmittierter zu einfallender Intensität

$$A(\phi) = \frac{I_T}{I_0} = \frac{(1 - R)^2}{1 + R^2 - 2R \cos \phi} \quad (3.36)$$

Die Funktion $A(\phi)$ bezeichnet man als Airyfunktion. Sie beschreibt das Interferenzmuster eines Etalons in Abhängigkeit der Phase ϕ . In Abbildung 3.7 ist die Airyfunktion für verschiedene Reflektivitäten R dargestellt. Aus Gleichung (3.36) kann man entnehmen, daß die Airyfunktion Maxima für $\phi = 2\pi \cdot m$. Dies ist nichts anderes als die Bedingung für konstruktive Interferenz (3.32). Zusammen mit dem Snelliusschen Brechungsgesetz erhält man als Bedingung für den Einfallswinkel θ

$$\theta_m = \sqrt{n^2 - \left(\frac{m\lambda}{2d}\right)^2}. \quad (3.37)$$

Fällt auf das Etalon ein divergentes, kegelförmig aufgeweitetes Lichtbündel der Wellenlänge λ , erhält man Interferenzmaxima für die Winkel θ_m . Eine Abbildungslinse der Brennweite f hinter dem Etalon bildet die Interferenzmaxima als Ringmuster in ihrer Brennebene ab. Nähert man $\tan \theta_m \approx \theta_m$, erhält man für den Radius r_m der Ringe

$$r_m = f \cdot \sqrt{n^2 - \left(\frac{m\lambda}{2d}\right)^2}. \quad (3.38)$$

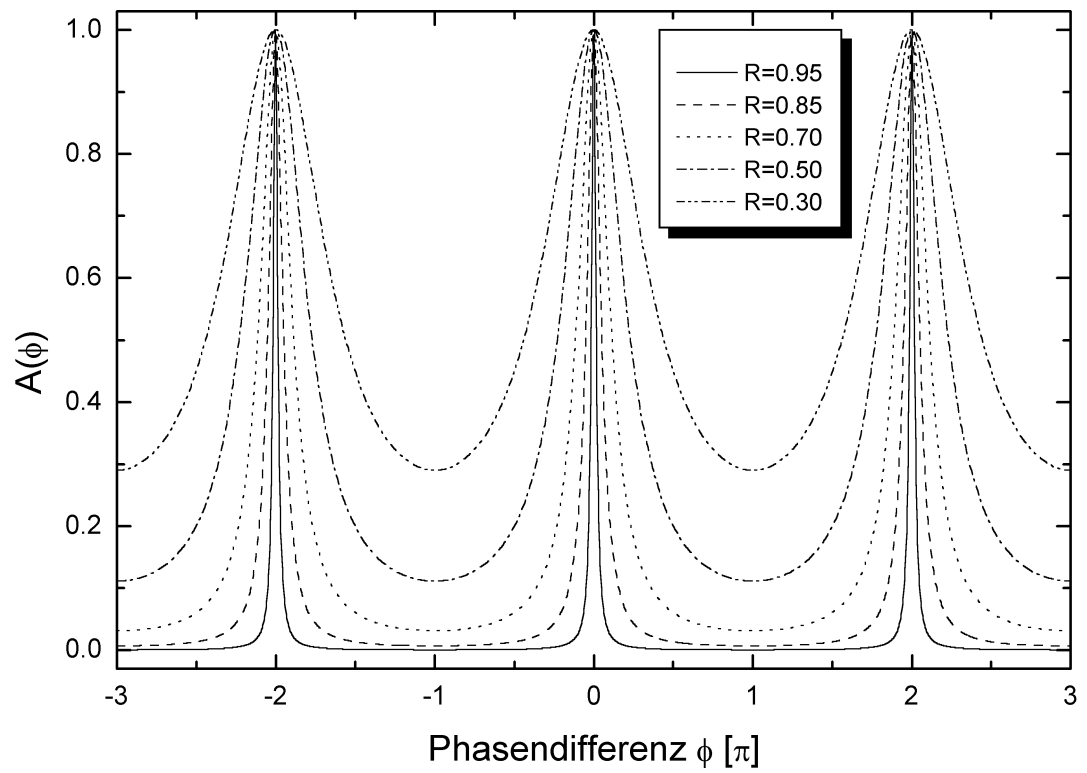


Abbildung 3.7: Die Airyfunktion $A(\phi)$ als Funktion der Phasenverschiebung ϕ für verschiedene Reflektivitäten R .

Das Auflösungsvermögen eines Etalons ist nach [Kle88] wie folgt definiert: Zwei Interferenzmaxima gleicher Ordnung und Intensität mit den Wellenlängen λ und $\lambda + \Delta\lambda$, gelten als aufgelöst, wenn der Abstand der Maxima gleich der vollen Halbwertsbreite eines Maximums ist.

Für die volle Halbwertsbreite $\delta\phi_{1/2}$ (engl. full width at half maximum FWHM) erhält man aus der Airyfunktion

$$\delta\phi_{1/2} = 2 \arcsin \frac{1-R}{\sqrt{R}} \approx \frac{2(1-R)}{\sqrt{R}}. \quad (3.39)$$

Dies entspricht einer Differenz des Gangunterschiedes von

$$\delta G_{1/2} = \frac{\lambda \delta\phi_{1/2}}{2\pi} \quad (3.40)$$

Die Differenz der Gangunterschiede zweier Maxima gleicher Ordnung mit λ und $\lambda + \Delta\lambda$ ist

$$\Delta G = m \cdot \Delta\lambda. \quad (3.41)$$

Aus $\delta G_{1/2} = \Delta G$ folgt für das Auflösungsvermögen R

$$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R} \cdot m = F \cdot m \quad (3.42)$$

Die Größe $F = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R}$ wird als *Finesse* des Etalons bezeichnet. Ein Vergleich mit Gleichung (3.16) zeigt, daß die Finesse der Zahl der ausgeleuchteten Furchen eines Reflexionsgitters entspricht.

Die Finesse eines Etalons ist allgemein definiert als Verhältnis des freien Spektralbereichs des Etalons und vollen Halbwertsbreite eines Interferenzmaximums. Aus dieser Definition erhält man für den freien Spektralbereich $\Delta\phi_{FSR}$ des Etalons

$$\Delta\phi_{FSR} = F \cdot \delta\phi_{1/2} = 2\pi. \quad (3.43)$$

Dies ist gerade gleich dem Phasenunterschied zweier Interferenzmaxima. Drückt man den freien Spektralbereich wie beim Reflexionsgitter durch die Wellenlänge aus, erhält man

$$\Delta\lambda_{FSR} = \frac{\lambda^2}{2nd'}. \quad (3.44)$$

Mit $d' = d \cos \theta'$ und der Interferenzbedingung (3.32) entspricht dies der Definition des freien Spektralbereichs eines Reflexionsgitters.

Nach Gleichung (3.32) ist die Maximale Interferenzordnung m_0 gegeben für einen senkrecht auf das Etalon fallenden Strahl ($\theta = 0^\circ$):

$$m_0 = \frac{2nd}{\lambda}. \quad (3.45)$$

Für ein Etalon mit $d = 1\text{ cm}$ und $n = 1.5$ ist die maximale Interferenzordnung für $\lambda = 500\text{ nm}$ damit $m_0 = 60000$. Der freie Spektralbereich ist dann $\Delta\lambda_{\text{FSR}} \approx 0.01\text{ nm}$. Bei einer Finesse $F = 10$ erhält man als Auflösungsvermögen $R = 600000$.

Für ein geblazetes Reflexionsgitter mit $\theta_B \approx 60^\circ$ und einer Gitterkonstanten von 100 Furchen pro Millimeter beträgt die Littrow-Ordnung bei $\lambda = 500\text{ nm}$ $n_L = 35$. Der freie Spektralbereich beträgt somit $\Delta\lambda_{\text{FSR}} \approx 14\text{ nm}$. Bei einer Gitterbreite von 10 cm erhält man für das Auflösungsvermögen $R = 350000$.

Der Vergleich zwischen Etalon und Gitter zeigt, daß ein Etalon ein größeres Auflösungsvermögen besitzt als ein Gitter, während der freie Spektralbereich deutlich geringer ist. Das Einsatzgebiet eines Fabry-Perot Spektrometers liegt in Anwendungen, die ein hohes spektrales Auflösungsvermögen erfordern. Bedingt durch den kleinen freien Spektralbereich eignet sich ein Fabry-Perot Spektrometer nur für die Untersuchung von Lichtquellen mit geringer Linienbreite.

Kapitel 4

Das Strahlanalysesystem

Für die Justage und den Betrieb eines geseedeten OPOs, wie zum Beispiel des in Kapitel 2 vorgestellten Systems, sind die folgenden Aspekte von Bedeutung:

1. Kontrolle der Wellenlänge der OPO-Strahlung.
2. Abgleich der Wellenlänge von Seeder und Verstärker.
3. Verhältnis der Intensität des geseedeten Anteils zum ungeseedeten Untergrund des Ausgangssignals.
4. Bestimmung der Linienbreite des geseedeten Signals und Informationen über die Modenverteilung.

Diese Informationen lassen sich aus einer spektralen Analyse der Signalstrahlung des OPOs gewinnen. Dazu geeignet sind die in Kapitel 3 vorgestellten Spektrometer. Dabei stellen die oben aufgeführten Punkte unterschiedliche Anforderungen an das Auflösungsvermögen. Für die ersten drei Punkte ist ein Spektrometer ausreichend, das Strukturen, die in der Größenordnung der Linienbreite des geseedeten Signals liegen, auflösen kann. Bei dem NORMA-System liegt die Linienbreite bei circa 0.01 nm bei einer Wellenlänge von 500 nm. Daraus erhält man für das Auflösungsvermögen nach Gleichung (3.6) $R = 50000$.

Für den vierten Punkt wird ein Spektrometer benötigt, das auch die einzelnen Moden des OPO-Signals auflösen kann. Deren Linienbreite ist um circa eine Größenordnung geringer als die des Signals. Dementsprechend muß das Auflösungsvermögen des eingesetzten Spektrometers um eine Größenordnung größer sein.

Für beide Einsatzbereiche stehen an unserem Lehrstuhl Spektrometer zur Verfügung, zum einen ein Gitterspektrometer in Littrow-Anordnung, zum anderen ein hochauflösendes Interferometer auf Basis eines Fabry-Perot Etalons. Das Gitterspektrometer war von L. Hanke als Wellenlängenmessgerät für gepulste Laserlichtquellen entwickelt worden [Han95]. Das Interferometer wurde von

D. Nolte gebaut [Nol93]. Es dient zur spektralen Analyse der verschiedenen an unserem Lehrstuhl eingesetzten Laser-Systeme. Im folgenden wird das Gitterspektrometer auch als *Wavemeter* und das Interferometer als *Spektrumanalysator* bezeichnet.

Bei beiden Geräten erfolgt die Aufnahme der Spektren elektronisch mittels CCD-Zeilenkameras (engl. charge coupled device). Die gemessenen Spektren werden jeweils graphisch mittels eines Computers dargestellt. Bei niedrigen Repetitionsraten (in der Größenordnung 10 Hz) ist eine Darstellung der Spektren damit in Echtzeit möglich. Dieser Aspekt ist für einen effizienten Einsatz der Spektrometer bei der Justage und der Überwachung der OPO-Funktion von großer Bedeutung.

Im Rahmen dieser Diplomarbeit sollte aus beiden einzelnen Geräten ein Strahlanalysesystem entwickelt werden. Diese Spektrometer erlaubt über eine gemeinsame Kameraelektronik die gleichzeitige Aufnahme und Darstellung der jeweiligen Spektren und damit eine Überwachung der spektralen Eigenschaften der OPO-Strahlung während der Justage und im laufenden Betrieb des OPO.

Zunächst war hierzu ein Konzept für den mechanischen Aufbau des Spektrometers zu entwickeln. Desweiteren war eine neue Kameraelektronik zu entwerfen, die das synchrone Ansteuern zweier Kameras ermöglicht. Zur Steuerung der Elektronik sowie zur Darstellung und Analyse gemessenen Spektren war schließlich noch ein Meßprogramm zu schreiben.

Der mechanische Aufbau

Bei der Entwicklung des mechanischen Aufbaus war zu beachten, ein möglichst kompaktes Gerät zu bauen, dessen einzelnen Komponenten für den Fall einer Justage dennoch leicht zugänglich sind. Ein Aufbau auf eine gemeinsame Grundplatte schied aus Platzgründen aus. Eine Anordnung der Geräte übereinander schied ebenfalls aus, da in diesem Fall für die Justage des einen Gerätes das andere komplett hätte entfernt werden müssen. Es wurde schließlich der Aufbau gewählt, der in Abbildung 4.1 skizziert ist. Beide Spektrometer sind vertikal in das Gerät eingebaut. Dadurch ist das Gesamtgerät in zwei Hälften geteilt. In dem größeren Teil befindet sich das Wavemeter, während in dem anderen Teil der Spektrumanalysator sowie die gemeinsame Strahleinkopplung untergebracht sind. Durch diesen Aufbau sind beide Komponenten unabhängig von einander zugänglich.

Die in das Spektrometer eingekoppelte OPO-Strahlung wird zunächst längs durch das Gerät geführt, nach unten umgelenkt und wieder durch das Gerät zurückgeführt. Mit einem Strahlteiler wird das Signal in zwei gleiche Anteile zerlegt, die dann jeweils in Wavemeter und Spektrumanalysator eingekoppelt werden. Der Strahlweg in dem Spektrometer wurde so lang aufgebaut, um den Strahl gut reproduzierbar in das Spektrometer einkoppeln zu können. Die Richtung eines

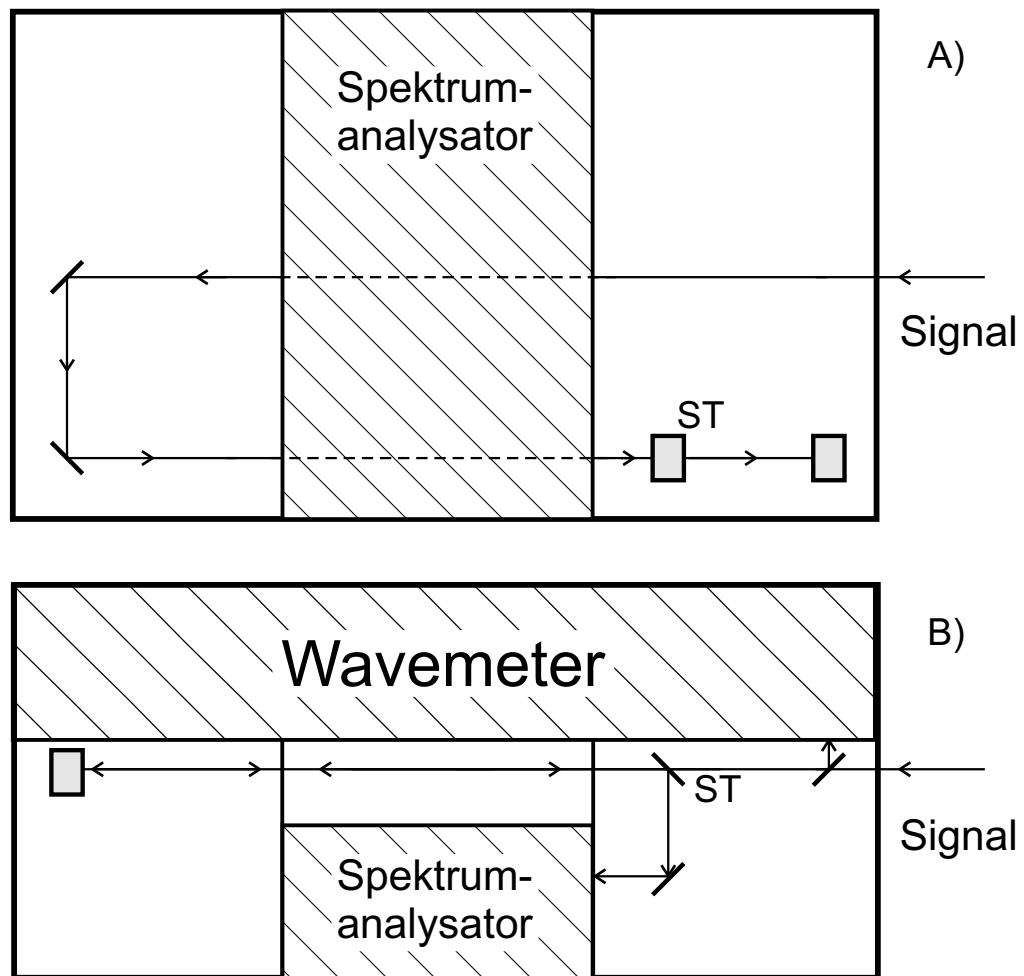


Abbildung 4.1: Schematischer Aufbau des Spektrometers. Teil B der Zeichnung zeigt das Spektrometer in der Aufsicht, Teil A die Seitenansicht. Spektrumanalysator und Wavemeter sind jeweils senkrecht in das Spektrometer eingebaut. Beide Geräte sind von den Längsseiten des Spektrometers aus zugänglich. Die Seitenwände des Spektrumanalysators sind bis an die Bodenplatte des Wavemeters verlängert, um den Aufbau des Gerätes zu stabilisieren. Der zu analysierende Signalstrahl wird zunächst durch das Spektrometer geführt. Der zurücklaufende Strahl wird mit einem Strahlteiler (ST) in zwei gleiche Anteile zerlegt, die in das Wavemeter bzw. in den Spektrumanalysator eingekoppelt werden.

Strahls kann durch zwei Blenden festgelegt werden, deren Abstand im Verhältnis ihres Durchmessers möglichst groß sein sollte. Als Blenden dienen bei dem Spektrometer die Eintrittsöffnung an der Frontseite sowie die Eintrittsöffnungen von Wavemeter und Spektrumanalysator. Die Länge des Strahlweges innerhalb des Spektrometers beträgt circa 1,50 m, während der Blendendurchmesser 2 mm beträgt. Damit ist die Strahleinkopplung gut reproduzierbar.

4.1 Das Wavemeter

Das Wavemeter war als mobiles Meßgerät von L. Hanke gebaut worden. Das Konzept für den optischen Aufbau ging zurück auf ein ähnliches von C. Sommer gebautes Spektrometer [Som91]. Das Wavemeter wird an unserem Lehrstuhl zur Messung der Wellenlängen verschiedener durchstimmbarer Laserlichtquellen benutzt. Im Zusammenhang mit einem OPO dient es in erster Linie als Hilfsmittel bei der Justage. Im Vordergrund steht dabei der Abgleich der Wellenlänge von Seeder und Verstärker. Aus den gemessenen Spektren lassen sich ebenfalls qualitative Aussagen über die Linienbreite des OPOs sowie des Verhältnisses von geseedetem Signal und Untergrund treffen.

Ein Nachteil des bestehenden Wavemeters ist, daß die Wellenlängenmessung im Bereich der OPO-Signalstrahlung teilweise nicht automatisch erfolgt. Aus diesem Grund sollte bei der Neukonstruktion des Wavemeters die alternative Verwendung eines zweiten Gitters ermöglicht werden. Desweiteren ist die Abbildungsqualität der gemessenen Spektren durch Abbildungsfehler beeinträchtigt. Dies sollte durch eine Neuentwicklung des optischen Aufbaus behoben werden.

Der optische Aufbau des original Wavemeters entspricht der in Abbildung 3.4 dargestellten Anordnung mit dem Unterschied, daß an Stelle zweier Hohlspiegel ein einziger Spiegel verwendet wird. Der Eintrittsspalt liegt bei diesem Aufbau parallel zur Grundfläche des Geräts. Die beugungsbedingte Aufweitung des zu untersuchenden Strahls erfolgt daher senkrecht zur Grundfläche. Spalt und Hohlspiegel sind so dimensioniert, daß nur die erste Beugungsordnung des Signals auf das Gitter trifft. Da dieses schräg zu Einfallsrichtung des Strahls steht, liegt die Projektion des Strahls unter einem Winkel $\alpha \neq 90^\circ$ auf dem Gitter. Dadurch ergibt sich für das Gitter ein effektiv größerer Furchenabstand $d_{eff} = d/\sin\alpha$. Weiterhin ist zu beachten, daß die vom Gitter reflektierten Beugungsordnungen nicht mehr senkrecht zur Grundfläche ausgerichtet sind. Dies führt dazu, daß die Spaltbilder am Ort der CCD-Zeile um einen Winkel β gedreht sind, was sich durch eine verzerrte Darstellung der gemessenen Spektren bemerkbar macht. Durch geeignetes Drehen des Eintrittsspalt es läßt sich erreichen, daß entweder die Projektion des Strahls auf dem Gitter unter einem Winkel von $\alpha = 90^\circ$ erfolgt oder die Bilder des Eintrittsspalt es parallel zur Grundfläche des Wavemeters ausgerichtet sind.

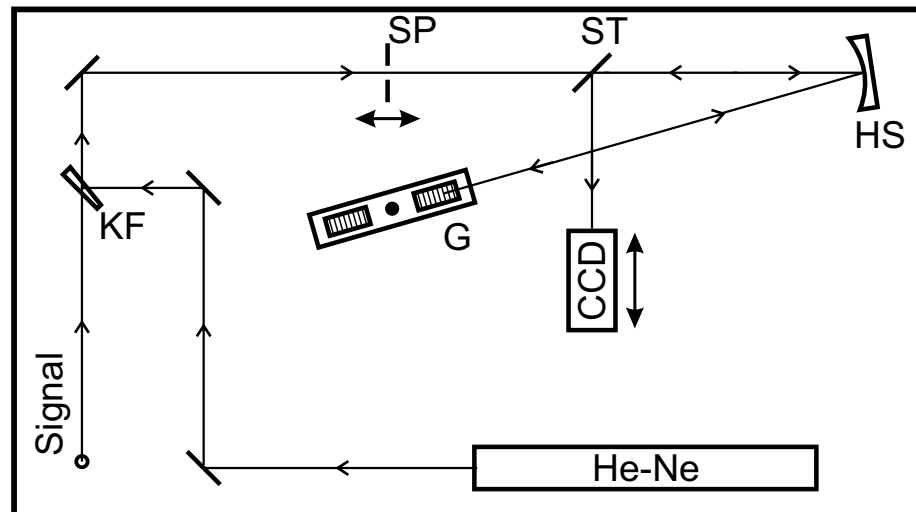


Abbildung 4.2: Aufbau des Wavemeters. Die Signalstrahlung wird durch eine Blendenöffnung in der Bodenplatte in das Wavemeter eingekoppelt. Der Signalstrahl und der Referenzstrahl des HeNe-Lasers werden an einem keilförmigen Glasfenster (KF) überlagert. Der Eintrittsspalt (SP) liegt parallel zur Grundfläche des Wavemeters. Die vom Eintrittsspalt durch Beugung aufgeweiteten Strahlen werden vom Hohlspiegel (HS) auf das Gitter gelenkt. Auf der Gitterhalterung (G) sind zwei Gitter angebracht. Durch Drehen des Halters kann eines der Gitter für die Messung ausgewählt werden. Die Gitter stehen senkrecht zur Strahlrichtung, so daß die reflektierten Strahlen in sich zurücklaufen. Durch einen zwischen Spalt und Hohlspiegel eingebauten Strahlteiler wird ein Teil der zurücklaufenden Strahlen ausgekoppelt und auf das CCD gelenkt. Eintrittsspalt und CCD sind entlang der Strahlrichtung verschiebbar und können so jeweils in die Brennebene des Hohlspiegels gestellt werden.

Für den Neuaufbau des Wavemeters wurde die Anordnung der optischen Komponenten so gewählt, daß das Gitter senkrecht zur Strahlrichtung steht. Den Aufbau des Wavemeters zeigt Abbildung 4.2. Der zu messende Strahl wird durch Beugung am Spalt aufgeweitet. Der Spalt steht in der Brennebene eines Hohlspiegels. Dieser kollimiert den Strahl und lenkt ihn auf das Gitter. Das Gitter ist so montiert, daß ein in Littrow-Ordnung reflektierter Strahl in sich zurückläuft. Mit Hilfe eines Strahlteilers (Teilungsverhältnis 1:1) zwischen Eintrittsspalt und Hohlspiegel wird der zurücklaufende Strahl auf die CCD-Zeile gelenkt.

Spalt und Kamera befinden sich auf Verschiebeschlitten. Durch sie können beide jeweils parallel zur Strahlrichtung verschoben werden. Die CCD-Zeile kann zusätzlich um die Achse senkrecht zur Strahlrichtung und zur Längsachse der Zeile gedreht werden. Dies ermöglicht eine Anpassung des Neigungswinkels der Kamera an die Neigung des Hohlspiegels. Hohlspiegel, Strahlteiler und Gitter sind jeweils um zwei Achsen senkrecht zur Strahlrichtung schwenkbar.

Dimensionierung

In dem alten Wavemeter wurde ein Gitter mit einer Strichzahl von 79000 Strichen pro Meter und einem Blazewinkel $\theta_B = 63.26^\circ$ verwendet. Die relative Auflösung des Gitters ist $\Delta\lambda/\lambda = 6.92 \cdot 10^{-6}$. Für einen HeNe-Laser mit einer Wellenlänge von $\lambda = 632.8 \text{ nm}$ errechnet sich nach Gleichung (3.20) ein Littrow-Winkel von $\theta_L = 64.14^\circ$. Die Littrow-Ordnung berechnet sich nach Gleichung (3.19). Man erhält $n_L = 36$.

Für die Wellenlängenmessung ist es erforderlich, daß mindestens eine Ordnung des Signalstrahls auf die CCD-Zeile trifft. Daraus folgt, daß der Abstand zweier benachbarter Ordnungen maximal gleich der Länge der CCD-Zeile sein darf. Bei einer Länge der Zeile von 35 mm und einer Brennweite von 30 cm erhält man für den maximalen Winkelabstand zweier Ordnungen $\tan\Delta\theta = 3.5/30 \Rightarrow \Delta\theta \approx 6.65^\circ$. Nach Gleichung (3.26) errechnet sich daraus die maximal zulässige Wellenlänge zu $\lambda_{max} = 717 \text{ nm}$. Für eine automatische Berechnung der Wellenlänge durch das Meßprogramm ist es notwendig, daß immer mindestens zwei Ordnungen auf die Kamera treffen. Der minimale Abstand zweier Ordnung auf der Kamera beträgt daher die halbe Länge der Kamera. Daraus errechnet sich eine Grenzwellenlänge von $\lambda_{max} = 358 \text{ nm}$. Dies ist für eine vollautomatische Wellenlängenmessungen im Bereich von 355-715 nm der OPO-Signalstrahlung nicht ausreichend.

Daher sollte in dem neuen Gerät ein zweites Gitter verwendet werden. Als ausreichend erweist sich ein Gitter mit einer Strichzahl von 31600 Strichen pro Meter. Das Gitter hat ebenfalls einen Blaze-Winkel von $\theta_B = 63.26^\circ$. Die Littrow-Ordnung beträgt $n_L = 90$. Als maximale Wellenlänge, die eine Wellenlängenmessung erlaubt, ergibt sich 1863 nm. Die Obergrenze für die automatische Wellenlängenberechnung beträgt $\lambda_{max} = 931 \text{ nm}$. Dies ist ausreichend für den Wellenlängenbereich der OPO-Signalstrahlung. Das Gitter besitzt ein relatives

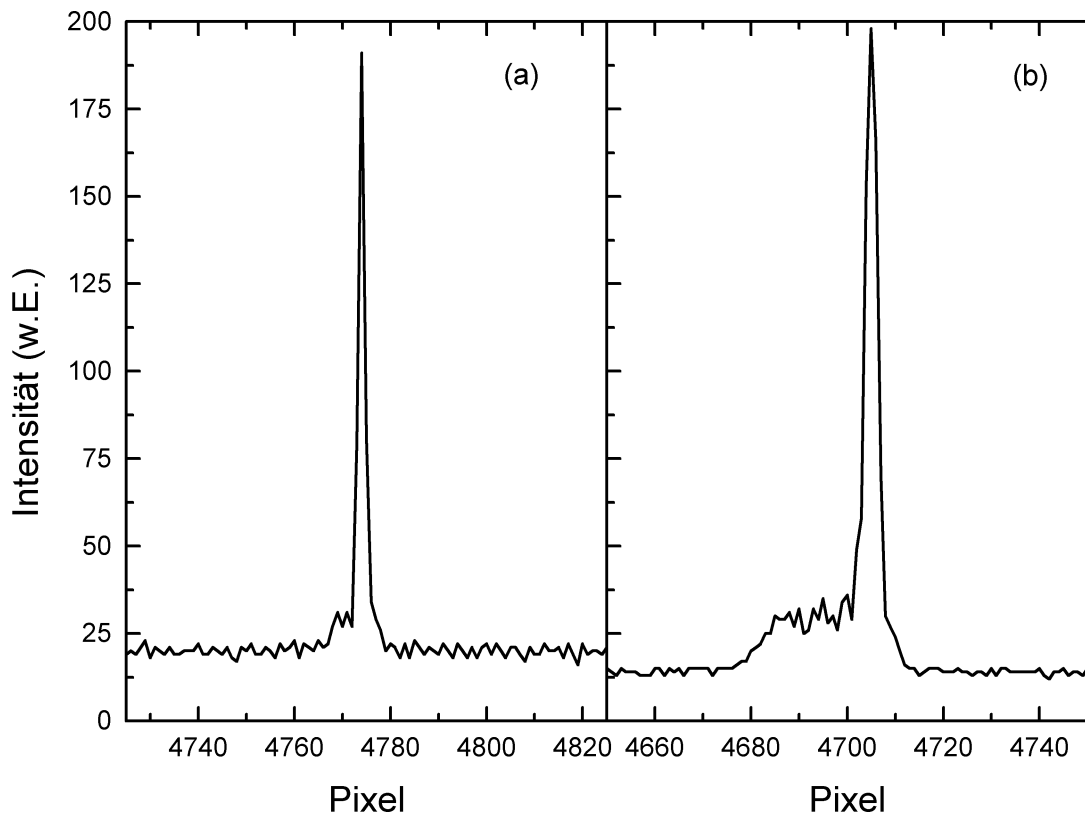


Abbildung 4.3: Vergleich der Abbildungsqualität. Dargestellt sind die Spektren des HeNe-Lasers in Littrow-Ordnung. Spektrum (a) wurde mit dem neu konstruierten Wavemeter aufgenommen, Spektrum (b) mit dem alten. Zu erkennen ist die einseitige Verbreiterung im Basisbereich des Peaks bei Spektrum (b), die in (a) deutlich weniger ausgeprägt ist. Diese Verbesserung konnte durch den neuen optischen Aufbau des Wavemeters erzielt werden.

Auflösungsvermögen von $\Delta\lambda/\lambda = 12 \cdot 10^6 - 6$). Damit sind auflösbaren Wellenlängenintervalle nur halb so groß wie bei dem Gitter mit 79000 Strichen pro Meter. Der freie Spektralbereich des Gitters errechnet sich für die untere Grenzwellenlänge von $\lambda = 350$ nm nach Gleichung (3.30) zu $\Delta\lambda_{\text{FSR}} = 15.3$ nm. Für das 79000er Gitter errechnet sich der freie Spektralbereich zu $\Delta\lambda_{\text{FSR}} = 5.6$ nm.

4.2 Der Spektrumanalysator

Bei dem von D. Nolte entwickelten Spektrumanalysators handelt es sich um Interferometer auf der Basis eines Fabry-Perot Etalons. Auf Grund seines größeren Auflösungsvermögens kann es für eine Messung der Linienbreite und Modenstruktur des geseedeten OPO-Signals eingesetzt werden. Für die Messung wird ein Etalon mit einem freien Spektralbereich von 30 GHz benötigt. Dieser Wert liegt etwas

oberhalb der typischen Linienbreite des geseedeten OPOs. Die Finesse des Etalons beträgt $F = 25$. Ein deartiges Etalon konnte von uns bis zu diesem Zeitpunkt nicht mehr angeschafft werden. Von daher war eine Integration des Spektrumanalysators in das Spektrometer bisher nicht möglich. Für die bisher Durchgeführten Messungen wurde daher bis jetzt noch das von D. Nolte gebaute Gerät benutzt. Zu dessen genauer Funktionsweise und Bedienung sei hier auf die entsprechende Diplomarbeit verwiesen [Nol93].

4.3 Die Elektronik

Für das Spektrometer wurde im wesentlichen auf die von L. Hanke für das Wavemeter entwickelte Kameraelektronik zurückgegriffen. Änderungen ergaben sich durch die Verwendung einer neuen PC-Schnittstellenkarte und durch die Zielsetzung, zwei CCD-Kameras auszulesen. Den Aufbau der Elektronik zeigt das Blockschaltbild in Abbildung 4.4. Für die schaltungstechnischen Details sei auf [Han95] verwiesen. Dort finden sich die kompletten Schaltpläne sowie eine ausführliche Darstellung der schaltungstechnischen Details.

Kernstück der Elektronik ist das Steuergerät. Dieses übernimmt die Ansteuerung der CCD-Zeilen und die Digitalisierung der gelieferten Signale und deren Übertragung an den PC.

Die CCD-Zeile

CCD-Zeilen (charge coupeld device) sind aufgebaut aus einer Reihe von Si-Photodioden. Die durch einfallende Photonen erzeugten Ladungsträger werden in MOS-Kapazitäten gespeichert. Jeweils ein Photodiode-Kondensator Paar bildet ein Pixel des CCD. Die in den einzelnen Pixeln gespeicherten Ladungen werden in ein parallel geschaltetes analoges Schieberegisters transferiert. Dieses wird durch Anlegen eines Taktsignals seriell ausgelesen. Die Ladungen werden über einen Widerstand als Spannungspulse ausgegeben. Die Anzahl der gesammelten Ladungen ist proportional zu Lichtleistung und Belichtungszeit. Damit erlauben CCDs eine quantitative Aussage über die zu vermessende Lichtquelle. Dies gilt jedoch nur bis zum Erreichen eines Sättigungswertes, der durch das Fassungsvermögen der MOS-Kondensatoren gegeben ist. Bei Überschreiten dieses Grenzwertes werden die erzeugten Ladungsträger auf benachbarte Pixel verteilt. Dieser Effekt wird als Blooming bezeichnet. Daneben muß berücksichtigt werden, daß bedingt durch thermisches Rauschen auch ohne Lichteinfall Ladungsträger erzeugt werden. Diese Ladungsträger erzeugen einen Dunkelstrom, der bei der quantitativen Auswertung als konstanter Untergrund berücksichtigt werden muß.

Die für das Spektrometer verwendete CCD-Zeile stammt von der Firma Sony und wird unter der Bezeichnung ILX-506 vertrieben. Die Zeile besteht aus 5000 Pixeln der Größe $7 \times 7 \mu\text{m}^2$. Die gesamte Länge der Zeile beträgt demnach 35 mm.

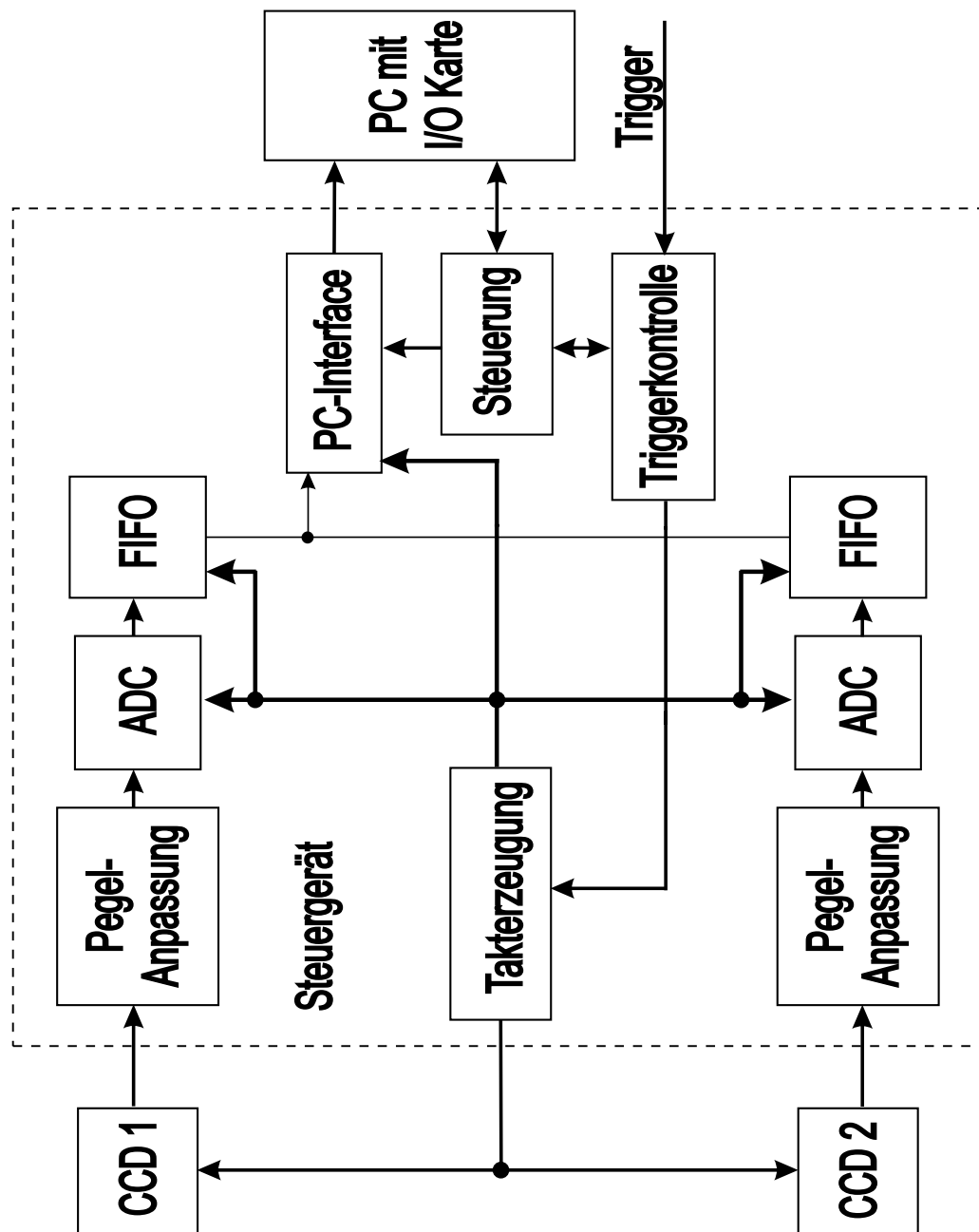


Abbildung 4.4: Blockschaltbild der Kameraelektronik. Die Signale der CCD-Zeilen werden im Steuergerät zunächst analog verarbeitet (Pegelanpassung) und dann digitalisiert (ADC). Ein FIFO Stapelspeicher speichert die digitalen Daten zwischen, bevor sie vom PC-Interface des Steuergeräts an den Rechner übertragen werden. Eine zentrale Takterzeugung übernimmt die Synchronisation der einzelnen Komponenten. Über die Steuereinheit kann der PC den Auslesevorgang kontrollieren. Die Elektronik kann über die Triggerkontrolle an das Zeitverhalten des Lasers angepaßt werden.

Das CCD liefert die Signale in Form von Spannungswerten unterhalb einer Offsetspannung von 3 V. Der Sättigungswert der Ausgangsspannung beträgt 1.5 V. Dem Dunkelstrom entspricht eine Ausgangsspannung von 0.3 mV. Daraus ergibt sich ein Dynamik-Bereich von 5000:1.

Die Ansteuerung der CCD-Zeile erfolgt über zwei Signalleitungen. Über eine Leitung wird ein als *ROG-Signal* bezeichneter Puls übertragen, der den Transfer der Ladungen aus der CCD-Zeile in das Schieberegister übernimmt. Über die zweite Leitung wird ein *Clock-Signal* übertragen, durch das das pixelweise Auslesen des CCD gesteuert wird.

Die CCD-Zeile befindet sich auf einer separaten Platine, die an dem entsprechenden Verschiebeschlitten im Spektrometer angebracht ist. Die Beschaltung der Platine erfolgte nach Angaben des Herstellers. Die Platine übernimmt die unmittelbare Ansteuerung des CCD-Chip.

Das Steuergerät

Im Steuergerät werden die von der CCD-Zeile gelieferten Signale zunächst analog verarbeitet. Dieser Schritt ist in Abbildung 4.4 mit Pegelanpassung bezeichnet. Zum CCD-Signal wird zunächst eine Spannung von -3 V addiert, um die Offsetspannung zu entfernen. Anschließend wird das Signal mit einem Operationsverstärker invertiert und verstärkt. Ein Analog-Digital-Wandler erzeugt aus dem analogen ein digitales Signal mit einer Auflösung von 8 Bit.

Bei Verwendung eines modernen Betriebssystems muß ein Programm sich die Rechenzeit des Computers mit einer Vielzahl intern ablaufender Prozesse teilen, so daß hierdurch das Zeitverhalten eines Programms nicht unmittelbar zu beeinflussen ist. Dies führt im günstigsten Fall nur zu einem verlangsamten Programmablauf, im schlimmsten Fall jedoch zu einem kompletten Stillstand des Programms. Aus diesem Grund ist die Synchronisation eines PC mit einem schnell ablaufenden externen Prozeß im Allgemeinen nicht möglich. Die vom AD-Wandler gelieferten Signale werden aus diesem Grund nicht direkt an den PC übertragen, sondern erst in einem FIFO zwischengespeichert. Ein FIFO (first in – first out) ist ein Stapelspeicher, der die gespeicherten Daten in der Reihenfolge ihres Eingangs wieder ausgibt. Der im Steuergerät verwendete FIFO besitzt eine Speicherkapazität von 8 kByte. Dies ist ausreichend, um die Daten der 5000 Kamera-Pixel zu speichern.

Der mit PC-Interface bezeichnete Teil der Schaltung steuert den Transfer der Daten vom FIFO zum PC. Auf ein Anforderungssignal des PC erzeugt das PC-Interface ein Signal an das FIFO, einen Datensatz bereitzustellen und an den PC ein Signal, daß ein Datensatz eingelesen werden kann. Der PC liefert ein Bestätigungssignal, wenn er den Datensatz erfolgreich gelesen hat. Dieser Zyklus wiederholt sich solange, bis die Kameradaten komplett ausgelesen sind.

Die Takterzeugung steuert den Datenfluß durch das Steuergerät. Auf Grund eines Systemtaktes von 8 Mhz erfolgt die Ablaufsteuerung in Schritten von 125 ns. Diese

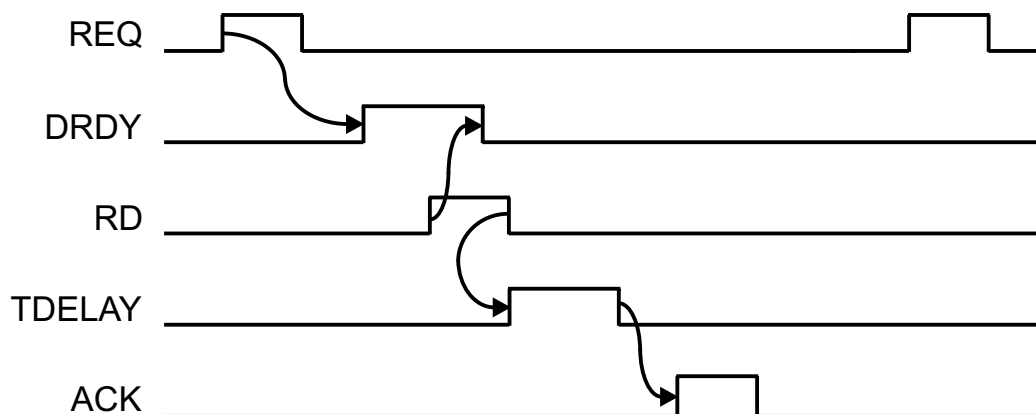


Abbildung 4.5: Timing eines Lesezyklus der Schnittstellenkarte. Der Lesezyklus wird mit der steigende Flanke des Request Signals (REQ) gestartet. Dieses Signal wird von der Steuerelektronik an die Schnittstellenkarte geliefert. Intern setzt die Karte die beiden Signale DRDY und RD. Mit der fallenden Flanke von RD ist der Einlesevorgang beendet. Zur Bestätigung setzt die Karte ein Bestätigungssignal Signal (ACK). Dieses kann extern an der Karte abgegriffen werden. Das Bestätigungssignal Signal kann mit dem Signal TDELAY um maximal 700 ns verzögert werden.

wird in Form von gegeneinander verschobenen 800 kHz Taktsignalen T1 bis T5 realisiert. Der komplette Lesezyklus kann mit Hilfe der Triggerkontrolle auf ein externes Steuersignal synchronisiert werden.

Die Datenerfassungskarte

Wie zu Beginn des Abschnitts erwähnt, kann die von mir neu entwickelte Kamera zwei Kanäle gleichzeitig einlesen. Darüber hinaus sind Datentransferraten möglich, die Wiederholraten bis zu 90 Hz erlauben. Diesen Anforderungen genügt die bisher verwendete Interface-Karte nicht.

Als Schnittstelle zwischen Steuerelektronik und Rechner wird daher eine Datenerfassungskarte der Firma *National Instruments* verwendet. Die Karte mit der Bezeichnung *AT-DIO-32F* besitzt vier digitale Ein-/Ausgabeports mit einer Breite von je 8 Bit. Die Ports können zu zwei 16 Bit breiten oder zu einer 32 Bit breiten Gruppe zusammengefaßt werden.

Die Steuerelektronik liefert die Kameradaten mit einer Auflösung von 8 Bit. Um zwei Kameras parallel auslesen zu können, sind zwei Ports der I/O-Karte zu einer Eingabegruppe zusammengefaßt. Von den verbleibenden Ports ist einer als Eingabe- und einer als Ausgabeport konfiguriert. Sie dienen zur Übertragung von Steuersignalen zwischen Rechner und Steuerelektronik.

Abbildung 4.5 zeigt das Zeitverhalten eines Einlesezyklus der Datenerfassungskarte. Liegen Daten zum Auslesen bereit, setzt die Steuerelektronik ein Anforderungssignal (REQ). Dieses Signal veranlasst die Karte, den Datentransfer vorzunehmen. Die Karte bestätigt den erfolgreichen Transfer mit dem Signal ACK.

Dieses Timing unterscheidet sich jedoch von jenem der bisher verwendeten Karte. Deshalb wurde die zugehörige Interface-Elektronik neu konzipiert (siehe Abbildung 4.6). Das interne Signal /IBF der Steuerelektronik meldet die Bereitschaft für einen Auslesezyklus. Dieses wird mittels eines Flip-Flops synchron zum Takt T3 an die Schnittstellenkarte weitergegeben. Liegen keine Daten vor, wird dieser Vorgang durch das /EMPTY Signal des FIFO unterdrückt. Anderenfalls quittiert die Karte den Erhalt der Daten mit dem /ACK Signal, worauf das REQ Signal zurückgesetzt wird und der Vorgang von neuem starten kann.

Das Meßprogramm

Die Darstellung der mit dem Spektrometer aufgenommenen Spektren wird von einem Computer übernommen. Dazu wurde ein Meßprogramm entwickelt, das zum einen die Ansteuerung der Elektronik, zum anderen die Darstellung und Auswertung der gemessenen Spektren ermöglicht. Geschrieben wurde das Programm mit Hilfe des C-Entwicklungspakets *Lab Windows/CVI* der Firma National Instruments. Dieses Entwicklungspaket stellt umfangreiche Funktionsbibliotheken zur Ansteuerung der Datenerfassungskarte zur Verfügung. Weiterhin erlaubt es auf einfache Weise die Entwicklung einer Benutzeroberfläche für das Betriebssystem *Windows 95*.

Das Meßprogramm erfüllt im Einzelnen die folgenden Funktionen:

- Initialisierung und Steuerung der Datenerfassungskarte und der Kameraelektronik.
- Steuerung des Einleseprozesses der Kameradaten.
- Triggerung der Kameraelektronik durch einen vom Meßprogramm generierten Software-Trigger.
- Graphische Darstellung, Speicherung und Ausdruck der gemessenen Spektren.
- Berechnung der Wellenlänge mit Hilfe der vom Wavemeter gemessenen Spektren.
- Berechnung und Anzeige von gemittelten Spektren.

Die Algorithmen zur Ansteuerung der Hardware ergeben sich aus der im vorhergehenden Abschnitt dargestellten Arbeitsweise der Datenerfassungskarte und

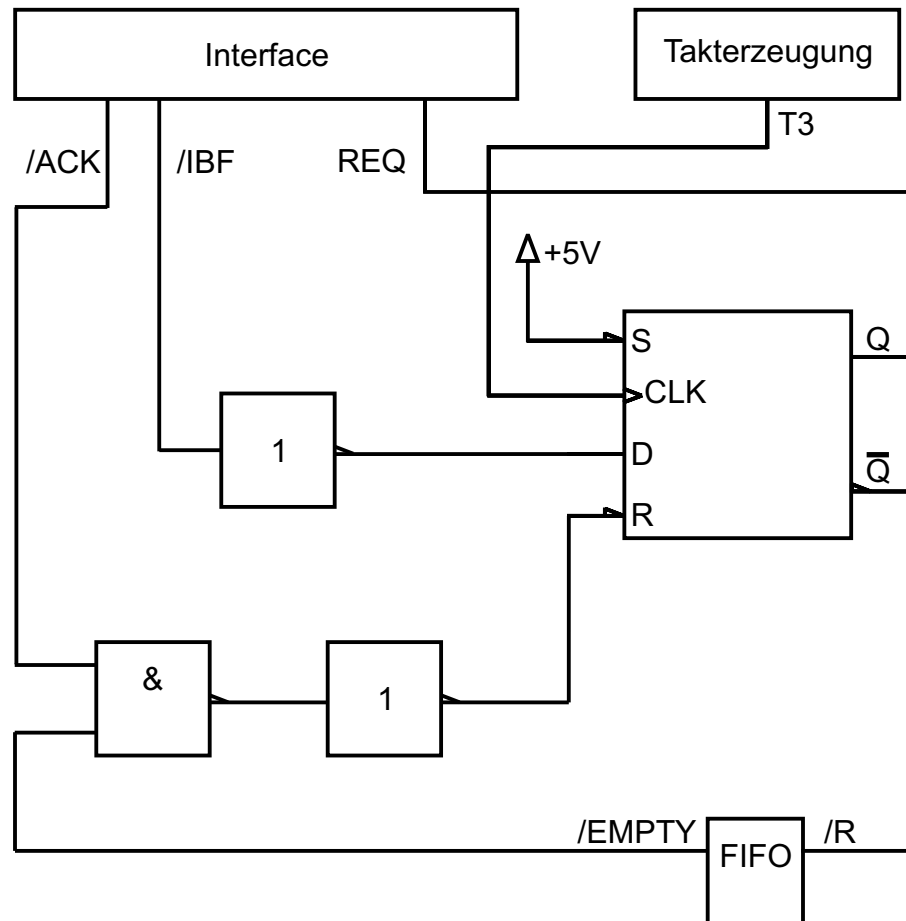


Abbildung 4.6: Schaltbild zum PC-Interface. Wird von der Schnittstellenkarte (Interface) das Signal $\overline{\text{IBF}}$ auf Low gesetzt, werden mit der nächsten steigenden Flanke des Systemtaktes T3 die Signale REQ und /R an den Ausgängen des Flip-Flop (Q und $\overline{\text{Q}}$) angelegt. /R stellt die Nutzdaten an den Datenleitungen des FIFO zur Verfügung. REQ startet den Einleseszyklus der Schnittstellenkarte. Sind die Daten von der Karte eingelesen worden, setzt diese das Signal $\overline{\text{ACK}}$. Dadurch wird das FLIP-FLOP zurückgesetzt und mit der nächsten steigenden Flanke von T3 beginnt der Zyklus von neuem. Ist der Speicher des FIFO leer, wird das Signal $\overline{\text{EMPTY}}$ gesetzt, wodurch die Signalerzeugung am FLIP-FLOP gesperrt wird. Sind alle Kameradaten eingelesen, wird $\overline{\text{IBF}}$ wieder auf High gesetzt.

der Steuerelektronik. Die eingesetzte Programmierumgebung erlaubt die einfache Implementierung der Algorithmen. Die reine Datenerfassungsrate des Programms liegt bei maximal 50 Hz.

Für die Berechnung der Wellenlänge werden Algorithmen zur Erkennung der einzelnen Peaks und zur Identifizierung von Referenz- und Signalpeaks benötigt. Hierzu wurden die entsprechenden Algorithmen aus der Arbeit von L. Hanke [Han95] eingesetzt und neu implementiert.

Das Algorithmus zur Berechnung der Wellenlänge folgt im Wesentlichen dem in Abschnitt 3.1 erläuterten Verfahren. Die Darstellung der Spektren und die Berechnung der Wellenlänge ist bis zu einer maximalen Repetitionsrate des OPO von 20 Hz möglich. Diese Grenze ergibt sich im wesentlichen durch die Arbeitsgeschwindigkeit des eingesetzten Rechners. Eine geringe Steigerung der Arbeitsgeschwindigkeit ist eventuell durch eine Optimierung des Programmcodes möglich.

Eine Beschreibung der Arbeitsweise und der Bedienung der einzelnen Funktionen des Programms gibt Anhang A.

Zusammenfassung

In Rahmen dieser Diplomarbeit wurde ein Strahlanalysesystem entwickelt, das speziell zur Analyse eines geseedeten OPO-Systems geeignet ist. Dazu wurde ein Spektrometer gebaut, das zum einen ein Gitterspektrometer in Littrow-Anordnung, zum anderen ein Interferometer auf Basis eines Fabry-Perot Etalons enthält. Mit diesem Gerät ist eine Analyse der wichtigsten Strahleigenschaften eines optisch-parametrischen Oszillators möglich. Dazu gehören die Messung der Signalwellenlänge, sowie die Bestimmung der Linienbreiten und Modenverteilung des Signals. Bei der Justage des OPO ist die Möglichkeit, den Abgleich der Wellenlänge von Seeder und Verstärker des OPO zu kontrollieren, von großer Bedeutung. Die Kontrolle erfolgt in einfacher Weise mit Hilfe der auf einem Computer dargestellten Spektren.

Durch die Entwicklung einer neuen Steuerelektronik ist es möglich beide Spektrometer des Analysesystems synchron auszulesen. Durch Verwendung einer modernen digitalen Datenerfassungskarte und einer Neuprogrammierung des Meßprogramms konnte die Datenerfassungsrate auf circa 50 Hz gesteigert werden. Inklusive der Darstellung der gemessenen Spektren und der Berechnung der Wellenlänge. Um das Meßsystem bei der maximalen Repetitionsrate des OPO-Systems von 100 Hz einzusetzen, sind weitere Optimierungen an der Kameraelektronik und dem Meßprogramm vorzunehmen. Dabei muß insbesondere eine Abweichung des von National Instruments garantierten Timings untersucht werden.

Für die Zukunft ist darüber hinaus geplant, die Funktionalität des Meßprogramms zu erweitern. Hierzu gehören weitergehende quantitative Bestimmungen von Signal zu Untergrund Verhältnis, sowie Funktionen zur Berechnung der Linienbreite. Hierzu müssen allerdings noch einige Praxisdaten gesammelt werden, um die Relevanz bestimmter Abweichungen festzustellen.

Das Gerät hat sich im täglichen Einsatz zur Justage des OPO-Systems und auch in der Bewertung von Maßnahmen seitens der Laser-Firmen bewährt. Es hat wesentlich zur zufriedenstellenden Inbetriebnahme des Systems beigetragen.

Anhang A

Bedienung des Meßprogramms

Das Meßprogramm wurde speziell für das in dieser Arbeit beschriebene Spektrometer entwickelt. Das Erstellen oder Editieren von Konfigurationsdateien oder die Einstellung von Parameter während des Programmablaufs sind daher nicht durchzuführen. Die Software sollte nach erfolgreicher Installation sofort lauffähig sein.

Das Meßprogramm wurde für das Betriebssystem *Windows 95* geschrieben. Bei der Gestaltung der Benutzeroberfläche des Programms wurde darauf geachtet, in möglichst wenig Fällen von den gültigen Standards abzuweichen. Dies bezieht sich unter anderem auf die über die Titelleiste eines *Windows 95* Fensters erreichbaren Funktionen zum Verkleinern, Vergrößern und Schließen eines Fensters. Die diversen Standardfunktionen, wie das Laden und Speichern von Dateien oder die Druckfunktion, sind mit den allgemein üblichen Bezeichnungen versehen. Bei Bedienung des Programms mit Hilfe der Tastatur sind diese Funktionen über die normalen Tastaturkombinationen ausführbar. Somit sollte eine schnelle Einarbeitung in die Bedienung des Programms gewährleistet sein.

A.1 Installation des Meßprogramms

Die Installation des Meßprogramms erfolgt nach der *Windows 95* Standardprozedur zur Softwareinstallation. Zum Starten des Installationsvorgangs ist das Programm `setup.exe` auszuführen. Dieses befindet sich auf der ersten der beiden zum Programm gehörenden Disketten. Nach dem Start des Setup-Programms besteht die Möglichkeit, die Zielverzeichnisse für die Programmdateien sowie für die zur Laufzeitumgebung gehörenden Dateien auszuwählen. Voreingestellt ist jeweils das Verzeichnis `c:\Programme\Wavemeter`. Nach der Bestätigung der Zielverzeichnisse erfolgt der weitere Ablauf der Installation automatisch. Bei erfolgreicher Beendigung der Installation wird das Meßprogramm automatisch gestartet.

Das Setup-Programm erzeugt eine *Windows 95 Programmgruppe* mit der Bezeichnung **Wavemeter**. Diese enthält die Einträge **Wavemeter** und **Deinstalliere Wavemeter**. Ersterer ist mit dem Programm **Wavemeter.exe** verknüpft, dem Meßprogramm. Der zweite Eintrag ist mit dem Programm **uninst.exe** verknüpft. Dieses Programm führt eine vollständige Deinstallation des Meßprogramms und der zugehörigen Dateien und Verzeichnisse durch.

Die Installation des Meßprogramms beinhaltet **nicht** die Installation der Interface-Karte und der zugehörigen Treiberdateien. Deren Installation erfolgt entsprechend der *Windows 95* Prozedur zur Einbindung von Hardware-Erweiterungen. Für Detailfragen sei an dieser Stelle auf das Handbuch der Interface-Karte [Nat95] und die den Treibern beigelegten Hilfedateien verwiesen.

A.2 Die Benutzeroberfläche

Das Meßprogramm kann am einfachsten durch Auswählen des Menüpunktes **Start→Programme→Wavemeter→Wavemeter**¹ aus der *Windows 95* Startleiste heraus gestartet werden. Nach dem Start öffnet sich das Hauptfenster. Dieses bietet den Zugriff auf die wesentlichen Bedienelemente des Programms und die Anzeige der gemessenen Spektren. Das Fenster ist in drei Bereiche gegliedert (siehe Abbildung A.1). Den größten Teil des Fenster nimmt die Graphik-Anzeige für die Darstellung der gemessenen Spektren ein. An der linken Seite des Fensters befinden sich verschiedene Befehlsbuttons zum Ausführen der wichtigsten Funktionen. Die Menüleiste im oberen Teil des Fensters bietet den Zugriff auf die übrigen Funktionen des Meßprogramms.

Das Programm bietet über den Menüpunkt **Windows→Open Window** die Möglichkeit maximal zwölf dieser Fenster gleichzeitig zu öffnen. Die Fenster sind untereinander völlig gleichberechtigt. Befehlseingaben wirken sich jeweils nur auf das Fenster aus, aus dem heraus der Befehl aufgerufen wurde. Dieser Aspekt ist insbesondere bei der Speicherung gemessener Spektren zu beachten. Es wird immer das in dem betreffenden Fenster dargestellte Spektrum gespeichert.

Ein Fenster kann durch Anklicken des Buttons **Close** oder durch Auswahl des Menüpunktes **Windows→Close Window** geschlossen werden. Durch das Schließen des letzten offenen Fensters, wird gleichzeitig das Meßprogramm beendet. Ansonsten kann das Programm über den Menüpunkt **File→Exit** verlassen werden.

Um eine übersichtliche Darstellung der geöffneten Fenster zu erhalten, kann der Menüpunkt **Windows→Tile Windows** ausgewählt werden. Die geöffneten Fenster werden dann in ihrer Größe so angepaßt, daß sie den Bildschirm gleichmässig ausfüllen.

¹Bei der Angabe von Menüpunkten wird zunächst der Name des Menüs angegeben. Ein Pfeil verweist auf ein Untermenü, bzw. den Menüpunkt

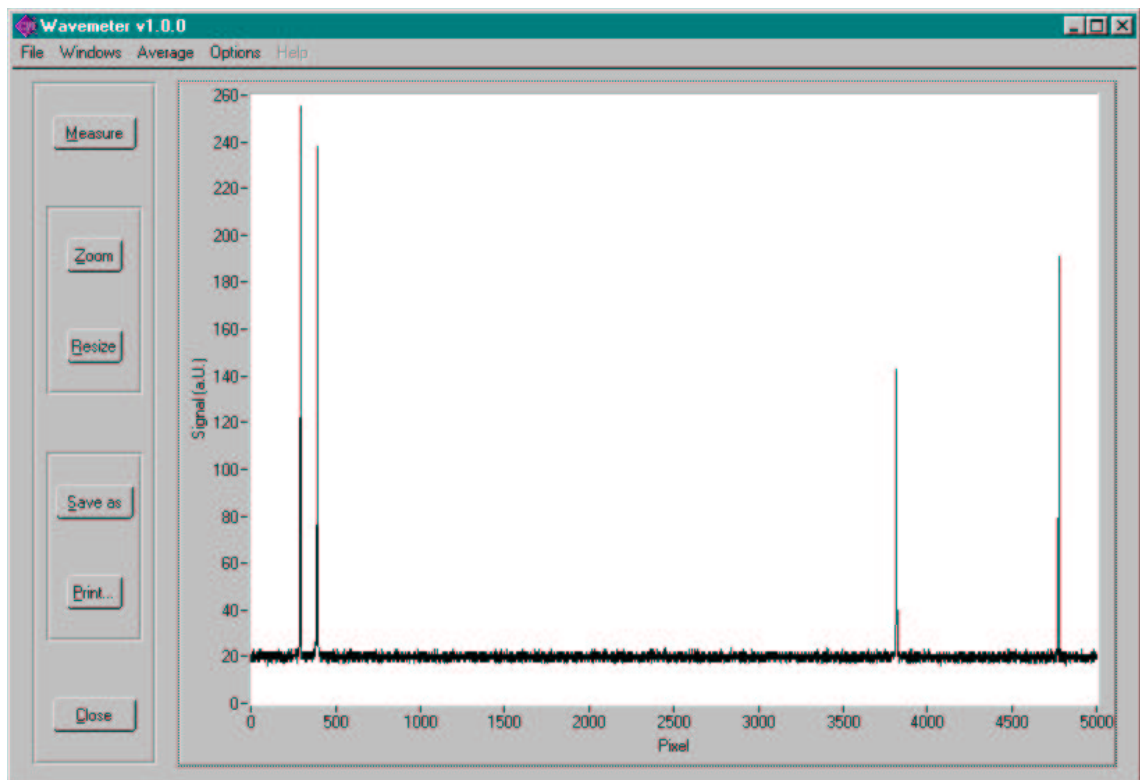


Abbildung A.1: Die Benutzeroberfläche des Meßprogramms. Im linken Teil des Fensters befindet sich die Button-Leiste, die den Zugriff auf die wichtigsten Bedienelemente des Programms erlaubt. Am oberen Rand des Fensters befindet sich die Menüleiste, über die die restlichen Funktionen des Programms erreicht werden. In der Graphik-Anzeige sind man zum einen das Spektrum des HeNe-Referenzlasers. Die sind die beiden äußeren Peaks. Die anderen Peaks gehören zu einem Spektrum des OPO-Signals bei einer Wellenlänge von 492.6 nm

Über den Menüpunkt **Windows**→**Cascade Windows** werden alle Fenster auf ihre Ausgangsgröße gebracht und hintereinander angeordnet.

Starten/Beenden einer Messung

Der Meßvorgang wird durch Anklicken des Buttons **Measure** mit der linken Maustaste gestartet. Die Beschriftung des Buttons wechselt dann zu **Stop**. Nochmaliges Anklicken stoppt den Meßvorgang. Läuft die Messung schon in einem anderen Fenster, wird durch diese Befehlsfolge nur die Darstellung der gemessenen Spektren in diesem Fenster gestartet, bzw. beendet. Alternativ kann die Messung auch über die Tastatur durch Betätigen der Leertaste gestartet und beendet werden. Das Betätigen der Leertaste wirkt sich auf **alle** geöffneten Fenster

aus.

Während einer Messung könne einige Funktionen des Programms nicht ausgeführt werden. Die Beschriftung der entsprechenden Button und Menüpunkte erscheint dann verschleiert.

Die Graphik-Anzeige

In der Graphik-Anzeige werden die gemessenen Intensitäten gegen die Pixelnummer der CCD-Zeile aufgetragen. Die Littrow-Ordnung des HeNe-Lasers befindet sich am rechten Rand der Anzeige. Die Skalierung der y-Achse ergibt sich aus der Auflösung der Kameraelektronik. Der Maximalwert beträgt 255.

Durch Anklicken der Graphik-Anzeige mit der rechten Maustaste läßt sich ein Fenster öffnen, das verschiedene Möglichkeiten bietet, das Erscheinungsbild der Graphik-Anzeige zu beeinflussen. Durch Auswählen des Feldes **Grid** läßt sich ein Gitterraster über die Graphik-Anzeige legen. Wählt man das Feld **Auto Scaling** an, wechselt man in den automatischen Skalierungsmodus. Die y-Achse der Graphik-Anzeige wird dann automatisch an die maximale Intensität des angezeigten Spektrums angepasst. Über die drei Felder **Background Color**, **Grid Color** und **Plot Color** können die Hintergrundfarbe, die Farbe des Gitterrasters und des Spektrums eingestellt werden. Durch Anklicken des Buttons **Ok** werden die vorgenommenen Einstellungen bestätigt und das Fenster geschlossen. Klickt man den Button **Close** an, wird das Fenster geschlossen, ohne das die vorgenommenen Einstellungen übernommen werden.

Zoomen

Mit Hilfe der Zoomfunktionen lassen sich beliebige Ausschnitte der gemessenen Spektren vergrößert darstellen. Das Meßprogramm bietet insgesamt zwei verschiedene Zoomfunktionen. Die erste erreicht man durch anklicken des Buttons **Zoom**. Anschließend bewegt man den Mauszeiger über die Graphik-Anzeige und drückt die linke Maustaste. Bei gedrückt gehaltener Maustaste bewegt man den Mauszeiger über die Graphik-Anzeige. In der Anzeige erscheint ein Rechteck, das den ausgewählten Bereich markiert. Läßt man die Maustaste los, wechselt die Anzeige und es wird der ausgewählte Bereich vergrößert dargestellt.

Die zweite Zoomfunktion erreicht man mit Hilfe der Tastatur. Dazu drückt man zunächst die Taste **Strg**. Während man diese gedrückt hält, bewegt man den Mauszeiger über die Graphik-Anzeige und drückt dann die linke Maustaste. Es wird dann der Ausschnitt um den markierten Punkt kontinuierlich vergrößert, bis eine der beiden Tasten losgelassen wird. Drückt man an Stelle der linken die rechte Maustaste, wird der Bildausschnitt kontinuierlich verkleinert.

Wird zusätzlich zur Taste **Strg** die Taste **Shift** gedrückt, läßt sich durch Bewegen der Maus der angezeigte Bildausschnitt verschieben.

Klickt man den Button **Resize** an, wechselt die Anzeige wieder auf die Ausgangsgröße.

Zu beachten ist, daß eine automatische Skalierung der y-Achse durch Betätigen der Buttons **Zoom** oder **Resize** beendet wird.

Laden und Speichern von Meßdateien

Das Programm bietet die Möglichkeit, die gemessenen Spektren in Form von ASCII-Dateien zu speichern. Die Meßdateien enthalten die Daten in der folgenden Form: Jede Zeile einer solchen Datei besteht aus einem durch ein Leerzeichen getrennten Integer-Zahlenpaar. Die erste Zahl ist eine Pixel-Nummer, die zweite der zugehörige Intensitätswert. Die gespeicherten Daten können in diesem Format von den gängigen Programmen zur Datenanalyse geladen und dann weiter verarbeitet werden.

Um dann Daten zu speichern, kann man entweder den Button **Save as** anklicken oder den Menüpunkt **File→Save as** auswählen. Auf dem Bildschirm erscheint dann das *Windows 95* Standard Auswahlfenster zur Speicherung von Dateien. Die Dateien können in einem beliebigen Verzeichnis unter einem frei wählbaren Namen abgespeichert werden. Als Dateikennung ist **.dat** voreingestellt. Wählt man statt **File→Save as** den Menüpunkt **File→Save** aus, werden die Daten ohne vorhergehende Nachfrage unter dem zuletzt eingegebenen Namen gespeichert. Wurde zuvor noch kein Name eingegeben, ist die Wirkung beider Menüpunkte identisch. Das Programm merkt sich den zuletzt eingegebenen Namen individuell für jedes Fenster.

Neben der Speicherung von Spektren, bietet das Programm die Möglichkeit gespeicherte Spektren zu laden und anzuzeigen. Diese Funktion wird ausgeführt über den Menüpunkt **File→Load**.

Drucken

Über den Menüpunkt **File→Print** kann eine Hardcopy der Graphik-Anzeige auf einem Drucker ausgegeben werden. Standardmässig erfolgt die Ausgabe in Form einer Schwarzweißgraphik. Diese Einstellung kann in dem Druckerauswahl-Fenster, das nach der Auswahl des Menüpunktes erscheint, individuell angepasst werden. Daneben besteht dort die Möglichkeit, den gewünschten Drucker für die Ausgabe zu wählen und weitere Parameter wie Papierformat etc. anzugeben. Die Druckfunktion kann auch durch Anklicken des Buttons **Print** ausgeführt werden.

Mitteln

Das Programm bietet die Möglichkeit, an Stelle einzelner Spektren auch die über mehrere Einzelmessungen gemittelten Spektren darzustellen. Es wird dabei das

einfache arithmetische Mittel über n Messungen gebildet. Angezeigt wird jeweils das Spektrum, das sich aus $j < n$ Messungen ergibt. Ist $j = n$, beginnt die Darstellung wieder bei $j = 1$. Das gemittelte Spektrum baut sich also über mehrere Messungen hin auf. Die Anzahl n der Spektren, über die die Mittelung erfolgt, kann in zwei Größenordnungen gewählt werden. Wird der Menüpunkt **Average**→**Shorttime Average** ausgewählt, wird über 2-10 Spektren gemittelt. Bei Auswahl von **Average**→**Longtime Average** wird über 11-100 Spektren gemittelt.

Die Einstellung der Anzahl wird in einem Fenster vorgenommen, das über den Menüpunkt **Options**→**Average** geöffnet wird. Die gemachten Einstellungen sind gültig für alle geöffneten Fenster.

In den Einzelmessmodus kehrt man mittels des Menüpunktes **Average**→**Single Shot** zurück.

Triggerung

Standardmässig befindet sich das Programm im externen Triggermodus. Alternativ dazu kann das Programm intern ein Triggersignal für die Messelektronik erzeugen. Über den Menüpunkt **Options**→**Trigger** wird ein Fenster geöffnet, in dem über einen Schalter die Triggerung von extern nach intern umgestellt werden kann. Das Intervall zwischen zwei internen Triggerpulsen kann auf einen Wert zwischen 10 ms und 10 s eingestellt werden. Die Angabe erfolgt in Millisekunden.

Von der Möglichkeit eines internen Triggers sollte nach Möglichkeit kein Gebrauch gemacht werden. Selbst auf einem schnellen Rechner reicht die Rechenleistung oftmals nicht aus, das Triggersignal mit der geforderten Frequenz zu liefern. Es kommt dann sehr oft zu mehrsekündigen Ausfällen des Triggers. Alternativ sollte versucht werden, eine andere externe Triggerquelle an das Spektrometer anzuschließen.

A.3 Wellenlängenmessung

Um die Wellenlänge des Teststrahls aus dem angezeigten Spektrum zu erhalten, muß über den Menüpunkt **Windows**→**Open Calculation Window** das Fenster **Wavelength Calculation** (siehe Abbildung A.2) geöffnet werden.

Die Berechnung der Wellenlänge erfolgt automatisch, wenn in einem Hauptfenster der Messvorgang gestartet wird. Die Wellenlängenmessung ist dadurch immer an die Darstellung der Spektren gekoppelt. Wird die Anzeige der Wellenlänge nicht länger erwünscht, kann das Fenster durch Anklicken des Button **Close** jederzeit geschlossen werden.

Die Anzeige der berechneten Wellenlänge erfolgt in dem Anzeigefeld im oberen Teil des Fensters. Die Angabe erfolgt in der Einheit Nanometer mit einer Genauigkeit von zwei Nachkommastellen.

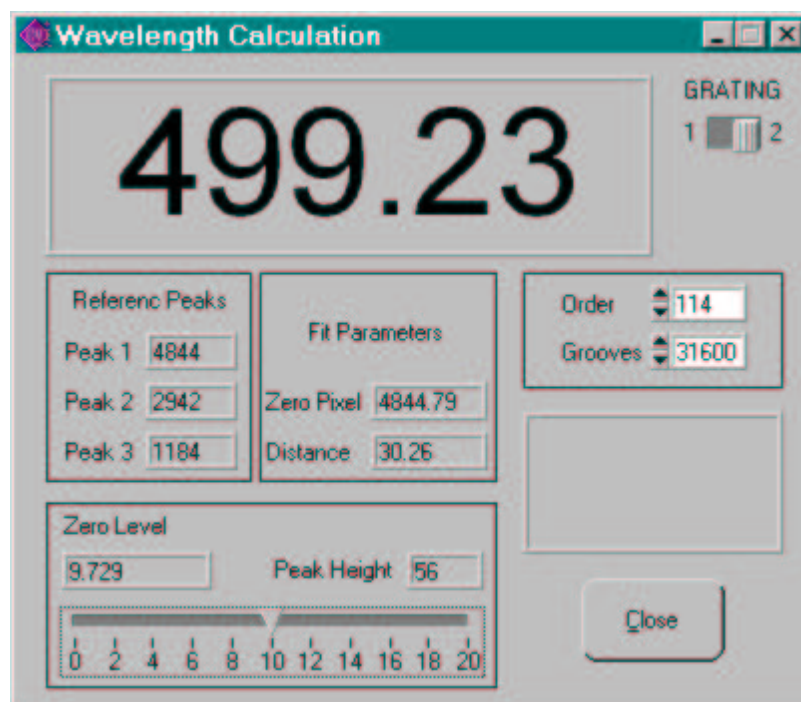


Abbildung A.2: Das Fenster für die Wellenlängenberechnung

Neben der Wellenlänge werden noch weitere Kenndaten der gemessenen Spektren angezeigt. Zur Erklärung der genauen Bedeutung der einzelnen Daten sei auf Abschnitt 4.3 verwiesen. Im Feld **Reference Peaks** werden die vom Meßprogramm ermittelten Positionen der Referenzordnungen des HeNe-Laser angezeigt. **Peak 1** bezieht sich auf die Littrow-Ordnung. **Peak 2** und **Peak 3** auf die nächst niedrigeren Ordnungen. Die Angabe erfolgt in Pixel-Nummern.

In dem Feld **Fit Parameters** werden die vom Meßprogramm errechneten Geräteparameter angezeigt. Im Feld **Zero Pixel** wird der Nullpunkt der CCD-Zeile angegeben, wie er sich aus den gemessenen Referenzpeaks errechnet. In dem Feld **Distance** wird der berechnete Abstand zwischen Hohlspiegel und CCD-Zeile angegeben. Der eigentlich vom Meßprogramm ermittelte Fitparameter δ/f (Pixelhöhe/Brennweite) wird nicht angegeben. Den angegebenen Wert erhält man aus dem Fitparameter, wenn für die Pixelhöhe der feste Wert $7\text{ }\mu\text{m}$ angenommen wird. Es wurde auf die Angabe des genauen Fit-Parameters verzichtet, da der Abstandswert einen anschaulicheren Wert darstellt. Eine Abschätzung der Qualität der Justage ist damit einfacher zu erhalten.

Die Nulllinie des Spektrums wird im Feld **Zero Level** angezeigt. Sie berechnet sich aus dem arithmetischen Mittel der Intensitätswerte über alle Pixel. Die Mindesthöhe eines Maximums, damit es vom Meßprogramm als solches erkannt wird, wird im Feld **Peak Height** angegeben. Das Programm errechnet diesen Wert durch Addition der Standardabweichung des Intensitätsmittels zu dem Mittelwert. Da-

bei wird die Standardabweichung noch mit einem Faktor multipliziert, der über den Schieberegler unterhalb der Anzeige eingestellt werden kann. Der Wert kann zwischen 0 und 20 variiert werden. Voreingestellt ist der Wert 10. Eine Änderung ist notwendig, falls die Intensität einiger Maxima zu gering ist und sie unterhalb des Schwellwertes liegen. Der Faktor sollte dann solange in Einerschritten verringert werden, bis die Maxima alle korrekt erkannt werden.

Die Ordnung, in der der Teststrahl auf die Kamera trifft, wird in dem Feld **Order** angezeigt. Trifft nur eine Ordnung des Teststrahls die Kamera, wird der in diesem Feld angezeigte Wert als Schätzwert für die Berechnung der Wellenlänge angenommen. Führt dies zu einem offensichtlich falschen Ergebnis, kann der Wert manuell eingestellt werden.

Die Auswahl des Gitters erfolgt über den Schiebeschalter **GRATING**. Gitter 1 bezieht sich auf das Gitter mit 79000 Strichen pro Meter, Gitter 2 auf das Gitter mit 31600 Strichen pro Meter. Die Strichzahl wird angezeigt in dem Feld **Grooves**. Wird eine Kalibrierung des Wavemeters durchgeführt, kann die Strichzahl so angepaßt werden, daß die angezeigte Wellenlänge mit dem erwarteten Wert übereinstimmt. Der eingestellte Wert wird gespeichert, bis das Meßprogramm beendet wird.

Fehlermeldungen

Im Anzeige-Feld oberhalb des Buttons **Close** werden vom Programm verschiedene Fehlermeldungen angezeigt, die im Zusammenhang mit der Wellenlängenberechnung auftreten können. Im folgenden werden diese Fehler einzeln erläutert.

Not enough Peaks to find references : Dieser Fehler tritt in der Routine zur Identifizierung der ermittelten Maxima auf. Für Gitter 1 erwartet die Routine mindestens zwei, für Gitter 2 mindestens drei Maxima. Ist in der Graphik-Anzeige die geforderte Anzahl Peaks zu sehen, ist vermutlich der Schwellwert für die Maxima-Erkennung zu hoch eingestellt. Der Wert sollte dann soweit verringert werden, bis die Fehlermeldung nicht mehr erscheint.

Führt dies zu keiner Behebung des Fehlers, sollte überprüft werden, ob das richtige Gitter eingestellt wurde. Gegebenenfalls sollte die Einstellung entsprechend geändert werden.

Could not identify references : In diesem Fall ist das Programm nicht in der Lage, aus den ermittelten Maxima die Referenzmaxima zu bestimmen. Ursache ist normalerweise, daß das Spektrum des Referenzlasers gar nicht gemessen wird. Dies kann relativ einfach durch Betrachten der Graphik-Anzeige überprüft werden. Die Referenzen sind meistens einfach zu erkennen. Zur Behebung des Fehlers sollte die Justage des Referenzlasers überprüft werden.

In seltenen Fällen kann dieser Fehler auch die Folge einer zuvor gemachten Fehlidentifikation der Referenzmaxima sein. Grundlage für die Identifikation ist der bei der letzten Messung ermittelte Fitparameter δ/f . Wurde dieser zuvor falsch berechnet, ergeben sich daraus falsche Erwartungswerte für die Positionen der Referenzmaxima. Hierzu sollte die Anzeige **Distance** kontrolliert werden. Weicht der angezeigte Wert deutlich von dem Wert 30 ab, ist die Ursache für den Fehler hierin zu suchen. Leider läßt sich der Fehler bisher nur durch einen Neustart des Meßprogramms beheben, da eine Möglichkeit, die Geräteparameter auf die Ausgangswerte zurückzusetzen, bisher nicht implementiert wurde.

Fit value out of range : Der Fehler tritt auf, wenn der Fitparameter δ/f um mehr als 5% vom zuletzt berechneten Wert abweicht. Der Fehler ist die Folge einer fehlerhaften Zuordnung der Referenzmaxima. Dieser Fehler kann auftreten, wenn sich ein Maximum des Teststrahls zu dicht neben einem Referenzmaximum befindet. Das Meßprogramm kann die Maxima dann nicht auflösen und errechnet eine falsche Position. Eine Möglichkeit, den Fehler zu beheben, ist nicht vorhanden. Für die betroffene Wellenlänge kann eine Messung nicht durchgeführt werden.

No peaks to calculate wavelength : Diese Meldung erscheint, wenn nach der Identifikation der Referenzmaxima keine weiteren Maxima verbeileiben, um eine Wellenlängenberechnung durchzuführen. Zu den Ursachen und der Behebung gilt dasselbe, was bei dem entsprechenden Fehler zur Referenzmaxima-Bestimmung gesagt wurde.

Calculated wavelength out of range : Programmintern ist der Gültigkeitsbereich für die Wellenlängenmessung auf 350 – 715 nm beschränkt. Die untere Grenze ergibt sich durch die Wellenlänge des Pumplasers des OPO-System, die obere Grenze durch die maximale Signalwellenlänge des OPO. Der Fehler kann zwei verschiedene Ursachen haben. Wurde nur ein Maximum des Teststrahls gefunden, führt ein falscher Vorgabewert für die Ordnung zu einer falschen Wellenlänge. Der Wert ist in dem Feld **Order** entsprechend anzupassen. Im anderen Fall hat das Meßprogramm zu viele Maxima gefunden. Aufgrund eines zu niedrigen Schwellwertes wurden wahrscheinlich intensive Rauschsignale als Maxima erkannt. In diesem Fall ist der Schwellwert heraufzusetzen, bis der Fehler nicht mehr auftritt.

Literaturverzeichnis

- [BD69] J. E. Bjorkholm and H. G. Danielmeyer. Frequency control of a pulsed optical parametric oscillator by radiation injection. *Appl. Phys. Lett.*, 15:171–173, 1969.
- [Ber93] Schaefer Bergmann. *Lehrbuch der Experimentalphysik Band 3, Optik* 9.Auflage. de Gruyter, 1993.
- [Boy92] R.W. Boyd. *Nonlinear Optics*. Academic Press, Inc., 1992.
- [Coh95] Coherent, Inc. Laser Group. *Operator's Manual. The Coherent Infinity 40-100 Nd:YAG Laser System*, 1995.
- [Dav70] S.P. Davis. *Diffraction Grating Spectrographs*. Holt, Rinehart and Winston, 1970.
- [Dem91] W. Demtröder. *Laserspektroskopie*. Springer, 1991.
- [F⁺61] Franken et al. Generation of optical harmonics. *Phys. Rev. Letters*, 7:118, 1961.
- [Fie96] M. Fiebig. *Nichtlineare Spektroskopie und Topografie an antiferromagnetischen Domänen*. Dissertation, Universität Dortmund, 1996.
- [Fix95] A. Fix. *Untersuchung der spektralen Eigenschaften von optisch parametrischen Oszillatoren aus dem optisch nichtlinearen Material Betabariumborat*. Dissertation, Universität Kaiserslautern, 1995.
- [FW95] A. Fix and R. Wallenstein. Spectral properties of pulsed nanosecond optical parametric oscillators: experimental investigation and numerical analysis. *J. Opt. Soc. Am. B*, 13:2484–2497, 1995.
- [GM65] J. A. Giordmaine and R. C. Miller. Tunable coherent parametric oscillation in LiNbO₃ at optical frequencies. *Physical Review Letters*, 14:973–976, 1965.
- [Han95] L. Hanke. *Aufbau eines Wavemeters für gepulste Lichtquellen. Hauptpraktikum*, Universität Dortmund, 1995.

- [Kle88] Furtak Klein. *Optik*. Springer, 1988.
- [Mai60] T. H. Maiman. Stimulated optical radiation in ruby. *Nature*, 187:493, 1960.
- [Nat95] National Instruments Corporation. *AT-DIO-32F User Manual*, 1995.
- [Nol93] D. Nolte. Entwicklung und Aufbau eines Spektrumanalysators für gepulste Laser. Diplomarbeit, Universität Dortmund, 1993.
- [Sig89] Kneubühl Sigrüst. *Laser*. Teubner, 1989.
- [Som91] C. Sommer. Aufbau eines Spektralanalysators für Picosekunden-Laserpulse. Diplomarbeit, Universität/Gesamthochschule Paderborn, 1991.
- [War66] I.F. Ward. Absolute measurement of an optical-rectification coefficient in ammonium dihydrogene phosphate. *Phys. Rev.*, 143:569, 1966.
- [Yar89] A. Yariv. *Quantum Electronics*. Wiley, third edition, 1989.

Danksagung

Bedanken möchte ich mich bei allen Mitgliedern des Lehrstuhls Experimentelle Physik IIa, die mich während des vergangenen Jahres bei meiner Arbeit begleitet haben. Bedanken möchte ich mich insbesondere bei Herrn Prof. Dr. D. Fröhlich für meine Aufnahme als Diplomand an seinem Lehrstuhl und bei Herrn L. Hanke für die Betreuung meiner Arbeit, sowie allen anderen, die durch Rat und Tat ihren Beitrag zu dieser Arbeit geleistet haben.

Mein Dank gilt weiterhin den Mitarbeitern der nichtwissenschaftlichen Einrichtungen des Instituts für Physik der Universität Dortmund für die immer zuverlässige Anfertigung der zahlreichen mechanischen und elektronischen Komponenten, die für diese Arbeit benötigt wurden.

Vergessen möchte ich auch nicht Herrn G. Göritz von der Universität Kaiserslautern und Herrn H. Hankers von der Firma Coherent, mit denen ich zahlreiche Tage gemeinsam im Labor verbracht habe und von denen ich sehr viel über den praktischen Umgang mit Lasern und OPOs gelernt habe.