

Dissertation

Entwicklung eines Prototyps für die  
bodengebundene Temperaturmessung an  
der Mesopause mit einem  
Räumlich-Heterodyn Interferometer

vorgelegt von  
Johannes Christian Adrian Stehr



Fakultät für Mathematik und Naturwissenschaften  
Bergische Universität Wuppertal

Die Dissertation kann wie folgt zitiert werden:

urn:nbn:de:hbz:468-20220317-114727-3

[<http://nbn-resolving.de/urn/resolver.pl?urn=urn%3Anbn%3Ade%3Ahbz%3A468-20220317-114727-3>]

DOI: 10.25926/y31m-gn95

[<https://doi.org/10.25926/y31m-gn95>]

# Abstract

This thesis deals with the development of a new generation of Ground based Infrared P-branch Spectrometers (GRIPS). Those devices are commonly used for the observation of mesopause temperatures by evaluating the nightly emissions of the OH-layer in about 87 km altitude. Yet, due to fundamental limitations of widely used grating spectrometers regarding optical throughput and spectral resolution, a prototype based on the technique of so called Spatial Heterodyne Interferometers (SHI) was developed, built and tested. The experimental verification included tests using a specialized light source and field measurements of actual atmospheric emissions. The experimental results show good accordance with prior simulations. Spectral resolution and fringe frequencies agreed well with the design values. Furthermore, the atmospheric measurements show statistical uncertainties at least comparable to present instruments, although the visibility of the interference fringes was impaired by a misalignment of the SHI that was only detected after the field tests. It is argued that a rebuild of the SHI can raise the efficiency by at least one order of magnitude. An actual rebuild and a full characterization of the improved prototype had to be rescheduled due to the COVID-19 pandemic and could not be included into this thesis.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Die Mesopausenregion</b>	<b>5</b>
2.1	Dynamische und thermische Struktur der Mesopausenregion . . . . .	5
2.2	Das Hydroxyl-Nachtleuchten und die Bestimmung der Mesopausentemperatur . . . . .	6
2.2.1	Spektrum des OH-Leuchtens . . . . .	6
2.2.2	Bestimmung der OH-Temperaturen . . . . .	7
2.2.3	Unsicherheiten der Temperaturbestimmung . . . . .	8
<b>3</b>	<b>Räumlich-Heterodyne Interferometer</b>	<b>11</b>
3.1	Statisches Michelson-Interferometer . . . . .	11
3.2	Reflexionsgitter . . . . .	13
3.3	Messprinzip räumlich-heterodyner Interferometer . . . . .	15
3.4	Heterodynes Spektrum . . . . .	16
3.5	Linienform und spektrales Auflösungsvermögen . . . . .	18
3.6	Feldweitung . . . . .	20
3.7	Räumlich aufgelöste Spektralmessung . . . . .	21
<b>4</b>	<b>Entwurf des GRIPS-HI Prototyps</b>	<b>23</b>
4.1	Konzeption des räumlich-heterodynen Interferometers . . . . .	24
4.1.1	Beugungsgitter, Auflösung und Littrow-Wellenzahl . . . . .	25
4.1.2	Keilprismen und Feldweitung . . . . .	28
4.2	Design der optischen Systeme . . . . .	31
4.2.1	Interferenzmuster bei abbildendem Betrieb . . . . .	31
4.2.2	Detektoroptik . . . . .	33
4.2.3	Voroptik . . . . .	36
4.3	Kameramodul . . . . .	37
4.3.1	Aufbau . . . . .	37
4.3.2	Thermische Störsignale . . . . .	39
4.4	Mechanisches Design . . . . .	42
<b>5</b>	<b>Simulation des Konzepts</b>	<b>47</b>
5.1	Simulation von Interferogrammen . . . . .	47
5.2	Feldweitung und mechanische Toleranzen . . . . .	50
5.2.1	Kriterien der Feldweitung . . . . .	50

5.2.2	Evaluation der erzielten Feldweitung . . . . .	51
5.2.3	Mechanische Toleranzen der Glasbausteine . . . . .	53
5.3	Spektrometrische Eigenschaften des Systems . . . . .	55
5.3.1	Signal und Rauschen . . . . .	55
5.3.2	Ableitung der Spektren . . . . .	56
5.3.3	Analyse der Spektren . . . . .	58
5.4	Temperaturableitung aus synthetischen OH-Spektren . . . . .	60
5.4.1	Adaption des Verfahrens nach Lange . . . . .	60
5.4.2	Temperaturableitung aus drei Spektrallinien . . . . .	61
<b>6</b>	<b>Experimentelle Charakterisierung</b>	<b>65</b>
6.1	Konzept und Aufbau der Testquelle . . . . .	65
6.2	Experimentelle Ergebnisse . . . . .	68
6.2.1	Datenaufbereitung . . . . .	68
6.2.2	Allgemeine Parameter . . . . .	70
6.2.3	Charakterisierung der Linienintensitäten . . . . .	70
6.2.4	Diskussion des Streifenkontrasts . . . . .	73
6.2.5	Strategie für die Kalibrierung . . . . .	77
<b>7</b>	<b>Atmosphärische Spektralmessung</b>	<b>79</b>
7.1	Signalstärke . . . . .	79
7.2	Spektren . . . . .	82
7.3	Temperaturbestimmung . . . . .	83
<b>8</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>87</b>
8.1	Zusammenfassung . . . . .	87
8.2	Ausblick . . . . .	89
<b>9</b>	<b>Anhang</b>	<b>91</b>
9.1	Interpretation des Rayleigh-Kriteriums im Interferogramm . . . . .	91
9.2	Optimierung der feldweitenden Prismen mit <i>Raytrace</i> . . . . .	91
9.3	Vergleich verschiedener Fensterfunktionen . . . . .	93
9.4	Qualitative Beurteilung der Abbildungsqualität . . . . .	95
9.5	Partielle räumliche Kohärenz der Testlichtquelle . . . . .	95
9.6	Kontrastbestimmung . . . . .	96
9.7	SNR-Werte der Atmosphärenmessung . . . . .	97

# 1 Einleitung

Seit den frühen 1980er Jahren werden an der Bergischen Universität Wuppertal kontinuierliche Spektralmessungen an der Mesopause, genauer an der nachtleuchtenden Hydroxyl-Schicht in etwa 87 km Höhe durchgeführt, was einer der längsten durchgehenden Messreihen auf diesem Gebiet entspricht (vgl. Offermann u. a. (2010)). Mit dem *GRound Based Infrared P-Branch Spectrometer* (GRIPS) werden in jeder Nacht mit geeigneten Messbedingungen die (3,1)-Hydroxyl-Meinel-Banden des Hydroxyl-Luftleuchtens vermessen. Aus dem Verhältnis der Emissionsraten der Vibrations-Rotations-Übergänge P1(2), P1(3) und P1(4) lässt sich die Rotationstemperatur der OH-Moleküle berechnen. Tabelle 1.1 gibt die Wellenzahlen  $\sigma_{P1(n)}$  und Wellenlängen  $\lambda_{P1(n)} = 1/\sigma_{P1(n)}$  an.

Tabelle 1.1: Für die Temperaturbestimmung relevante Spektrallinien des (3,1)-Hydroxyl-Meinel-Übergangs. (vgl. Rousselot u. a. (2000))

Spektrallinie	Wellenlänge $\lambda$	Wellenzahl $\sigma = 1/\lambda$
P1(2)	1524, 1 nm	6561, 3 $\text{cm}^{-1}$
P1(3)	1533, 2 nm	6522, 2 $\text{cm}^{-1}$
P1(4)	1543, 2 nm	6480, 0 $\text{cm}^{-1}$

Die Messungen in Wuppertal tragen dabei zur weltweiten Überwachung der Mesopause im Rahmen des Netzwerks NDMC (*Network for the Detection of Mesospheric Change*) bei. Ziel des NDMC ist die Erforschung der Mesopausenregion in etwa 80 km bis 100 km Höhe. Über das Verständnis der Variabilität von Kenngrößen wie Temperatur und Helligkeit des Luftleuchtens sollen weltweite Klimaveränderungen frühzeitig identifiziert werden (vgl. NDMC). Eine zentrale Rolle kommt dabei der bodengebundenen Beobachtung des Luftleuchtens mit GRIPS zu. Um die Vergleichbarkeit der Messungen mit unterschiedlichen GRIPS-Geräten und Messstationen zu verbessern wurde im Rahmen des Projektes *Metrology for Earth Observation and Climate-2* (MetEOC-2) ein Konzept für die Harmonisierung der weltweiten GRIPS-Messungen erarbeitet. Dieses Konzept basiert auf der Kalibration im Einsatz befindlicher GRIPS-Geräte mit einer charakterisierten Quelle (vgl. van den Berg u. a. (2018)) und dem direkten Vergleich der vorhandenen Messgeräte mit einem ebenfalls charakterisierten Referenzmessgerät, dessen Entwicklung in dieser Arbeit behandelt wird. Das Referenzmessgerät soll in der Lage sein, langzeitliche Temperaturveränderungen von 1 K pro Dekade zu vermessen, was eine Messunsicherheit der Spektralmessung von 0, 5 % voraussetzt. Aufgrund der geringen Signalstärke der atmosphärischen OH-Emissionen stellt dabei das Schrotrauschen des

unvermeidlichen Dunkelstroms, der auch bei gekühlten Detektoren mitunter deutlich über dem atmosphärischen Nutzsignal liegt, die größte Quelle statistischer Unsicherheiten dar (vgl. Schmidt (2016), S. 93). Entscheidend für ein möglichst hohes Signal-Rausch-Verhältnis (*eng. Signal-to-Noise Ratio* - SNR) und damit eine geringe relative Messunsicherheit ist daher der Lichtdurchsatz bzw. die Etendue  $A\Omega$ , also das Produkt aus Aperturfläche  $A$  und Öffnungswinkel  $\Omega$  des Systems. Zum Erreichen der angestrebten Messgenauigkeit soll die Etendue des neuen Referenzmessgerätes mindestens eine Größenordnung über der Etendue bisher eingesetzter GRIPS-Geräte liegen (etwa bei Schmidt u. a. (2013):  $A\Omega \approx 1,85 \cdot 10^{-3} \text{cm}^2 \text{sr}$ ). Bei Gitterspektrometern verhält sich die Etendue reziprok zur spektralen Auflösung und kann daher nicht erhöht werden, ohne eine Reduzierung der spektralen Auflösung in Kauf zu nehmen (vgl. Shepherd (2002), S.64ff). Für das neue Referenzmessgerät, welches während des Projekts MetEOC-3 entwickelt wurde, sollte deshalb ein Messprinzip gewählt werden, welches die geforderte Erhöhung der Etendue bei mindestens gleichbleibender spektraler Auflösung  $R(\sigma) = \sigma/\Delta\sigma$  ermöglicht (etwa bei Schmidt u. a. (2013):  $R(6452 \text{cm}^{-1}) = 505$ ). Besonders vielversprechend für die gegebene Anwendung sind dabei räumlich-heterodyne Interferometer (*eng. Spatial Heterodyne Interferometer* - SHI), die eine Kombination aus Gitter- und Fourierspektrometer darstellen und dabei hohe spektrale Auflösung mit gleichzeitig hoher Etendue vereinen. Zudem ist eine monolithische Bauform von SHI möglich, was die Technik für den mobilen Einsatz als Referenzmessgerät qualifiziert und eine vergleichsweise einfache Weitung des Sichtfeldes und damit der Etendue ermöglicht (vgl. Harlander (1991)). Durch geeignete Abbildungssysteme kann außerdem eine räumlich aufgelöste Spektralmessung erfolgen, was nach Schmidt (2016) die Unsicherheiten der Temperaturbestimmung weiter reduzieren kann.

In dieser Arbeit werden Planung, Konstruktion und Bau des Prototyps GRIPS-HI (Heterodynes Interferometer) beschrieben, mit welchem die Perspektiven dieser Technik für das NDMC demonstriert werden sollen. Dazu wird zunächst in Kapitel 2 näher auf die Mesopausenregion und insbesondere auf die Temperaturbestimmung eingegangen, bevor im darauffolgenden Kapitel 3 die Funktionsweise räumlich-heterodyner Interferometer vorgestellt wird. Kapitel 4 behandelt die Auslegung des Prototyps und gliedert sich in vier Teilbereiche: Interferometer, Abbildungssysteme, Datenaufzeichnung (Kameramodul) und mechanische Konstruktion aufteilt. Anhand von Simulationen werden in Kapitel 5 die Feldweitung beurteilt, die spektrometrischen Eigenschaften wie SNR und spektrale Auflösung abgeschätzt und die Temperaturableitung aus simulierten Interferogrammen erprobt. Kapitel 6 stellt ein Konzept für die Kalibration von GRIPS-HI sowie die Ergebnisse einer ersten experimentellen Charakterisierung vor. Teil des Kalibrationskonzepts ist auch die Entwicklung einer geeigneten Lichtquelle. In Kapitel 7

---

werden die Resultate einer ersten Feldmessung diskutiert. Die Zusammenfassung der Arbeit sowie ein Ausblick auf die kommende Entwicklung mit Vorschlägen für Verbesserungen des Prototyps schließen die Arbeit in Kapitel 8 ab.



## 2 Die Mesopausenregion

Der Begriff Mesopausenregion soll im Folgenden den Bereich der Atmosphäre zwischen 70 km und 110 km bezeichnen. Dieser Bereich umfasst Teile der Mesosphäre sowie die unteren Bereiche der Thermosphäre und wird daher auch als MLT-Region (*eng. Mesosphere / lower Thermosphere*) bezeichnet. In einer Höhe von etwa 87 km befindet sich die Mesopause, die den Übergangsbereich der Meso- zur Thermosphäre darstellt und durch das absolute Minimum des vertikalen Temperaturverlaufs definiert ist. Über dem Sommerpol bildet die Mesopause mit Temperaturen von etwa 120 K - 150 K das globale atmosphärische Temperaturminimum (vgl. Lübken u. a. (1996)).

### 2.1 Dynamische und thermische Struktur der Mesopausenregion

Wie bereits beschrieben erstreckt sich die Mesopausenregion auf einen Höhenbereich zwischen 70 km und 110 km. Die Dynamik und Struktur dieser Region wird sowohl durch atmosphärische Wellen (vgl. Vincent (2015)) als auch durch Strahlungsprozesse (vgl. Berger (2005)) beeinflusst. Die Temperaturverteilung in den betrachteten Schichten weicht aufgrund der vorhandenen Dynamik vom reinen Strahlungsgleichgewicht ab.

Bei der Betrachtung der mesosphärischen Strömungssysteme ist eine Unterteilung in meridionale (Nord ↔ Süd) und zonale (Ost ↔ West) Strömungen sinnvoll. Das dominierende globale Strömungssystem stellt die meridionale mesosphärische Zirkulation (MMZ) dar. Dabei steigen Luftmassen über dem Sommerpol auf, strömen in der Mesopausenregion zum Winterpol, um dort wieder abzusinken (vgl. Vincent (2015)). Während des Auf- und Abstiegs kommt es zu adiabatischen Temperaturveränderungen, was die extrem niedrigen Mesopausentemperaturen über dem Sommerpol und die vergleichsweise hohen Temperaturen über dem Winterpol zur Folge hat. Nach Vincent (2015) können die durch adiabatische Prozesse verursachten Temperaturen um bis zu 50 K vom Strahlungsgleichgewicht abweichen. Treiber der MMZ sind brechende Schwerewellen, welche in tieferen Atmosphärenschichten entstehen und bis in die MLT-Region aufsteigen (vgl. Sato u. a. (2009)). Nach Berger (2005) führen Unterschiede in der Effizienz des Energieübertrags bei der Brechung von Schwerewellen zu der beobachteten Dynamik über Sommer- und Winterpol. Die adiabatische Abkühlung der aufsteigenden Luftmassen führt zu einer Absenkung der Mesopause während des Sommers in Höhen zwischen 80 km und 90 km (vgl. von Zahn u. a. (1996)). Über dem Winterpol ist die Mesopause dagegen in etwa 100 km Höhe zu verorten (von Zahn u. a. (1996)). Die Temperatur ist hier

deutlich höher als über dem Sommerpol und wird maßgeblich durch Strahlungsprozesse und chemische Reaktionen beeinflusst (vgl. Berger (2005)).

Auch die Struktur der zonalen mesosphärischen Strömungen steht im Zusammenhang mit Brechungsereignissen von Schwerewellen. Obwohl in Teilen der polaren Mesosphäre (etwa in 60 km - 80 km Höhe, vgl. Berger (2005)) starke jahreszeitabhängige zonale Jet-Winde vorherrschen, sind die Windgeschwindigkeiten im Umfeld der Mesopause deutlich geringer und jahreszeitlich weitgehend konstant. Modellrechnungen (vgl. Matsuno (1982) und Berger u. von Zahn (2002)) und Messungen (vgl. Tsuda u. a. (1990) und Tian u. a. (2020)) unterstreichen den vermuteten Einfluss von brechenden Schwerewellen, welche durch den bei der Brechung übertragenen Impuls dem treibenden Einfluss der Jet-Winde entgegenwirken.

## 2.2 Das Hydroxyl-Nachtleuchten und die Bestimmung der Mesopausentemperatur

Im Bereich der Mesosphäre und Thermosphäre kommt es durch Chemilumineszenz verschiedener angeregter Spurengase zu nächtlichen Leuchterscheinungen in einem breiten Wellenzahlbereich (vgl. Leinert u. a. (1998)). Diese Emissionen können für die Fernerkundung physikalischer Größen wie Temperatur, Windgeschwindigkeit und Gaszusammensetzung ausgenutzt werden (etwa Offermann u. a. (2010), Liu u. a. (2018) und An u. a. (2020)). Für die bodengebundene Bestimmung der Mesopausentemperaturen sind besonders die Emissionslinien der dort vorhandenen Hydroxyl-Schicht von Bedeutung. Darauf soll im Folgenden näher eingegangen werden.

### 2.2.1 Spektrum des OH-Leuchtens

Innerhalb der Mesopausenregion befindet sich eine Schicht in welcher Wasserstoff zusammen mit Ozon zu Hydroxyl (OH) und molekularem Sauerstoff reagiert. Die Position dieser Schicht wird üblicherweise mit einer Höhe von  $(87 \pm 4)$  km angegeben (vgl. Baker u. Stair (1988)). Dies sieht beispielsweise Schmidt (2016) durch eine Fülle an experimentellen Daten der vergangenen Jahre bestätigt, verweist jedoch auch auf die Möglichkeit zu erheblichen lokalen Abweichungen aufgrund von atmosphärischer Dynamik.

Da die grundlegende Reaktion exotherm verläuft, verbleibt das OH im angeregten Zustand. Dabei ist eine Anregung bis auf das neunte Vibrationsniveau ( $\nu=9$ ) möglich. Die Abregung erfolgt unter Abgabe von Energie durch Stoßprozesse und Strahlung. Dabei können theoretisch Wellenlängen im Bereich von 370 nm ( $27027 \text{ cm}^{-1}$ ) bis 4500 nm ( $2222 \text{ cm}^{-1}$ ) auftreten.

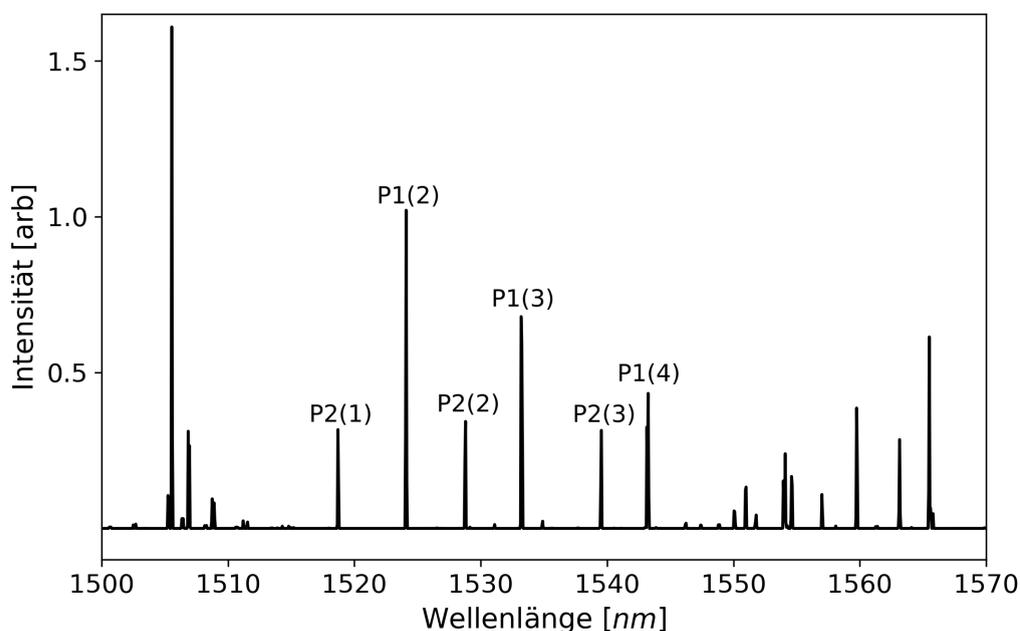


Abbildung 2.1: Simulierte Emissionen von OH bei 200 K. Die Spektrallinien des P1-Bandes werden für die Ableitung der Rotationstemperatur verwendet.

Die Vibrationsniveaus  $\nu$  spalten abhängig vom Gesamtdrehimpuls des OH-Moleküls  $J$ , in verschiedene Rotationsniveaus  $J_\nu$  auf. Diese sind aufgrund des in  $J$  enthaltenen und zweifach entarteten Elektronenspins ebenfalls zweifach entartet. Beim Übergang von einem Vibrations- Rotationszustand  $J_\nu$  in einen niedrigeren Zustand  $J_{\nu'}$  werden die Emissionen je nach Änderung des Drehimpulses ( $\Delta J = 1, 0, -1$ ) in die Banden P, Q und R eingeordnet. Für die bodengebundene Analyse der Rotationstemperaturen werden üblicherweise die in Tabelle 1.1 aufgeführten P1-Band Emissionen des  $OH(3 \rightarrow 1)$  Übergangs vom dritten in das erste Vibrationsniveau vermessen (etwa Offermann u. a. (2010) und Schmidt (2016)). Diese zeichnen sich durch vergleichsweise hohe Intensitäten und gute Separation der Spektrallinien aus. Die Unterscheidung in P1- und P2- Bänder trägt den beiden möglichen Spinzuständen Rechnung. Abbildung 2.1 zeigt ein simuliertes Emissionsspektrum von OH-Molekülen bei 200 K im Bereich von 1500 nm - 1570 nm ( $6369 \text{ cm}^{-1} - 6666 \text{ cm}^{-1}$ ) mit den relevanten Emissionen des  $OH(3 \rightarrow 1)$ -Übergangs.

### 2.2.2 Bestimmung der OH-Temperaturen

Das gängige Verfahren (siehe Schmidt (2016)) für die Bestimmung der OH-Rotationstemperaturen beruht auf der Temperaturabhängigkeit der emittierten spektralen Intensitäten und der Annahme, dass sich die emittierenden OH-Moleküle mit ihrer Umgebung im thermi-

schen Gleichgewicht befinden. Für beliebige Rotations-Vibrations-Übergänge  $\nu_2 \rightarrow \nu_1$  kann die Intensität  $I_{\nu_{21}}$  der zugehörigen Emission aus Gleichung 2.1 bestimmt werden:

$$I_{\nu_{21}} = \frac{N_{\nu_2}}{Q_{\nu_2}} \cdot 2(2J_{\nu_2} + 1) \cdot A_{\nu_{21}, J_{21}} \cdot \exp\left(\frac{-F_{\nu_2, J_{\nu_2}}}{k_B T_{rot}}\right). \quad (2.1)$$

Diese ist über die Boltzmannkonstante  $k_B$  mit der Rotationstemperatur der Moleküle verknüpft und wird im Weiteren durch die bekannten Größen  $A_{\nu_{21}, J_{21}}$  (Einsteinkoeffizient der Spontanemission),  $F_{\nu_2, J_{\nu_2}}$  (Energie des relevanten Rotationsniveaus bezüglich des Vibrationszustands) und  $J_{\nu_2}$  bestimmt. Der Quotient aus Besetzungszahl  $N_{\nu_2}$  und Rotationszustandssumme  $Q_{\nu_2}$  ist in der Regel unbekannt, kann aber innerhalb einer Emissionsbande als konstant angenommen werden. Gleichung 2.1 wird in die lineare Form:

$$\ln\left(\frac{I_{\nu_{21}}}{2(2J_{\nu_2} + 1) \cdot A_{\nu_{21}, J_{21}}}\right) = \ln\left(\frac{N_{\nu_2}}{Q_{\nu_2}}\right) - \frac{1}{k_B T_{rot}} \cdot F_{\nu_2, J_{\nu_2}} \quad (2.2)$$

überführt, aus deren Steigung die Temperatur abgeleitet werden kann. In der Praxis erfolgt die Bestimmung der Temperatur durch das Fitten einer Ausgleichsgeraden an die Ergebnisse mehrerer gemessener Spektrallinien (i.d.R. P1(2), P1(3), P1(4)). Hierfür wird die linke Seite der Gleichung 2.2 aus den gemessenen Intensitäten berechnet und über  $F_{\nu_2, J_{\nu_2}}$  aufgetragen.

### 2.2.3 Unsicherheiten der Temperaturbestimmung

Die inhärente Unsicherheit der Temperaturbestimmung speist sich zum einen aus der statistischen Unsicherheit bei der Messung der Emissionsintensitäten, zum anderen birgt auch das beschriebene Verfahren zur Temperaturableitung selbst systematische Unsicherheiten. Der Einfluss der statistischen Unsicherheiten  $\Delta I$  auf die Temperaturmessung kann durch eine Monte-Carlo Simulation abgeschätzt werden. Gängige Gitterspektrometer zeigen eine Streuung der Intensitätsmessungen von etwa 2 % - 10 % (Kniebling (2021) und Schmidt u. a. (2013)). Die daraus abgeleitete Standardabweichung der Temperaturen beträgt zwischen 4 K und 25 K (je für einen angenommenen Mittelwert von 200 K). Diese maßgeblich durch Schrotrauschen verursachten Unsicherheiten können einerseits durch eine Reduzierung von Störsignalen, andererseits durch eine Erhöhung des Nutzsignals vermindert werden. Eine ausführliche Abhandlung der systematischen Unsicherheiten liefert Schmidt (2016). Für die in dieser Arbeit behandelten Spektrallinien werden daraus vier maßgebliche Quellen systematischer Fehler identifiziert. So führen verschiedene in der Literatur zu findende Sätze von Einsteinkoeffizienten  $A_{\nu_{21}, J_{21}}$  zu Unterschieden von bis zu 10 K zwischen den abgeleiteten Temperaturen. Für unterschiedliche Sätze der Energie-Terme  $F_{\nu_2, J_{\nu_2}}$  wird eine Tempera-

turunsicherheit von 0.1 K benannt. Daher muss die Kenntnis der jeweils verwendeten Koeffizienten für den Vergleich verschiedener Messgeräte vorausgesetzt werden. Auf die ebenfalls bei Schmidt (2016) diskutierte Trennung der P1(4)-Linie von der benachbarten R1(6)-Emission nach Lange (1982) sowie auf den Einfluss einer möglicherweise auftretenden Emissionslinie von Quecksilber aus künstlichen Strahlungsquellen wird in späteren Kapiteln eingegangen. Zusammenfassend kann festgestellt werden, dass die Überlagerung der relevanten Spektrallinien mit anderen störenden Emissionen sowie die statistischen Messunsicherheiten reduziert werden können, indem ein Messprinzip mit hoher spektraler Auflösung bei gleichzeitig großem Lichtdurchsatz verwendet wird. Ein entsprechendes Messprinzip ist das räumlich-heterodyne Interferometer, das im folgenden Kapitel vorgestellt wird.



# 3 Räumlich-Heterodyne Interferometer

Räumlich-heterodyne Interferometer (*eng. Spatial Heterodyne Interferometer - SHI*) stellen eine spezielle Untergruppe der Fourierspektrometer (FTS) dar. Das zu bestimmende Spektrum wird dabei im Bezug auf eine vorher festgelegte Referenz- oder Heterodynwellenzahl gemessen. Die spektrale Selektion erfolgt durch räumliches Aufspalten der Gangunterschiede für verschiedene spektrale Elemente. Das zugrundeliegende Messprinzip geht zurück auf das SISAM Instrument (*Spectromètre Interferential a Selection par l'Amplitude de Modulation*), welches im Jahr 1958 von Pierre Connes (Connes (1958)) beschrieben wurde. Eine moderne Implementierung unter der Bezeichnung *Spatial Heterodyne Spectrometer (SHS)* findet sich unter anderem bei Harlander (1991). Das Messprinzip nutzt dabei Eigenschaften und Verfahren der Fourier-Spektroskopie unter zusätzlicher Ausnutzung des dispersiven Charakters der Beugung an optischen Gittern.

## 3.1 Statisches Michelson-Interferometer

Eine geeignete Hinführung zur Funktionsweise des räumlich-heterodynen Interferometers besteht in der Beschreibung des statischen Michelson-Interferometers (MI). Anders als bei der in der Spektroskopie gängigen Bauform wird ein Gangunterschied zwischen den Interferometerarmen nicht durch eine dynamische Änderung einer Armlänge erzeugt, sondern durch statisches Verkippen mindestens eines Endspiegels. Wie in Abbildung 3.1 gezeigt, bewirkt dies eine Änderung des Gangunterschieds  $\Delta z(x)$  entlang der geneigten Spiegelachse  $x$ . Trifft eine ebene Wellenfront, wie in Abb. 3.1 skizziert, auf einen um den Winkel  $\Theta$  geneigten Spiegel, so ist die reflektierte Wellenfront um den Winkel  $2\Theta$  gegen die Eingangswellenfront geneigt. Werden die Wellenfronten aus beiden Interferometerarmen in der Ausgangsapertur des Interferometers überlagert, so zeigt sich ein Streifenmuster nach der Formel der Zweistrahlinterferenz entlang der Achse  $x$  (Gl. 3.1). Dabei wird angenommen, dass beide Interferometerarme dieselbe Intensität  $i_0/2$  beisteuern. Es gilt dann:

$$i(x) = i_0 \cdot [1 + \cos(2\pi\sigma \cdot \tan(2\Theta) \cdot x)] = i_0 \cdot [1 + \cos(2\pi f_{MI}(\sigma) \cdot x)] \quad (3.1)$$

mit

$$f_{MI}(\sigma) = 2\pi\sigma \cdot \tan(2\Theta). \quad (3.2)$$

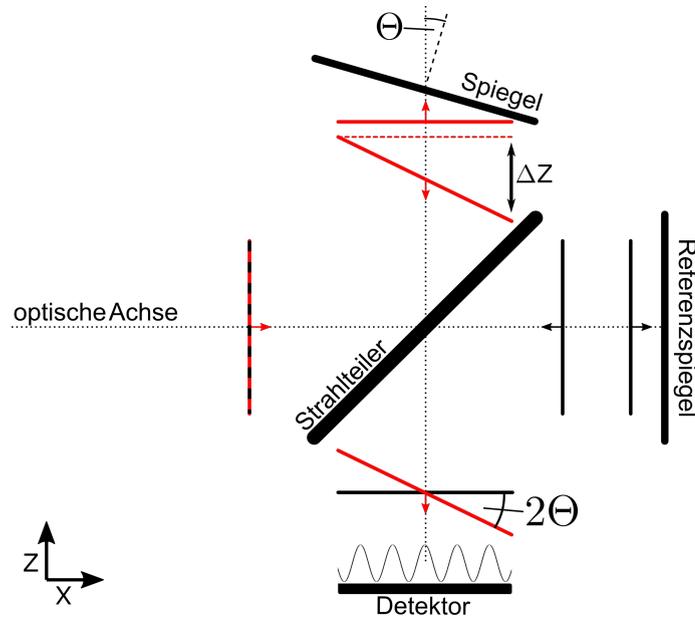


Abbildung 3.1: Prinzipskizze des statischen Michelson-Interferometers. Durch Neigen des Spiegels in einem Arm entsteht ein kontinuierlicher Gangunterschied zwischen den Wellenfronten beider Arme über die Apertur des Systems.

Die Streifenfrequenz  $f_{MI}$  ist demnach sowohl von der reziproken Wellenlänge oder Wellenzahl  $\sigma = 1/\lambda$  als auch von der Spiegelneigung abhängig. Aufgrund des meist linearen Zusammenhangs mit der Streifenfrequenz bietet sich im Umfeld der Fourier-Spektroskopie die Verwendung der Wellenzahl  $\sigma$  an Stelle der sonst geläufigeren Wellenlänge  $\lambda$  an.

Nach dem Wiener-Chintschin-Theorem kann das Interferogramm  $I(x)$  einer polychromatischen Lichtquelle mit der spektralen Leistungsverteilung  $S(\sigma)$ , kurz: Spektrum, als kontinuierliche Aufsummierung der monochromatischen Interferogramme  $i(x)$  aufgefasst werden:

$$I(x) = \int_0^\infty S(\sigma) \cdot [1 + \cos(2\pi f_{MI}(\sigma) \cdot x)] d\sigma. \quad (3.3)$$

Durch eine inverse Fouriertransformation des Interferenzmusters  $I(x)$  kann  $S(\sigma)$  abgeleitet werden. In Abschnitt 3.5 folgt eine eingehendere Beschreibung der allgemeinen Form der erhaltenen Spektren.

Diese Variation des Michelson-Interferometers ist besonders dann interessant, wenn eine hohe zeitliche Auflösung gefragt ist (etwa bei Semenova u. a. (2014)). Allerdings ist der maximal erzeugbare Gangunterschied und damit die spektrale Auflösung durch Breite und Neigungswinkel des verkippten Spiegels limitiert. Diese Begrenzung wird durch den Übergang vom statischen MI zum SHI aufgehoben, wobei die Planspiegel des MI durch Reflexionsgitter in Littrow-Anordnung ersetzt werden. Damit kann eine deutliche Erhöhung der spektralen Auflösung in einem begrenzten über das Design der

Gitter jedoch flexibel wählbaren Spektralbereich erreicht werden. Ursächlich dafür ist die zusätzliche Ausnutzung des dispersiven Charakters der Gitterbeugung.

## 3.2 Reflexionsgitter

Grundlegend für das Verständnis des SHI sind die Wellenfront formenden Eigenschaften diffraktiver optischer Elemente, genauer von Gittern in Reflexion (Abb. 3.2). Trifft eine ebene Wellenfront, charakterisiert durch den Wellenzahlvektor  $\vec{k}$  mit der Wellenzahl  $\sigma$ , auf ein optisches Gitter mit der Furchendichte  $d$ , wird sie an der periodischen Struktur gebeugt.

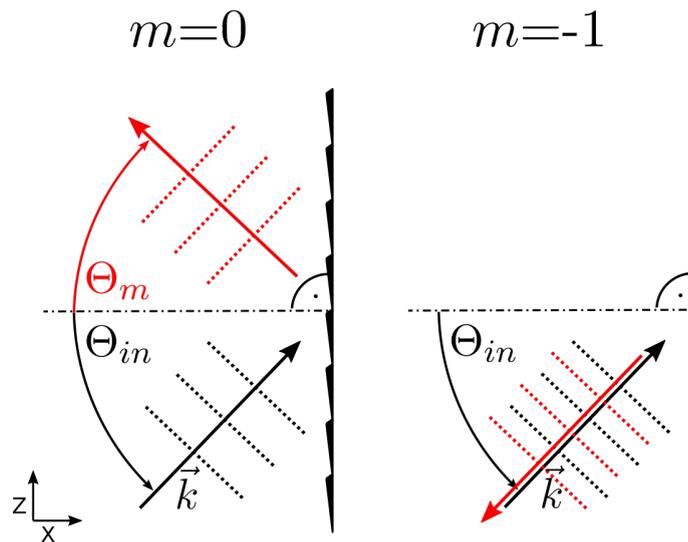


Abbildung 3.2: Eine Wellenfront, charakterisiert durch den Wellenzahlvektor  $\vec{k}$  mit  $k = 2\pi\sigma = 2\pi/\lambda$ , trifft unter einem Winkel  $\Theta_{in}$  auf ein Reflexionsgitter und wird gemäß der Gl.3.4 unter dem Winkel  $\Theta_m$  gebeugt. Der Beugungswinkel für  $m = 0$  entspricht der einfachen Reflexion. Für  $m = -1$  kann bei entsprechender Wahl der Gitterperiode die gezeigte Littrow-Anordnung realisiert werden, bei welcher die gebeugte Wellenfront parallel zur Eingangswellenfront ist. In der verwendeten Winkelkonvention sind die Winkelvorzeichen vor und nach der Beugung entgegengesetzt definiert. Daher gilt  $\Theta_{m=0} = \Theta_{in}$  und im Fall der Littrow-Anordnung  $\Theta_m = -\Theta_{in}$ .

Liegt  $\vec{k}$  wie in Abbildung 3.2 in der Dispersionsebene des Gitters, so schließt  $\vec{k}$  mit der Gitternormalen den Einfallswinkel  $\Theta_{in}$  ein. Der Beugungswinkel  $\Theta_m$  der einzelnen Beugungsordnungen  $m$  wird durch die Gittergleichung bestimmt (vgl. Born u. Wolf (1986), S.403):

$$\sin(\Theta_m) - \sin(\Theta_{in}) = m \frac{d}{\sigma} \quad \text{mit} \quad (m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots). \quad (3.4)$$

Abhängig von der Beugungsordnung erhält die Eingangswellenfront durch das Gitter einen zusätzlichen Neigungsterm, sodass die gebeugten Wellenfronten um die Winkel  $\Theta_m + \Theta_{in}$  gegen die Eingangswellenfront geneigt sind. Für den Fall  $\Theta_m = -\Theta_{in}$  mit  $m < 0$  ist die gebeugte Wellenfront damit parallel zur Eingangswellenfront und wird in die Einfallrichtung zurück gebeugt. Man spricht von der sogenannten Littrow-Anordnung (vgl. Born u. Wolf (1986), S.412).

Die Beschreibung von Beugungsgittern unter der vorher beschriebenen Einschränkung, dass  $\vec{k}$  in der Dispersionsebene des Gitters liegt, ist für die meisten Anwendungen ausreichend, auch für das generelle Verständnis des SHI. Für eine weiterführende Analyse der Eigenschaften eines realen SHI müssen aber auch solche Fälle betrachtet werden, in denen  $\vec{k}$  unter einem beliebigen Raumwinkel auf die Gitter trifft. Man spricht dann von konischer Beugung. Nach Maystre (1980) muss in diesem Fall zusätzlich zu  $\Theta_{in}$  ein weiterer Einfallswinkel  $\Phi_{in}$  berücksichtigt werden, den ein beliebiger Wellenzahlvektor mit der Dispersionsebene des Gitters, also der in Abbildung 3.2 gezeigten Ebene, einschließt. Für die Beugung relevant ist dann nur die Projektion  $\vec{k}^*$  des Wellenzahlvektors in die Dispersionsebene, die unter dem Winkel  $\Theta_{in}$  auf das Gitter trifft. Aus dem Betrag  $k^* = 2\pi\sigma \cos(\Phi_{in})$  kann eine projizierte Wellenzahl abgeleitet werden. Es ergeben sich folgende Gittergleichungen für die konische Beugung (vgl. Maystre (1980)):

$$\sin(\Theta_m) - \sin(\Theta_{in}) = m \frac{d}{\sigma \cos(\phi_{in})}, \quad (3.5)$$

$$\phi_m = -\phi_{in}.$$

Gleichung 3.4 stellt damit einen Grenzfall der Gleichungen 3.5 für  $\Phi_{in} = 0$  dar. Die Gitterspektroskopie nutzt die Wellenzahlabhängigkeit des Beugungswinkels  $\Theta_m$  zur räumlichen Selektion verschiedener spektraler Komponenten. Besonders vorteilhaft für spektroskopische Anwendungen erweisen sich Echellette- oder Blazegitter. Diese Variante der Reflexionsgitter zeichnet sich durch die Sägezahnform der Gitterfurchen aus. Durch die richtige Abstimmung des Sägezahnwinkels auf eine bestimmte Wellenzahl und Beugungsordnung kann die Beugungseffizienz für die entsprechende Ordnung und Wellenzahl theoretisch 100% erreichen. Kommerziell erhältliche Gitter weisen produktionsbedingt keine ideale Sägezahnstruktur auf und sind in der Regel für einen breiten Wellenzahlbereich ausgelegt. Daher liegt die erwartbare Beugungseffizienz der jeweiligen Hauptbeugungsordnung bei etwa 50% – 80%.

### 3.3 Messprinzip räumlich-heterodyner Interferometer

Abbildung 3.3 a) skizziert das Messprinzip des räumlich-heterodynen Interferometers, das als Hybridverfahren aus MI und Gitterspektrometer verstanden werden kann. Der Grundaufbau entspricht dabei dem des statischen Michelson-Interferometers (MI). Anstelle der Spiegel werden jedoch Beugungsgitter in Reflexion verwendet, welche um den Winkel  $\Theta_L$  gegen die optische Achse geneigt sind. Infolgedessen wird die Wellenfront des reflektierten Lichts nicht allein durch einen geometrischen Wegunterschied, sondern wesentlich auch durch die Beugung an den optischen Gittern bestimmt. Der Gitterneigungswinkel  $\Theta_L$  wird in Abhängigkeit von der Gitterkonstanten so gewählt, dass die Littrow-Bedingung für eine festgelegte Littrow-Wellenzahl  $\sigma_L$  erfüllt wird.

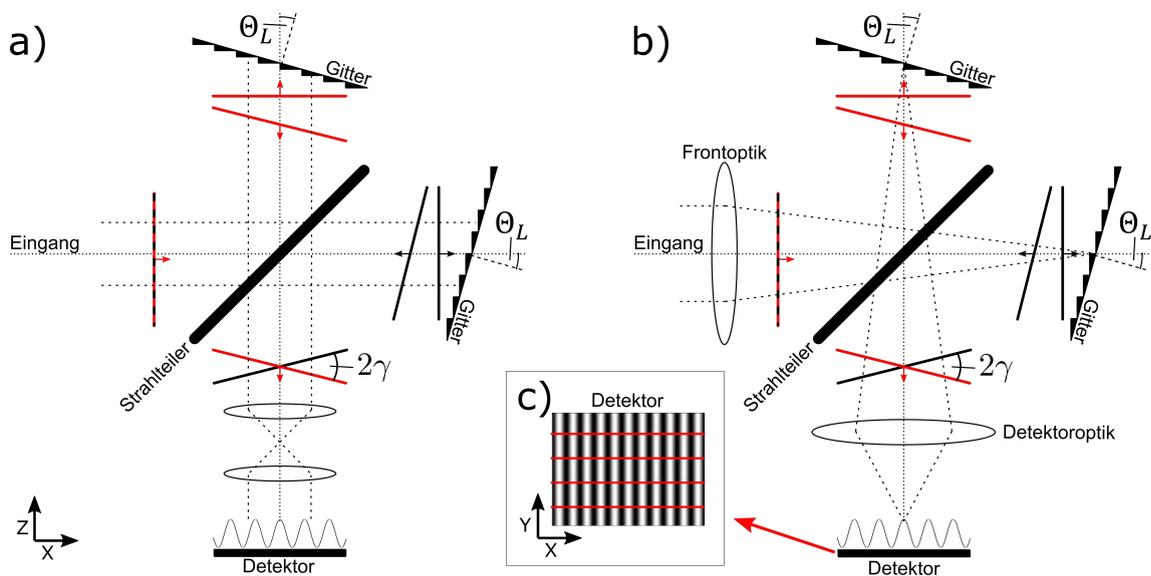


Abbildung 3.3: **a)** Allgemeine Funktion eines räumlich-heterodynen Interferometers. Eine eingehende ebene Testwellenfront wird an den Gittern zurück gebeugt. Die gebeugten Wellenfronten aus beiden Armen sind um den wellenzahlabhängigen Winkel  $2\gamma$  gegeneinander geneigt, was bei der Überlagerung in einer Detektionsebene ein Streifenmuster erzeugt. **b)** Zur räumlich aufgelösten Spektromessung kann die zu vermessende Lichtquelle über ein Zwischenbild in der Gitterebene in die Detektionsebene abgebildet werden. Dabei resultiert das Interferogramm in horizontaler Richtung aus dem räumlich gemittelten Spektrum im entsprechenden Teil der Lichtquelle. Durch individuelle Auswertung einzelner vertikal angeordneter Sektionen des Bildes der Lichtquelle, wie in c) angedeutet, kann die vertikale räumliche Spektralverteilung analysiert werden.

Nach der Gittergleichung (Gl. 3.4) mit  $m = -1$  führt diese Anordnung dazu, dass ein in der Dispersionsebene einfallendes paralleles Strahlenbündel ( $\Theta_{in} = \Theta_L$ ) mit einer Wellenzahl  $\sigma = \sigma_L \pm \Delta\sigma$  unter dem Beugungswinkel  $\Theta_{-1}(\sigma) = \Theta_L \pm \gamma(\sigma)$  reflektiert wird. Der Winkel  $\gamma(\sigma)$  gibt dabei die Neigung der reflektierten Wellenfront bezüglich der Eingangswellenfront an (Harlander (1991)). Licht der Wellenzahl  $\sigma_L$  wird so gebeugt, dass es

exakt in die Eingangsrichtung läuft und  $\gamma = 0$  gilt. Die Gitter in den beiden Interferometerarmen sind so ausgerichtet, dass die jeweils reflektierten Wellenfronten entgegengesetzt geneigt sind. Durch ein geeignetes Abbildungssystem können die Wellenfronten aus den jeweiligen Gitterebenen in eine gemeinsame Überlagerungsebene übertragen werden. Wie in Abbildung 3.3 a) skizziert, entsteht dadurch ein Wellenfrontkeil in der Überlagerungsebene, welcher wie beim statischen MI als Interferenzstreifenmuster detektiert werden kann. Entsprechend dem Abbildungsmaßstab  $M$  der Übertragung kann die Raumfrequenz des Interferenzmusters  $f_{SHI}(\sigma, M)$  nach Harlander (1991) mit Hilfe von Gleichung 3.6 berechnet werden:

$$f_{SHI}(\sigma, M) = 2\sigma \sin(\gamma) \cdot M^{-1} \approx 4(\sigma - \sigma_L) \tan(\Theta_L) \cdot M^{-1}. \quad (3.6)$$

Mit der Näherung für kleine Winkel  $\gamma$  wird der heterodyne Charakter der Streifenfrequenzen deutlich, also die Abhängigkeit von einer auf  $\sigma_L$  bezogenen Relativwellenzahl. Anders als beim MI (Gl.3.1) können Streifenfrequenzen nur bei Kenntnis der Heterodynwellenzahl  $\sigma_L$  und der Gitterperiode bzw. des Littrow-Winkels auf die zugehörigen optischen Wellenzahlen zurückgeführt werden. Das Interferogramm einer Lichtquelle mit spektraler Verteilung  $S(\sigma)$  kann wie beim MI als kontinuierliche Aufsummierung monochromatischer Anteile aufgefasst werden:

$$I(x) = \int_0^\infty S(\sigma) \cdot [1 + \cos(2\pi f_{SHI}(\sigma, M) \cdot x)] d\sigma. \quad (3.7)$$

Gleichung 3.7 unterscheidet sich damit von Gleichung 3.3 nur in der heterodynen Streifenfrequenz. Die spektrale Leistungsdichte kann analog zum MI durch eine Fourier-Transformation (FT) des Interferogramms abgeleitet werden. Zu beachten ist, dass die durch die FT erhaltenen Frequenzen, wie vorher begründet, nur in Bezug auf die Littrow-Wellenzahl zu interpretieren sind und sich das Spektrum des SHI von dem des MI unterscheidet. Darauf wird im kommenden Abschnitt näher eingegangen.

## 3.4 Heterodynes Spektrum

Durch den heterodynen Charakter des SHI unterscheiden sich die erhaltenen Spektren von solchen, welche durch statische MI erzeugt werden. Abbildung 3.4 vergleicht die aus einem MI (Abb. 3.4 a)) und einem SHI (Abb. 3.4 b)) resultierenden Messergebnisse für identische Testspektren. Diese enthalten drei Spektrallinien mit den beliebigen Wellenzahlen  $\sigma_1, \sigma_2 = 0,7\sigma_1$  und  $\sigma_3 = 0,9\sigma_1$  und den Intensitäten  $I_1 = 2I_2 = 3I_3$ . Die horizontale Achse der abgeleiteten Spektren gibt dabei jeweils die Streifenfrequenz  $f_{MI/SHI}$  der zugehörigen Interferogramme nach Gl. 3.2 bzw. Gl. 3.6 an. Die Littrow-Wellenzahl für

das Spektrum des SHI wurde als  $\sigma_L = 0.8\sigma_1$  gewählt. Außerdem wurde angenommen, dass  $\sigma_1$  in beiden Fällen die gleiche Streifenfrequenz erzeugt. Auf die wesentlichen Unterschiede und Gemeinsamkeiten der Resultate soll im Folgenden eingegangen werden.

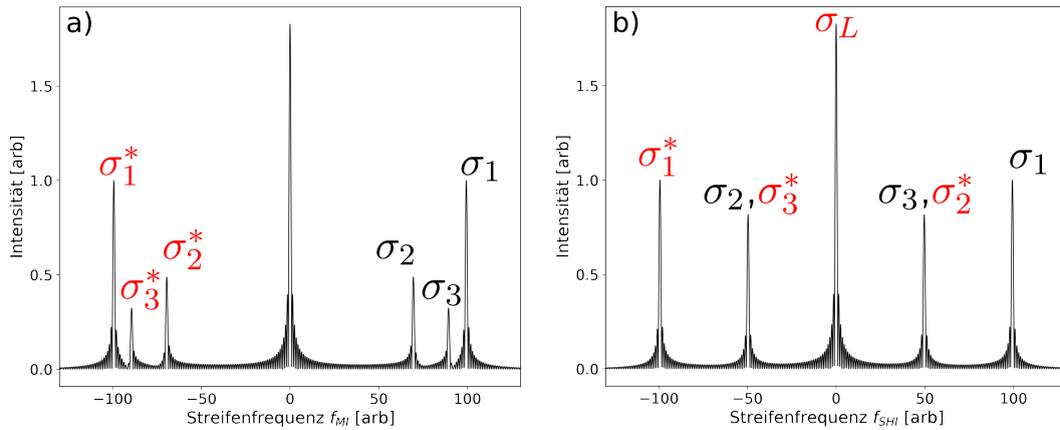


Abbildung 3.4: Vergleich der Spektren aus MI (a) und SHI (b). In beiden Fällen wurden allgemeine Testwellenzahlen  $\sigma_1$ ,  $\sigma_2 = 0,7\sigma_1$  und  $\sigma_3 = 0,9\sigma_1$  mit den Intensitäten  $I_1 = 2I_2 = 3I_3$  verwendet. Die Littrow-Wellenzahl im Fall des SHI beträgt  $\sigma_L = 0,8\sigma_1$ , während der Littrow-Winkel so gewählt wurde, dass  $f_{SHI}(\sigma_1) = f_{MI}(\sigma_1)$  gilt. Beide Spektren zeigen einen Ausschlag durch den Gleichanteil der Interferogramme (Mitte) sowie reale (schwarz) und gespiegelte (rot) Spektralanteile. Im Spektrum des SHI markiert der Gleichanteil die Lage von  $\sigma_L$ . a) MI: Die negative Seite des Spektrums ergibt sich als unphysikalische Spiegelung des realen Spektrums. b) SHI: Auch negative Frequenzen können für reale Spektralbeiträge stehen. Im gezeigten Beispiel können die Beiträge der Testwellenzahlen  $\sigma_2 = 0,7\sigma_1$  und  $\sigma_3 = 0,9\sigma_1$  so zwar nicht unterschieden werden, allerdings kann das Spektrum durch geeignete Wahl von  $\sigma_L$  so beeinflusst werden, dass die Trennung der Spektrallinien größer ist als beim MI. Der zentrale Ausschlag ist aus Gründen der Übersichtlichkeit in beiden Spektren um den Faktor 2 reduziert dargestellt.

In beiden Systemen wird die Linienform durch die Fensterfunktion des Interferogramms bestimmt (siehe Abschnitt 3.5). Außerdem zeigen beide Spektren einen charakteristischen Ausschlag bei  $f_{MI/SHI} = 0$  in der Mitte des Spektrums. Dieser repräsentiert im idealisierten Fall den jeweiligen Gleichanteil in Gl. 3.3 und Gl. 3.7. Bei einer realen Messung tragen zusätzlich auch unmodulierte Hintergrundsignale zu diesem Ausschlag bei. Nach Gleichung 3.3 gilt für die Streifenfrequenzen des MI:  $f_{MI} \propto \sigma$ . Dementsprechend kann  $f_{MI} = 0$  mit  $\sigma = 0$  identifiziert werden. In vergleichbarer Weise verknüpft Gleichung 3.6 die Streifenfrequenz  $f_{SHI}$  mit der Differenz  $(\sigma - \sigma_L)$ , also der Abweichung von der Littrow-Wellenzahl. Die Lage des Hintergrundsignals markiert daher die Littrow-Wellenzahl. Bei beiden Messsystemen zeigen die Spektren Signale sowohl bei positiven Streifenfrequenzen als auch bei negativen Frequenzen gleichen Betrags. Diese stellen

beim MI keine physikalischen Signale dar, sondern ergeben sich aus der Symmetrie des cosinusförmigen Interferogramms. Da sich die Interferogrammfrequenzen bei SHI aber proportional zu  $\sigma - \sigma_L$  verhalten, können auch Signale bei negativen Frequenzen eine physikalische Bedeutung haben. Diese zeigen eine entsprechende Spiegelung im positiven Frequenzbereich. Es kommt also unvermeidlich zu einer Überlagerung der Wellenzahlbereiche  $\sigma < \sigma_L$  und  $\sigma > \sigma_L$  (siehe Abbildung 3.4). Aufgrund dieser zentralen Eigenschaft des heterodynen Spektrums könnte im gezeigten Beispiel die Testwellenzahl  $\sigma_2 = 0.7\sigma_1$  nicht von einer weiteren Testwellenzahl  $\sigma_3 = 0.9\sigma_1$  unterschieden werden. Bei der Auslegung eines SHI muss die Lage des zu vermessenden Spektrums demzufolge genau bekannt sein. Durch geschickte Wahl der Littrow-Wellenzahl in Kombination mit der Beschränkung des eingespeisten Spektrums durch einen physikalischen Bandpassfilter kann die Überlagerung verschiedener Spektralanteile vermieden werden. Auch die experimentelle Kalibration der spektralen Achse unterscheidet sich bei MI und SHI. Während zur spektralen Kalibration eines MI nur der Spiegelneigungswinkel  $\Theta$  durch Vermessung einer bekannten monochromatischen Lichtquelle ermittelt werden muss, ist bei SHI die Vermessung mindestens einer weiteren bekannten Wellenzahl nötig, um die beiden relevanten Größen  $\sigma_L$  und  $\theta_L$  zuzuordnen.

Bei einer realen Messung sowohl mit dem statischen MI als auch mit dem SHI ist die verfügbare Bandbreite an Interferogrammfrequenzen durch die mechanischen Dimensionen des jeweiligen Systems sowie das Nyquist-Theorem begrenzt (vgl. Butz (2011)). Durch die Aufhebung der Proportionalität zwischen Streifenfrequenz und Testwellenzahl ist es mit einem gezielt ausgelegten SHI möglich die verfügbare räumliche Bandbreite auf einen begrenzten Wellenzahlbereich um  $\sigma_L$  aufzuteilen. Dies schränkt zwar, verglichen mit dem MI, den messbaren Wellenzahlbereich ein und setzt die genaue Kenntnis der zu erwartenden Spektrallinien voraus, erhöht aber in gleicher Weise die Separation einzelner Spektrallinien und damit die im nächsten Abschnitt behandelte spektrale Auflösung.

## 3.5 Linienform und spektrales Auflösungsvermögen

Das spektrale Auflösungsvermögen eines Spektrometers gibt an wie weit zwei Spektrallinien gleicher Intensität separiert sein müssen, um diese noch voneinander unterscheiden zu können. Die Auflösung wird häufig mit  $R = \frac{\sigma}{\Delta\sigma} \approx \frac{\lambda}{\Delta\lambda}$ , also als Quotient der betrachteten Wellenzahl und des minimal nötigen spektralen Abstandes  $\Delta\sigma$ , angegeben. Für die meisten Spektrometer wie Gitter- oder Fabry-Perot-Spektrometer wird die Halbwertsbreite (HWB) der Spektrallinien mit dem minimalen spektralen Abstand assoziiert (vgl. Shepherd (2002), S. 133).

Für ein SHI kann das theoretische Auflösungsvermögen analog zum klassischen MI aus Form und Breite der Spektrallinien abgeleitet werden. Die Linienfunktion eines SHI wird wie beim MI durch die Fensterfunktion des Interferogramms bestimmt. Ein reales Interferogramm kann als Produkt eines unendlich ausgedehnten Interferenzmusters und einer endlichen Fensterfunktion der Breite  $B$  aufgefasst werden. Analog zu Harlander (1991) und Butz (2011) soll für den Gangunterschied  $\Delta$  über  $B$  gelten:  $-\Delta_{max} \leq \Delta \leq \Delta_{max}$ . Das Interferogramm ist dann symmetrisch um  $\Delta = 0$ . Dies trifft für ein SHI mit symmetrischen Armen zu (Abb. 3.3).

Nach dem Faltungstheorem stellt sich das durch Fouriertransformation erhaltene Spektrum als Faltung von  $\delta$ -förmig angenommenen Spektrallinien und der Fouriertransformierten der Fensterfunktion dar. Im einfachsten Fall entspricht die Fensterfunktion eines endlichen Interferogramms einer Rechteckfunktion der Breite  $B$ . Die daraus resultierende Linienfunktion  $F(f - f_0)$  entspricht einer  $|\text{sinc}(x)|$ -Funktion nach Gleichung 3.8, deren Hauptmaximum an der spektralen Koordinate  $f_0$  zu finden ist (vgl. Butz (2011), S. 71f):

$$F(f - f_0) = |\text{sinc}[2\pi(f - f_0)B/2]|. \quad (3.8)$$

Die spektrale Auflösung ergibt sich je nach Definition der Linienbreite  $\Delta\sigma$ . So wird  $\Delta\sigma$  bei Harlander (1991) analog zum Rayleigh-Kriterium als der Abstand zwischen Maximum und erster Nullstelle der Linienfunktion definiert. Nach dieser Definition können zwei Spektrallinien dann voneinander unterschieden werden, wenn sich die zugehörigen Interferogramme um einen Interferenzstreifen unterscheiden (siehe Anhang 9.1). Unter Verwendung der genäherten Form von Gleichung 3.6 kann die so definierte Auflösung durch Gleichung 3.9 dargestellt und über die beleuchtete Gitterbreite  $W = B/(\cos(\Theta_L)M)$  mit der Anzahl  $N$  der beleuchteten Gitterfurchen pro Gitter identifiziert werden (vgl. Harlander (1991)):

$$R = \frac{4B\sigma}{M} \tan(\Theta_L) = 2N. \quad (3.9)$$

Das Rayleigh-Kriterium wurde ursprünglich zur Unterscheidung zweier Funktionen der Form  $|\text{sinc}(x)|^2$  definiert (vgl. Born u. Wolf (1986), S.333). Es eignet sich aber nur bedingt als Auflösungskriterium für Spektrallinien der Form  $|\text{sinc}(x)|$ , welche im Grenzfall zu einer einzelnen, allerdings verbreiterten, Spektrallinie verschmelzen. Bei Chantry u. Fleming (1976) und Shepherd (2002) wird daher argumentiert, dass die realistisch erwartbare Auflösung etwa 50% bis 70% der Rayleigh-Auflösung beträgt. Gerade bei der Vermessung mehrerer benachbarter Spektrallinien können die erheblichen Nebenmaxima der  $|\text{sinc}(x)|$ -Funktion eine genaue Analyse der Linienintensität erschweren. Durch die Wahl einer geeigneteren Fensterfunktion können die Nebenmaxima bei Inkaufnah-

me einer reduzierten spektralen Auflösung unterdrückt werden. Mögliche Fensterfunktionen werden beispielsweise bei Butz (2011) verglichen. Auf die Eignung verschiedener Fensterfunktionen für die in dieser Arbeit behandelten Spektren wird in Kapitel 5.3 eingegangen.

### 3.6 Feldweitung

Bislang bezog sich die Diskussion des SHI auf eine Beleuchtung mit axialen ebenen Wellenfronten in der Dispersionsebene der Gitter (Abb.3.3 a)). Bezieht man auch solche Wellenfronten in die Betrachtung mit ein, welche aus einem Raumwinkel  $\Omega$  auf die Gitter treffen, muss die zunehmende Streifenfrequenz für größere Winkel berücksichtigt werden. Harlander (1991) zeigt, dass bei einem Raumwinkel  $\Omega_{Max} = 2\pi/R$  die unter den größten Einfallswinkeln erzeugten Streifenanzahlen über die gesamte Interferogrammbreite gegenüber den Streifenanzahlen bei axialem Einfall um eins erhöht sind. Da infolgedessen die Wellenfronten zweier mit  $R$  gerade noch auflösbarer Spektrallinien nicht mehr unterschieden werden können, definiert  $\Omega_{Max}$  das maximale Sichtfeld des Interferometers.

Ebenfalls bei Harlander (1991) ist eine Möglichkeit zur Weitung des Sichtfeldes durch Keilprismen beschrieben. Diese werden jeweils vor den Gittern platziert und sind so ausgelegt, dass die Gitterflächen bei Betrachtung durch die Prismen senkrecht zur optischen Achse erscheinen.

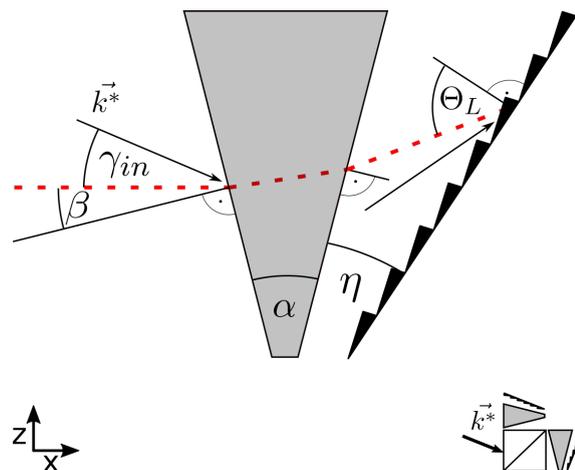


Abbildung 3.5: Ein Arm eines SHI mit feldweitem Keilprisma nach Harlander (1991). Der einfallende Wellenzahlvektor  $\vec{k}$  ist um den Winkel  $\phi_{in}$  gegen die gezeigte Dispersionsebene des Gitters geneigt. Der Einfall des projizierten Wellenzahlvektors  $\vec{k}^*$  in der Dispersionsebene wird durch den Winkel  $\gamma_{in}$  beschrieben. Die rote Linie gibt den Strahlverlauf einer axial einfallenden Wellenfront mit  $\sigma = \sigma_L$  wieder und definiert damit die optische Achse des Systems.

Abbildung 3.5 verdeutlicht den Einfall eines beliebigen Wellenzahlvektors  $\vec{k}$  in einen Arm eines SHI mit Keilprismen der Brechzahl  $n$ . Dabei wird der Einfallswinkel analog zu den Beschreibungen der konischen Beugung in Abschnitt 3.2 in die Winkelkomponenten  $\phi_{in}$  und  $\gamma_{in}$  aufgeteilt. Die in Abb. 3.5 nicht gezeigte Komponente  $\phi_{in}$  gibt den Winkel zwischen  $\vec{k}$  und der Dispersionsebene des Gitters an, während  $\gamma_{in}$  den Einfall der Projektion  $\vec{k}^*$  des Wellenzahlvektors  $\vec{k}$  in der Dispersionsebene beschreibt. Die rote Linie markiert den Weg einer axial einfallenden Wellenfront mit der Littrow-Wellenzahl. Die resultierende Frequenz des Interferogramms wird näherungsweise durch Gleichung 3.10 beschrieben, wobei die Dispersion von  $n$  als vernachlässigbar angenommen wird. Damit gilt innerhalb eines Bereichs um die Design-Wellenzahl der Prismen:

$$\begin{aligned}
 f(\sigma, M = 1) \approx & 4(\sigma - \sigma_L) \tan(\Theta_L) \\
 & - 2\sigma\gamma_{in}^2 \left( \frac{2(n^2 - 1)}{n^2} \frac{\tan(\beta)}{\cos^2(\alpha/2)} - \tan(\Theta_L) \right) \\
 & - 2\sigma\phi_{in}^2 \left( \frac{2(n^2 - 1)}{n^2} \tan(\beta) - \tan(\Theta_L) \right) + \dots
 \end{aligned} \tag{3.10}$$

Zur Feldweitung müssen die Winkel  $\alpha$  und  $\beta$  nun so gewählt werden, dass die beiden quadratischen Terme verschwinden. Da dies nicht gleichzeitig für beide Terme möglich ist, wird bei Harlander u. a. (2002) folgender Formelsatz zur Bestimmung der idealen Prismenwinkel vorgeschlagen:

$$\frac{n^2 - 1}{n^2} \tan(\beta) \frac{2n^2 - \sin^2(\beta)}{n^2 - \sin^2(\beta)} = \tan(\Theta_L) \tag{3.11}$$

und

$$n \sin\left(\frac{\alpha}{2}\right) = \sin(\beta). \tag{3.12}$$

Gleichung 3.11 stellt dabei unter Verwendung von 3.12 eine Abwägung der beiden quadratischen Terme aus Gleichung 3.10 dar. Der Keilwinkel der Prismen wird durch Gleichung 3.12 so gewählt, dass die Strahlablenkung minimiert wird.

## 3.7 Räumlich aufgelöste Spektralmessung

Ein für diese Arbeit wichtiger, alternativer Betriebsmodus des SHI ist der in Abbildung 3.3 b) skizzierte Betrieb unter abbildender Beleuchtung, wie etwa bei Englert u. a. (2005) verwendet. Die zu vermessende Lichtquelle wird dabei in die Ebene der Gitter abgebildet, sodass die Information über die räumliche Spektralverteilung der Quelle zunächst erhalten bleibt und eine räumlich aufgelöste Spektralmessung möglich ist. Wie auch

bei der Verwendung unter kollimierter Beleuchtung (Abb. 3.3 a)) werden die Gitterebenen dann auf einen Flächendetektor abgebildet, wobei eine der räumlichen Bildachsen mit der Richtung der Interferogramme, also der spektralen Achse, zusammenfällt. Das entstehende Interferogramm resultiert aus dem entlang dieser Achse gemittelten Spektrum der Quelle. Die räumliche Spektralverteilung der Quelle ist in dieser Richtung damit für eine Auswertung unzugänglich. Entlang der dazu senkrechten Achse bleibt die räumliche Spektralverteilung dagegen erhalten. Dieser Betriebsmodus bietet sich folglich besonders dann an, wenn die räumliche Variation des Spektrums der Quelle für eine Raumdimension vernachlässigbar klein ist und das SHI entsprechend ausgerichtet werden kann. Das aufgenommene Streifenmuster kann, wie in Abbildung 3.3 c) angedeutet, senkrecht zur spektralen Richtung unterteilt und somit die räumliche Spektralverteilung in einer Dimension bestimmt werden. Auf die Bildentstehung bei diesem Betriebsmodus wird in Abschnitt 4.2.1 näher eingegangen.

## 4 Entwurf des GRIPS-HI Prototyps

Die im vorherigen Kapitel dargestellten Prinzipien sollen nun für die Entwicklung des GRIPS-HI Prototyps angewendet werden. Die Konzeption des Messgeräts beruht auf dem für das Projekt MetEOC-3 formulierten Ziel die Messunsicherheiten bei der bodengebundenen Messung der OH-Temperatur in der Mesopause deutlich zu reduzieren. Die Unsicherheit der zugehörigen Spektralmessung soll bei einer spektralen Strahldichte von  $350 \text{ Wsr}^{-1} \text{ m}^{-3}$  höchstens 0,5% betragen. Da die Messunsicherheit maßgeblich durch unvermeidliches Schrotrauschen bedingt ist, kann die relative Messgenauigkeit bzw. das Signal-Rausch-Verhältnis nur durch eine deutliche Erhöhung des Nutzsignals bei gleichzeitiger Unterdrückung von Störsignalen gesteigert werden. Daher soll der Lichtdurchsatz (Etendue) gegenüber bisher verwendeter Gitterspektrometer um mindestens eine Größenordnung erhöht werden. Da bei räumlich-heterodyn Interferometern nicht zwischen Etendue und spektraler Auflösung abgewogen werden muss, soll zusätzlich die Auflösung um ebenfalls eine Größenordnung erhöht werden. Dies reduziert die Überlagerung einzelner Spektrallinien, welche einen weiteren relevanten Einfluss auf die Unsicherheit der Temperaturableitung darstellt. Als Referenz für die angestrebten Ziele soll das bei Schmidt u. a. (2013) vorgestellte Gitterspektrometer dienen, das beispielhaft für die im NDMC verwendeten Instrumente ist. Weitere Anforderungen stellen die Möglichkeit zur Messung räumlicher Temperaturverteilungen und die weitgehende Verwendung von handelsüblichen Bauteilen dar.

Das in Abbildung 4.1 dargestellte Konzept für GRIPS-HI und die Entwicklung lassen sich in vier funktionelle Teilbereiche gliedern. Kern des Prototyps und erster Teilbereich ist die Konstruktion eines monolithischen, feldgeweiteten SHI (Abb.4.1 a)). Dieses bestimmt zentrale spektrometrischen Größen wie die spektrale Auflösung und den messbaren Spektralbereich. Den zweiten Teilbereich stellt die Auslegung der notwendigen Linsensysteme und des zugehörigen Streulichtblendensystems (Baffle) dar. Ein zweistufiges Abbildungssystem mit einem Zwischenbild auf den Gittern ermöglicht räumlich aufgelöste Spektralmessungen entlang einer Dimension parallel zu den Gitterfurchen und damit die Identifikation von Wellen und anderen Inhomogenitäten im Gesichtsfeld des Instruments. Durch das Abbildungssystem wird die Etendue des Prototyps festgelegt. Außerdem hat die Abbildungsqualität der zweiten Abbildungsstufe entscheidenden Einfluss auf den Kontrast der Interferogramme und damit auf die Effizienz des Gesamtsystems. Den dritten Teilbereich der Entwicklung bildet die Realisierung einer Aufzeichnungseinheit für die Interferogramme mit möglichst niedrigen thermischen Störsignalen. Dazu wird ein gekühlter InGaAs-Flächendetektor mit niedrigem Dunkel-

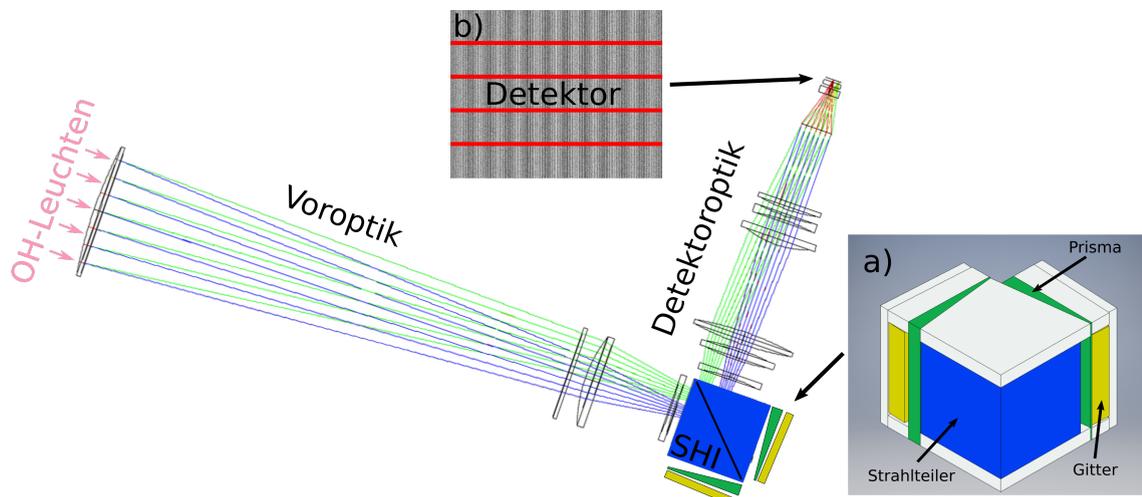


Abbildung 4.1: Konzeption des GRIPS-HI Prototyps. Die nachtleuchtende Atmosphäre wird von der Voroptik auf die Gitter eines monolithischen SHI (a) abgebildet. Anschließend überträgt die Detektoroptik die Zwischenbilder der Atmosphäre zusammen mit den an den Gittern erzeugten Wellenfronten in die Detektorebene. Das auf dem Detektor entstehende zweidimensionale Interferenzmuster (b) kann in horizontale Segmente unterteilt werden (durch rote Linien angedeutet), innerhalb derer zur Erhöhung des SNR ein gemittelt Interferogramm bestimmt wird. Durch Vergleich der gemittelten Interferogramme aller Segmente kann auf die räumliche Temperaturverteilung geschlossen werden.

strom verwendet, welcher, um Niederschlag an gekühlten Flächen zu vermeiden, unter Vakuum betrieben wird. Ein ebenfalls gekühlter Interferenzfilter vor der Detektorfläche unterdrückt alle Signale außerhalb des beobachteten Spektralbereichs. Dadurch wird thermisches Streulicht innerhalb des Gesichtsfeldes reduziert. Die Konstruktion des mechanischen Aufbaus schließt die Entwicklungsphase als vierter Teilabschnitt ab.

## 4.1 Konzeption des räumlich-heterodynem Interferometers

Der Entwurf des SHI orientiert sich an dem monolithischen Prinzip, welches beispielsweise auch von Deiml (2017) verwendet wurde. Die optischen Komponenten werden, wie in Abbildung 4.1 a) gezeigt, durch Verbindungsstücke aus Glas (grau) zusammengefügt. Als Basis des SHI wurde ein Strahlteilerwürfel mit einer Kantenlänge von 2" gewählt. Strahlteiler dieser Größe bieten den Vorteil einer guten Verfügbarkeit in Standardkatalogen bei einer relativ großen Eingangsapertur. Auch Beugungsgitter in entsprechender Größe sind vielfältig verfügbar. Wie bei Harlander (1991) und Deiml (2017) beschrieben, sollen Keilprismen verwendet werden, um die Gitter im geometrisch-optischen Sinn

senkrecht zur optischen Achse auszurichten. Die im Raum geneigten Gitter erscheinen dann bei Betrachtung durch die Prismen senkrecht. Dies stellt sicher, dass die Abbildungsebenen der verwendeten Optiken jeweils mit den Gitterflächen übereinstimmen. Da die Keilprismen und damit auch die Verbindungstücke für das jeweilige System entworfen werden müssen, sind Spezialanfertigungen hier unumgänglich.

### 4.1.1 Beugungsgitter, Auflösung und Littrow-Wellenzahl

Nach den Gleichungen 3.6 und 3.9 werden die erzeugten Streifenfrequenzen  $f(\sigma)$  und die spektrale Auflösung  $R(\sigma)$  durch die beleuchtete Gitterbreite  $W$ , die Interferogrammbreite  $B$ , die Gitterfurchendichte  $d$  und die Littrow-Wellenzahl  $\sigma_L$  bestimmt und sind über den Abbildungsmaßstab  $M$  und den Littrow-Winkel  $\Theta_L$  miteinander verknüpft. Im hier beschriebenen Fall wird  $W \lesssim 3\text{ cm}$  durch die Geometrie des Interferometers beschränkt und  $B = 9,6\text{ mm}$  über die Dimensionen des verwendeten Detektors vorgegeben. Der Messbereich und die spektrale Auflösung des SHI resultieren dann aus der geeigneten Wahl von  $\sigma_L$  und  $d$ . Dabei muss die Pixelanzahl des Detektors ( $640 \times 512$  Pixel) berücksichtigt werden, da eine Erhöhung von  $R(\sigma)$  auch immer eine Erhöhung von  $f(\sigma)$  bedingt. Die spektrale Auflösung wird letztlich also durch das Abtasttheorem limitiert, wonach Interferenzstreifen nur aufgelöst werden können, wenn mehr als zwei Stützstellen pro Streifenperiode zur Verfügung stehen (vgl. Butz (2011), S.102). Für das hier beschriebene SHI wurden eine Littrow-Wellenzahl von  $\sigma_L = 6516,4\text{ cm}^{-1}$  ( $\lambda_L = 1534,6\text{ nm}$ ) und eine Gitterfurchendichte von  $d = 200\text{ Linien/mm}$  gewählt. Dies soll im Folgenden begründet werden.

Aus den Größen  $W = 3\text{ cm}$  und  $d = 200\text{ Linien/mm}$  ergibt sich nach Gleichung 3.9 eine maximale spektrale Auflösung von  $R = 12000$ . Obwohl die realistisch erwartbare Auflösung nur 50%-70% dieses Wertes beträgt, wird gegenüber bisherigen GRIPS Geräten eine Steigerung um mehr als eine Größenordnung erreicht.

Zur Auswahl einer geeigneten Littrow-Wellenzahl ist die Betrachtung der resultierenden Abtastraten nötig. In Tabelle 4.1 werden die erwarteten Abtastraten für die Emissionen des P1-Bandes bei verschiedenen  $\sigma_L$  verglichen. Für die Berechnung wurden 640 Stützstellen für die komplette Interferogrammbreite verwendet. Dies entspricht der Pixelanzahl in einer Dimension des später beschriebenen InGaAs-Detektors.

Die Littrow-Wellenzahlen  $6431\text{ cm}^{-1}$  und  $6600\text{ cm}^{-1}$  liegen im unteren bzw. oberen Randbereich der Transmissionskurve des Interferenzfilters. Sie sind so gewählt, dass sie einerseits möglichst nahe an der jeweils nächsten relevanten Spektrallinie liegen, andererseits aber eine Überlagerung dieser Linien mit gespiegelten Spektralanteilen ausgeschlossen ist. Es zeigt sich, dass die resultierende Abtastrate für die am weitesten

Tabelle 4.1: Abtastraten der drei wichtigsten Spektrallinien des OH(3,1) P-Bandes für drei charakteristische  $\sigma_L$ . Die Abtastrate gibt die Anzahl an Stützstellen pro Interferogramperiode bei einer Gitterbreite von 3 cm und einer gesamten Stützstellenanzahl von 640 an. Die letztlich gewählte Littrow-Wellenzahl  $\sigma_L = 6516,4 \text{ cm}^{-1}$  erlaubt eine hohe spektrale Auflösung bei gut detektierbaren Abtastraten.

$\sigma_L$	6431 $\text{cm}^{-1}$	6516,4 $\text{cm}^{-1}$	6600 $\text{cm}^{-1}$
P1(2) [Pixel / Periode]	2,60	7,65	8,98
P1(3) [Pixel / Periode]	3,72	59,4	4,47
P1(4) [Pixel / Periode]	6,92	9,44	2,90

von der jeweiligen Littrow-Wellenzahl entfernte P1-Linie mit Werten von 2,6 bzw. 2,9 Pixeln/Periode bereits nahe an der Grenze des Abtasttheorems liegt. Wie in Abschnitt 4.2 deutlich werden wird ist auch unter dem Aspekt des Optikdesigns eine höhere Abtastrate (d.h. niedrigere Streifenfrequenz) wünschenswert. Daher wurde beschlossen eine Littrow-Wellenzahl innerhalb der Filtertransmission zu wählen. Bei sorgfältiger Wahl von  $\sigma_L$  können auf diese Weise die Abtastraten erhöht werden, während die spektrale Auflösung unverändert bleibt. Alternativ hätte auch die Furchendichte der Gitter angepasst werden können, was aber einen deutlichen Verlust an spektraler Auflösung bedeutet hätte. In Abbildung 4.2 sind die erwarteten Spektren für die Littrow-Wellenzahlen aus Tabelle 4.1 gezeigt. Die Spiegelspektren sind dabei ausgegraut. Außerdem ist der Bereich markiert in dem die Abtastrate der Interferogramme mehr als 6 Pixel (bzw. 3 Pixel) pro Periode beträgt. Die endgültige Littrow-Wellenzahl innerhalb des Spektralbereichs wurde nach folgenden Kriterien ausgewählt:

- Die minimale Abtastrate für die Interferogramme der OH(3,1) Spektrallinien P1(2), P1(3), P1(4) soll mindestens 6 Pixel/Periode betragen.
- Die Interferogramme der genannten Spektrallinien sollen mindestens 6 Streifenpaare beinhalten, um im Fourier-Spektrum einen ausreichenden Abstand der Spektrallinien zum Hintergrundsignal sicher zu stellen.
- Die Linien P1(2,3,4) und P2(2,3) sollen nicht durch gespiegelte Linien des OH-Spektrum überlagert werden.

Alle drei Bedingungen sind für  $\sigma_L \in [6515 : 6518] \text{ cm}^{-1}$  erfüllt. Infolgedessen wurde die nominelle Littrow-Wellenzahl  $\sigma_L = 6516,4 \text{ cm}^{-1}$  gewählt. Die spätere Montage des SHI muss unter optischer Kontrolle erfolgen, um sicher zu stellen, dass  $\sigma_L$  innerhalb des gerade erwähnten schmalen Toleranzbereichs liegt.

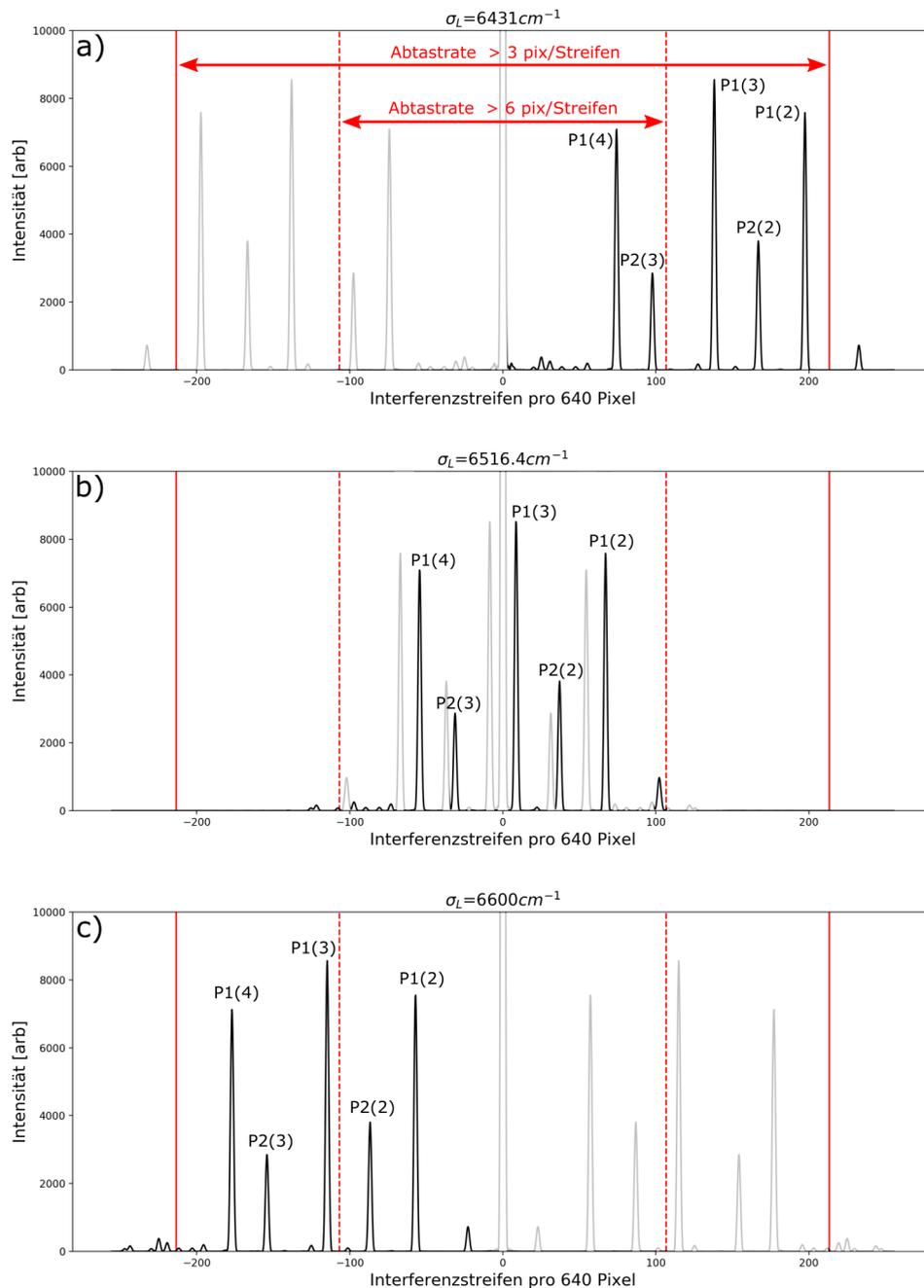


Abbildung 4.2: Heterodyne Spektren mit den Littrow-Wellenzahlen aus Tab. 4.1. Die gezeigte Linienform resultiert aus der Apodisierung mit dem später näher beschriebenen Blackman-Fenster. **a)**:  $\sigma_L = 6431 \text{ cm}^{-1}$ , **b)**:  $6516,4 \text{ cm}^{-1}$ , **c)**:  $6600 \text{ cm}^{-1}$ . Die relative Lage der Spektrallinien im heterodynem Spektrum wird durch die Wahl der Littrow-Wellenzahl bestimmt. Gezeigt sind die Spektrallinien der OH-Emissionen im Transmissionsbereich des Interferenzfilters. Die P1-Linien sind entsprechend markiert und die Spiegelspektren ausgegraut. Im Bereich zwischen den gestrichelten (durchgezogenen) Linien beträgt die Abtastrate mehr als 6 (3) Pixel pro Interferenzstreifen.

### 4.1.2 Keilprismen und Feldweitung

Die Auslegung der Keilprismen erfolgt nach dem in Abschnitt 3.6 beschriebenen Verfahren nach Harlander u. a. (2002). Bei der Auswahl des Prismenmaterials ist zu berücksichtigen, dass sich die Faktoren der quadratischen Terme in Gleichung 3.10 für große Brechungsindizes annähern, da der Winkel  $\alpha$  nach Gleichung 3.12 für hohe  $n$  sinkt. Daher ist ein Glas mit hohem Brechungsindex als Prismenmaterial vorteilhaft. Das bei Deiml (2017) verwendete Glas N-SF11 eignet sich aufgrund der hohen Transmission und des relativ hohen Brechungsindex (siehe Tab. 4.2) besonders für die Anwendung im nahen Infrarotbereich und soll auch im vorliegenden Entwurf als Prismenmaterial Verwendung finden. Als Material für die Verbindungsstücke (siehe Abb. 4.1 a)) wurde einfaches Flachglas ausgewählt, da dieses auch das Substrat der verfügbaren Gitter bildet. Durch die Verwendung einer Glassorte für alle optisch nicht aktiven Bauteile soll die relative thermische Verformung der Bauteile minimiert werden. Die nominellen Systemwinkel  $\alpha$  und  $\beta$ , die aus den Gleichungen 3.11 und 3.12 für verschiedene Wellenzahlen  $\sigma$  des relevanten Spektralbereichs berechnet werden können, sind in Tabelle 4.2 gegeben.

Tabelle 4.2: Nominelle Parameter der Prismen aus N-SF11 bei Normalbedingungen ( $T = 20^\circ\text{C}$ ,  $p = 1013 \text{ mbar}$ ). Die Winkel wurden mit den Gleichungen 3.11 und 3.12 berechnet (vgl. Harlander u. a. (2002)).

$\sigma$	$6431 \text{ cm}^{-1}$	$6516,4 \text{ cm}^{-1}$	$6600 \text{ cm}^{-1}$
$n_{SF11}(\sigma)$	1.7433	1.7437	1.7440
$\alpha(\sigma)$	7.5460	7.5429	7.5399
$\beta(\sigma)$	6.5873	6.5859	6.5846

Aus Tabelle 4.2 geht hervor, dass die maximale Änderung der idealen Prismenwinkel  $\Delta\alpha$  über den betrachteten Wellenzahlbereich mit etwa  $0.006^\circ$  kleiner als die angestrebte Fertigungstoleranz von etwa  $0.008^\circ$ , also  $30 \text{ arcsec}$  ist. Da die Littrow-Wellenzahl etwa im Zentrum des Spektralbereichs liegt und eine Kenngröße des SHI darstellt, werden die Winkel im Weiteren für die Littrow-Wellenzahl optimiert.

Wie beschrieben stellt Gleichung 3.11 nur eine Abwägung dar. Die berechneten Winkel dienen daher als Ausgangspunkt für eine numerische Optimierung mit Hilfe des Simulationsprogramms *RAYTRACE*. Während der Optimierung wurden die Winkel  $\alpha$  und  $\beta$  unabhängig voneinander variiert. Durch Gleichung 4.1 wird sicher gestellt, dass bei gegebenen Prismenflächen die Littrow-Bedingung erfüllt bleibt (vgl. Deiml (2017)).

Der Winkel  $\eta$  ist dabei der Neigungswinkel der letzten Prismenfläche zur Gitterebene:

$$\eta = \Theta_L - \arcsin \left( n \cdot \sin \left( \alpha - \arcsin \left( \frac{\sin(\beta)}{n} \right) \right) \right). \quad (4.1)$$

In *RAYTRACE* kann eine Lichtquelle derart definiert werden, dass sie als Fokus einer idealen Linse angesehen werden kann. Mehrere charakteristische Feldpunkte definieren die senkrechte Fokusebene  $E_0$  dieser idealen Linse (vgl. Abb. 4.3 (a)). Durch das Prisma wird  $E_0$  geometrisch geneigt. Nach der Optimierung soll die resultierende Neigung mit der aus Gleichung 4.1 berechneten Gitterneigung übereinstimmen. Um dies zu überprüfen, wird die Phase der am Gitter reflektierten Strahlenbündel mittels einer in *RAYTRACE* vorhandenen Funktion invertiert. Die dadurch erzeugten Fokuspunkte spannen eine virtuelle Abbildungsebene  $E^*$  auf (vgl. Abb. 4.3 (b)). Diese zeigt an wie die Gitterebene bei einer Betrachtung durch das Prisma erscheint. Nur wenn die reale Gitterebene mit der geneigten Abbildungsebene  $E_0$  übereinstimmt, reproduziert  $E^*$  die ursprüngliche Abbildungsebene  $E_0$ . Aus Abbildung 4.3 ist auch ersichtlich, dass durch das Prisma die Gitterneigung bezüglich der geometrischen z-Achse des Systems verringert wird.

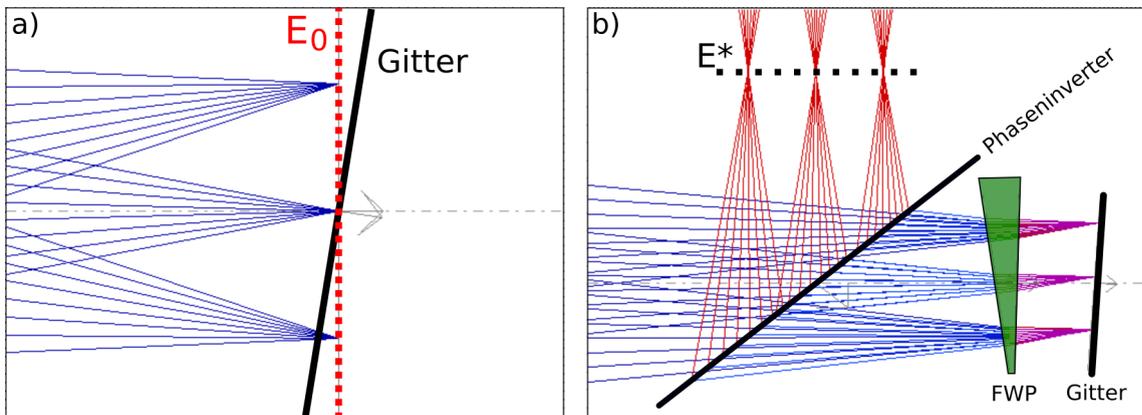


Abbildung 4.3: **(a)** Die Fokusebene  $E_0$  einer idealen Linse stimmt nicht mit der um  $\Theta_L$  geneigten Gitterebene überein. **(b)** Fokusebene und Gitter können durch ein feldweitendes Prisma (FWP) in Übereinstimmung gebracht werden. Die Phaseninvertierung der am Gitter reflektierten Strahlbündel zeigt, dass die Gitterfläche bei der Betrachtung durch das Prisma senkrecht zur optischen Achse erscheint.

Bei der Optimierung wurden die Winkel entsprechend der erwarteten Fertigungstoleranz von 30 arcsec auf drei Nachkommastellen beschränkt. Die folgenden Systemwinkel (vgl. Abb. 3.5) waren das Ergebnis der Optimierung:

$$\alpha = 7,512^\circ, \quad \beta = 6,585^\circ, \quad \eta = 2,295^\circ$$

Ein Vergleich der virtuellen Fokuslagen und damit der Ausrichtung der Ebenen  $E^*$  vor und nach der Optimierung ist in Anhang 9.2 zu finden. Gezeigt sind dort die Fokuslagen verschiedener Feldpunkte entlang der Bilddiagonalen, relativ zur Gitterebene. Während sich für  $\sigma_L$  vor der Optimierung Abweichungen von bis zu  $20 \mu\text{m}$  ergaben, betragen diese Unterschiede für die finalen Systemwinkel nur noch etwa  $4 \mu\text{m}$ .

Dass die feldweitende Funktion der Prismen über den gesamten betrachteten Wellenzahlbereich gegeben ist, zeigt ebenfalls Abbildung 9.1 (Anhang 9.2). Berücksichtigt werden muss allerdings der Effekt, dass Licht mit Wellenzahlen  $\sigma \neq \sigma_L$  das Prisma unter einem anderen Winkel verlässt, als Licht der Littrow-Wellenzahl. Der Einfallswinkel auf die Gitter (Gl. 3.4) ist bei Verwendung der Prismen also wellenzahlabhängig. Außerhalb eines schmalen Bereichs um die Designwellenzahl der Prismen muss dieser Effekt bei der Berechnung der Interferogrammfrequenzen berücksichtigt werden. Sowohl die Näherung in Gleichung 3.6 als auch die Gleichung 3.10 sind dann nicht mehr gültig. Vielmehr muss die exakte Form von Gl. 3.6 verwendet werden, wobei der Wellenfrontwinkel  $\gamma$  aus dem zweifachen Durchgang durch das Prisma und der Gittergleichung berechnet werden muss. Tabelle 4.3 vergleicht die Grundfrequenzen der Interferogramme für die drei P1-Linien unter Vernachlässigung (nach Gl. 3.10) und unter Berücksichtigung der Prismendispersion. Der Begriff Grundfrequenz beschreibt hier jene Interferogrammfrequenz, welche für  $M = 1$  und bei axialer Beleuchtung des Interferometers erwartet wird. Bei axialer Beleuchtung liefert Gl. 3.10 die gleichen Ergebnisse wie für ein SHI ohne Keilprismen. Es ist allerdings aus Tabelle 4.3 klar ersichtlich, dass die Prismendispersion auch bei axialer Beleuchtung einen merklichen Einfluss auf die Interferogramme der weit von  $\sigma_L$  entfernten Spektrallinien P1(2) und P1(4) hat.

Tabelle 4.3: Grundfrequenzen der Interferogramme zu den Spektrallinien P1(2), P1(3) und P1(4) für ein SHI mit den unter 4.1.1 beschriebenen Eigenschaften mit und ohne Keilprismen. Durch die Dispersion der Keilprismen ist der Auftreffwinkel auf den Gittern wellenzahlabhängig. Daraus resultieren höhere Grundfrequenzen der Interferogramme für  $\sigma \neq \sigma_L$

	P1(2)	P1(3)	P1(4)
Ohne Prisma: $f(\sigma, M = 1) [\text{cm}^{-1}]$	27,9	3,6	22,6
Mit Prisma: $f_{Prisma}(\sigma, M = 1) [\text{cm}^{-1}]$	28,7	3,7	23,3

Wie sich zeigt, bewirken die Prismen eine weitere Aufspaltung des Spektrums und eine Verschiebung der Spektrallinien hin zu höheren FT-Kanälen. Abhängig von der Gitterbreite  $W$  kann dies zu deutlichen Änderungen der Gesamtstreifenanzahl führen und muss daher bei der Skalierung der spektralen Achse berücksichtigt werden.

## 4.2 Design der optischen Systeme

Für das Erreichen der angestrebten Lichtausbeute ist die Auslegung des Abbildungssystems von entscheidender Bedeutung. Zum einen muss das Abbildungssystem über eine möglichst große Etendue und damit über einen hohen Lichtdurchsatz verfügen, zum anderen muss die Abbildungsqualität einen hohen Interferogrammkontrast erlauben, um einen möglichst großen Anteil des eingefangenen Lichts für die spektrale Auswertung verfügbar zu machen.

Wie bei Englert u. a. (2005) und Deiml (2017) wird ein zweistufiges Abbildungssystem verwendet (Abb. 3.3 b) und Abb. 4.1). Dieses besteht aus einer Voroptik (Objektiv bzw. Unendlich-Endlich-Optik) und einer Endlich-Endlich-Detektoroptik. Die Voroptik erzeugt je ein Zwischenbild der Atmosphäre auf den Gittern des SHI. Die Detektoroptik überträgt diese Zwischenbilder und damit die an den Gittern erzeugten Phasenverläufe in die Detektionsebene, wo es zur Entstehung des Interferenzmusters kommt. Auch wenn für ein SHI im abbildenden Betrieb dieselben Streifenfrequenzen erwartet werden wie für ein SHI im kollimierten Betrieb, muss die Entstehung der Streifenmuster auf grundlegend verschiedene Weise beschrieben und bei der Formulierung der Anforderungen an die Optiken berücksichtigt werden. Daher wird im Folgenden zunächst auf die Entstehung von Interferenzmustern im abbildenden Betriebsmodus eingegangen, bevor im Weiteren die einzelnen Abbildungsstufen vorgestellt und analysiert werden. Die beiden Abbildungsstufen wurden aufeinander abgestimmt und parallel entwickelt. Dabei wurden sowohl die Einzeloptiken als auch das Gesamtsystem optimiert.

### 4.2.1 Interferenzmuster bei abbildendem Betrieb

Die nachtleuchtende Atmosphäre stellt eine räumlich inkohärente Lichtquelle dar und kann daher als Ansammlung von unabhängigen, zueinander inkohärenten Punktlichtquellen beschrieben werden. Diese Punktlichtquellen werden durch die Voroptik auf die Gitter und durch die Detektoroptik weiter auf den Detektor abgebildet, sodass auch die Zwischenbilder auf den Gittern und das Bild auf dem Detektor ebenfalls räumlich inkohärent sind. Infolgedessen muss die Interferenz in der Detektorebene als punktweise Interferenz zwischen den beiden Zwischenbildpunkten verstanden werden, die durch die selbe Punktlichtquelle erzeugt werden. Im Gegensatz dazu interferieren im kollimierten Betriebsmodus zwei den ganzen Detektor füllende Wellenfronten (vgl. Abb. 3.3 a) u. b)). Die punktweise Interferenz kann wellenoptisch wie folgt beschrieben werden.

Aus Sicht der Detektoroptik liegen beide Gitter virtuell in derselben Ebene mit den Koordinaten  $(x, y)$ . Jedem Punkt  $G_1(x_1, y_1)$  auf dem einen Gitter entspricht ein Punkt  $G_2(x_2, y_2)$  auf dem anderen Gitter. Beide Punkte sind Zwischenbildpunkte derselben

atmosphärischen Punktlichtquelle und daher kohärent zueinander.

Bei der Betrachtung nur eines Interferometerarms wird das Bild eines Gitterpunktes  $G_1$  durch die Detektoroptik in die Detektorebene (Koordinaten:  $(x', y')$ ) übertragen. Dabei entspricht die Intensitätsverteilung  $I_{G_1}(x', y')$  der Punktbildfunktion (*eng. Point Spread Funktion* - PSF) des Abbildungssystems. Diese kann mit Gleichung 4.2 aus der Aperturfunktion  $u_1(\xi, \epsilon)$  des elektrischen Feldes in der Ausgangspupille der Detektoroptik mit den Koordinaten  $(\xi, \epsilon)$  berechnet werden (vgl. Goodman (1968), S. 112ff):

$$I_{G_1}(x', y') = |\mathcal{FT}_{(\xi, \epsilon) \rightarrow (x', y')} \{u_1(\xi, \epsilon)\}|^2 = |\mathcal{FT}_{(\xi, \epsilon) \rightarrow (x', y')} \{A_1(\xi, \epsilon)e^{i\phi_1(\xi, \epsilon)}\}|^2. \quad (4.2)$$

Dabei sind  $\phi_1(\xi, \epsilon)$  und  $A_1(\xi, \epsilon)$  die Phasen- und Amplitudenfunktionen des elektrischen Feldes in der Ebene der Ausgangspupille.

Bei der Betrachtung beider Interferometerarme setzt sich die komplexe Amplitude in der Ausgangsapertur aus den kohärent addierten Beiträgen beider Arme zusammen:

$$I_{G_1, G_2}(x', y') = |\mathcal{FT}_{(\xi, \epsilon) \rightarrow (x', y')} \{A(\xi, \epsilon) (e^{i\phi_1(\xi, \epsilon)} + e^{i\phi_2(\xi, \epsilon)})\}|^2. \quad (4.3)$$

Dabei wird hier aufgrund der Symmetrie des Systems angenommen, dass die Amplitudenfunktionen in beiden Armen gleich sind und somit  $A := A_1 = A_2$  gilt. Für ein ideales, symmetrisches SHI kann für die Punkte  $G_1$  und  $G_2$  ein Gangunterschied  $\Delta_{G_1, G_2} = \Delta(x, y) = 2 \sin[\gamma(\sigma)] \cdot x$  hergeleitet werden, wobei die Gitterfurchen parallel zur  $y$ -Achse verlaufen. Analog zu Gl. 3.6 beschreibt  $\gamma(\sigma)$  dabei den Winkel eines gebeugten Lichtstrahls bezüglich der optischen Achse. Da das SHI symmetrisch ist, können für beide Arme ansonsten die selben Phasenbeiträge angenommen werden. Die Phasenfunktionen der Einzelarme werden daher durch Gleichung 4.4 beschrieben:

$$\phi_2(\xi, \epsilon) = \phi_1(\xi, \epsilon) + 2\pi\sigma\Delta(x, y). \quad (4.4)$$

Gleichung 4.3 kann dann zu Gleichung 4.5 vereinfacht werden:

$$I_{G_1, G_2}(x', y') = [2 + 2 \cos(2\pi\sigma\Delta_{G_1, G_2})] \cdot |\mathcal{FT}_{(\xi, \epsilon) \rightarrow (x', y')} \{A(\xi, \epsilon)e^{i\phi_1(\xi, \epsilon)}\}|^2. \quad (4.5)$$

Gleichung 4.5 beschreibt die Intensitätsverteilung in der Detektorebene, welche durch die Abbildung eines Punktpaares  $(G_1, G_2)$  erzeugt wird. Das Gesamtbild, welches vom Detektor aufgezeichnet wird ergibt sich demnach als Integral von Gl. 4.5 über alle Punktpaare  $(G_1, G_2)$  der Gitterflächen. Dabei fällt auf, dass der erste Term in Gleichung 4.5 für alle Punktpaare, also über den Gitterkoordinaten  $(x, y)$ , jenes Interferogramm darstellt, welches für ein SHI unter kollimierter Beleuchtung zu erwarten wäre. Nach Gleichung 4.5 entspricht die Entstehung des Interferenzmusters durch punktweise Interferenz al-

so der Abbildung des fertigen inkohärenten Interferenzmusters aus den Gitterebenen auf den Detektor (vgl. Goodman (1968), S. 112ff). Die Abbildungsqualität und damit der übertragene Streifenkontrast werden durch den zweiten Term der Gleichung bestimmt. Dieser entspricht der PSF der Detektoroptik. Zur Quantifizierung der Kontrastübertragung kann dann die Modulationstransferfunktion (MTF) der Detektoroptik verwendet werden (vgl. Goodman (1968), S. 138ff).

Zu bemerken ist hier noch, dass die Gangunterschiede erst in den Gitterebenen entstehen und von dort durch die Detektoroptik auf den Detektor abgebildet werden. Für den maximal erzielbaren Streifenkontrast ist daher die Abbildungsqualität der solitären Detektoroptik entscheidend. Als Teil dieser letzten Abbildungsstufe hat auch das SHI, besonders was Asymmetrien in den Interferometerarmen betrifft, entscheidenden Einfluss. Die Abbildungsqualität der Frontoptik ist für diese Überlegungen nicht von Belang, limitiert jedoch die erreichbare räumliche Auflösung.

### 4.2.2 Detektoroptik

Die Überlegungen des vorigen Abschnitts unterstreichen die Bedeutung der Detektoroptik für den Kontrast der gemessenen Interferogramme. Daher wird das optische System von GRIPS-HI hiervon ausgehend entworfen. Es ergeben sich folgende Anforderungen an die Optik:

- hohe Kontrastübertragung bei den Interferogrammfrequenzen der OH-P1-Linien
- Abbildung einer Gitterfläche von  $(30 \times 24) \text{ mm}^2$  auf den Detektor mit  $(9,6 \times 7,68) \text{ mm}^2$
- möglichst kleine bildseitige Blendenzahl / hohe Etendue
- Verwendung von weitgehend handelsüblichen Komponenten

Abbildung 4.4 zeigt das entworfene, zweistufige Abbildungskonzept. Der Abbildungsmaßstab  $M = 0,32$  ergibt sich als Verhältnis der Detektorfläche zur beleuchteten Gitterfläche.

Die Funktion der ersten Abbildungsstufe ist vergleichbar mit der eines Okulars. Dieses erzeugt kollimierte Felder in der Eingangsapertur einer zweiten Abbildungsstufe, welche die kollimierten Strahlbündel abhängig vom Einfallswinkel in die Detektorebene fokussiert. Der Abbildungsmaßstab resultiert aus dem Verhältnis der Brennweiten beider Stufen. Durch die lange Brennweite von 109,4 mm und die moderaten Feldwinkel der ersten Stufe war es möglich diese aus handelsüblichen Linsen der Firma *Opto-Sigma* zu realisieren. Die Linsen sind mit einer Antireflex-Beschichtung für den nahen Infrarotbereich versehen. Die Transmission im relevanten Spektralbereich beträgt nach

#### 4 Entwurf des GRIPS-HI Prototyps

$M$	$f\#$ (Bild)	Sichtfeld [mm]	Bildfeld [mm]
0,32	1,4	30 × 24	9,6 × 7,68

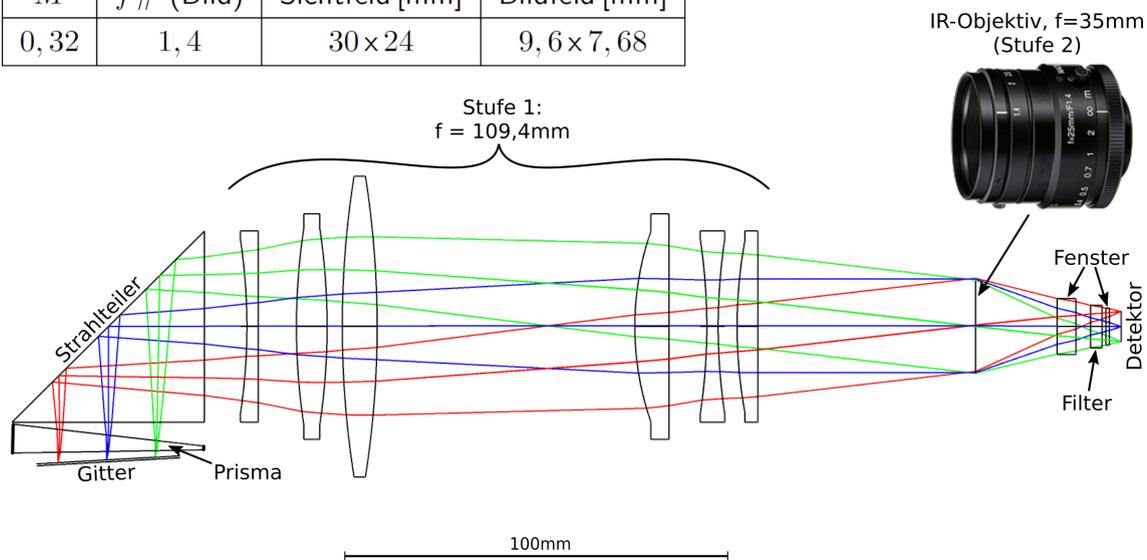


Abbildung 4.4: Optimierungsmodell der zweistufigen Detektoroptik. Das Brennweitenverhältnis der Abbildungsstufen 1 und 2 entspricht dem Verhältnis der Detektor- zu Gitterfläche und gibt damit den Abbildungsmaßstab  $M = 0,32$  wieder. Das kommerzielle Doppel-Gauß-Objektiv von *Edmund Optics* besitzt eine Blendenzahl von  $f \geq 1,4$  bei einer Festbrennweite von 35 mm. Die Abbildung des Objektivs wurde mit Zustimmung von *Edmund Optics* verwendet.

Herstellerangaben jeweils etwa 98%. Die Brechkraft der ersten Stufe besteht ihrerseits aus zwei Triplets, bei denen durch die Aufteilung der Brechkraft und durch jeweils ein negatives Element sphärische Aberration und Bildfeldwölbung reduziert werden. Als zweite Abbildungsstufe wird ein kommerziell erhältliches, lichtstarkes Infrarotobjektiv mit der Brennweite  $f = 35$  mm und der Blendenzahl  $f\# \geq 1,4$  verwendet. Die Doppel-Gauss-Optik der zweiten Stufe verfügt über eine gute Abbildungsqualität bei gleichzeitig hoher Lichtstärke. Das Objektiv bietet außerdem weitere Vorteile, wie etwa eine einfache Möglichkeit den Fokuspunkt zu justieren und die effektive Apertur des Gesamtsystems zu verkleinern. Zusätzlich stellt die Kombination aus Infrarotsensor und dem 35 mm Objektiv eine vollwertige Infrarotkamera dar, welche bei der Justage der Optiken verwendet werden kann. Aus der bildseitigen Blendenzahl und dem Abbildungsmaßstab der Detektoroptik ergibt sich die gitterseitige Blendenzahl zu  $f\#_{Gitter} = 4,375$ . Die Blendenzahl der Voroptik muss dieser entsprechen. Bei der Optimierung wurden die Glaskomponenten des SHI sowie alle Filter und die Fenster des in Abschnitt 4.3 beschriebenen Kameramoduls berücksichtigt. Über die Komponenten des Infrarotobjektivs wurden seitens des Herstellers keine Informationen zur Verfügung gestellt. Da die Abbildungsqualität laut Herstellerangaben aber deutlich besser ist, als für das Gesamtsystem zu erwarten, wurde das Objektiv für die Optimierung als Ideale

Linse ( $f = 35 \text{ mm}$ ,  $f\# = 1.4$ ) in der Apertur der ersten Abbildungsstufe modelliert. Aus der Kontrastübertragungsfunktion (Abb. 4.5) der Detektoroptik können schließlich die Interferogrammkontraste für verschiedene Feldpunkte und Wellenzahlen abgeschätzt werden. Tabelle 4.4 zeigt die aus den Grundfrequenzen (vgl. Tab. 4.3) und dem Abbildungsmaßstab der Detektoroptik errechneten Streifenfrequenzen der relevanten OH-P1-Linien auf dem Detektor sowie die Grenzen des erwartbaren Streifenkontrasts. Wie in Abschnitt 4.2.1 erörtert, ist dies der Kontrast, welcher für ein Ideal symmetrisches SHI zu erwarten wäre. Trotz des Kontrastabfalls zum Rand des Bildfeldes ist durch die Detektoroptik die Übertragung der relevanten Streifenfrequenzen mit hohem Kontrast möglich.

Tabelle 4.4: Interferogrammfrequenzen  $f(\sigma, M = 0,32)$  und erwartbare Streifenkontraste zu den Spektrallinien P1(2), P1(3) und P1(4) nach der Abbildung durch die GRIPS-HI Detektoroptik. Die Streifenfrequenzen ergeben sich aus den jeweiligen Grundfrequenzen aus Tab. 4.3 und dem Abbildungsmaßstab  $M = 0,32$  der Detektoroptik. Die maximalen und minimalen Streifenkontraste  $V_{max}$  und  $V_{min}$  können für die jeweiligen Frequenzen an der Kontrastübertragungsfunktion (Abb. 4.5) abgelesen werden.

	P1(2)	P1(3)	P1(4)
$f(\sigma, M = 0,32) [\text{cm}^{-1}]$	90,0	11,6	72,8
$V_{max}$	0,94	0,99	0,95
$V_{min}$	0,88	0,99	0,91

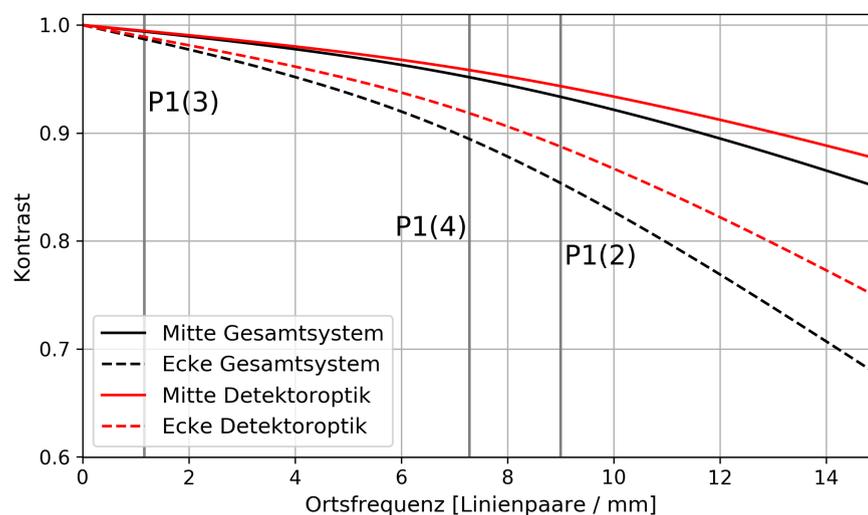


Abbildung 4.5: Kontrastübertragungsfunktionen (MTF) der Detektoroptik und des Gesamtsystems jeweils für zwei charakteristische Punkte (Mitte und Ecke) des Bildfeldes.

### 4.2.3 Voroptik

Aufgabe der Voroptik ist die Abbildung der weit entfernten Atmosphäre in die Ebene der Gitter. Wie bereits argumentiert, hat die Voroptik dabei keinen maßgeblichen Einfluss auf den Kontrast der aufgenommenen Interferogramme. Allerdings bestimmt sie das Sichtfeld ebenso wie die gitterseitigen Feldwinkel und das räumliche Auflösungsvermögen des Gesamtsystems. Auch bei einem feldgeweiteten SHI ist es sinnvoll kleine Feldwinkel zu wählen, sodass für alle Feldpunkte die Gittergleichung unter vergleichbaren Voraussetzungen gilt. In dieser Hinsicht wäre somit eine Voroptik mit bildseitiger Telezentrie optimal. Aufgrund der prinzipbedingten geringen Lichtstärke von telezentrischen Objektiven wurde dieser Ansatz jedoch zu Gunsten einer nicht telezentrischen, aber langbrennweitigen Optik verworfen. Auf diese Weise ist eine höhere Lichtstärke bei relativ kleinen Bildwinkeln möglich. Da die Blendenzahl der Voroptik durch die gitterseitige Blendenzahl der Detektoroptik ( $f\#_{Gitter} = 4,375$ ) vorgegeben ist, wird die realisierbare Brennweite vor allem durch die Größe der verfügbaren Linsen beschränkt. Die Optik soll dahingehend optimiert werden, dass die MTF des Gesamtsystems vergleichbar mit der MTF der solitären Detektoroptik ist. Dies ermöglicht zum einen ein hohes räumliches Auflösungsvermögen und stellt zum anderen sicher, dass ein Maximum des von der Voroptik eingefangenen Lichts auch von der Detektoroptik erfasst wird. Der endgültige Entwurf der Voroptik und die zugehörigen Parameter werden in Abbildung 4.6 gezeigt.

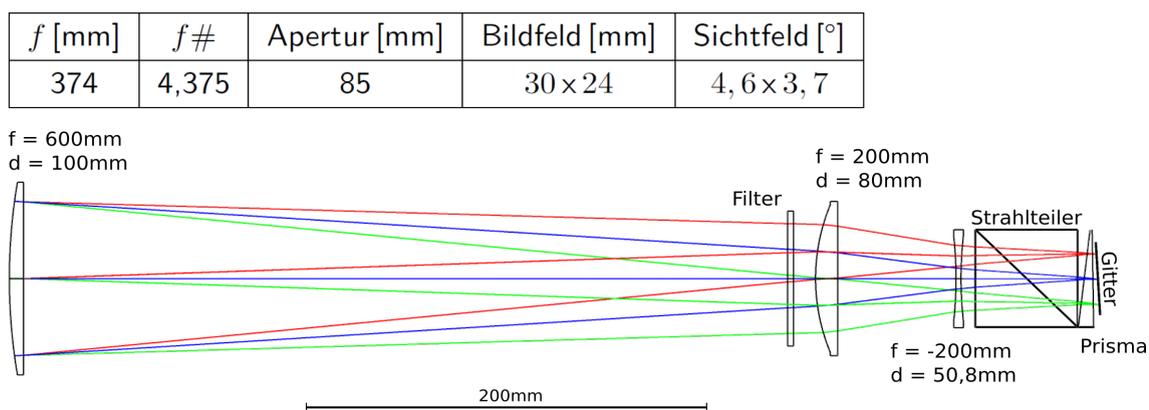


Abbildung 4.6: Simulationsmodell der Voroptik, bestehend aus zwei plan-konvexen Sammellinsen, einer bikonkaven Zerstreuungslinse, dem Interferenzfilter und dem Strahlteilerwürfel mit einem Arm des SHI. Zu jeder Linse sind Brennweite  $f$  und Durchmesser  $d$  angegeben.

Wegen der Beschränkung auf Kataloglinsen kann dabei lediglich auf sphärische Linsen aus N-BK7 zurückgegriffen werden, wie dies auch bei der ersten Stufe der Detektoroptik der Fall war. Andere Linsenformen wie Achromate oder Asphären sind für den

relevanten Spektralbereich nicht in passenden Größen verfügbar. Daher wurde ein einfaches Konzept gewählt, bei welchem die positive Brechkraft auf zwei plan-konvexe Linsen aufgeteilt wird, während die Bildfeldwölbung durch eine dritte Linse mit negativer Brechkraft reduziert wird. Bedingt durch die Beschränkung auf N-BK7 ist eine Kombination verschiedener Gläser und damit eine achromatische Korrektur des Systems nicht möglich. Die verwendeten Linsen stammen aus den Katalogen der Firmen *Opto-Sigma* und *Newport*. Wie die Linsen der Detektoroptik sind diese mit einer entsprechenden Antireflex-Beschichtung ausgestattet. Die effektive Brennweite der Voroptik beträgt  $f = 374$  mm, bei einer effektiven freien Apertur von 85 mm. Eine ausgeleuchtete Gitterfläche von  $(30 \times 24) \text{ mm}^2$  resultiert in einem Sichtfeld von  $4,6^\circ \times 3,7^\circ$ . In der Mesopause entspricht das Sichtfeld einer projizierten Beobachtungsfläche von etwa  $(7 \times 5,6) \text{ km}^2$ , wobei das Seitenverhältnis dem des Detektors entspricht. In die Voroptik integriert befindet sich ein Bandpassfilter, welcher spektrale Komponenten außerhalb des relevanten Spektralbereichs unterdrückt. Wie Abbildung 4.5 zu entnehmen ist, hat die Voroptik nur eine geringe Reduzierung der Kontrastübertragungsfunktion zur Folge. Dies ermöglicht bei ausreichender Signalstärke eine hohe räumliche Auflösung (ca.  $180 \text{ m} / 16$  Detektorzeilen) der Temperaturmessung. Teil der Voroptik im weitesten Sinn ist außerdem ein dem Linsensystem vorgelagertes Blendensystem zur Unterdrückung von Streulicht.

## 4.3 Kameramodul

Parallel zur Auslegung des optischen Systems aus SHI und Abbildungssystemen wurde ein Kameramodul zur Aufzeichnung der Interferogramme entwickelt. Federführend bei Entwicklung und Umsetzung des mechanischen und elektronischen Systems war Peter Knieling unter Mitarbeit des Forschungszentrums Jülich. Die im Folgenden gezeigten Simulationen zu thermischen Störsignalen und die Design seitige Integration des Kameramoduls in das Gesamtsystem GRIPS-HI, insbesondere die Integration des IR-Objektivs und des Interferenzfilters, sind Teil der vorliegenden Arbeit.

### 4.3.1 Aufbau

Den Kern des Kameramoduls stellt ein InGaAs-Flächendetektor (*Cardinal 640*) der Firma *SemiConductor Devices* dar. Die Schlüsselparameter nach Herstellerangaben sind in Tabelle 4.5 aufgelistet. Besonderes Augenmerk liegt auf den niedrigen Werten für Dunkelstrom und Ausleserauschen. Der mechanische Aufbau ist in Abbildung 4.7 dargestellt.

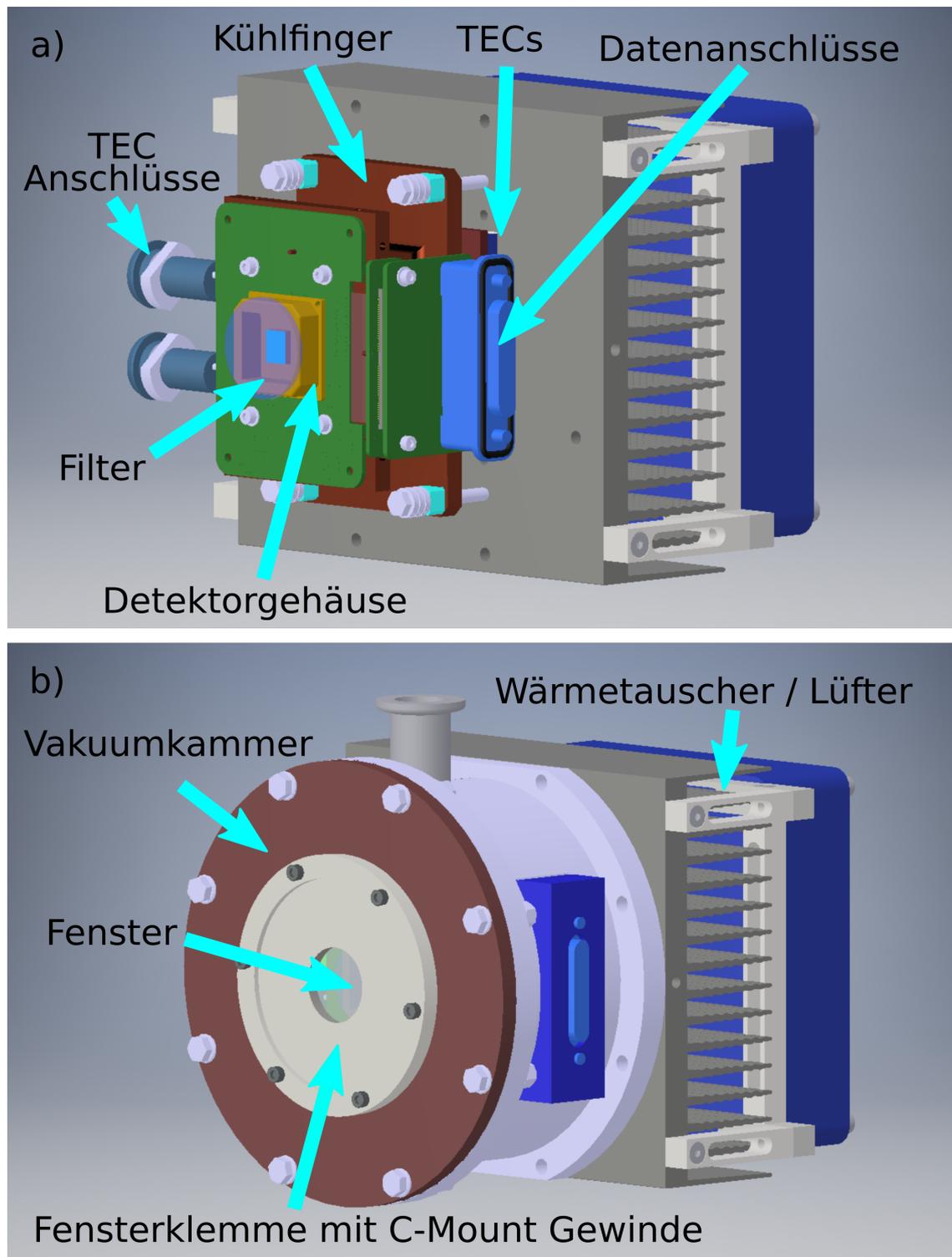


Abbildung 4.7: **a)** Das Detektorgehäuse wird über einen Kühlfinger durch eine Serie von Peltier-Elementen (TECs) gekühlt. Ein thermisch gekoppelter Interferenzfilter unterdrückt thermisches Streulicht. Durch ein weiteres TEC im Gehäuse kann die minimale Detektortemperatur von 233 K erreicht werden. **b)** Zur Vermeidung von Niederschlag befindet sich die Detektoranordnung in einer evakuierten Kammer. An das C-Mount Gewinde der Fensterklemme kann das Infrarotobjektiv der Detektoroptik geschraubt werden. Diese Anordnung kann auch alleinstehend als Infrarotkamera mit sehr niedrigem Dunkelstrom verwendet werden.

Tabelle 4.5: Schlüsselparameter des InGaAs Sensors *Cardinal 640* der Firma *SemiConductorDevices* laut Datenblatt.

Format	640 x 512 Pixel
Pixelgröße	15 $\mu\text{m}$
Fläche	(9,60 x 7,68) $\text{mm}^2$
Quanten Effizienz	83 % - 85 % bei 1520 nm - 1550 nm
Ausleserauschen	40 $e^-$ (Correlated Double Sampling)
Dunkelstrom	< 1.5 nA/cm <sup>2</sup> bei 280 K
Bit-Tiefe	13 bit (2.4 $e^-/\text{count}$ )
Fenster des Gehäuses	1 mm Saphirglas

Der Sensor befindet sich werkseitig in einem evakuierten Gehäuse. Durch ein darin integriertes Peltier-Element (*engl. thermoelectric cooler* - TEC) kann der Detektor bezüglich der Gehäusetemperatur um 40 K gekühlt werden. Für die minimale Betriebstemperatur von 233 K und damit minimalen Dunkelstrom, ist eine weitere Kühlung des Detektorgehäuses notwendig. Zu diesem Zweck wird das Gehäuse über einen Kühlfinger thermisch an weitere Peltier-Elemente gekoppelt. Um Niederschlag an den gekühlten Komponenten zu vermeiden, befindet sich die Baugruppe aus Detektorgehäuse, Platine und Kühlfinger in einer weiteren evakuierten Kammer mit Sichtfenster. Zur Unterdrückung von thermischem Streulicht wird ein Interferenzfilter thermisch leitend am Detektorgehäuse angebracht. Der Filterverlauf entspricht dem Filter in der Voroptik.

### 4.3.2 Thermische Störsignale

Das durch die atmosphärischen Emissionen am Detektor registrierte Messsignal kann mit etwa  $10 e^-/(s \cdot \text{pixel})$  abgeschätzt werden. Aufgrund des schwachen Signals ist zu erwarten, dass thermische Effekte einen deutlichen Einfluss auf die Messung ausüben. Daher sind die Abschätzung und die Minimierung sowie die experimentelle Charakterisierung thermischer Störsignale fundamentaler Teil der Entwicklung des Kameramoduls.

**Thermisches Streulicht:** Jede Oberfläche im Sichtfeld des Detektors stellt eine Quelle thermischen Streulichts dar. Die Strahlungsdichte hängt dabei von der Temperatur der betreffenden Oberflächen ab. Im Fall des geschilderten Aufbaus muss zwischen zwei Fällen unterschieden werden. Durch die Innenflächen des Detektorgehäuses (siehe Abb. 4.7 a) ist der Detektor einer thermischen Bestrahlung aus dem Raumwinkel  $2\pi$  ausgesetzt. Die Gehäusetemperatur kann durch die externen Peltier-Elemente auf etwa 253 K abgesenkt werden. Aus der spektralen Strahldichte eines grauen Körpers mit Lambert-

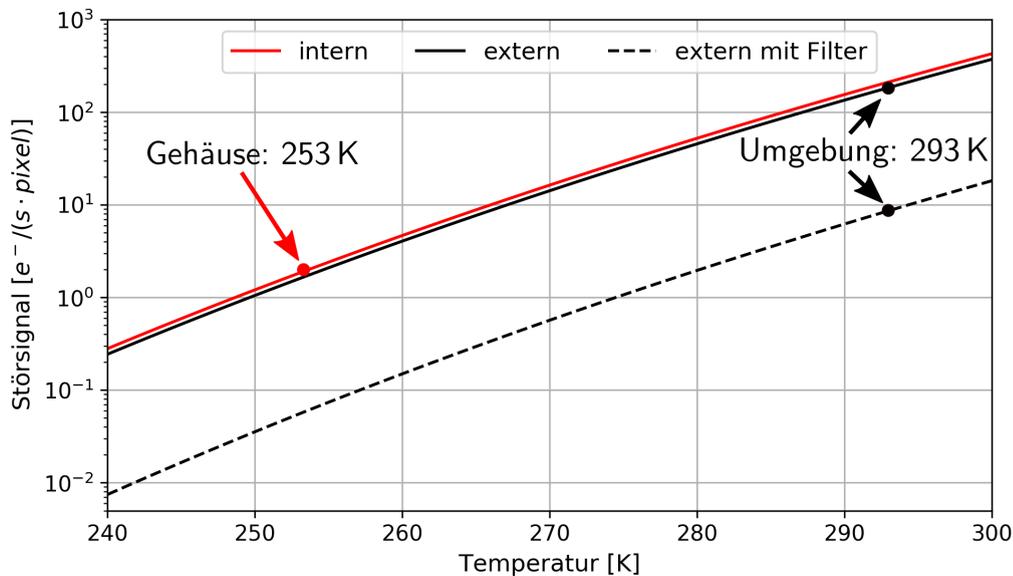


Abbildung 4.8: Durch thermisches Streulicht erzeugte Elektronenrate pro Detektorpixel in Abhängigkeit der Temperatur. Quellen thermischen Streulichts sind das gekühlte ( $T = 253$  K) Detektorgehäuse (intern) und das Fenster der Vakuumkammer (extern). Ein Vergleich der schwarzen Kurven zeigt, wie ein gekühlter Interferenzfilter das ansonsten dominante externe Signal um etwa 1,5 Größenordnungen reduziert.

scher Abstrahlung und unter Anwendung des fotometrischen Grundgesetzes sowie unter Berücksichtigung der Quanteneffizienz des Detektors kann die in Abbildung 4.8 gezeigte Stärke des internen thermischen Signals abgeschätzt werden. Dabei wurde ein Emissionsgrad des Gehäuses von  $\epsilon = 1$  angenommen. Dieser dürfte in der Realität aufgrund der Gehäusematerialien (Glas und Metall) deutlich geringer ausfallen. Für die angenommene Gehäusetemperatur (siehe Abb. 4.8 rote Kurve) folgt schließlich ein thermisches Signal von weniger als  $2 e^-/(s \cdot pixel)$ .

Die weitaus größere Quelle thermischen Streulichts stellen die dem Detektorgehäuse vorgelagerten Flächen mit Raumtemperatur dar. Entscheidend ist hier die erste Fläche innerhalb des Sichtfeldes des Detektors, also das Fenster der Vakuumkammer. Aus der Geometrie des Detektorgehäuses kann ein maximaler Sichtwinkel von  $\pm 69^\circ$  abgeleitet werden. Abbildung 4.8 zeigt auch die durch externes thermisches Streulicht zu erwartenden Elektronenraten und den Einfluss des gekühlten Interferenzfilters. Der Interferenzfilter reduziert das externe thermische Signal demnach etwa um den Faktor 20 (siehe Abb. 4.8 schwarze Kurven) auf unter  $9 e^-/(s \cdot pixel)$ .

**Dunkelstrom:** Ebenfalls Teil des thermischen Störsignals ist der Dunkelstrom des Detektors. Dieses Signal beruht darauf, dass Valenzelektronen des Detektormaterials

durch thermische Anregung ins Leitungsband angehoben und somit als Messsignal ausgelesen werden. Die Temperaturabhängigkeit ist durch Gleichung 4.6 gegeben (vgl. Shepherd (2002), S.86):

$$DC = const. \cdot e^{-eV_{BL}/2k_B T}. \quad (4.6)$$

Dabei stehen  $e$ ,  $V_{BL}$  und  $k_B$  für Elementarladung, Bandlücke des Detektormaterials und Boltzmannkonstante. Laut Herstellerangaben zeigt der verwendete Detektor bei 280 K einen Dunkelstrom von  $DC < 1,5 \text{ nA} / \text{cm}^2$ , also  $2,1 \cdot 10^4 \text{ e}^- / (\text{s} \cdot \text{pixel})$ . Wie dieser durch Kühlung der Sensorfläche reduziert werden kann, zeigen die folgenden Messungen von Peter Knieling (04.12.2020).

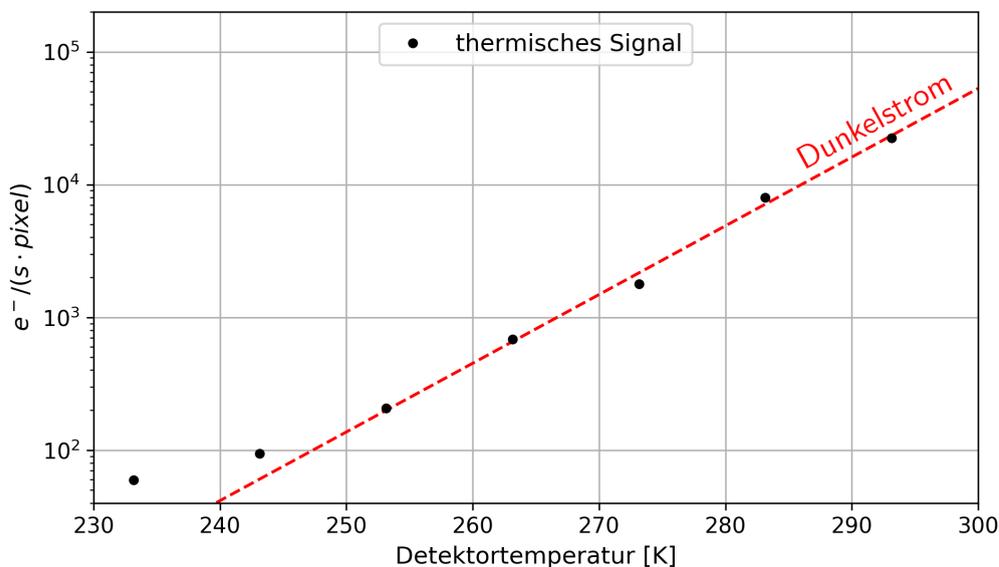


Abbildung 4.9: Experimentell bestimmtes thermisches Hintergrundsignal im Gesamtsystem GRIPS-HI. Für Detektortemperaturen über 250 K dominiert der Dunkelstrom des Detektors, während für niedrigere Temperaturen der Einfluss der thermischen Umgebungstrahlung deutlich wird. Der gemessene Dunkelstrom verdoppelt sich bei der Erwärmung des Detektors um 6 K. Die Messungen wurden durchgeführt von Peter Knieling am 04.12.2020.

**Messung des thermischen Signals:** Zur experimentellen Charakterisierung des gesamten thermischen Signals wurde die Eingangsapertur des Streulichtblendensystems verschlossen. Das für verschiedene Detektortemperaturen gemessene Dunkelsignal (Median der Elektronenrate pro Pixel) wurde dann über die Temperatur aufgetragen (Abb. 4.9). Der Dunkelstrom dominiert das Messsignal nahezu über den gesamten betrachteten Temperaturbereich, sodass eine eindeutig exponentielle Temperaturabhängigkeit nachweisbar ist. Um den Dunkelstrom zu halbieren ist eine Abkühlung um etwa 6 K

notwendig. Für Temperaturen im Bereich der angestrebten Betriebstemperatur wird der Einfluss thermischen Streulichts deutlich, was zu einem Abflachen der gezeigten Kurve führt. Schließlich muss festgestellt werden, dass die Verwendung des gekühlten Filters zur Unterdrückung thermischen Streulichts sowie der Betrieb bei kleinstmöglicher Detektortemperatur notwendige Maßnahmen zur Reduzierung thermischer Störsignale darstellen. Das gemessene thermische Signal bei einer Detektortemperatur von 230 K beträgt mit etwa  $60 e^-/(s \cdot pixel)$  bereits das sechsfache des erwarteten Nutzsignals, ist dabei aber verglichen mit diesem geringer als für bisherige GRIPS-Geräte. So gibt beispielsweise Schmidt (2016) das Zehn- bis Hundertfachen des Nutzsignals als typische Werte an.

### 4.4 Mechanisches Design

Die Konstruktion eines geeigneten mechanischen Aufbaus zur Realisierung des entworfenen optischen Systems schließt die Auslegung des Prototyps ab. Das entworfene Gesamtsystem zeigt Abbildung 4.10. Der Aufbau besteht aus vier Einzelmodulen, die auf zwei rechtwinklig angeordneten Schienen zueinander positioniert werden können. Alle Module sind wie in Abb. 4.10 a) gezeigt gegen den Eintrag von Umgebungslicht verkleidet. Zwei der Module enthalten die Abbildungssysteme (Abb. 4.11). Diese sind relativ zum Interferometermodul (4.10 b)) verschiebbar, um die nötigen Abbildungsabstände zu justieren. Teil des Voroptikmoduls ist ein abnehmbares Streulichtblendensystem. Die Einzellinsen der Vor- und Detektoroptik sind in zugehörigen Standardfassungen der Linsenhersteller gefasst. Durch individuelle Sockel können die optischen Achsen der Linsen an der festgelegten optischen Achse des Gesamtsystems ausgerichtet werden. Die Sockelhöhen sind, falls erforderlich, durch das Unterlegen dünner Metallfolien anpassbar. Eventuelle Verkippungen der Linsen entlang der Vertikalen können durch Rotation der jeweiligen Linsenfassung auf dem Sockel ausgeglichen werden. Grundplatten mit definierten Gewindebohrungen zur Befestigung der Sockel legen die Abstände der Linsen untereinander im Rahmen der Fertigungsgenauigkeit fest. Der beschriebene Aufbau ermöglicht größtmögliche Flexibilität bei der Ausrichtung der Linsen und kann bei Bedarf auch kurzfristig geändert werden. Daher eignet sich der Aufbau zum Test der Funktionalität und bietet außerdem die Möglichkeit leicht Veränderungen vornehmen zu können. Die große Zahl an einstellbaren Freiheitsgraden erschwert allerdings die Justage des Systems, sodass für nachfolgenden Entwicklungsschritte die Verwendung gemeinsamer Tubusfassungen für einzelne Linsengruppen in Betracht gezogen werden sollte. Eine weitere Komponente des Voroptikmoduls ist die Fassung für den vorher beschriebenen Bandpassfilter. Diese dient zusätzlich zur Befestigung der Gehäuseplatten und fungiert

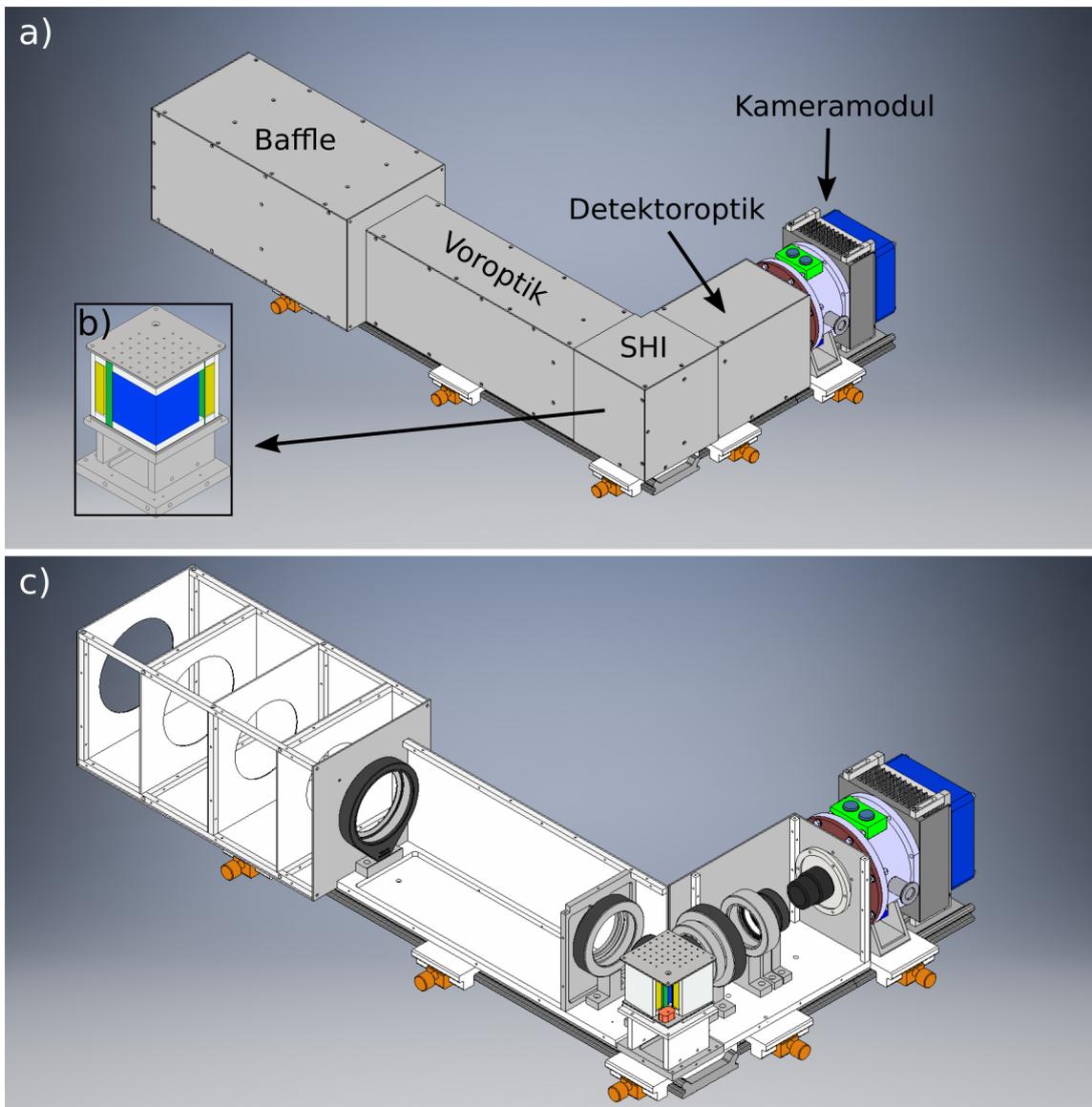


Abbildung 4.10: Mechanische Konstruktion des GRIPS-HI Prototyps.

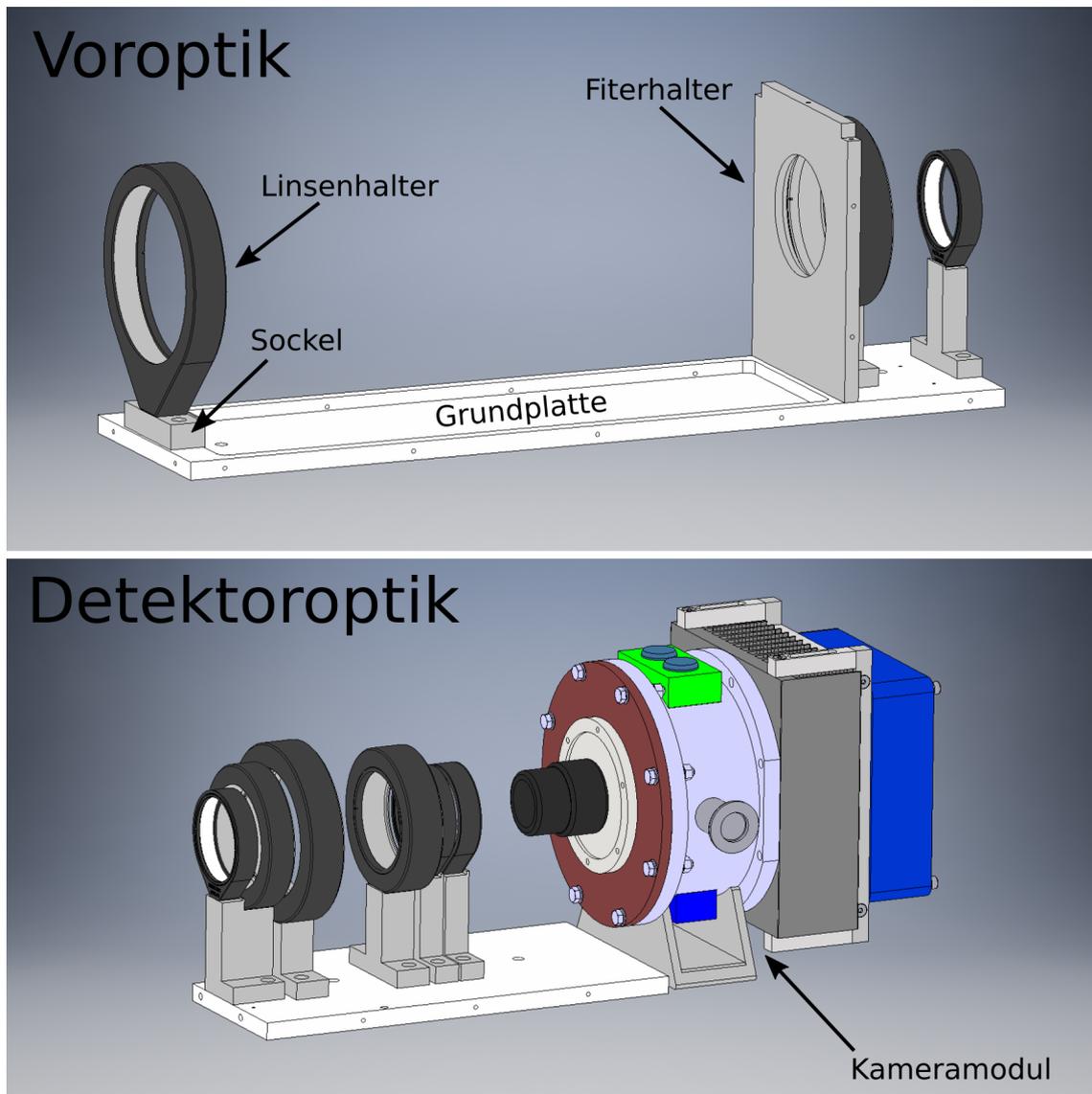


Abbildung 4.11: Konstruktion der Vor- und Detektoroptik. Das Kameramodul kann relativ zur ersten Abbildungsstufe der Detektoroptik verschoben werden.

als weitere Streulichtblende. Das mechanische Konzept wird schließlich durch das bereits beschriebene Kameramodul abgeschlossen, das lichtdicht mit der Verkleidung der Detektoroptik verbunden ist.



# 5 Simulation des Konzepts

Zur Abschätzung der Eigenschaften des späteren Messgeräts soll eine Messung der Mesopausen-OH-Spektren mit anschließender Temperaturableitung simuliert werden. Als Basis für die Modellierung dient das im Vorhergehenden beschriebene Design mit den entsprechenden Systemwinkeln  $\alpha = 7,512^\circ$ ,  $\beta = 6,585^\circ$  und  $\eta = 2,295^\circ$ . Der Brechungsindex des Prismenmaterials N-SF11 wird aus der entsprechenden Dispersionsformel berechnet. Anhand des Modells sollen die mechanischen Toleranzen des SHI ermittelt und eine mögliche Temperaturableitung erprobt werden.

## 5.1 Simulation von Interferogrammen

Neben dem bereits beschriebenen Einfluss der Detektoroptik auf die Qualität der aufgenommenen Interferogramme ist auch das SHI selbst von maßgeblicher Bedeutung. In einem ersten Schritt wurde daher das SHI mit als ideal angenommenen Optiken modelliert und untersucht.

**Modell der Lichtquelle:** Das Spektrum  $S$  einer Lichtquelle innerhalb eines Spektralbereichs  $\sigma_{min} \leq \sigma \leq \sigma_{max}$  wird durch  $L$  spektrale Elemente diskretisiert dargestellt. Der Wert jedes spektralen Elements  $S_l$  ( $l = 0 \dots L - 1$ ) entspricht dabei der Leistung, welche in einem kontinuierlichen Spektrum auf den Spektralbereich  $\Delta\sigma = \frac{\sigma_{max} - \sigma_{min}}{L}$  um die Wellenzahl  $\sigma_l = \sigma_{min} + l \cdot \Delta\sigma$  entfällt. Das zugrunde liegende Emissionsspektrum der atmosphärischen OH-Schicht für eine gegebene Temperatur  $T$  wird durch eine Vorwärtsrechnung erzeugt. Der gewählte Wellenzahlbereich wird ausgehend von der Transmission des im Messgerät verwendeten Filters auf  $6369 \text{ cm}^{-1} \leq \sigma \leq 6666 \text{ cm}^{-1}$  beschränkt. Die Breite eines spektralen Elements wird mit  $\Delta\sigma = 0,2 \text{ cm}^{-1}$  unterhalb der realistisch erwartbaren spektralen Auflösung ( $R \approx 6000$ ) gewählt. Die für ein natürliches Spektrum durch Druck- und Dopplerverbreiterung erwartete Linienbreite gibt Schmidt (2016) mit  $\Delta\sigma = 4 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$  an. Durch die Multiplikation des Spektrums  $S$  mit einer geeigneten Gewichtungsfunktion kann der Transmission des verwendeten Filters Rechnung getragen werden. Auch sonstige wellenzahlabhängige Größen wie etwa die Quanteneffizienz des Detektors können auf diese Weise berücksichtigt werden.

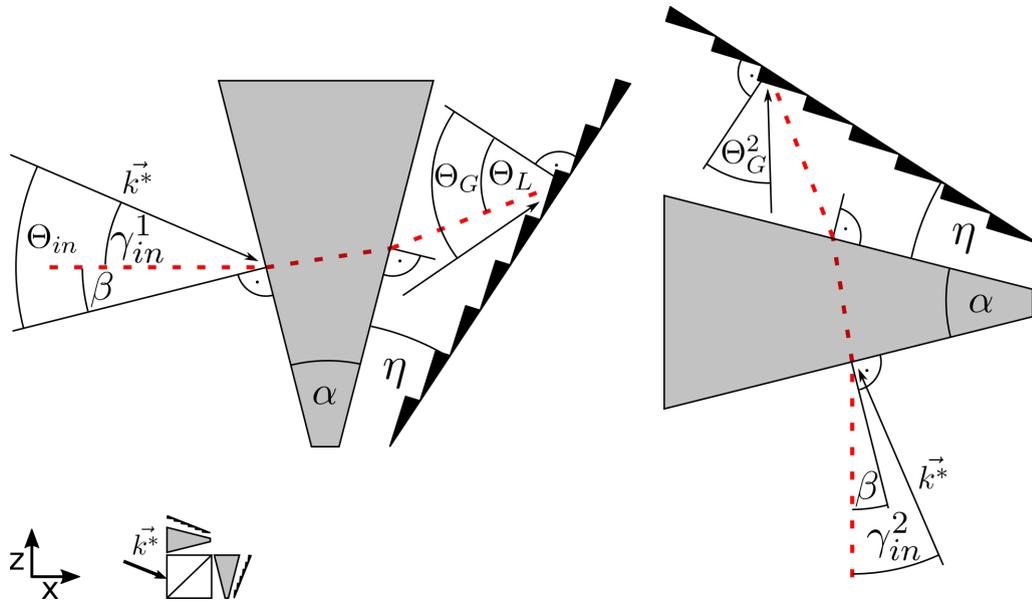


Abbildung 5.1: Einfall eines Wellenzahlvektors  $\vec{k}$  in die beiden Arme des SHI. Abgebildet ist die Situation in der Dispersionsebene der Gitter mit der Projektion des einfallenden Wellenzahlvektors  $\vec{k}^*$ . Der dreidimensionale Vektor  $\vec{k}$  ist um den Winkel  $\phi_{in}$  gegen die gezeigte Ebene geneigt. Es gilt  $k^* = \cos(\phi_{in}) \cdot k$ . Die gestrichelten Linien zeigen den Weg einer axial einfallenden ( $\gamma_{in} = 0^\circ$ ) Wellenfront mit Littrow-Wellenzahl, welche unter dem Littrow-Winkel  $\Theta_L$  auf die Gitter trifft. Dies definiert die durch das Prisma geneigte optische Achse in den Interferometerarmen.

**Interferometermodell:** Die einzelnen spektralen Elemente  $\sigma_l$  sind zueinander inkohärent. Daher ergibt sich das Interferogramm des Gesamtspektrums als inkohärente Summe der  $L$  Einzelinterferogramme. Die zugehörigen Interferogrammfrequenzen  $f(\sigma_l)$  müssen mit Gleichung 5.1 berechnet werden:

$$f(\sigma_l) = f_l = \sigma_l [\tan(\gamma_{out}^1) - \tan(\gamma_{out}^2)] \cdot M^{-1}. \quad (5.1)$$

Diese stellt eine verallgemeinerten Form von Gleichung 3.6 dar, bei der die Einflüsse beider Interferometerarme getrennt berücksichtigt werden können. Dabei sind  $\gamma_{out}^{1,2}$  die Winkel, welche die ausgehenden Wellenzahlvektoren aus beiden Interferometerarmen mit der optischen Achse einschließen. Sie können anhand folgender Betrachtung nach Harlander (1991) berechnet werden. Abbildung 5.1 zeigt die geometrische Situation in der Dispersionsebene beider Arme für den Einfall einer Wellenfront  $\vec{k}$  in das SHI.

Der Einfallswinkel von  $\vec{k}$  wird auf die Winkelkomponenten  $\gamma_{in}^1 = \Theta_{in} - \beta$  und  $\phi_{in}$  aufgeteilt. Dabei bezeichnen die Winkel  $\Theta_{...}$  und  $\gamma_{...}^{1,2}$  immer Winkelkomponenten in der Dispersionsebene (z-x-Ebene), während die Winkel  $\phi_{...}$  immer die dazugehörige Komponente in der zur Dispersionsebene senkrechten x-y-Ebene bezeichnen.

Mit den Gleichungen 5.2 und 5.3 können die durch das Prisma erzeugten Gittereinfallswinkel  $\Theta_G$  und  $\phi_G$  berechnet werden (vgl. Harlander (1991) S.116):

$$\phi_G = \phi_{in}, \quad (5.2)$$

$$\Theta_G = \eta + \arcsin \left( C \cdot n(\sigma_l) \sin \left( \alpha - \frac{\sin(\Theta_{in})}{C \cdot n(\sigma_l)} \right) \right), \quad \text{mit } C = \frac{\cos(\arcsin(\sin(\phi_{in})/n(\sigma_l)))}{\cos(\phi_{in})}. \quad (5.3)$$

Aus  $\Theta_G$ ,  $\phi_G$  und der Gittergleichung für konische Beugung (Gl. 3.5) ergeben sich dann die Beugungswinkel der 1. Beugungsordnung  $\Theta'_G$  und  $\phi'_G$ . Die Umkehrfunktionen der Gleichungen 5.3 und 5.2 liefern bei Substitution von  $\phi_G$  und  $\Theta_G$  durch  $\phi'_G$  und  $\Theta'_G$  die Winkel  $\phi_{out}$  und  $\Theta_{out}$  der Wellenfront, welche einen Arm des Interferometers verlässt. Diese Wellenfront schließt mit der optischen Achse den Winkel  $\gamma_{out}^1 = \Theta_{out} - \beta$  ein. Aus geometrischen Überlegungen (Abb. 5.1) ist ersichtlich, dass für den zweiten Interferometerarm die Beziehung  $\gamma_{in}^2 = -\gamma_{in}^1$  gilt. Das für den ersten Arm beschriebene Verfahren liefert den Winkel  $-\gamma_{out}^2$ . Mit diesem und dem Abbildungsmaßstab der Detektoroptik  $M$  ergibt sich schließlich die zu  $\sigma_l$  gehörende Interferogrammfrequenz  $f_l$  aus Gleichung 5.1.

**Detektormodell:** Das Detektormodell stellt ein zweidimensionales Raster dar, auf welchem die cos-förmigen Interferogramme mit den vorher bestimmten Frequenzen berechnet werden können. Dabei sind die tatsächlichen Abmessung des Detektors nicht relevant, da diese über den Abbildungsmaßstab der Detektoroptik  $M$  mit der beleuchteten Gitterfläche verknüpft sind. Es ist für die Modellierung zulässig die beleuchtete Gitterfläche von 30 mm x 24 mm entsprechend der Pixelierung des Detektors aufzuteilen und in Gleichung 5.1 den Maßstab  $M = 1$  zu wählen. Da die Interferogramme mit dem realisierten Prototypen entlang der kurzen Achse des Detektors aufgezeichnet werden, wird diese Konfiguration auch für die hier gezeigten Simulationen verwendet. Die Detektorfläche wird daher durch eine Matrix mit 512 x 640 Einträgen modelliert. Der Ursprung des Koordinatensystems wird in die Mitte der Fläche gelegt, sodass die Wertebereiche  $x \in [-1, 2 \text{ cm}; 1, 2 \text{ cm}]$  und  $y \in [-1, 5 \text{ cm}; 1, 5 \text{ cm}]$  abgedeckt werden. Das Interferogramm  $I_l(x)$  entlang einer Detektorzeile kann mit Gleichung 5.4 berechnet werden, wobei der Index  $l \in L$  dem spektralen Element  $\sigma_l$  zugeordnet ist. Die Variable  $V_l \in [0, 1]$  steht für den ggf. wellenzahlabhängigen Kontrast des jeweiligen Interferenzmusters. Es gilt:

$$I_l(x) = s_l \cdot [1 + V_l \cdot \cos(2\pi f_l \cdot x)]. \quad (5.4)$$

Für die meisten Anwendungen genügt es nur eine Zeile zu betrachten. Für die Fälle, in denen die ganze Detektorfläche in Betracht gezogen werden muss, kann die berechnete

Zeile auf die übrige Fläche übertragen werden, da im einfachsten Fall alle Zeilen dasselbe Streifenmuster zeigen. Die Amplitude  $s_l$  wird dann so gewählt, dass die Summe über alle Pixel (Zeile bzw. Fläche) der gesamten Leistung  $S_l$  des jeweiligen spektralen Elements entspricht.

## 5.2 Feldweitung und mechanische Toleranzen

Mit dem beschriebenen Simulationsmodell können die resultierenden Streifenfrequenzen für beliebige Wellenzahlen und Einfallswinkel berechnet werden. Für die Beurteilung der Feldweitung wird noch ein geeignetes Kriterium benötigt. Das in Abschnitt 3.6 beschriebene Kriterium für die maximal zulässigen Feldwinkel wurde bei Harlander (1991) nur für den Betrieb unter kollimierter Beleuchtung begründet. Für den Fall der abbildenden Beleuchtung bedarf es einer weitergehenden Betrachtung.

### 5.2.1 Kriterien der Feldweitung

Im Fall der kollimierten Beleuchtung wird durch jeden einfallenden Feldwinkel ein Interferenzmuster über die gesamte Detektorfläche erzeugt. Da sich die Streifenfrequenz mit dem Feldwinkel ändert, ergibt sich für die durch ein spektrales Element bei verschiedenen Feldwinkeln erzeugten Interferogramme ein mit dem Gangunterschied ansteigender Phasenversatz. Dieser führt bei zunehmendem Gangunterschied zu einem Abfall des Kontrasts. Als Grenzwert wird bei Harlander (1991) ein maximaler Phasenversatz von  $2\pi$  über die volle Interferogrammbreite angegeben. Durch den punktweisen Aufbau der Interferogramme im abbildenden Betrieb kommt es hier nicht zu einer Überlagerung verschiedener Feldwinkel und daher auch nicht zu einem Kontrastabfall. Die Winkelabhängigkeit der Streifenfrequenzen führt vielmehr dazu, dass für jeden Bildpunkt eine leicht andere Frequenz ausschlaggebend ist, was zu einer Verzeichnung des Interferenzmusters führt. Solange die Änderung der Frequenz dabei unterhalb der Auflösungsgrenze des Systems bleibt, hat die Verzeichnung keine Auswirkungen auf die Auswertung. Wie schon früher argumentiert, können zwei Frequenzen dann voneinander unterschieden werden, wenn sie auf die gesamte Interferogrammbreite einen Phasenversatz von mehr als  $2\pi$  erzeugen. Wenn also auf eine nachträgliche Verzeichnungskorrektur verzichtet werden soll, muss für den abbildenden Betrieb eines SHI das gleiche Feldweitungskriterium definiert werden wie für den kollimierten Betrieb.

### 5.2.2 Evaluation der erzielten Feldweitung

Zur Beurteilung der Feldweitung im beschriebenen Entwurf wird für die höchste und niedrigste relevante Spektrallinie überprüft ab welchen Einfallswinkeln  $\gamma_{in}$  und  $\phi_{in}$  die Streifenzahl bezogen auf den axialen Einfall um einen Streifen abweicht. Dies entspricht dem oben erwähnten  $2\pi$ -Kriterium. Die Streifenzahl ergibt sich als Produkt der jeweiligen Streifenfrequenz mit der Interferogrammbreite von 2,4 cm. In Abbildung 5.2 a) sind die simulierten Abweichungen der Streifenzahlen für die P1(2)- und P1(4)-Linie über dem Einfallswinkel aufgetragen. Zum Vergleich sind außerdem die Ergebnisse für den nicht feldgeweiteten Fall bei gleicher Littrow-Wellenzahl gezeigt. Für ein SHI ohne Feldweitung ergeben sich die maximal zulässigen Feldwinkel  $\Gamma_{in} \approx \Phi_{in} \approx 0,73^\circ$  weitgehend unabhängig von der Wellenzahl. Der Tabelle 5.1 ist zu entnehmen, dass diese Maximalwinkel durch die Feldweitung um die Faktoren 6 bis 16 vergrößert werden können. Dies liegt innerhalb der bei Harlander (1991) als erwartbar angegebenen Größenordnung. Es zeigt sich außerdem, dass das Sichtfeld im vorliegenden Fall durch die P1(4)-Linie begrenzt wird. Abbildung 5.2 b) zeigt die relative Abweichung der Streifenzahl für diese Linie über den ersten Quadranten des theoretisch zulässigen zweidimensionalen Feldes. Im Vergleich dazu ist der erste Quadrant des tatsächlich genutzten Feldes markiert. Für ein ideales SHI werden die gestellten Anforderungen durch das vorgestellte Design deutlich erfüllt. Im folgenden Abschnitt soll daher der Einfluss der mechanischen Toleranzen des Designs untersucht werden.

Tabelle 5.1: Maximal zulässige Feldwinkel für die Spektrallinien mit den höchsten Streifenfrequenzen. Die P1(4)-Linie erlaubt die geringsten Feldwinkel und bestimmt damit die Grenze der erzielten Feldweitung.

	$\Gamma_{in}$	$\Phi_{in}$
P1(2)	4,76°	11,90°
P1(4)	4,35°	5,83°

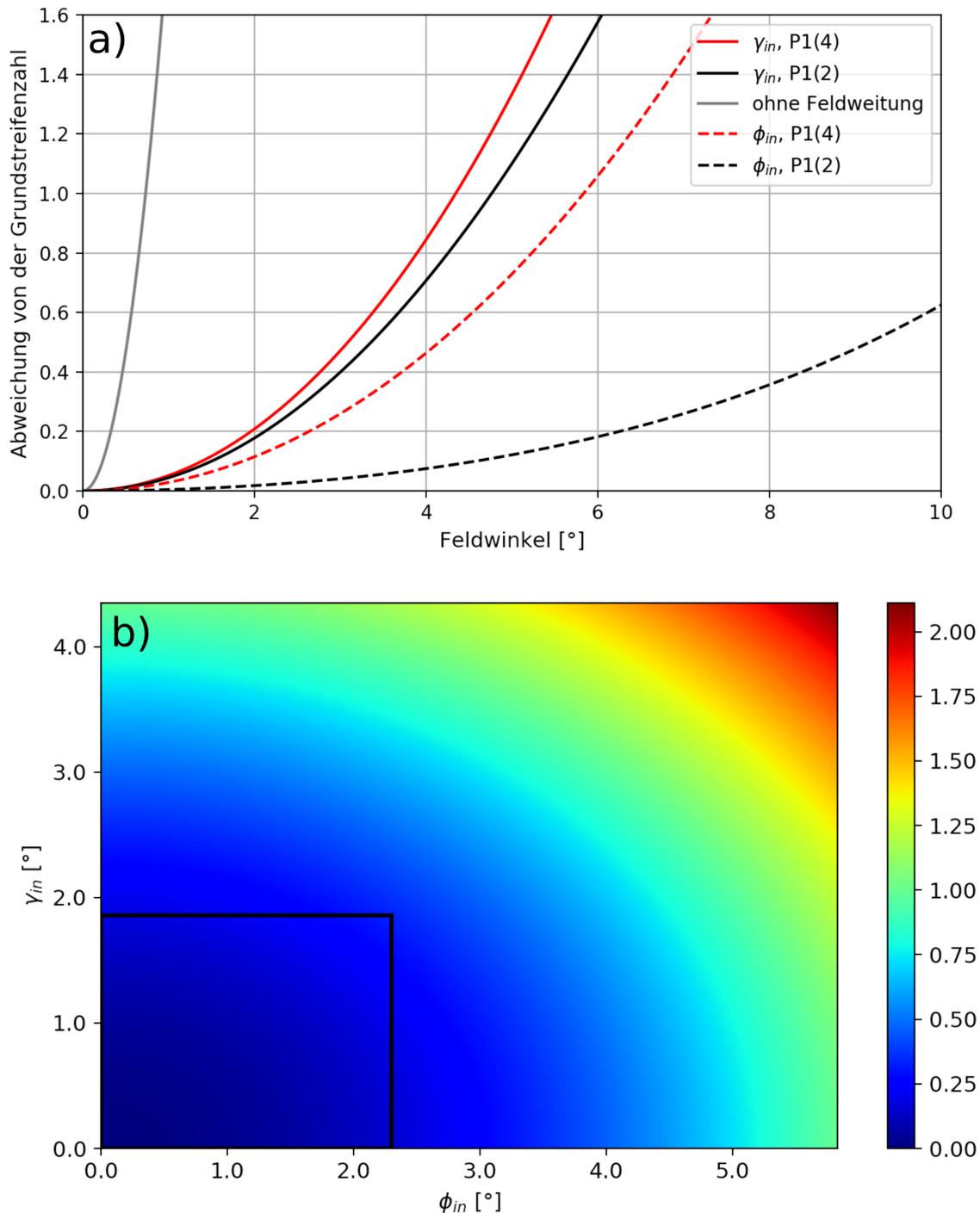


Abbildung 5.2: **a)** Abweichung der Grundstreifenanzahl über die Interferogrammbreite in Abhängigkeit der Feldwinkel in zwei Dimensionen. Das zulässige Feld wird durch eine Abweichung um einen Interferenzstreifen bezüglich des axialen Einfalls bestimmt. **b)** Abweichung der Streifenanzahl des Interferogramms der P1(4)-Linie über den ersten Quadranten des zweidimensionalen Bildfeldes. Das tatsächlich genutzte Bildfeld (schwarz) liegt deutlich im zulässigen Bereich.

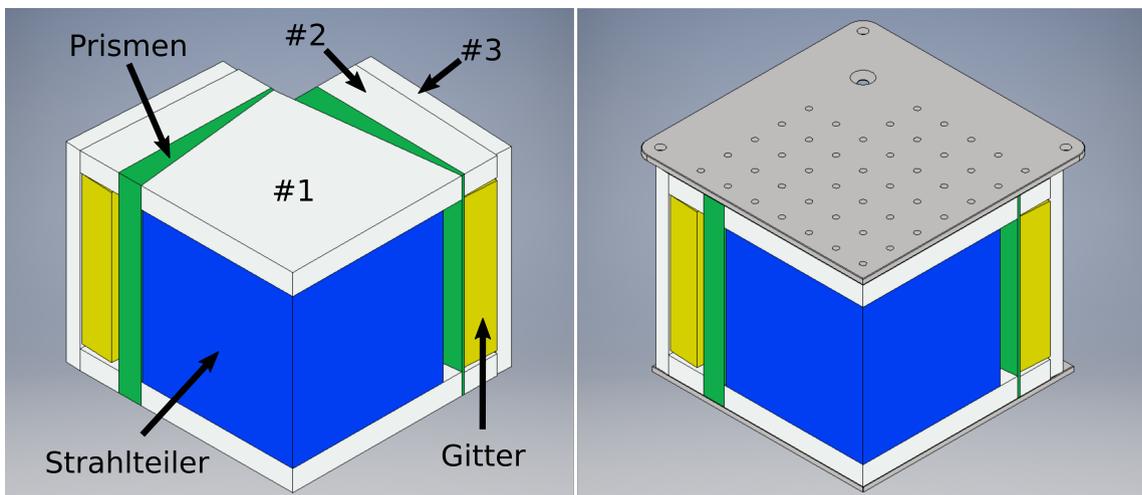


Abbildung 5.3: Glasbauteile des SHI. Zur Stabilisierung wird das SHI mit Edelstahlplatten verklebt.

### 5.2.3 Mechanische Toleranzen der Glasbausteine

Die Unsicherheiten, welche die Feldweitung beeinflussen, lassen sich grob in zwei Gruppen einteilen. Zum einen die Fertigungstoleranzen der Bauteile (siehe Abb. 5.3), zum anderen die möglichen Fehler während des Zusammenfügens des SHI. Daher wird der Vorgang des Verklebens der Komponenten mit einem Monte-Carlo-Verfahren simuliert, wobei nach jedem Durchgang die resultierenden maximal zulässigen Feldwinkel der P1(4)-Linie berechnet werden. Die geschätzten Unsicherheiten der Systemwinkel sind zusammen mit den zugrunde liegenden Arbeitsschritten in Tabelle 5.2 aufgelistet. Diese Unsicherheiten sind für jeden Arm individuell zu verstehen. In einem ersten Schritt werden die großen seitlichen Verbindungsstücke (#1) mit dem Strahlteiler verklebt. Die relative Position der Komponenten wird durch gemeinsame Anschläge sichergestellt. Die angenommene Unsicherheit beruht dabei auf der Fertigungstoleranz des rechten Winkels von Verbindungsstück #1. In einem nächsten Arbeitsschritt werden die Keilprismen mit der entstandenen Baugruppe verbunden. Dabei kommen die Fertigungstoleranz der geneigten Flächen des Verbindungsstücks sowie die Unsicherheit der Klebung zum tragen. Die Fertigungstoleranz der Prismen wie auch der Verbindungsstücke von  $30''$  soll in jedem Fall eingehalten werden und wird daher als  $3\sigma$ -Intervall berücksichtigt. Die Winkeltoleranz der Klebungen wird anhand der Länge der Klebeflächen (50,8 mm) sowie einer geschätzten Dicke der Klebeschicht von  $50\mu\text{m}$  auf etwa  $0,058^\circ$  ( $\approx 200''$ ) geschätzt. Aufgrund der größeren erwarteten Streuung der Klebefehler werden diese Unsicherheiten als  $2\sigma$ -Intervalle angenommen.

Tabelle 5.2: Systemwinkel mit den durch Fertigung und Zusammenbau verursachten Toleranzen für einen Interferometerarm. In der Monte-Carlo Simulation wurden beide Arme getrennt betrachtet.  $\sigma$  stellt die jeweilige Standardabweichung der statistischen Streuung dar. Die Bauteile wurden wie folgt abgekürzt: Strahlteiler - ST, feldweitende Prismen- FWP, Verbinder - V#1-3.

Systemwinkel	Arbeitsschritt	Einzeltoleranz	Gesamt ( $1\sigma$ )
$\beta$	Kleben von V#1 an ST	0,008° ( $2\sigma$ )	0,029°
	Kleben von FWP an V#1	0,058° ( $2\sigma$ )	
	Fertigungstoleranz V#1 (30'')	0,008° ( $3\sigma$ )	
$\alpha$	Fertigungstoleranz FWP (30'')	0,008° ( $3\sigma$ )	0,003°
$\eta$	Kleben von V#2 an V#3	0,058° ( $2\sigma$ )	0,053°
	Kleben des Gitters an V#3	0,058° ( $2\sigma$ )	
	Fertigungstoleranz V#2 (30'')	0,008° ( $3\sigma$ )	
	Parallelität Gittersubstrat	0,05° ( $2\sigma$ )	
	Parallelität V#3	0,05° ( $2\sigma$ )	

Aus den Gittern und den Verbindern #2 und #3 werden zunächst eigene Baugruppen zusammengefügt, welche anschließend mit der zentralen Baugruppe verklebt werden. Um sicher zu stellen, dass die Littrow-Bedingung im System erfüllt wird, müssen die Gitterbaugruppen gleichzeitig und unter optischer Kontrolle mit der zentralen Baugruppe verbunden werden. Während der Simulation soll auch überprüft werden, ob es dabei im Rahmen der zweifachen Klebetoleranz möglich ist, die Littrow-Bedingung in beiden Armen zu erfüllen. Es zeigt sich, dass dies in etwa 5% der Fälle nicht möglich ist. Den größten Einfluss haben hierbei die Klebetoleranzen, welche nur schwer reduziert werden können. Erlaubt man beim Anfügen der Gitterbaugruppen einen Winkel von bis zu 0.2° ist die Erfüllung der Littrow-Bedingung in jedem Fall möglich. Etwaige Einschränkungen der Stabilität des Gesamtsystems sind dabei trotz der größeren Klebefugen nicht zu erwarten, da das SHI wie bei Deiml (2017) durch zusätzliche Metallplatten stabilisiert werden soll (siehe Abb. 5.3).

Die mittleren maximalen Feldwinkel  $\Gamma_{in} = 4.40^\circ \pm 0.7^\circ$  ( $3\sigma$ ) und  $\Phi_{in} = 5.8^\circ \pm 0.2^\circ$  ( $3\sigma$ ) zeigen, dass mit dem gegebenen Entwurf eine zufriedenstellende Feldweitung möglich ist.

## 5.3 Spektrometrische Eigenschaften des Systems

Im vorherigen Abschnitt wurde gezeigt, dass das vorgestellte SHI auch im Rahmen der Herstellungstoleranzen funktionsfähig ist. In diesem Abschnitt soll nun ein Verfahren zur Ableitung der Spektren aus den simulierten Interferogrammen und unter Berücksichtigung des Detektorrauschens motiviert und vorgestellt werden. Außerdem soll anhand einer Abschätzung aller relevanten Signalanteile überprüft werden, ob die gesteckten Ziele hinsichtlich des Signal-Rausch-Verhältnisses erreicht werden können.

### 5.3.1 Signal und Rauschen

Für das Messgerät GRIPS-HI wird eine Unsicherheit der atmosphärischen Spektralmessung von 0,5 % der Linienintensität angestrebt. Dies erfordert neben einer genauen Kalibration, ein hohes Verhältnis von Nutzsignal zu Rauschen. Zur Vorhersage des späteren SNR der Spektren wurden zunächst Interferogramme mit statistischem Rauschen auf Basis der folgenden Signalabschätzung simuliert.

Der erwartbare atmosphärische Photonenfluss des Nutzsignals (P1(2), P1(3), P1(4)) am Messort Wuppertal wird anhand langjähriger Messungen mit  $1.5 \cdot 10^8 \text{ Phot.}/(\text{s} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{sr})$  angegeben. Zusätzlich tragen aber auch alle weiteren Emissionslinien innerhalb der Filtertransmission zum atmosphärischen Messsignal bei. Um auch solche Spektralanteile bei der Simulation zu berücksichtigen, werden die Intensitäten der jeweiligen Eingangsspektren (siehe Abschnitt 5.1) anhand des angegebenen Photonenflusses der P1-Linien kalibriert.

Der Einfluss der verwendeten optischen Bauteile bestimmt schließlich welcher Anteil des kalibrierten Eingangssignals am Detektor registriert wird. Mit Ausnahme der Interferenzfilter zeigen die Transmissionskurven der optischen Komponenten keine relevante Wellenzahlabhängigkeit im betrachteten Spektralbereich. Gleiches gilt für die Effizienz der Beugungsgitter ( $E_{\text{Gitter}} \approx 63\%$ ). Die spektrale Photonenflussdichte auf den Detektor ergibt sich demnach durch Multiplikation des Eingangsspektrums mit dem Wellenzahl unabhängigen Effizienzanteil  $\mathcal{E} = 0.14$  und der quadrierten (da zwei serielle Filter) Transmissionskurve der Interferenzfilter. Daraus ergibt sich unter Einbeziehung von Etendue und Integrationszeit sowie der ebenfalls weitestgehend konstanten Quanteneffizienz des Detektors ( $QE \approx 83\%$ ) die Anzahl der erzeugten Detektorelektronen pro spektralem Element. Dieser Wert geteilt durch die Anzahl der Detektorpixel entspricht der Amplitude  $s_l$  in Gleichung 5.4. Das gesamte Elektronensignal pro Pixel enthält außerdem noch  $60 e^-/(\text{s} \cdot \text{pixel})$  durch thermische Anregung (Dunkelstrom und thermisches Streulicht). Das statistische Rauschen jedes Pixels setzt sich aus dem Schrotrauschen des Elektronensignals und dem Ausleserauschen von  $40 e^-/\text{pixel}$  zusammen.

Mit diesen Annahmen für Signal und Rauschen wird ein zweidimensionales Interferogramm mit statistischem Rauschen erstellt.

### 5.3.2 Ableitung der Spektren

An den simulierten Messungen soll nun ein Verfahren für die Auswertung tatsächlicher Messungen erprobt werden. Dabei sind neben der namensgebenden Fouriertransformation noch weitere Schritte der Signalverarbeitung nötig.

**Apodisation und Zero-Padding:** Für die Ableitung der Mesopausentemperaturen aus den gemessenen Spektren ist eine möglichst genaue Bestimmbarkeit der spektralen Intensitäten bzw. der Linienflächen Voraussetzung. Von entscheidender Bedeutung ist daher die Wahl einer geeigneten Fensterfunktion für die Apodisation. Bei der Abwägung zwischen einer starken Unterdrückung von Nebenmaxima und einer ggf. geringeren Linienbreite ist ersteres zu bevorzugen. Abbildung 5.4 zeigt die Linienformen zu möglichen Fensterfunktionen. Gezeigt ist jeweils auch der spektrale Abstand der P1(3)-Linie zum Hintergrundsignal des heterodynem Spektrums. Da die Intensität des Hintergrundsignals prinzipbedingt deutlich stärker ist als die Intensitäten der Spektrallinien, ist eine potentielle Überlagerung letzterer mit Nebenmaxima des Hintergrundsignals besonders kritisch. Wegen der guten Unterdrückung von Nebenmaxima wird für die weitere Arbeit das Blackman-Fenster verwendet. In Abbildung 9.2 im Anhang 9.3 sind die Fensterfunktionen aus Abb. 5.4 zusammen mit den resultierenden Linienformen in linearer Skala gezeigt.

Durch sogenanntes Zero-Padding wird die Stützstellenanzahl der Spektren erhöht. Dabei werden dem diskreten apodisierten Interferogramm Pixel mit dem Wert Null angefügt. Dies ermöglicht eine feinere Abtastung der einzelnen Spektrallinien und damit eine genauere Auswertung, da die Haupt- und Nebenmaxima besser getrennt werden können. Die eigentliche spektrale Auflösung wird dadurch allerdings nicht beeinflusst. Sowohl Apodisation als auch Zero-Padding werden bereits auf das zweidimensionale Interferogramm in spektraler Richtung angewendet bevor die eigentliche Fouriertransformation erfolgt.

**Phasenkorrektur und Fouriertransformation:** In einem idealen Interferogramm zeigen alle Zeilen dasselbe Streifenmuster. In einem realen Interferogramm ist dies in der Regel nicht der Fall. Unterschiede in der Bildhelligkeit bewirken eine Variation der Amplituden während verschiedene Effekte wie Bildfeldwölbung oder Verkippungen der Gitter, Einfluss auf die jeweiligen Phasen der Interferogramme haben. Für die Phasenkorrektur müssen zwei Fälle unterschieden werden. Im ersten Fall liegt eine konstante

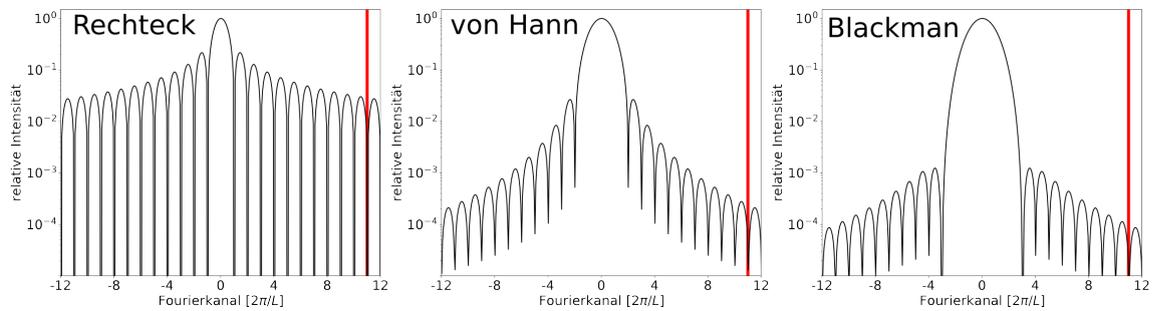


Abbildung 5.4: Form der Spektrallinien für drei verschiedene Fensterfunktionen mit logarithmischer Intensitätsauftragung. Der Abstand zwischen Hauptmaximum und roter Linie entspricht jeweils dem spektralen Abstand der P1(3)-Linie zum Untergrundsignal. **Rechteck:** Ohne zusätzliche Apodisation entspricht die Fensterfunktion eines realen Interferogramms einer Rechtecksfunktion. Die resultierende Linienfunktion zeigt ausgeprägte Nebenmaxima. **von Hann / Blackman:** Durch die Verwendung einer Fensterfunktion nach von Hann oder Blackman können die Intensitäten der Nebenmaxima reduziert werden. In der Folge ist jedoch das Hauptmaximum breiter. Aufgrund der stärkeren Unterdrückung der Nebenmaxima wird im Weiteren das Blackman-Fenster verwendet.

Verschiebung der Phase zwischen einzelnen Zeilen oder auch Wellenzahlen vor. Mögliche Gründe hierfür können Verformungen der Interferenzstreifen wie etwa leichte Neigungen bezüglich der Detektorachsen oder Biegungen sein. Da sich durch konstante Phasenverschiebungen die Streifenfrequenz und damit die Gesamtzahl der Interferenzstreifen nicht ändert, hat dies auch keine Auswirkungen auf den Betrag der Fouriertransformierten. Anders sieht dies im zweiten Fall aus. Ändert sich die Streifenfrequenz entlang der spektralen Achse, kommt es zu einer Verzerrung des Interferenzmusters. Abhängig von der Ausprägung hat dies auch Auswirkungen auf das abgeleitete Spektrum. Im Fall der SHI dürften die Hauptursachen solcher Verzerrungen die Überschreitung des maximalen Sichtfeldes und Verzeichnung durch die Detektoroptik sein. Aus der Diskussion der Feldweitung im vorliegenden Fall geht hervor, dass die maximal erwartete Änderung der Streifenfrequenz mit der gegebenen spektralen Auflösung nicht darstellbar ist. Die aufgenommenen Interferogramme müssen also nur hinsichtlich einfacher Phasenverschiebungen korrigiert werden. Im einfachsten Fall genügt es den Betrag der Fouriertransformation jeder einzelnen Interferogrammzeile zu bestimmen. Je nach gewünschter räumlicher Auflösung kann anschließend der Durchschnitt mehrerer Zeilen gebildet werden. Zum Erzielen des größtmöglichen Nutzsignals werden die Spektren aller 512 Detektorzeilen gemittelt. Die Phasenkorrektur mittels Betrag ist zwar einfach umzusetzen, hat nach Englert u. a. (2004) aber gegebenenfalls negativen Einfluss auf das Signal-Rausch-Verhältnis und die Form der abgeleiteten Spektren. Im nächsten Abschnitt wird daher untersucht, wie die abgeleiteten Spektren zu interpretieren sind. Eine

ebenfalls bei Englert u. a. (2004) beschriebene Möglichkeit zur Kompensation der Instrument spezifischen Phasenstörungen bedarf einer genauen Charakterisierung und muss Teil einer späteren Kalibrierung des Systems sein.

### 5.3.3 Analyse der Spektren

Die Fläche einer Spektrallinie stellt den messtechnisch zugänglichen Teil der Energie dar, welche durch die entsprechende Wellenzahl während der Integrationszeit auf den Detektor übertragen wurde. Die Größe des zugänglichen Anteils wird dabei durch den Kontrast des jeweiligen Interferogramms bestimmt. Zur Bestimmung der Linienfläche wird eine gemessene Spektrallinie durch eine Gaußkurve approximiert und der erhaltene Wert, welcher mit der Linienintensität identifiziert wird, entsprechend der wellenzahlabhängigen Filterfunktion der Interferenzfilter korrigiert. Da die Linienform in Wirklichkeit der Fouriertransformierten der Blackman-Funktion entspricht, wird die Fläche durch eine Gaußkurve gleicher Höhe um etwa 3% überschätzt (siehe Abb.9.3 in Anhang 9.3). Da dieser Effekt zum einen klein ist und zum anderen für alle Spektrallinien gleichermaßen auftritt, hat er keinen relevanten Einfluss auf die Relativwerte der Linienflächen und damit die spätere Temperaturableitung. Größerer Aufmerksamkeit bedarf die Auswirkung der einfachen Phasenkorrektur im Zusammenhang mit Signalausrauschen auf die Form der erhaltenen Spektren. Abbildung 5.5 a) zeigt das aus einem simulierten Interferogramm abgeleitete OH-Spektrum und verdeutlicht den Einfluss des Detektorrauschens auf die Form der nach obigem Verfahren bestimmten Spektren. Während für ein Interferogramm ohne Rauschen die Spektrallinien wie erwartet in voller Höhe zu erkennen sind (**rot**), weist das Spektrum eines identischen, aber mit Rauschen beaufschlagten Interferogramms einen scheinbar konstanten spektralen Untergrund auf (**schwarz**). Dabei zeigen die absoluten Linienhöhen nur geringe Abweichungen. Der in Abbildung 5.5 b) gezeigte Zusammenhang konnte für alle durchgeführten Simulationen reproduziert werden. Demnach ergeben sich für Spektrallinien mit geringer Intensität verglichen mit dem scheinbaren Untergrund größere Abweichungen zum idealen Spektrum als für Spektrallinien mit hoher Intensität. Die Beobachtungen stehen in direktem Zusammenhang mit der Bildung des Betrags der komplexen Fouriertransformierten und der anschließenden Mittelung mehrerer Spektren (Detektorzeilen). Die Höhe des Untergrunds entspricht in etwa dem Rauschniveau eines einzelnen Spektrums vor der Mittelung. Diese Art der Phasenkorrektur bietet sich also nur für die Vermessung von Spektrallinien mit hohem SNR an. In den durchgeführten Simulationen sinkt der Fehler bei der Bestimmung der Linienintensität dann unter ein Prozent, wenn die gemessene Intensität mindestens das Sechsfache des Untergrunds beträgt. Wie auch in Abbildung 5.5 a) trifft diese Bedingung in den simulierten Spektren für alle drei P1-Linien, nicht

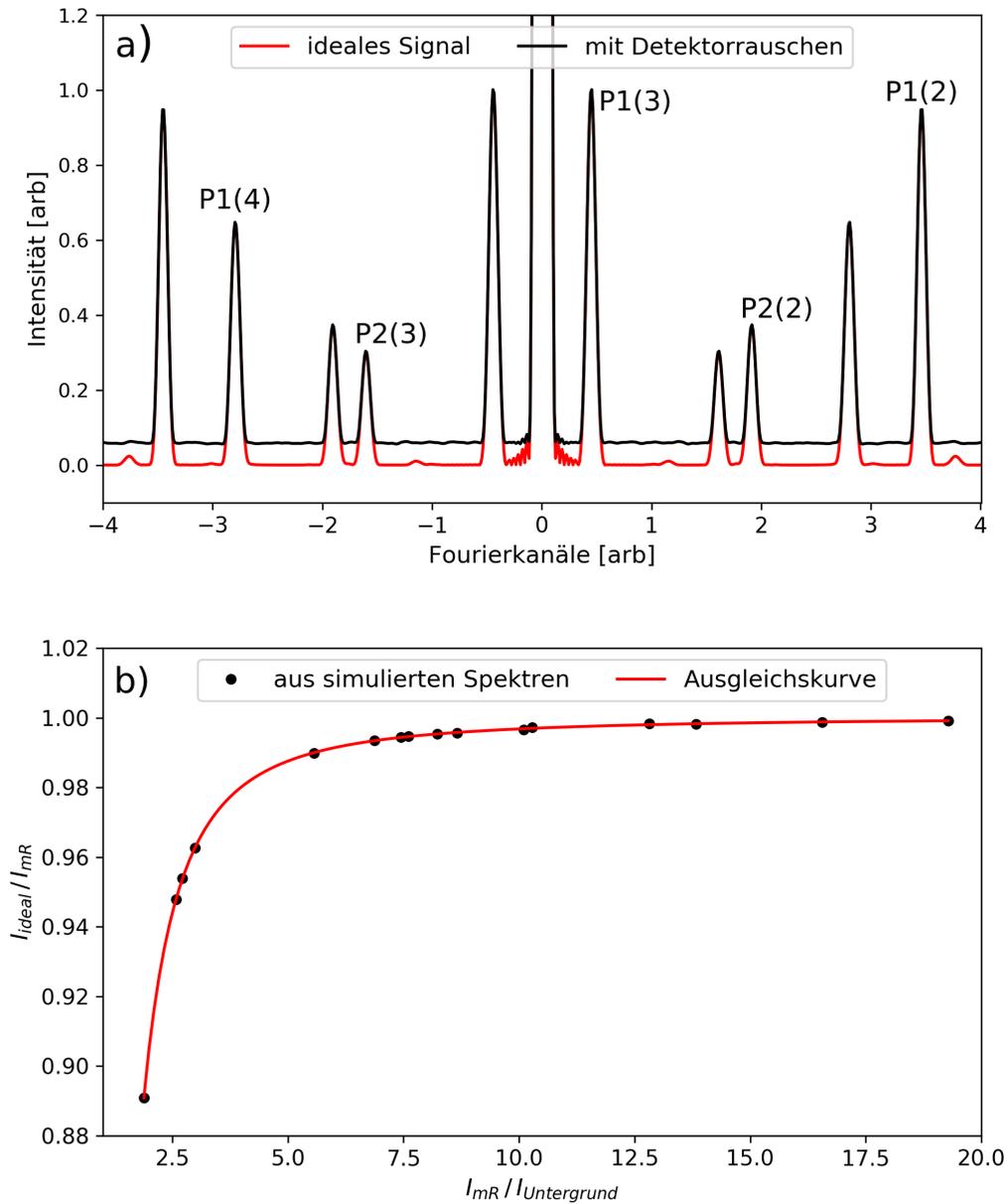


Abbildung 5.5: **a)** Die Phasenkorrektur durch Kontrastbildung verfälscht das aus einem Interferogramm mit statistischem Rauschen erhaltene Spektrum. Das Spektrum (schwarz) scheint einen konstanten Untergrund aufzuweisen, jedoch zeigt ein Vergleich mit den Ergebnissen eines idealen Interferogramms (rot), dass die absolute Linienhöhe nahezu unbeeinflusst bleibt. **b)** Die Verhältnisse der Linienintensitäten aus **a)**  $I_{ideal}$  und  $I_{mitRauschen} = I_{mR}$  erweisen sich für die simulierten Spektren als reproduzierbar und zeigen eine klare Abhängigkeit vom jeweiligen Verhältnis der Linienhöhen zum scheinbaren Untergrund.

aber für die P2(2)- und P2(3)-Linien zu. Da es sich dabei um systematische Abweichungen handelt, können diese durch eine Kalibration ausgeglichen werden. Aus den Simulationen geht außerdem hervor, dass bei einem angenommenen Interferogrammkontrast von 75 % das SNR der P1-Linien Werte zwischen 250 und 450 annimmt. Zusammenfassend lassen die Simulationen also den Schluss zu, dass die angestrebte Unsicherheit der Spektralmessung mit dem vorgestellten System erreicht werden kann. Um die resultierende Unsicherheit in der Temperaturbestimmung abzuschätzen, wird im nächsten Abschnitt die Temperaturableitung anhand der simulierten Interferogramme erprobt.

## 5.4 Temperaturableitung aus synthetischen OH-Spektren

Die Ableitung der OH-Rotationstemperatur aus den Intensitäten der P1-Linien erfolgt nach dem in Abschnitt 2.2.2 beschriebenen Verfahren. Die gefundene Linienbreite (Halbwertsbreite HWB) von etwa  $1,2 \text{ cm}^{-1}$  erlaubt eine klare Trennung sowohl der OH-Linien untereinander als auch von einer Emissionslinie des Quecksilberspektrums mit  $\sigma_{Hg} = 6.536,5 \text{ cm}^{-1}$  (vgl. Schmidt (2016)), wie sie bei experimentellen Spektren zu erwarten ist. Nicht möglich ist dagegen die Trennung der Linien P1(4) und R1(6). Daher muss die tatsächliche Intensität der P1(4)-Linie durch ein iteratives Verfahren bestimmt werden. Dieses basiert auf einem Verfahren nach Lange (1982).

### 5.4.1 Adaption des Verfahrens nach Lange

Anhand der Simulation der Spektralmessungen kann ermittelt werden welchen Anteil die P1(4)-Linie bei gegebener Temperatur an der gemeinsamen Intensität der P1(4)- und R1(6)-Linien hat. Wichtig ist dabei die Berücksichtigung der durch SHI und Apodisation bestimmten Linienfunktion. Der prozentuale Anteil der P1(4)-Linie wurde für den Temperaturbereich zwischen 140 K und 260 K in Schritten von 2 K bestimmt und in Abbildung 5.6 aufgetragen. Zur späteren Verwendung für die Iteration der tatsächlichen P1(4)-Intensität wurde der Kurvenverlauf interpoliert. Aus Gründen der Übersichtlichkeit wird hier nur jeder dritte Datenpunkt gezeigt. Während Lange (1982) eine Potenzfunktion verwendet, empfiehlt Schmidt (2016) die Verwendung eines Polynoms, wodurch sich in einem definierten Temperaturbereich eine bessere Übereinstimmung mit den Datenpunkten zeigt. Auch bei den hier vorgestellten Ergebnissen kann dies beobachtet werden. Mit den so gefundenen Funktionsparametern kann ein Algorithmus zur Anwendung auf die simulierten und gemessenen Gesamtspektren entwickelt werden. Dieser ist eine Abwandlung des Algorithmus von Lange (1982). In einem ersten Schritt

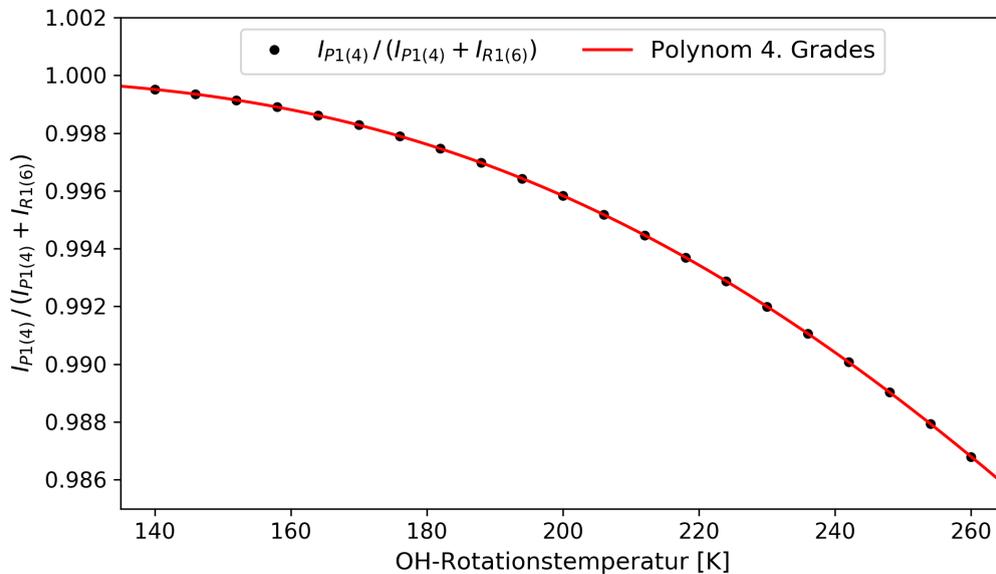


Abbildung 5.6: Anteil der P1(4)-Linie am gemeinsamen Signal der P1(4)- und R1(6)- Linien im Temperaturbereich von 140 K bis 260 K. Im angegebenen Spektralbereich kann der Kurvenverlauf durch ein Polynom 4. Grades ( $p_4(x) = 1.00597406x^4 - 1.84631222e - 4x^3 + 2.03207526e - 6x^2 - 8.93520373e - 9x + 1.06145011e - 11$ ) repräsentiert werden.

werden die P1(2)-, P1(3)- und P1(4) + R1(6)-Linien durch Gaußkurven approximiert, die Intensitäten bestimmt und die daraus resultierende Temperatur abgeleitet. Anhand dieser und des nun bekannten Polynoms kann eine Abschätzung der tatsächlichen P1(4)-Intensität erfolgen und damit erneut die Temperatur bestimmt werden. Dies wird so lange wiederholt, bis die Temperaturänderung zwischen zwei Schritten eine definierte Schwelle, im Folgenden 0,001 K, unterschreitet oder der Algorithmus auch nach 100 Schritten nicht konvergiert. Der aus dem Polynom bestimmte Faktor wird dabei immer mit der ursprünglich gemessenen Intensität der P1(4) + R1(6)-Linie multipliziert.

### 5.4.2 Temperaturableitung aus drei Spektrallinien

Zum Test der allgemeinen Funktionalität der Temperaturableitung sowie zur Ermittlung der statistischen Schwankungen der Ergebnisse durch Detektorrauschen wurden Interferogramme für Temperaturen zwischen 140 K und 260 K im Monte-Carlo-Verfahren berechnet. Anschließend wurde versucht die Eingangstemperaturen aus den abgeleiteten Spektren zu reproduzieren. Abbildung 5.7 a) zeigt die mittlere Abweichung der erhaltenen Temperaturen von den jeweiligen Eingangstemperaturen. Der graue Bereich gibt die doppelte Standardabweichung der abgeleiteten Temperaturen für 200 Durchgänge an. Die Standardabweichung steigt erwartungsgemäß mit der Temperatur an. Nach

Schmidt (2016) ändern sich die Linienintensitäten bei hohen Temperaturen nur noch geringfügig, wodurch die Temperaturableitung empfindlicher auf Variationen der Linienintensitäten reagiert. Zusammenfassend beträgt die Standardabweichung von 0,6 K bis maximal 1,6 K und liegt damit innerhalb der angestrebten Messunsicherheit. Zusätzlich zu den statistischen Schwankungen können besonders bei niedrigen Temperaturen systematische Abweichungen der Mittelwerte beobachtet werden. Dies erklärt sich bei genauerer Betrachtung der gemessenen Linienintensitäten. Bei geringeren Temperaturen ist die Intensität der P1(4)-Linie deutlich geringer als die Intensitäten der übrigen beiden P1-Linien. Daher müssen größere systematische Abweichungen durch die Phasenkorrektur erwartet werden. Anhand der Betrachtungen in Abschnitt 5.3.3 kann der systematische Fehler der Intensitätsmessung für die P1(4)-Linie bei 140 K mit etwa 1% beziffert werden, während die Abweichungen der anderen Linien deutlich geringer ausfallen. Bei einer Temperatur von 260 K weisen alle drei P1-Linien vergleichbar hohe Intensitäten auf, sodass die Abweichungen durch die Phasenkorrektur nicht ins Gewicht fallen. Abhängig von den tatsächlich experimentell bestimmten Linienintensitäten wird gegebenenfalls eine Kalibration des Effektes für niedrige Temperaturen notwendig.

Deutlich größere systematische Fehler bei der Temperaturbestimmung resultieren allerdings aus der Unsicherheit der in der Literatur zu findenden Einsteinkoeffizienten (etwa Mies (1974), Nelson u. a. (1990), Rothman u. a. (2005) und van der Loo u. Groenenboom (2007)). Bisher wurden die Koeffizienten der Hitran-Datenbank (vgl. Rothman u. a. (2005)) genutzt, welche auch für die Vorwärtsrechnung zur Bestimmung der Eingangsspektren verwendet wurden. Abbildung 5.7 b) zeigt nun die Resultate für ideale Interferogramme, wenn abweichende Einsteinkoeffizienten zur Ableitung der Temperatur verwendet werden.

Zusammenfassend lässt sich schließen, dass die gestellten Anforderungen hinsichtlich der Unsicherheiten bei Spektral- und Temperaturmessung durch das System GRIPSHI und das vorgestellte Verfahren zur Datenverarbeitung erfüllt werden. Dennoch könnte eine experimentelle Charakterisierung und Korrektur der systemspezifischen Interferogrammphasen zu einer weiteren Reduzierung systematischer Fehler bei schwachen Signalen führen. Damit könnten beispielsweise auch die beiden im Messintervall liegenden Linien P2(2) und P2(3) bei der Temperaturbestimmung berücksichtigt werden.

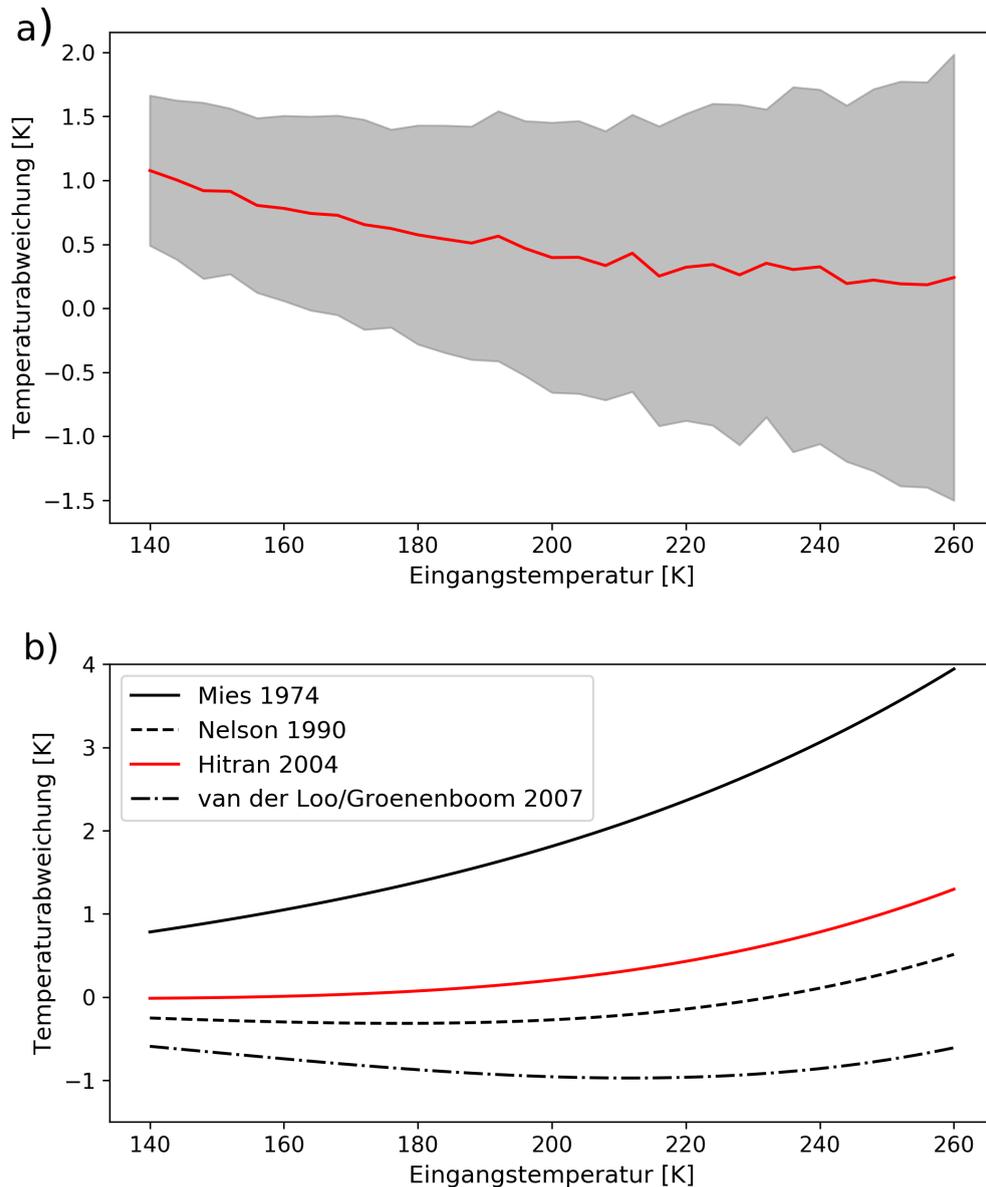


Abbildung 5.7: Die aus den simulierten Spektralmessungen abgeleiteten Temperaturen zeigen statistische und systematische Abweichungen von den jeweiligen Eingangstemperaturen. Die Eingangsspektren wurden mit den Einsteinkoeffizienten der HITRAN Datenbank (vgl. Rothman u. a. (2005)) berechnet. **a)** Während die statistischen Effekte durch das Rauschen der Messung selbst bestimmt sind und mit steigender Temperatur zunehmen, liegen die systematischen Fehler an Abweichungen bei der Messung der P1(4)-Linie bei tiefen Temperaturen. **b)** Eine Quelle systematischer Fehler ist die Unsicherheit der bekannten Einsteinkoeffizienten (vgl. Schmidt (2016)). Werden bei der Temperaturableitung andere Koeffizienten verwendet als bei der zugrunde liegenden Vorwärtsrechnung, kann die resultierende Temperatur um mehrere Kelvin abweichen.



# 6 Experimentelle Charakterisierung

In diesem Kapitel soll der anhand der bisherigen Überlegungen gebaute Prototyp GRIPS-HI experimentell charakterisiert werden. Diese erste Charakterisierung des Prototyps dient als Ausgangspunkt für kommende Weiterentwicklungen. Außerdem sollen Erfahrungen für eine zukünftige exakte Kalibrierung durch die *Physikalisch Technische Bundesanstalt* (PTB) gesammelt werden. Zunächst wird im Folgenden das experimentelle Konzept motiviert und beschrieben, bevor in einem weiteren Abschnitt die Ergebnisse präsentiert werden. Ziel der Charakterisierung ist die Bestimmung entscheidender Messparameter wie der spektralen Auflösung und der Messbandbreite sowie die Abschätzung der wellenzahlabhängigen Kennkurven für die Transmission und den Streifenkontrast. Weiterhin sollen mögliche Quellen systematischer Fehler identifiziert werden.

## 6.1 Konzept und Aufbau der Testquelle

Ziel der Charakterisierung des Prototyps ist die Untersuchung der Systemantwort auf die Eingabe monochromatischer Signale. Die Testlichtquelle muss dabei folgenden Anforderungen genügen, um Aussagekraft über spätere Messungen der atmosphärischen Emissionen zu besitzen:

- gleichmäßige Ausleuchtung von Sichtfeld und Apertur der Voroptik
- ebene Wellen für alle Feldwinkel (Atmosphäre im Unendlichen)
- räumliche Inkohärenz der Feldwinkel untereinander
- Bandbreite deutlich geringer als die erwartete spektrale Auflösung

Anhand der genannten Anforderungen wurde eine geeignete Lichtquelle konzipiert und in Form eines einfachen Laboraufbaus umgesetzt. Das in Abbildung 6.1 gezeigte Konzept beinhaltet eine Laserquelle, einen Spektrum-Analysator, eine Ulbricht-Kugel mit einem Lambertschen Diffusor in der Apertur sowie eine Kollimationsoptik.

**Laserquelle:** Die Wellenlänge der Laserquelle muss im Spektralbereich von mindestens 1520 nm - 1550 nm mit sehr geringer Bandbreite durchstimmbare, die Laserleistung variierbar und die ausgegebene Wellenlänge mit einem geeigneten Messgerät überprüfbar sein. Im Testaufbau wurde ein Laser der Firma *Sacher Lasertechnik* verwendet. Dieser ist laut Herstellerangaben im Spektralbereich 1490 nm - 1580 nm durchstimmbare. Die

Bandbreite beträgt 1 MHz oder  $3,3 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^{-1}$  (1 s Messintervall), was bei der Littrow-Wellenzahl des Prototyps ( $\sigma = 6516.4 \text{ cm}^{-1}$ ) einer spektralen Auflösung von rund  $2 \cdot 10^8$  entspricht. Die Bandbreite des Lasers ist somit schmal genug, dass ihr Einfluss bei der Messung der spektralen Auflösung des SHI vernachlässigt werden kann. Die maximale Laserleistung beträgt etwa 40 mW bei 1550 nm. Das Licht wird mittels optischer Fasern zu einem Spektrum-Analysator und der Ulbrichtkugel geführt.

**Ulbrichtkugel:** Eine Ulbrichtkugel ist eine optische Apparatur in Form einer Hohlkugel. Diese ist im Inneren mit einer diffus reflektierenden Beschichtung versehen und verfügt im einfachsten Fall über eine Eingangs- und eine Ausgangsapertur. Durch die vielfache Reflexion im Inneren kann eine homogene Ausleuchtung der Ausgangsapertur erreicht werden. Ein dort positionierter und Lambertsch streuender Diffusor stellt so eine homogene Lambertsche Flächenlichtquelle dar. Wird zusätzlich, beispielsweise durch Vibration der optischen Faser am Kugeleingang, eine zufällige Variation der Strahlengänge im Inneren der Kugel realisiert, kann die Streufläche außerdem als räumlich partiell inkohärent aufgefasst werden (siehe Anhang 9.5). Für den beschriebenen Aufbau wurde eine nicht näher spezifizierte Ulbricht-Kugel unbekanntem Herstellers mit etwa 50 cm Durchmesser verwendet. Diese verfügt über mehrere Eingangsöffnungen und eine variable Ausgangsapertur von maximal  $\approx 75 \text{ mm}$ . In der Apertur wurde eine streuende Folie angebracht, die nach Herstellerangaben (vgl. Sph (2016)) im Spektralbereich von 250 nm bis 2450 nm nahezu ideal Lambertsches Streuverhalten zeigt.

**Kollimationsoptik:** Die Abstrahlung der Streufläche kann gemäß den Gesetzen der Beugungstheorie so beschrieben werden, dass von jedem Punkt der Fläche ein Kugelwelle ausgeht. Aufgrund der geringen räumlichen Kohärenz der Lichtquelle sind die einzelnen Kugelwellen inkohärent zueinander. Bei sehr großem Abstand von der Streufläche kann der Radius der Kugelwellen vernachlässigt und von ebenen Wellenfronten ausgegangen werden. Das trifft auch auf atmosphärische Emissionen zu. Da unter Laborbedingungen keine ausreichend großen Abstände realisiert werden können, wird ein zusätzliches Abbildungssystem benötigt, welches die ausgehenden Kugelwellen kollimiert oder, in anderen Worten, die Streufläche virtuell ins Unendliche abbildet. Die entstehenden ebenen Wellenfronten sollen anschließend die Eingangsapertur der GRIPS-HI Vorooptik füllen. Das gezeigte Design der Kollimationsoptik basiert auf dem Design der Vorooptik. Da davon ausgegangen werden kann, dass durch den Laser immer genug Lichtleistung zur Verfügung steht, kann die Brennweite und damit die Blendenzahl bei gleichbleibender Apertur vergrößert werden. Dadurch kann gleichzeitig eine Steigerung der Abbildungsqualität erreicht und der durch das Lambertsche Streuverhalten hervor-

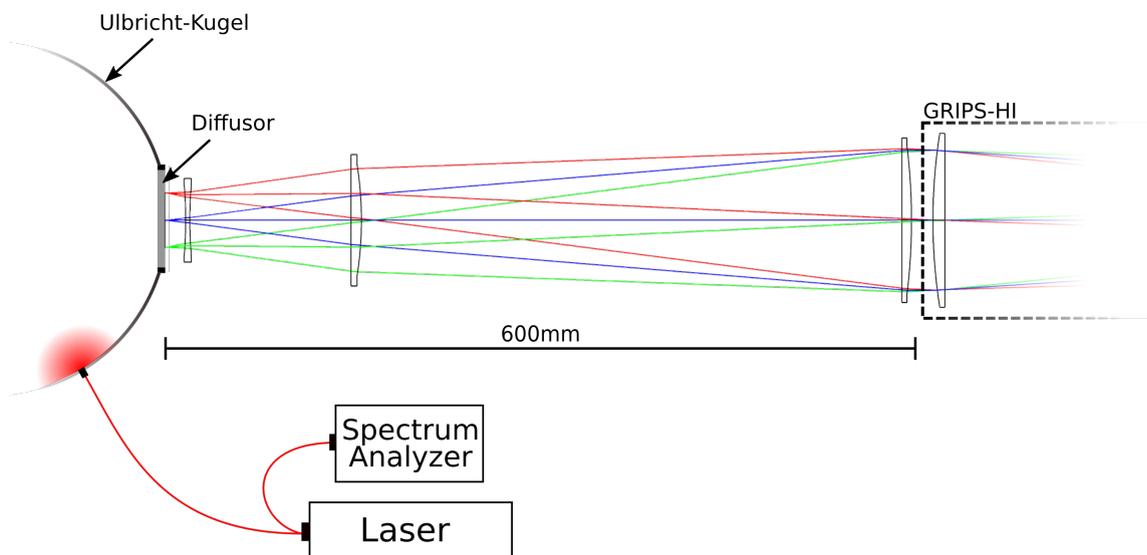


Abbildung 6.1: Konzept der Lichtquelle für die Charakterisierung von GRIPS-HI: Durch einen schmalbandig durchstimmbaren Laser und eine Ulbricht-Kugel wird eine möglichst Lambertsche Streufläche homogen ausgeleuchtet. Ein Linsensystem erzeugt aus den von der Streufläche ausgesendeten Kugelwellen ebene Wellen in der Eingangsapertur der GRIPS-HI Voroptik.

gerufene, unvermeidliche Intensitätsabfall zum Rand der Apertur reduziert werden. Die Brennweite der Optik wurde gegenüber dem Design der Voroptik auf  $f=415$  mm gesteigert. Der erwartete Intensitätsabfall zum Rand der Apertur beträgt etwa 5%. Eine weitere Erhöhung der Brennweite war mit den verfügbaren Standardlinsen nicht realisierbar. Die benötigte Diffusorfläche kann schließlich aus dem Sichtfeld der Voroptik ( $4,6^\circ \times 3,7^\circ$ ) und der Brennweite der Kollimationsoptik zu  $A = (33,4 \times 26,9) \text{ mm}^2$  berechnet werden.

Für eine geplante Absolutkalibrierung des Prototyps durch die PTB wurde eine entsprechende Lichtquelle durch den Partner VSL (*VSL Dutch Metrology Institute*) realisiert. Aufgrund von Reisebeschränkungen zum Zeitpunkt der geplanten Charakterisierung mussten die notwendigen Kalibrierungen der Quelle und des GRIPS-HI Prototyps auf unbestimmte Zeit verschoben werden. Die im Folgenden beschriebenen Messungen wurden daher mit einer unkalibrierten Lichtquelle durchgeführt. Diese ermöglicht trotz größerer Unsicherheiten eine erste Charakterisierung und Einschätzung des Prototyps sowie eine Erprobung des Kalibrationskonzeptes. Für die im Weiteren präsentierten Ergebnisse wurden für Wellenzahlen im Intervall von  $6468 \text{ cm}^{-1}$  bis  $6570 \text{ cm}^{-1}$  Interferogramme bei unterschiedlichen Gesamtblendenzahlen ( $f\#$  der Detektoroptik) aufgezeichnet. Für alle Messungen betrug die in die Ulbrichtkugel eingespeiste Laserleistung  $(1,00 \pm 0,1) \text{ mW}$ .

## 6.2 Experimentelle Ergebnisse

Die erhaltenen Messungen erlauben eine erste Charakterisierung des Prototyps. Zu jeder gemessenen Wellenzahl wurden für die Blendenzahlen  $f\# \in \{1, 4; 2; 2, 8; 4\}$  je vier Interferogramme aufgezeichnet. Die Belichtungszeiten ( $t \in \{50; 80; 150; 350\}$  ms) wurden dabei angepasst, für jede Blendenzahl aber konstant gehalten. Bei Aufnahmen mit  $\sigma = 6565 \text{ cm}^{-1}$  wurde abwechselnd je ein Arm des Interferometers blockiert, um die Entstehung von Interferogrammen zu verhindern. Die erhaltenen Aufnahmen wurden anschließend zur Weißbildkorrektur verwendet.

### 6.2.1 Datenaufbereitung

Vor der eigentlichen Auswertung der Messungen wurden die aufgenommenen Daten aufbereitet. Jedes Interferogramm stellt eine Matrix aus  $638 \times 512$  Pixeln dar. Die spektrale Achse verläuft dabei entlang der kurzen Seite. Im Idealfall sollte die Aufnahme also aus 638 identischen Spalten bestehen. Allerdings führen verschiedene Störeffekte zu erheblichen Abweichungen vom Idealfall. So haben Inhomogenitäten der Ausleuchtung und Sensitivitätsunterschiede einzelner Detektorpixel eine Variation der Bildhelligkeit zur Folge. Diese Variationen können durch die Weißbildkorrektur reduziert werden. Im konkreten Fall wurden die aufgenommenen Interferogramme pixelweise durch die Summe der in beiden Armen getrennt aufgenommenen Weißbilder geteilt. Die Inhomogenitäten der Bildhelligkeit konnten dadurch um 20% reduziert werden. Da der Detektor mit maximaler Kühlung ( $T_{\text{Detektor}} \approx 230 \text{ K}$ ,  $T_{\text{Gehäuse}} \approx 250 \text{ K}$ ) betrieben wurde, konnte auf eine Korrektur des erwartbar geringen Dunkelstroms verzichtet werden. Notwendig war hingegen das Entfernen ausgereiteter Pixelwerte. Diese wurden auf den Mittelwert des Gesamtbildes gesetzt. Abbildung 6.2 a) zeigt ein Interferogramm der Wellenzahl  $6527 \text{ cm}^{-1}$  (1532 nm) nach der Weißbildkorrektur. Die Interferenzstreifen zeigen deutliche Verformungen, vermutlich durch Formfehler der Gitter. Bei der vorgesehenen spaltenweisen Fourier-Transformation ist zu erwarten, dass die Interferogramme der einzelnen Spalten sich durch die Verformung in Phase und Frequenz unterscheiden. Dabei ist die geringe Änderung der Frequenz mit der gegebenen spektralen Auflösung nicht darstellbar. Der erzeugte Phasenversatz macht allerdings eine Korrektur der Interferogrammphase notwendig. Die beschriebene Korrektur mittels Betragsbildung erweist sich dabei als ausreichend, da die Intensitäten der Spektrallinien deutlich größer sind als der erzeugte Untergrund (vgl. Abb. 6.2 c), d)). Mehr Aufmerksamkeit muss auf die zweidimensionalen Fouriertransformationen der Interferogramme (Bsp. Abb.6.2 b)) gerichtet werden. Diese weisen neben dem erwarteten Spektrum entlang der mittleren Zeile vier deutliche Störsignale entlang der Bilddiagonalen auf. Diese Frequenzanteile haben

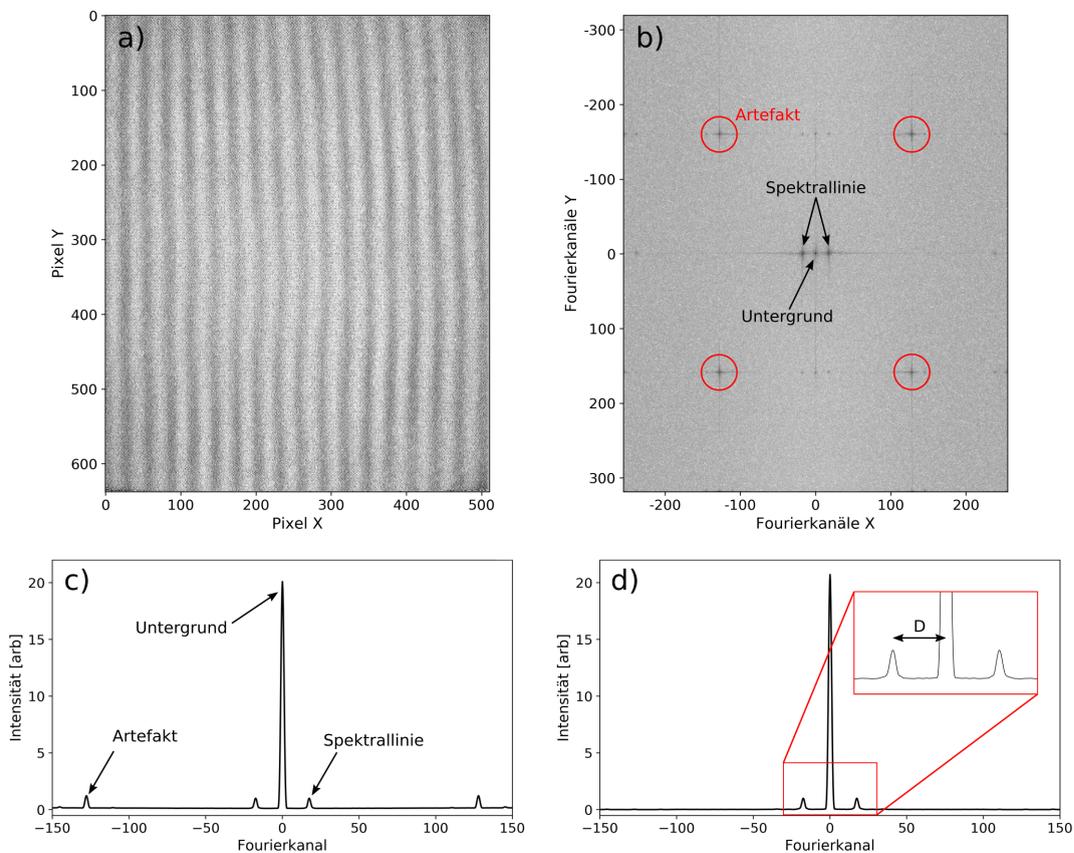


Abbildung 6.2: **a)** Interferogramm bei  $6527 \text{ cm}^{-1}$ . Aufnahme mit  $f\# = 2,8$  und  $t = 150 \text{ ms}$ . **b)** zweidimensionale FFT von **a)**. Die Intensität ist invertiert und mit logarithmischer Skalierung gezeigt. Das relevante Spektrum mit Gleichanteil (Untergrund) und Spektrallinien befindet sich entlang der mittleren Zeile. Es sind deutliche Störfrequenzen (Artefakte) entlang der Diagonalen zu erkennen. **c)/d)** Durch zeilenweise Fouriertransformation und anschließende Mittelung erhaltene Spektren. **c)** vor und **d)** nach der Filterung im zweidimensionalen Fourierraum.

keinen physikalischen Ursprung, sondern stellen vermutlich ein Artefakt der Detektorelektronik dar. Zur Reduzierung dieser und anderer Störsignale sowie des zugehörigen Rauschens, werden alle Frequenzen außerhalb eines zehn Pixel hohen, horizontalen Bereichs auf Null gesetzt und das Resultat mittels inverser FT wieder in den zweidimensionalen Ortsraum transformiert. Das auf diese Weise gefilterte Interferogramm kann nun entlang der spektralen Dimension (hier zeilenweise) analysiert werden (siehe Abschnitt 5.3). Die erhaltenen Spektren vor und nach der Filterung sind in Abbildung 6.2 c) und d) gezeigt. Ohne Filterung dominiert das elektronische Störsignal. Mit Filterung ist deutlich die Lage der jeweils vermessenen Wellenzahl erkennbar.

### 6.2.2 Allgemeine Parameter

Am Anfang der Auswertung steht die Kalibration der Frequenzachse. Für alle aufgenommenen Interferogramme wurden die zugehörigen Spektren berechnet und die relativen Signalpositionen bezogen auf das Untergrundsignal bestimmt. Dazu wurden die Spektral- und Hintergrundsignale mit je einer Gaußkurve approximiert und die Wellenzahlen gegen den jeweils ermittelten Abstand  $D$  zum Hintergrundsignal aufgetragen (siehe Abb. 6.2 d) u. Abb.6.3). Es zeigt sich der erwartete lineare Verlauf. Die Steigung der Geraden entspricht dem Umrechnungsfaktor  $m = 0,16363 \text{ cm}^{-1}$ , also der Wellenzahlbreite des spektralen Abtastintervalls (Pixelbreite). Die Littrow-Wellenzahl kann am y-Achsenabschnitt abgelesen werden und beträgt  $\sigma_L = 6516,14 \text{ cm}^{-1}$ . Mit der gefundenen Geradengleichung kann die Wellenzahlachse der vermessenen Spektren kalibriert werden. Aus den Halbwertsbreiten (HWB) der approximierten Gaußkurven ergibt sich die wellenzahlabhängige spektrale Auflösung  $R(\sigma) = \sigma/\text{HWB}$ . Die Kennaflösung des Prototyps kann aus den Messdaten mit  $R_{GRIPS-HI} = R(\sigma_L) = 4200$  angegeben werden.

### 6.2.3 Charakterisierung der Linienintensitäten

Auch wenn mit der verwendeten unkalibrierten Lichtquelle keine Absolutkalibrierung möglich ist, soll dennoch der Versuch unternommen werden, die Systemantwort des GRIPS-HI Prototyps in Form der relativen Linienfläche auf die Eingabe eines Signals mit Wellenzahl  $\sigma$  und Laserleistung  $P_{Laser}$  zu bestimmen. Der Anteil der in das System eingestrahlten Energie, welcher schließlich durch die Linienfläche repräsentiert wird, hängt maßgeblich von zwei Faktoren ab. Diese sind die wellenzahlabhängigen Größen Transmission und Interferogrammkontrast.

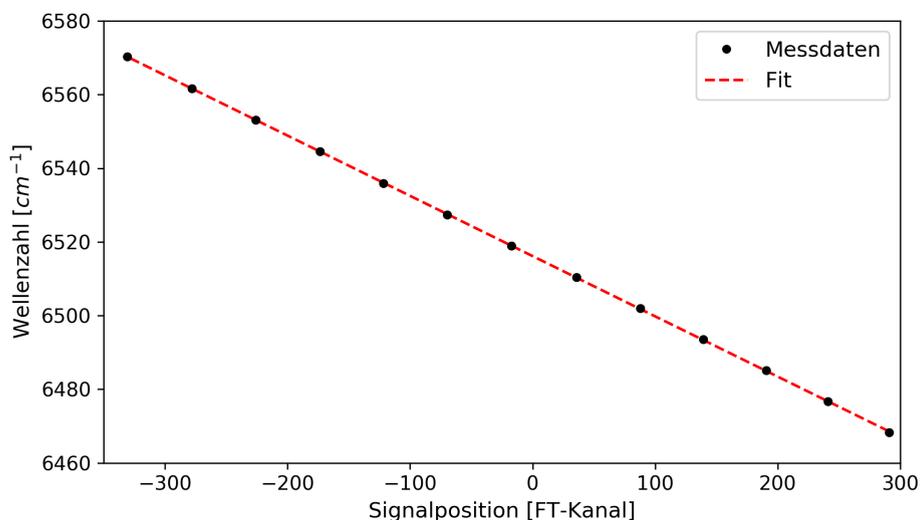


Abbildung 6.3: Aus der Auftragung der Wellenzahl gegen die Position der zugehörigen Spektrallinie können die Wellenzahlbreite  $m = 0,16363 \text{ cm}^{-1}$  eines FT-Kanals und die Littrow-Wellenzahl  $\sigma_L = 6516,14 \text{ cm}^{-1}$  des Prototyps ermittelt werden.

**Relative Transmission:** Der Einfluss der Transmission auf die Signalstärke am Detektor ist offensichtlich. Eine Abschätzung auf Basis der Transmissionskoeffizienten der einzelnen Bauteile ergibt eine mittlere Absoluttransmission von etwa 8 %, wobei auch die Beugungseffizienz der Gitter sowie die Quanteneffizienz (QE) des Detektors einbezogen wurden. Tatsächlich ist die erwartete Transmission abhängig von der untersuchten Wellenzahl. Die relative Wellenzahlabhängigkeit soll im Folgenden untersucht werden. Unter der Annahme, dass alle Messungen mit derselben Laserleistung und bei identischer Belichtungszeit durchgeführt wurden, kann die relative Transmission über das gesamte am Detektor registrierte Signal pro Wellenzahl bestimmt werden. Die Unsicherheit der Laserleistung betrug bei den vorgestellten Versuchen 10 %. Zur Auswertung der Messungen wurden alle Pixelwerte der jeweiligen Aufnahmen nach Entfernen der angesteuerten Pixel addiert und die Ergebnisse über die Wellenzahlen aufgetragen. Die normierten Ergebnisse für die betrachteten Blendenzahlen sind in Abb. 6.4 zusammen mit dem Quadrat (zwei serielle Filter) der Filter-Nenntransmission dargestellt. Die Transmissionskurven der übrigen Komponenten und auch die QE des Detektors zeigen im relevanten Spektralbereich nur geringfügige Variationen. Die gemessenen Transmissionskurven zeigen eine deutlich Abhängigkeit von der Blendenzahl. Dabei entspricht die allgemeine Form dem, was nach Alluxa Inc. für Interferenzfilter unter Beleuchtung mit konvergenten Strahlbündeln erwartet wird. Eine näherungsweise trapezförmige Transmissionskurve geht dabei mit zunehmendem Bündelwinkel, hier bestimmt durch die Blendenzahl  $f\#$ , in eine Dreiecksform über.

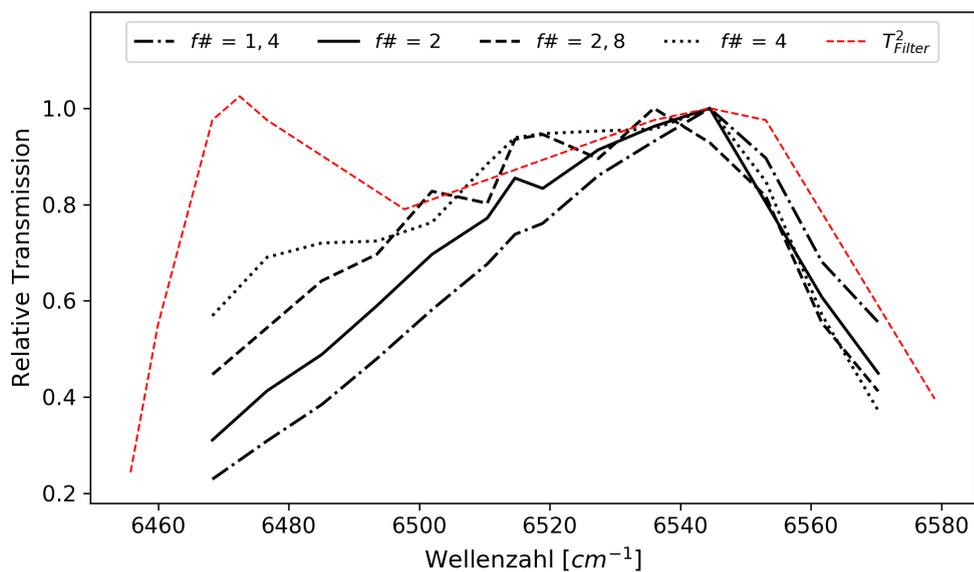


Abbildung 6.4: Gemessene spektrale Transmission des Gesamtsystems GRIPS-HI für verschiedene Blendendurchmesser im Vergleich mit der theoretischen Transmission bei der Filter  $T_{Filter}^2$ . Die reale Transmission ist im vermessenen Spektralbereich schmäler als die ideale Filtertransmission, während für einen breiteren Spektralbereich eine Verbreiterung des Transmissionsprofils extrapoliert werden kann. Dieses Verhalten ist für einen Interferenzfilter unter konvergenter Beleuchtung zu erwarten.

Das Maximum der Transmission ist zunehmend zu größeren Wellenzahlen (blau-) verschoben. Grundlegend für die Beobachtung ist die Blauverschiebung der Filtertransmission bei nicht senkrechter Beleuchtung. Da in einem konvergenten Strahlbündel alle Winkel zwischen  $0^\circ$  und dem maximalen Bündelwinkel vorkommen, kann die resultierende Transmissionskurve als Überlagerung der entsprechenden blau-verschobenen Transmissionskurven aufgefasst werden.

**Streifenkontrast:** Da nur der durch Interferenz modulierte Anteil des vom Detektor registrierten Lichtes einer konkreten Wellenzahl zugeordnet werden kann, ist der Interferogrammkontrast eine entscheidende Charakteristik des Interferometers. Der Kontrast wird, wie zuvor diskutiert, von der Beschaffenheit des SHI und von der Abbildungsqualität der Detektoroptik bestimmt. Im Folgenden soll nun der tatsächlich erzielte Streifenkontrast aus den vorhandenen Datensätzen bestimmt werden. Der Kontrast entspricht allgemein dem Verhältnis der Modulationsamplitude zum Untergrundsignal. Die genannten Größen können dabei entweder aus dem Interferogramm oder aus dem abgeleiteten Spektrum bestimmt werden (siehe Anhang 9.6). Im letzteren Fall ist der modulierte Signalanteil auf die beiden identischen Teilsignale aufgeteilt, welche im Spektrum symmetrisch zum Untergrundsignal liegen. Daher kann der Kontrast als das Verhältnis der Summe beider Teilsignale zum jeweiligen Untergrundsignal definiert werden. Abbildung 6.5 zeigt die auf diese Weise aus den vorher approximierten Gaußkurven bestimmten Streifenkontraste in Abhängigkeit von Wellenzahl und Blendengröße. Wie erwartet steigt der Kontrast durch die bessere Abbildungsqualität bei höheren Blendenzahlen an. Jedoch sind die Kontrastwerte deutlich geringer als anhand der simulierten MTF-Kurven zu erwarten wäre. Auch steigt der Kontrast niedrigfrequenter Interferogramme entgegen der Erwartung in ähnlicher Weise mit der Blendenzahl wie der Kontrast bei hohen Streifenfrequenzen. Im Anschluss muss nun geklärt werden, welche Einflussfaktoren die unerwartet niedrigen Kontrastwerte begründen.

#### 6.2.4 Diskussion des Streifenkontrasts

Die niedrigen gemessenen Interferogrammkontraste wirken sich erheblich auf die Effizienz des Prototyps aus, da der messtechnisch zugängliche Teil des Messsignals reduziert wird, während das Rauschniveau konstant bleibt. Daher ist es wichtig die Ursachen zu verstehen und wenn möglich zu beheben. Denkbar wäre ein konstantes, hohes Untergrundsignal etwa aufgrund von Streulicht im System. Die deutliche Abhängigkeit des Kontrastes aller Streifenfrequenzen von der Systemapertur lässt aber eher darauf schließen, dass die Abbildung der Gitter in die Detektorebene nur unzureichend ist. Zur experimentellen Überprüfung der Abbildungsqualität des optischen Systems wurde daher

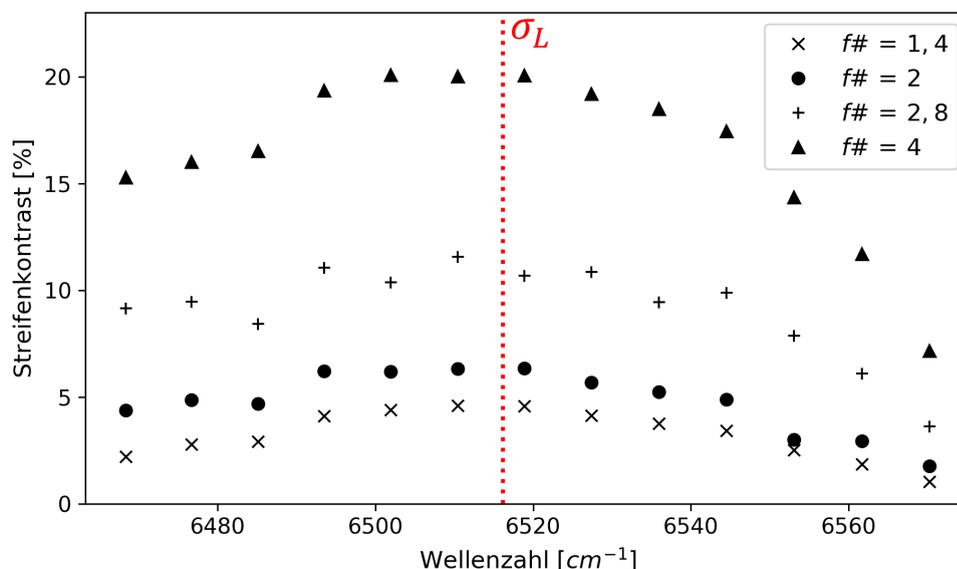


Abbildung 6.5: Der Kontrast gemessener Interferenzstreifen fällt wie erwartet mit zunehmender Interferogrammfrequenz (d.h. zunehmendem Abstand zu  $\sigma_L$ ) ab. Die deutliche Abhängigkeit des Kontrasts von der Blendenzahl der Aufnahmen sowie die generell sehr niedrigen Kontrastwerte weisen auf Lageabweichungen der Bauteile des SHI hin.

eine Testtafel (nicht normiertes Bild einer USAF-Auflösungstafel) auf der Diffusorfläche (siehe Abb.6.1) angebracht. Kollimations- und Voroptik erzeugen dann Zwischenbilder der Testtafel auf den Gittern. Durch wechselseitiges Ausblenden eines Interferometerarms kann die Abbildungsqualität für beide Interferometerarme getrennt beurteilt werden. Abbildung 6.6 zeigt Aufnahmen aus beiden Interferometerarmen, welche im Folgenden mit **A** und **B** bezeichnet werden. Mit der Detektoroptik wurde das Zwischenbild in Arm **A** scharf auf den Detektor abgebildet. Der Vergleich zeigt eine Asymmetrie der Interferometerarme, die sich in einer leichten Bildunschärfe bei der Abbildung aus Arm **B** äußert. Für das in Abb.6.6 markierte Testmuster (auf dem Detektor  $\approx 7$  Streifen/mm) kann bei Arm **A** ein Kontrast von über 0,9 ermittelt werden, während die Unschärfe der Abbildung aus Arm **B** den Kontrast auf etwa 0,7 reduziert. Im Raytracing-Modell (siehe Abschnitt 4.2) konnte ein vergleichbarer Kontrastabfall für einen Armlängenunterschied von einigen Zehntelmillimetern ( $\approx 0,6$  mm) reproduziert werden. Abbildung 6.7 zeigt dazu die Kontrastübertragungsfunktion (Bildmitte) des Gesamtsystems für beide Arme.

Trotz der beschriebenen Unschärfe kann anhand der Aufnahmen festgestellt werden, dass die Abbildungsqualität der Detektoroptik auch bei leichter Defokussierung für die Übertragung der relevanten Raumfrequenzen geeignet ist (siehe dazu Tab. 4.4). Dies wird auch durch die simulierten MTF der Detektoroptik in Abbildung 6.8 gestützt.

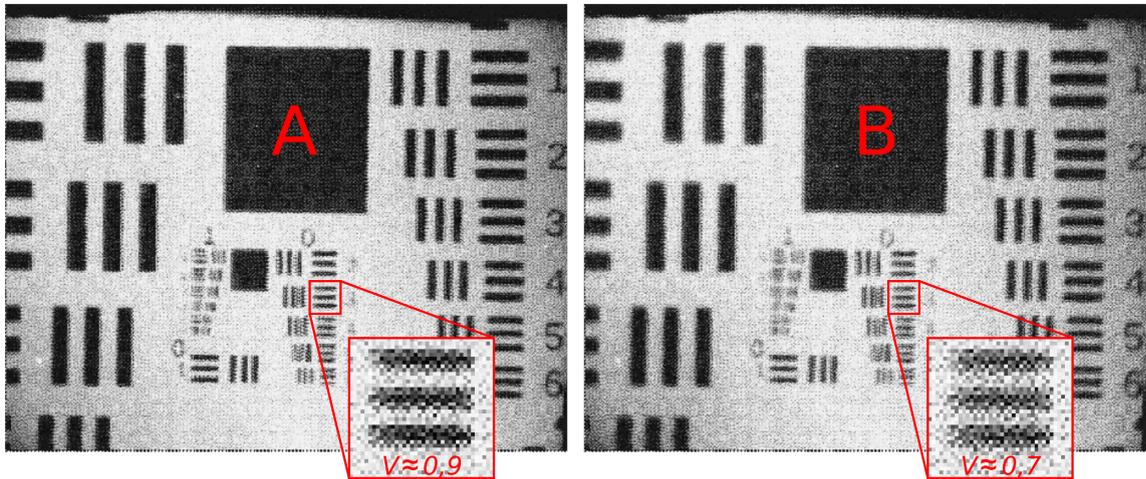


Abbildung 6.6: Die Zwischenbilder der Auflösungstafel auf den Gittern der Interferometerarme **A** und **B** werden durch die Detektoroptik auf den Detektor abgebildet. Dabei ist die Abbildung aus Arm **A** scharf gestellt, sodass eine Asymmetrie der Armlängen zu einer unscharfen Abbildung aus Arm **B** führt. Die hervorgehobene Struktur besitzt eine Frequenz von etwa 7 Streifen/mm und zeigt die jeweils angegebenen Kontraste  $V \approx 0.9$  bzw.  $V \approx 0.7$ .

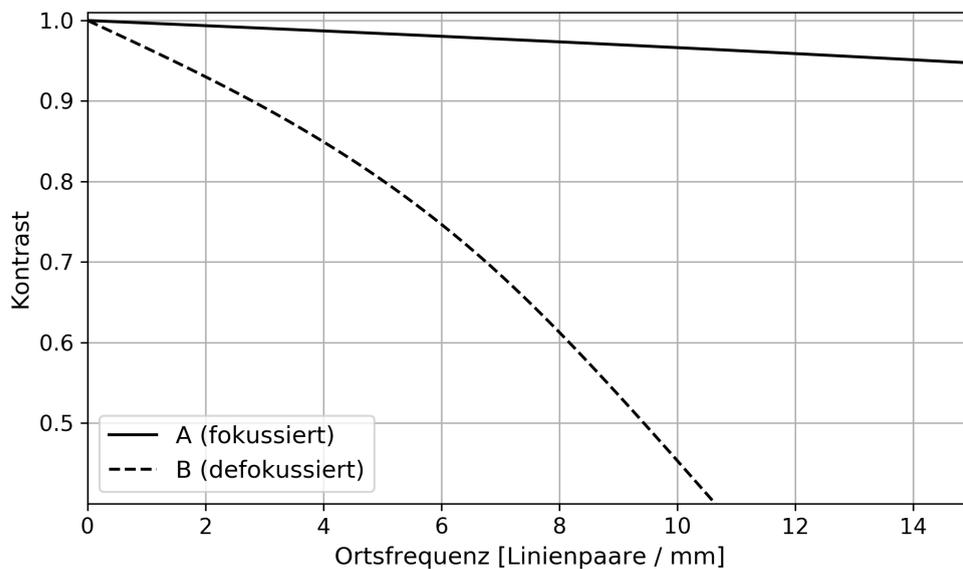


Abbildung 6.7: Simulierte Kontrastübertragungsfunktionen für die Abbildung der Testtafel von der Diffusor- in die Detektorebene bei einem angenommenen Armlängenunterschied des Interferometers von 0,6 mm. Während das Bild über Arm **A** scharf auf den Detektor abgebildet werden kann, ist der optische Weg in Arm **B** um 1,2 mm länger, was zu einer Defokussierung und damit zu einer reduzierten Kontrastübertragung führt.

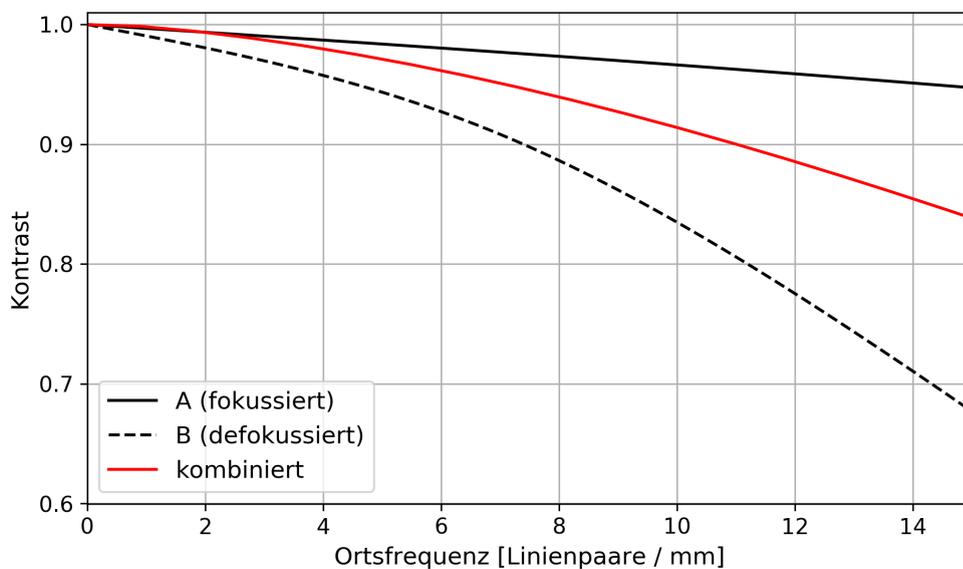


Abbildung 6.8: Simulierte Kontrastübertragungsfunktionen der Detektoroptik für die Abbildung aus den Gitterebenen der Arme **A** und **B** auf den Detektor sowie die kombinierte MTF. Letztere ergibt sich als Fouriertransformation der gemeinsamen Punktbildfunktion nach Gleichung 4.3. Der Armlängenunterschied wurde wieder auf 0,6 mm geschätzt.

Damit stehen die niedrigen experimentellen Kontrastwerte in scheinbarem Widerspruch zum Resultat aus Abschnitt 4.2.1, wonach die Entstehung des Interferogramms im abbildenden Betrieb als Abbildung des inkohärenten Streifenmusters aus der Gitter- in die Detektorebene verstanden werden kann und damit der Interferogrammkontrast durch die MTF der Detektoroptik vorgegeben ist. Macht man sich bewusst, dass die Interferogramme tatsächlich erst durch die Überlagerung der Bilder beider Arme in der Detektorebene entstehen, gelingt es den scheinbaren Widerspruch aufzulösen. Die MTF der Detektoroptik erweist sich schließlich als obere Grenze des möglichen Streifenkontrasts: Die dieser Aussage zugrunde liegende Überlegung basiert auf dem Kontrast bei Zweistrahlinterferenz  $V = 2\sqrt{I_A \cdot I_B} / (I_A + I_B)$ . Bei einem ideal justierten SHI gelingt es für jedes Punktepaar der Gitterflächen die zugehörigen Punktbildfunktionen deckungsgleich zu überlagern, sodass  $I_A = I_B$  gilt. Der daraus folgende Idealkontrast  $V = 1$  wird nur durch die MTF der Detektoroptik reduziert. Ist dagegen die Intensität in einem Arm geringer, reduziert dies den Streifenkontrast zusätzlich zur MTF. Für den Fall eines leicht asymmetrischen SHI ist zu erwarten, dass die PSF eines Arms deutlich aufgeweitet ist, was zu einer entsprechend niedrigeren Intensität führt. In Abbildung 6.9 sind die simulierten PSF der Detektoroptik für die Arme **A** und **B** bei einem angenommenen Armlängenunterschied von 0,6 mm gezeigt. Neben der erwarteten Aufweitung erweisen sich auch die Intensitätsprofile der beiden PSF und die Positionierung zueinander als re-

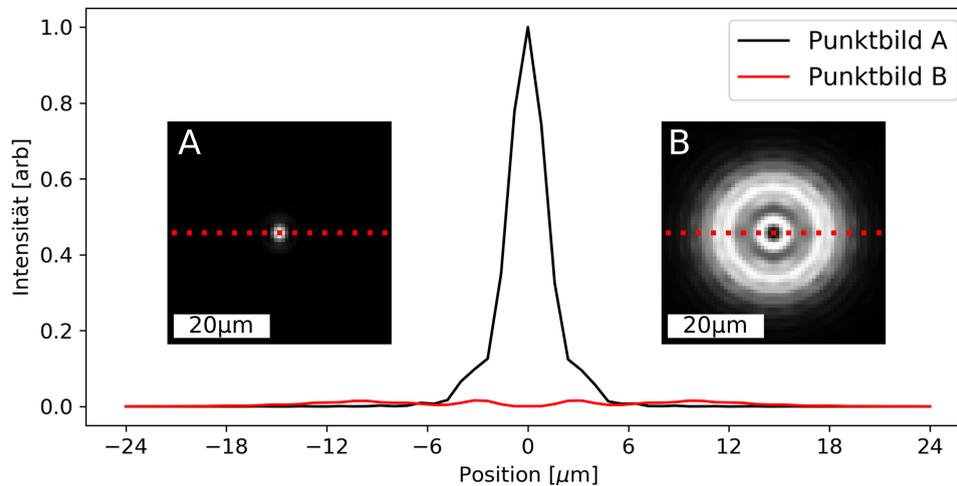


Abbildung 6.9: Vergleich der simulierten Punktbildfunktionen der Detektoroptik aus den Interferometerarmen **A** und **B** bei einem Armlängenunterschied von 0,6 mm. Die resultierende Aufweitung der PSF bei **B** ist deutlich zu erkennen. Ein Vergleich der Intensitätsprofile entlang der roten Punktlinien verdeutlicht den Unterschied der Intensitäten.

levant. Daher kann auch ein relativer Versatz von identischen PSF zu einem deutlichen Kontrastverlust führen. Auch ohne Versatz ergibt sich im Überlagerungsbereich ( $1/e^2$ -Bereich der fokussierten PSF) der beiden gezeigten PSF ein durchschnittlicher Kontrast von  $\bar{V} = 0,08$ . Zusätzlich entfällt nur etwa ein Drittel der Leistung der defokussierten PSF auf den Überlagerungsbereich. Die übrige Leistung trägt nicht zum modulierten Teil des Interferogramms bei und reduziert daher den Kontrast weiter. Unter Einbeziehung der gemeinsamen MTF resultiert schließlich ein Interferogrammkontrast von  $V = 0,03$  ( $f\# = 1,4$ ).

Für das reale System sind weder die exakte Form der PSF noch Grad und Ausprägung möglicher Formabweichungen bekannt. Dennoch legen die vorgestellten Überlegungen nahe, dass der schwache Kontrast des Prototyps auf einen herstellungsbedingten Armlängenunterschied im SHI zurückzuführen ist.

### 6.2.5 Strategie für die Kalibrierung

Die bisher präsentierten Messergebnisse können helfen eine geeignete Strategie zur Kalibrierung der vermessenen spektralen Intensitäten zu entwickeln. Um alle möglichen Einflussfaktoren zu berücksichtigen, wäre beispielsweise eine absolute Kalibrierung der jeweiligen Linienfläche oder -höhe bei gegebener Eingangsenergie möglich. Die so entstandene Gewichtungsfunktion kann anschließend genutzt werden, um beliebige mit dem System vermessene Spektren zu analysieren. Eine exakte Kalibrierung ist auf diese

Weise jedoch sehr zeitaufwendig, da jedes spektrale Element einzeln kalibriert werden muss. Alternativ kann die Gewichtungsfunktion auch anhand von Stützstellen approximiert werden, was größere Unsicherheiten birgt. Beide Ansätze zeigen einen entscheidenden Nachteil für die Bestimmung der Linienflächen. Da sich die Spektrallinien entsprechend der realen Linienfunktion über mehrere Pixel erstrecken, ist es nicht zu vermeiden, dass Anteile einer Spektrallinie mit falschen Gewichtungsfaktoren multipliziert werden. Besonders für die angestrebte Temperaturableitung scheint deshalb ein anderer Ansatz sinnvoll. Für die gegebene Anwendung ist es wichtig die Sensitivität des Spektrometers für wenige Spektrallinien sehr genau zu kennen. Daher bietet es sich an, die Kalibrierung nur für diese Spektrallinien vorzunehmen. Die aus den späteren Messungen abgeleiteten Linienflächen können dann direkt mit den bestimmten Faktoren in die tatsächliche Emissionsintensität umgerechnet werden. Analog zu den bisher vorgestellten Messungen wurde auch die jeweilige Systemantwort für die relevanten OH-Linien charakterisiert. Die Ergebnisse der P1-Linien sind in Tabelle 6.1 aufgelistet. Aufgrund der großen Unsicherheiten bezüglich der tatsächlich durch die Testquelle abgegebenen Leistung können die ermittelten Werte kaum für eine exakte Temperaturmessung verwendet werden, geben aber die ungefähren Verhältnisse wieder.

Tabelle 6.1: Flächenverhältnisse der P1(3)- und P1(4)-Linien bezogen auf die P1(2)-Linie. Diese wurden aus Testmessungen mit vergleichbarer Eingangsleistung abgeleitet und stellen eine Charakterisierung der Systemantwort dar. Diese wird maßgeblich durch die wellenzahlabhängige Transmission und den ebenfalls wellenzahlabhängigen Interferogrammkontrast beeinflusst.

$f\#$	1,4	2	2,8	4
Flächenverhältniss P1(3)/P1(2)	2,45	2,45	2,38	2,20
Flächenverhältniss P1(4)/P1(2)	1,26	1,40	1,44	1,52

Es sei angemerkt, dass die Systemantwort nicht zwangsläufig linear verläuft. Daher sollten die Kalibrationsfaktoren für unterschiedliche Eingangsleistungen bestimmt werden. Auch zeigen die Abschnitte 5.3.3 und 6.2.1 den Einfluss des gewählten Auswerteverfahrens. Die zu kalibrierende Systemantwort besteht also nicht aus dem eigentlichen Spektrum, sondern aus den zugrunde liegenden Interferogrammen. Anhand dieser kann die Kalibration später auf alle Auswerteverfahren übertragen werden. Unter anderem ist so auch die nachträgliche Bestimmung der Interferogrammphasen und damit eine spezifische Phasenkorrektur möglich.

# 7 Atmosphärische Spektralmessung

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der ersten Messungen der Mesopausen-OH-Emissionen präsentiert. Diese wurden am 18.11.2020 in Wuppertal durchgeführt. Abbildung 7.1 zeigt unbearbeitete Beispielaufnahmen für die vier verwendeten Blendenzahlen. In allen Aufnahmen sind die vertikalen Interferenzstreifen mehrerer Spektrallinien zu erkennen. Wie auch bei den Labormessungen des vorangegangenen Kapitels steigt der Streifenkontrast mit zunehmender Blendenzahl. Im Folgenden werden die Aufnahmen analysiert und diskutiert. Außerdem soll eine grobe Temperaturableitung erprobt werden. Die gemessenen Temperaturen können mit den Ergebnissen der zeitgleich gemessenen Spektren des Spektrometers GRIPS-F verglichen werden.

## 7.1 Signalstärke

Zur Einschätzung der später ermittelten SNR-Werte und zum Vergleich mit den Simulationen aus Abschnitt 5.3 wurde die Gesamtsignalstärke der aufgenommenen Interferogramme untersucht. Nach van Rhijn (1921) nimmt die messbare Intensität der Strahlung aus einer atmosphärischen Schicht mit dem Winkel zwischen Beobachtungsrichtung und Zenit (Zenitwinkel  $\zeta$ ) zu. Dies ist damit begründet, dass die betreffende Schicht entlang einer Sichtachse mit einem Winkel  $\zeta > 0$  dicker erscheint als im Zenit ( $\zeta = 0^\circ$ ). Durch Integration der Rhijn-Funktion (Gl. 7.1) über das Sichtfeld des Instruments kann die zu erwartende Signalstärke abgeschätzt werden. Die Variablen  $R$  und  $h$  in Gleichung 7.1 entsprechen dabei dem Erdradius und der Höhe der atmosphärischen Schicht über Meeresniveau:

$$\frac{I(\zeta)}{I(0^\circ)} = \left(1 - \left(\frac{R}{R+h} \cdot \sin(\zeta)\right)^2\right)^{-1/2}. \quad (7.1)$$

Der in Abschnitt 5.3.1 genannte Erfahrungswert für die Photonendichte der P1-Linien von  $1.5 \cdot 10^8 \text{ Phot.}/(\text{s} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{sr})$  bezieht sich auf einen mittleren Zenitwinkel von  $\bar{\zeta} = 45^\circ$ . Die hier vorgestellten Messungen wurden allerdings bei einem mittleren Zenitwinkel von  $\bar{\zeta} = 65^\circ$  durchgeführt, weshalb ein um den Faktor 1,6 höheres Signal der gemessenen Emissionen zu erwarten ist. Ein weiteres Resultat aus Gleichung 7.1 ist ein zu erwartender Abfall der Intensität um 20 % über das Sichtfeld von  $\pm 2,3^\circ$ . Da die Aufnahmen abbildend erfolgen, resultiert der Abfall der Intensität in einem entsprechenden Abfall der Bildhelligkeit in einer Dimension. Unter der Annahme, dass auftretendes Streulicht keine vergleichbare Abhängigkeit vom Feldwinkel aufweist, kann der auftretende Helligkeitsabfall genutzt werden, um die Signalstärke der mesosphärischen

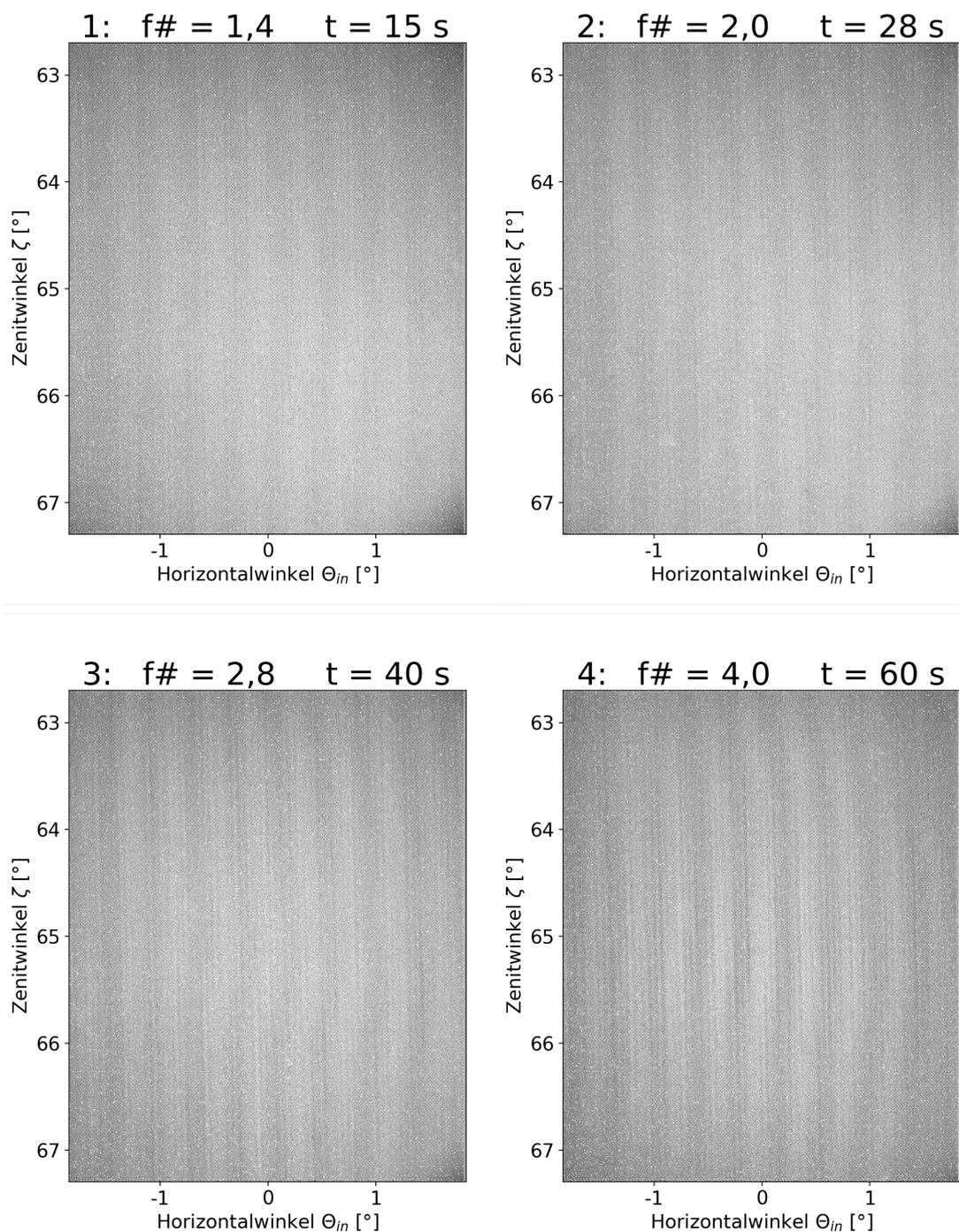


Abbildung 7.1: Beispielaufnahmen des OH-Leuchtens mit dem GRIPS-HI Prototyp bei unterschiedlichen Blendenzahlen. Die vertikalen Interferenzstreifen mehrerer Emissionslinien sind trotz des geringen Kontrasts zu erkennen. Die vertikale Achse gibt den Sichtwinkel der jeweiligen Pixelreihe gegen den Zenit (Zenitwinkel  $\zeta$ ) an.

Emissionen im beobachtbaren Spektralbereich abzuschätzen. Dazu ist eine Bearbeitung der Interferogramme aus Abbildung 7.1 nötig. Die Helligkeitsverteilung der Aufnahmen wird maßgeblich durch Vignettierung des optischen Systems bestimmt. Dies zeigt sich in einer maximalen Helligkeit in der Mitte und einem radialen Abfall zum Rand der Aufnahmen. Erwartungsgemäß nimmt der Effekt mit zunehmender Blendenzahl ab. Durch eine Weißbildkorrektur können die Aufnahmen von diesem Effekt befreit und der tatsächliche Helligkeitsverlauf sichtbar gemacht werden. Für die Blendenzahl  $f\# = 1,4$  wurde ein geeignetes Hellfeld aufgenommen, sodass die zugehörigen Aufnahmen korrigiert werden können. Um den durch die Rhijn-Funktion vorhergesagten Helligkeitsabfall zu untersuchen, wurden vier Aufnahmen mit  $f\# = 1,4$  und  $t = 15\text{ s}$  gemittelt und mit dem zugehörigen Hellfeld korrigiert. Abbildung 7.2 zeigt das korrigierte Interferogramm sowie das mittlere Helligkeitsprofil entlang der vertikalen Bildachse. Das Profil im mittleren Bereich wurde durch einen linearen Verlauf genähert. Gemäß der Rhijn-Funktion entspricht der beobachtete Helligkeitsanstieg etwa 20 % des mesosphärischen Signals. Damit kann das Gesamtsignal des registrierten OH-Leuchtens auf dem Detektor mit etwa  $110\text{ e}^-/(\text{pixel} \cdot \text{s})$  abgeschätzt werden. Aus der angenommenen Gesamteffizienz von 8 % (siehe Abschnitt 6.2.3) und der Etendue des optischen Systems ergibt sich eine zugrunde liegende atmosphärische Photonendichte von  $12 \cdot 10^8\text{ Photonen}/(\text{s} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{sr})$ . Unter Berücksichtigung des Zenitwinkels entspricht dieser Wert etwa dem 5-fachen des langjährigen Erfahrungswertes für die P1-Linien, muss jedoch dem gesamten registrierten OH-Signal zugerechnet werden. Angesichts idealer Wetterbedingungen zum Zeitpunkt der Messung scheint diese Abschätzung des Signals realistisch. Wie in Abbildung 7.2 zu erkennen ist, tragen die OH-Emissionen etwa ein Viertel zum Gesamtsignal auf dem Detektor bei. Einen Teil des verbleibenden Untergrundsignals machen der Dunkelstrom durch thermische Anregung sowie thermisches Streulicht im System aus. Anhand von Dunkelfeldaufnahmen unmittelbar vor den atmosphärischen Messungen kann dieser Signalanteil mit durchschnittlich  $72\text{ e}^-/(\text{pixel} \cdot \text{s})$  beziffert werden. Etwa die Hälfte des gemessenen Signals kann damit nicht eindeutig zugeordnet werden. Die naheliegendste Erklärung besteht im Auftreten von Streulicht durch die Beleuchtung der umliegenden Gebäude. Da die Interferenzfilter durch den Hersteller für Wellenzahlen  $\gtrsim 11\,000\text{ cm}^{-1}$  ( $\lesssim 900\text{ nm}$ ) nicht mehr charakterisiert sind, der Detektor aber auch bei höheren Wellenzahlen noch eine Restsensitivität aufweist, ist nicht auszuschließen, dass es zum Eintrag von Streulicht im nahen Infrarotbereich kommt. Aufgrund des vergleichsweise hohen Streulichtanteils und des zugehörigen Schrotrauschens, sollten für zukünftige Versionen von GRIPS-HI angepasste Interferenzfilter oder ein zusätzlicher Wellenzahl-Tiefpassfilter verwendet werden.

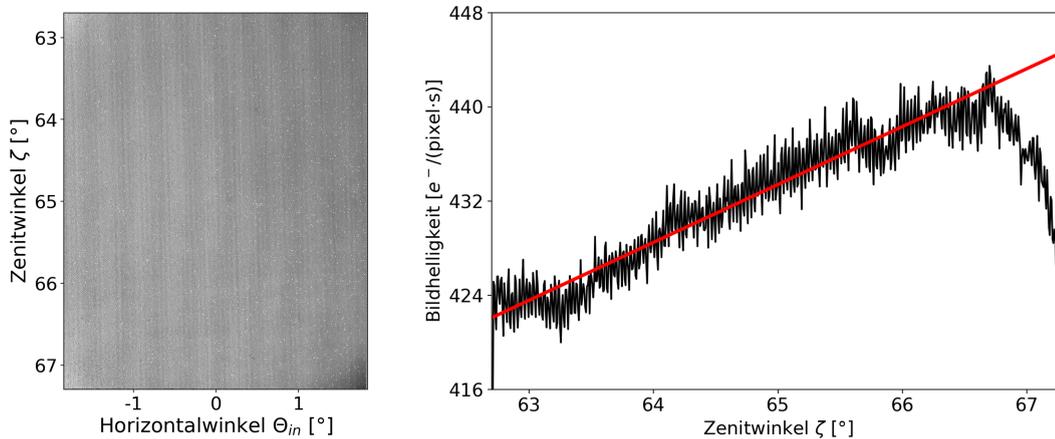


Abbildung 7.2: Durch Mittelung von vier Aufnahmen ( $f\# = 1,4$ ,  $t = 15$ ) und anschließende Hellfeldkorrektur kann die erwartete Helligkeitszunahme mit steigendem Zenitwinkel sichtbar gemacht werden. Gezeigt sind das korrigierte Interferogramm und das mittlere Helligkeitsprofil entlang der vertikalen Achse. Identifiziert man den Anstieg der Bildhelligkeit mit den Vorhersagen der Rhijn-Funktion, kann auf die Photonendichte des OH-Leuchtens geschlossen werden.

## 7.2 Spektren

Nach einer Aufbereitung der Rohdaten durch gezielte Signalauswahl in der zweidimensionalen Fouriertransformierten (siehe Abschnitt 6.2.1) wurden die zugehörigen Spektren abgeleitet, wobei wieder eine Phasenkorrektur durch Betragsbildung erfolgte. Beispiele der abgeleiteten Spektren sind in Abbildung 7.3 gezeigt. In allen Messungen sind die Spektrallinien der mesosphärischen OH-Emissionen ebenso zu erkennen wie der scheinbare Untergrund durch die Phasenkorrektur. Dieser ist bei allen aufgenommenen Spektren so gering, dass bei der Bestimmung der P1-Linienintensitäten nicht mit relevanten systematischen Abweichungen zu rechnen ist. In den Bereichen in denen während der Datenaufbereitung im Fourierraum Signalanteile entfernt wurden fehlt der Untergrund, sodass hier nur das Rauschen der Messung zu finden ist. Wie bei den Simulationen in Abschnitt 5.3.3 soll die Standardabweichung in diesen Bereichen als Maß für das Rauschen des Messsignals angesehen werden. Die zugehörigen SNR-Werte sind bei den jeweiligen Spektren in Abbildung 7.3 mit angegeben. Werte für weitere Kombinationen aus Blendenzahl und Belichtungszeit sind in Tabelle 9.1 im Anhang 9.7 aufgelistet. Generell verschieben große Blendenzahlen das Verhältnis von externem Nutzsignal zu internem thermischen Störsignal zugunsten des letzteren. So ist bei  $f\# = 4$  im Vergleich zu  $f\# = 1,4$  die achtfache Belichtungszeit nötig, um ein vergleichbares Messsignal zu erhalten. Entsprechend ist der Dunkelstrom bei gleichem Nutzsignal ebenfalls achtmal höher. Besonders bei niedrigen Nutzsignalintensitäten wird das SNR durch den hohen

Dunkelstromuntergrund merklich negativ beeinflusst. Im gegebenen Fall steht diesem Effekt allerdings die Tatsache gegenüber, dass der Kontrast der Interferogramme und damit der messtechnisch zugängliche Teil des Nutzsignals mit der Blendenzahl ansteigt. Bei den gezeigten Messungen überwiegt der Kontrastgewinn bei Erhöhung der Blendenzahl gegenüber dem Anstieg des Rauschens durch größeren Dunkelstromuntergrund bis zu einer Blendenzahl von  $f\# = 2,8$ . Für die gezeigten Kombinationen aus Blendenzahl und Belichtungszeit sinkt das auf dem Detektor registrierte atmosphärische Signal mit jeder Erhöhung der Blendenzahl um 20 %, während das Dunkelstromsignal entsprechend der Belichtungszeit jeweils um 60 % steigt. Bei den Messungen mit  $f\# = 4$  und  $t = 60$  s überwiegen schließlich SNR-reduzierenden Effekte den SNR-Gewinn durch den höheren Interferogrammkontrast. Zusammen mit den in Abschnitt 6.2.3 ermittelten Streifenkontrasten des aktuellen Systems lassen die gefundenen SNR-Werte Prognosen für verbesserte Prototypen zu. Dabei ist beachtenswert, dass eine Erhöhung des Interferogrammkontrasts den zugänglichen Teil des Messsignals erhöht ohne jedoch das Gesamtsignal und damit das Schrotrauschen zu verändern. Daher führt eine Kontrasterhöhung zu einer entsprechenden Erhöhung des SNR pro Spektrallinie. Insbesondere im Fall der Messungen mit Blende  $f\# = 1,4$  sollte durch die in Abschnitt 6.2.4 vorgeschlagenen Verbesserungen der Justiermöglichkeiten während des Zusammenfügens der SHI eine Kontrast- und damit SNR-Erhöhung um mindestens eine Größenordnung möglich sein.

## 7.3 Temperaturbestimmung

Wie zuvor wurden die Linienintensitäten der P1(2)-, P1(3)- und P1(4)-Linien durch Approximation von Gaußkurven bestimmt. Mit den zuvor ermittelten und in Tabelle 6.1 angegebenen Korrekturfaktoren können die ungefähren Intensitätsverhältnisse berechnet und die OH-Temperaturen abgeleitet werden. Für die Temperaturableitung wurde der Einfluss der R1(6)-Linie durch das in Abschnitt 5.4.1 beschriebene Verfahren berücksichtigt. Die aus den GRIPS-HI Messungen erhaltenen Temperaturen sind in Abbildung 7.4 gezeigt. Im Zeitraum der Messungen wurde von GRIPS-F eine Temperatur von durchschnittlich  $(205 \pm 20)$  K ermittelt, wobei sich die Fehlerangabe auf die Standardabweichung der Einzelmessungen bezieht.

Für die korrekte Ableitung der OH-Temperaturen aus GRIPS-HI Spektren ist eine genaue Kalibrierung der relativen Linienintensitäten bzw. der Korrekturfaktoren notwendig. Aus genannten Gründen können die verwendeten Korrekturfaktoren jedoch nur als Richtwerte verstanden werden. Daher ist es nicht verwunderlich, dass die Mittelwerte der jeweils gemessenen Temperaturen für verschiedene Blendenzahlen variieren und al-

## 7 Atmosphärische Spektralmessung

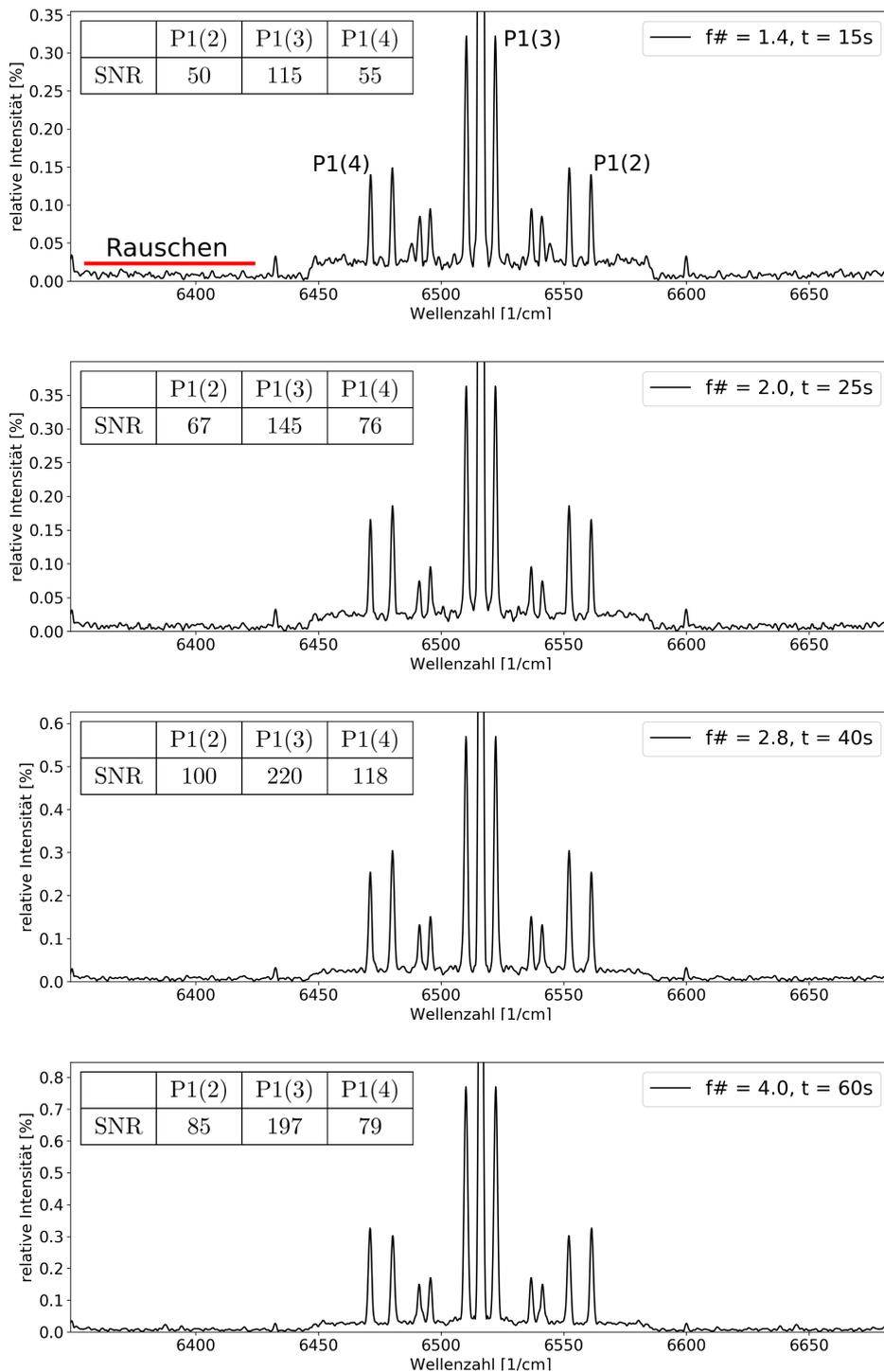


Abbildung 7.3: Atmosphärische OH-Spektren. Aufgenommen mit Grips-HI bei verschiedenen Blendenzahlen. Die angegebenen SNR-Werte stellen das Verhältnis der jeweiligen Linienintensität zur Standardabweichung im rot markierten Bereich dar.

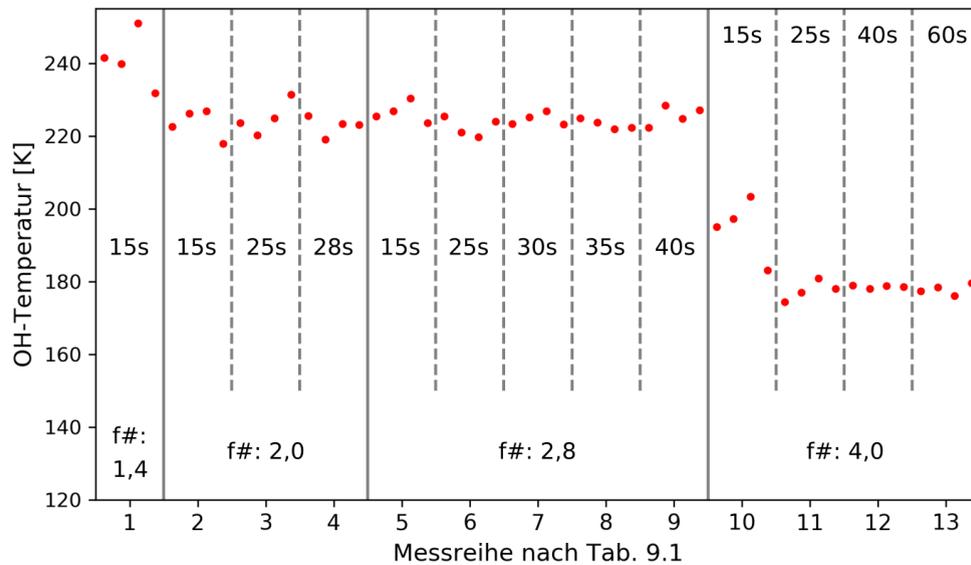


Abbildung 7.4: Abgeleitete OH-Temperaturen. Zu den Messungen sind jeweils Systemblendenanzahl und Belichtungszeit angegeben.

le deutlich von dem durch GRIPS-F bestimmten Wert abweichen. Jedoch eignen sich die Messergebnisse, um Aussagen über die Reproduzierbarkeit von Ergebnissen und damit die statistische Unsicherheit der Temperaturmessung zu treffen. Dazu wurden die Standardabweichungen der abgeleiteten Temperaturen für mehrere Messreihen bestimmt. Um mehr Datenpunkte bei den Berechnungen zu berücksichtigen, wurden Messreihen (vgl. Abb. 7.4 und Tab. 9.1) mit gleicher Blendenzahlen und vergleichbarem SNR zusammen gefasst. Die resultierenden Mittelwerte und Standardabweichungen sind in Tabelle 7.1 aufgelistet. Aufgrund der geringen Datenpunkte pro Angabe sind die Standardabweichungen auf ganze Zahlen aufgerundet. Es zeigt sich, dass die beobachteten Tempera-

Tabelle 7.1: Mittelwerte und Standardabweichungen der bestimmten Temperaturen. Um die Anzahl an Datenpunkten pro Angabe zu erhöhen wurden mehrere Messreihen mit jeweils gleicher Blendenzahl zusammen gefasst.

Messreihen	Mittelwert $\bar{T}$	Standardabweichung $\Delta T$
2, 3, 4	223 K	< 4 K
7, 8, 9	223 K	< 2 K
11, 12, 13	177 K	< 2 K

turschwankungen bereits nahe am angestrebten Wert von  $\Delta T = 1,5$  K liegen. Auffällig scheint zunächst, dass die Standardabweichung der Messreihen 11, 12 und 13 trotz niedrigerer SNR-Werte vergleichbar mit der Standardabweichung der Messreihen 7, 8 und

9 sind. Dies ist allerdings erklärbar, da nach Schmidt (2016) (S.22 ff) die Sensitivität der Temperturableitung mit der Temperatur ansteigt. Im Umkehrschluss führen vergleichbare SNR-Werte bei niedrigen Temperaturen zu einer geringeren Schwankung der Temperaturmessung als bei hohen Temperaturen. Eine weitere Auffälligkeit der Messreihen 11, 12 und 13, welche alle mit  $f\# = 4$  aufgenommen wurden, ist der signifikant niedrigere Temperaturmittelwert. Dieser Effekt zeigt sich bereits in Abbildung 7.3, wo das Spektrum mit  $f\# = 4$  eine deutlich geringere relative Intensität der P1(4)-Linie zeigt. Eine reduzierte Sensitivität des Interferometers für die P1(4)-Linie bei  $f\# = 4$  wurde bei den Labormessungen nicht beobachtet. Daher ist eine Veränderung im Messfeld, etwa durch aufziehende Bewölkung, die wahrscheinlichere Erklärung für den scheinbaren Temperaturabfall.

# 8 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde die Entwicklung des ersten Prototyps einer neuen Generation von GRIPS-Geräten vorgestellt. Die Anwendung einer anspruchsvollen spektroskopischen Technologie, die der abbildenden räumlich-heterodynen Interferometrie (SHI), verspricht verglichen mit heutigen GRIPS-Instrumenten eine signifikante Reduzierung von Messunsicherheiten bei gesteigerter Funktionalität für die Untersuchung räumlicher Temperaturverteilungen. Dabei werden mit Signal-Rausch-Verhältnis sowie mit räumlicher und spektraler Auflösung drei der bei Schmidt (2016) genannten Quellen von Messunsicherheiten adressiert.

## 8.1 Zusammenfassung

Kern der Entwicklung des Prototyps ist die Konstruktion eines monolithischen SHI mit feldweitenden Prismen. Dieses wurde basierend auf den Arbeiten von Harlander (1991) und Deiml (2017) entworfen und anschließend mit der Raytracing-Software *Raytrace* optimiert. Wie auch bei Deiml (2017) wurde eine monolithische Bauform gewählt, wobei der Anteil an speziell gefertigten Bauteilen reduziert werden konnte. Konkret wurden in Standardkatalogen verfügbare Strahlteiler und Beugungsgitter im 2"-Format verwendet und die Anzahl an benötigten Verbindungsstücken auf insgesamt 8 reduziert.

Das erarbeitete Konzept, insbesondere Funktionalität und Toleranzen der Feldweitung, wurde simulativ überprüft. Die Simulationen ergaben, dass eine ausreichende Feldweitung trotz großer Winkeltoleranzen der Klebestellen in jedem Fall möglich ist. Eine genaue Justage der Gitterwinkel ist dabei unbedingt erforderlich und konnte durch Überwachung der Interferenzmuster während des Verklebens der Gitter sicher gestellt werden. Die experimentell bestimmte Littrow-Wellenzahl des Systems weicht mit  $\sigma_L = 6516,14 \text{ cm}^{-1}$  daher nur geringfügig vom Zielwert ( $\sigma_L = 6516,4 \text{ cm}^{-1}$ ) ab und liegt deutlich im festgelegten Toleranzbereich von  $\sigma_L \in [6515 : 6518] \text{ cm}^{-1}$ .

Das Konzept sieht eine aktiv genutzte Gitterfläche von  $(30 \times 24) \text{ mm}^2$  vor, wobei die lange Achse senkrecht zu den Gitterlinien ( $d = 200 \text{ Linien/mm}$ ) verläuft und daher für die Aufzeichnung der spektralen Information vorgesehen ist. Mit dem Auflösungskriterium nach Harlander (1991) ergibt sich daraus eine theoretische spektrale Auflösung von  $R(\sigma) = 12000$ . Es wurde argumentiert, dass in der Praxis etwa die halbe Auflösung erwartbar ist. Dies liegt hauptsächlich daran, dass die Halbwertsbreite einer Spektrallinie ein praktikableres Kriterium darstellt, als das bei Harlander (1991) angeführte Rayleigh-Kriterium. Für die in dieser Arbeit durchgeführte Apodisation mittels Blackman-Fenster

kann mit etwa 44% der Rayleigh-Auflösung, also  $R_{Blackman} \approx 5200$  gerechnet werden. Für den gebauten Prototyp ergibt sich eine weitere Einschränkung der spektralen Auflösung aus der Tatsache, dass aufgrund der Montagemöglichkeiten des Detektors die kurze Bildachse für die Aufzeichnung der spektralen Information verwendet werden musste. Dies reduziert die erwartbare Auflösung um weitere 20%, sodass sich eine experimentell bestätigte Auflösung von  $R(\sigma_L) = 4200$  ergibt. Dennoch sind die relevanten Spektrallinien des OH-Spektrums klar trennbar und eine gegenseitige Überlagerung ist ausgeschlossen. Gleiches gilt für eine Spektrallinie des Quecksilberspektrums aus Straßenbeleuchtung, welche von Schmidt (2016) als relevanter Einfluss benannt wird.

Im vorgestellten Konzept wird das SHI in einer abbildenden Konfiguration betrieben. Durch selektive Auswertung der aufgenommenen Bilder kann später die räumliche Spektral- bzw. Temperaturverteilung in einer Dimension analysiert werden. Eine qualitative Überprüfung des räumlichen Auflösungsvermögens (siehe Anhang 9.4) zeigt, dass auch feine Strukturen in der Größenordnung weniger Pixel zufriedenstellend dargestellt werden. Für die Messung schwacher atmosphärischer Emissionen dürfte die räumliche Auflösung daher in erster Linie durch die geringe Signalstärke bei feiner Unterteilung des Bildfeldes und der damit verbundenen Auswertung nur weniger Pixelreihen limitiert werden. In Anbetracht des angestrebten  $\text{SNR} \geq 200$  bei Einbeziehung aller Pixel scheint eine Unterteilung des  $(5,6 \times 7) \text{ km}^2$  großen projizierten Sichtfeldes in 16 horizontale Bereiche mit  $\text{SNR} \geq 50$  vertretbar.

Sowohl spektrale als auch räumliche Auflösung können Quellen systematischer Unsicherheiten reduzieren und dadurch die Messgenauigkeit erhöhen (vgl. Schmidt (2016)). Entscheidend für die angestrebte statistische Unsicherheit der Spektralmessungen von 0,5% ist allerdings das Verhältnis von Messsignal zu statistischem Rauschen. Letzteres geht vor allem auf den unvermeidbaren Dunkelstrom des Detektors zurück, welcher auch im vorliegenden Fall größer als das eigentliche Messsignal ist. Daher waren die Maximierung des Lichtdurchsatzes bzw. der Etendue bei gleichzeitiger Reduzierung thermischer Störsignale die entscheidenden Kriterien bei der Entwicklung des Prototyps. Limitierend für die Etendue des Prototyps war die realisierbare bildseitige Blendenzahl (Lichtstärke) der Detektoroptik. Durch die Verwendung eines lichtstarken kommerziellen Infrarotobjektivs als letzter Abbildungsstufe beträgt die nominelle Etendue des Prototyps  $A\Omega = 0,37 \text{ cm}^2\text{sr}$ . Gegenüber GRIPS-Instrumenten mit Gitterspektrometern entspricht dies einer Steigerung von mehr als zwei Größenordnungen. Zur Minimierung thermischer Störsignale wird der verwendete InGaAs-Detektor bei einer Temperatur von 230 K betrieben und durch einen ebenfalls gekühlten Bandpassfilter ( $T_{Filter} \approx 250 \text{ K}$ ) gegen externes thermisches Streulicht abgeschirmt. Das verbleibende thermische Signal wurde experimentell bestimmt und beträgt etwa  $60 e^- / (\text{s} \cdot \text{pixel})$ , wovon nach Simulatio-

nen etwa  $10 e^-/(s \cdot pixel)$  auf thermisches Streulicht und der Rest auf Dunkelstrom zurückzuführen sind. Gleichzeitig kann mit einem Messsignal von rund  $10-15 e^-/(s \cdot pixel)$  gerechnet werden. Die thermischen Störsignale sind also bedeutend höher als das zu erwartende Nutzsignal. Dennoch zeigen Simulationen, dass SNR-Werte deutlich über 200 im Rahmen der Möglichkeiten des Messgeräts liegen.

Voraussetzung der Temperaturbestimmung ist in jedem Fall eine genaue Kalibrierung des Prototyps. Entscheidend dafür ist eine Lichtquelle, welche die volle Eingangsapertur und das volle Sichtfeld des Prototyps füllt. Um Aussagekraft über die späteren Messungen atmosphärischer Emissionen zu besitzen, sind außerdem die räumliche (partielle) Inkohärenz der Quelle und ebene Wellenfronten erforderlich. Eine entsprechende Kalibrationslichtquelle wurde in Zusammenarbeit mit den Partnern PTB und VSL konzipiert und in Form eines Testmodells realisiert. Das Testmodell war nicht hinsichtlich der abgegebenen Leistung kalibriert, sodass keine Absolutkalibrierung des Prototyps erfolgen konnte. Dennoch war eine erste Untersuchung und Einschätzung des GRIPS-HI Prototyps möglich. Dabei konnten die Vorhersagen der Simulationen hinsichtlich Littrow-Wellenzahl und spektraler Auflösung bestätigt werden. Auffällig war allerdings der sehr geringe beobachtete Streifenkontrast, welcher die Effizienz des Prototyps erheblich reduziert und auf Montagefehler des SHI zurückgeführt werden konnte. Die Ergebnisse unterstreichen die Notwendigkeit der Kontrolle aller Freiheitsgrade der Gitter während der Justage des SHI. Beim Zusammenfügen des hier vorgestellten SHI konnte nur der Gitterwinkel und damit die Littrow-Wellenzahl justiert werden.

Die abschließenden Messungen tatsächlicher atmosphärischer OH-Spektren bestätigen die Ergebnisse der Labormessungen. Durch die idealen Wetterbedingungen während der Messungen konnten sehr hohe Emissionsintensitäten beobachtet werden. Einer Abschätzung nach waren diese etwa fünfmal höher, als anhand langjähriger Mittelwerte erwartet wurde. Infolgedessen konnten trotz des geringen Streifenkontrasts SNR-Werte zwischen 50 und 200 erreicht werden. Die aus den Spektren abgeleiteten Temperaturen weichen zwar aufgrund der fehlenden Absolutkalibrierung um bis zu 40 K von einer zeitgleichen Referenzmessung mit dem bestehenden Gerät GRIPS-F ab, allerdings wurden unter vergleichbaren Messbedingungen (Blendenzahl und Belichtungszeit) nur geringe statistische Schwankungen mit Standardabweichungen  $< 2$  K beobachtet.

## 8.2 Ausblick

Die vorgestellten Resultate zeigen, dass die angestrebte Messunsicherheit mit dem entwickelten Konzept erreicht werden kann. Die geringe Effizienz des ersten Prototyps kann durch sehr niedrige Streifenkontraste aufgrund von Armlängenunterschieden des SHI

erklärt werden. Der Neuaufbau eines SHI unter Kontrolle sämtlicher Gitterfreiheitsgrade ist vorbereitet, konnte aber aufgrund der Covid-19 Pandemie noch nicht durchgeführt werden. Aus den Erfahrungen mit dem aktuellen Prototyp kann abgeleitet werden, dass die angestrebte Messunsicherheit mit voll geöffneter Aperturblende ( $f\# = 1,4$ ) bereits bei einem Minimalkontrast von  $V_{min} = 0.2$  erreicht wird. Die Erfahrungen zeigen aber auch wo der aktuelle Prototyp, neben der erforderlichen Neujustage des SHI, verbessert werden kann. Zur Unterdrückung des vermuteten Streulichtuntergrunds aus dem NIR-Spektrum bei Mesopausenmessungen sollte die Verwendung eines geeigneten Stufenfilters überprüft werden. Eine Steigerung der spektralen Auflösung um 20% ist durch eine Neuausrichtung des Detektors möglich. Da dies ggf. einen Neuentwurf des Kameramoduls erfordert, muss der tatsächliche Aufwand abgeschätzt und gegen den möglichen Nutzen abgewogen werden. In jedem Fall sinnvoll erscheint die Weiterentwicklung des Auswertalgorithmus, insbesondere die Anpassung der Filterung im zweidimensionalen Fourier-Raum und die Implementierung einer Phasenkorrektur nach Englert u. a. (2004). Die dafür notwendige Kalibrierung der individuellen Interferogrammphasen muss zusammen mit der Absolutkalibration der Systemantwort durchgeführt werden. Vorgesehen ist eine Kalibration durch die PTB als Teil des Projektes MetEOC-4, das auch die Fortentwicklung des Konzepts und den Bau weiterer Instrumente beinhaltet.

# 9 Anhang

## 9.1 Interpretation des Rayleigh-Kriteriums im Interferogramm

Nach dem Rayleigh-Kriterium entspricht der minimale spektrale Abstand, welcher nötig ist, um zwei sinc-förmige Spektrallinien gleicher Helligkeit voneinander zu unterscheiden, dem Abstand zwischen Maximum und erster Nullstelle der Linienfunktion (Born u. Wolf (1986)).

Die erste Nullstelle der sinc-förmigen Linienfunktion nach Gl. 3.8) ist bei  $2\pi(f_1 - f_0)B/2 = \pi$  zu finden. Macht man sich bewusst, dass die Anzahl (#) an Interferenzstreifen in einem Interferogramm der Breite  $B$  durch  $\# = f \cdot B$  gegeben ist, wird deutlich, dass sich die Interferogramme mit den Streifenfrequenzen  $f_1$  und  $f_0$  auf der Breite  $B$  um einen Streifen unterscheiden.

## 9.2 Optimierung der feldweitenden Prismen mit Raytrace

Die Keilprismen wurden unter Verwendung des Simulationsprogramms *RAYTRACE* optimiert. Abbildung 9.1 c) zeigt die relative Fokusverschiebung für Feldpunkte entlang der Diagonalen der virtuellen Gitterebene  $E^*$  (Abb.9.1 a) u. b)). Dabei wurden die Fokusslagen als Ort des minimalen Bündeldurchmessers bestimmt. Ein Vergleich zeigt, dass die Neigung der Ebene  $E^*$  nach der Optimierung der Systemwinkel geringer ist als mit den Winkeln nach Gleichungen 3.11, 3.12 und 4.1 nach Harlander u. a. (2002). Für verschiedene Wellenzahlen zeigt sich eine generelle Verschiebung der Bildebene.

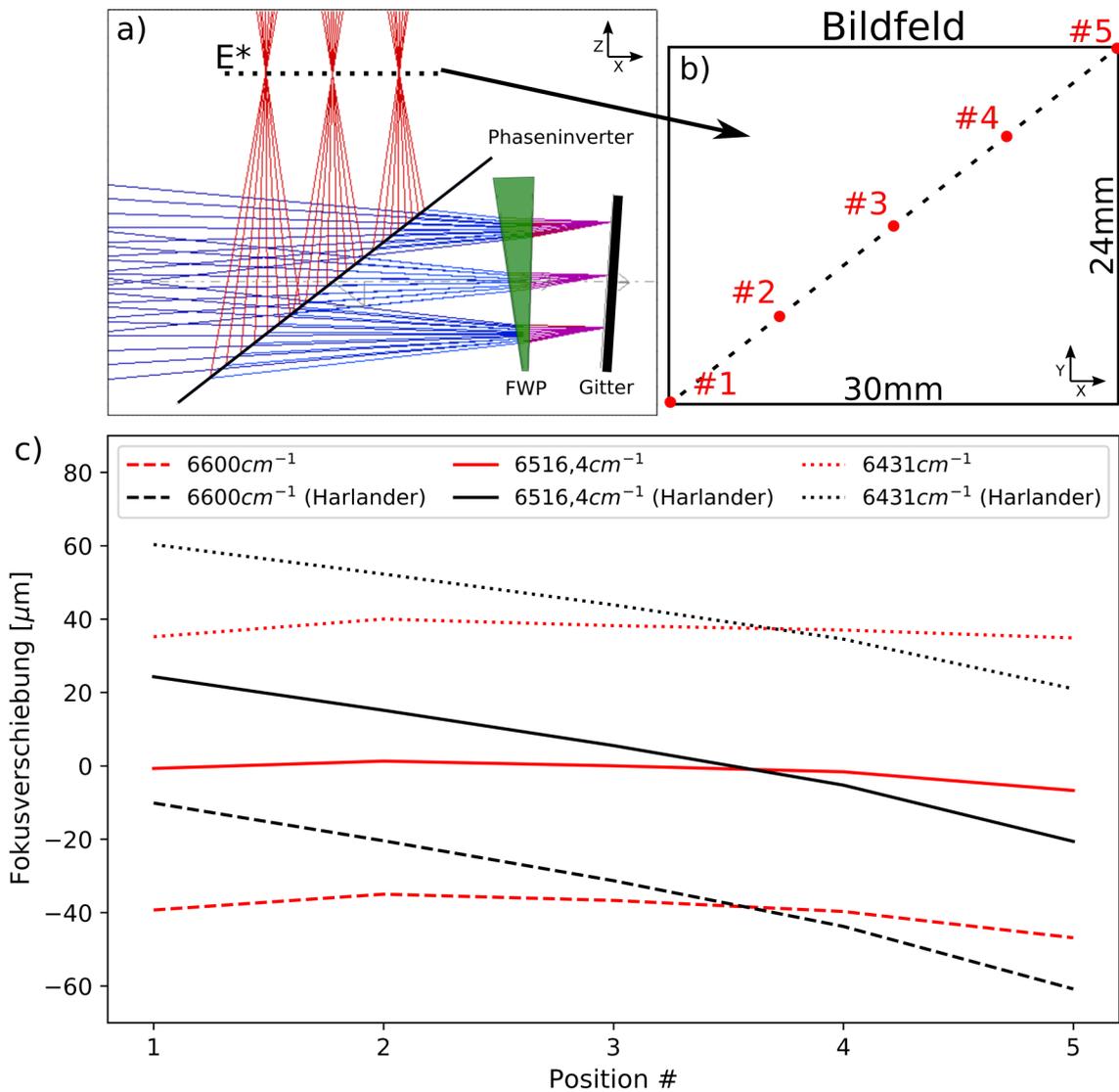


Abbildung 9.1: **a)** Die virtuelle Gitterebene  $E^*$  zeigt wie die Gitter bei Betrachtung durch die feldweitenden Prismen erscheinen. **b)** Betrachtete Feldpunkte in der virtuellen Gitterebene  $E^*$ . Die Bestimmung der Fokuspositionen ( $z$ -Position) für die gezeigten Bildfeldpunkte (#) gibt Auskunft über die Neigung der Ebene  $E^*$  bezüglich der optischen Achse. **c)** Relative Lage ( $z$ -Richtung) der markierten Feldpunkte in Ebene  $E^*$ .

## 9.3 Vergleich verschiedener Fensterfunktionen

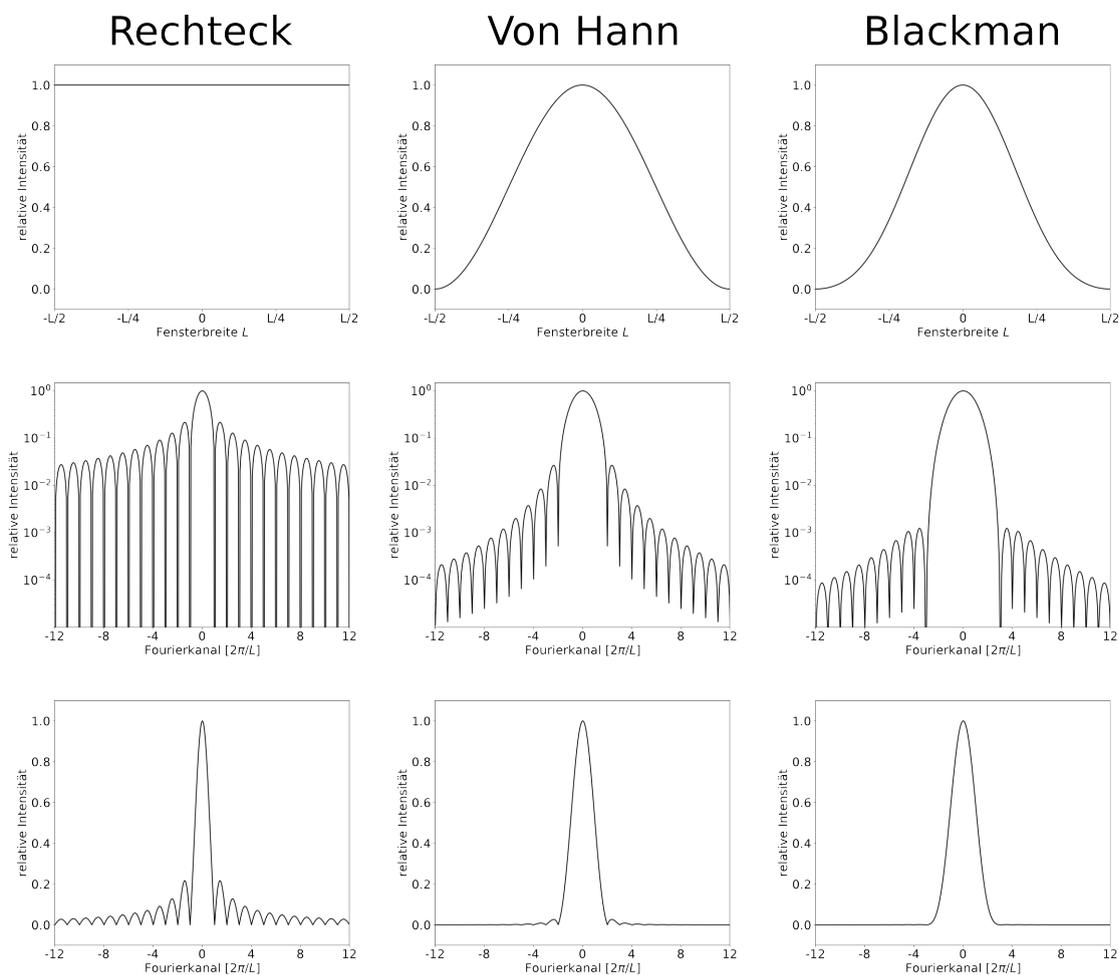


Abbildung 9.2: Vergleich drei verschiedener Fenster- und zugehöriger Linienfunktionen. **Oben:** Fensterfunktionen der Breite  $L$ . **Mitte:** zugehörige Linienfunktionen in logarithmischer Auftragung zur Verdeutlichung der Nebenmaxima. **Unten:** Linienfunktionen in linearer Auftragung.

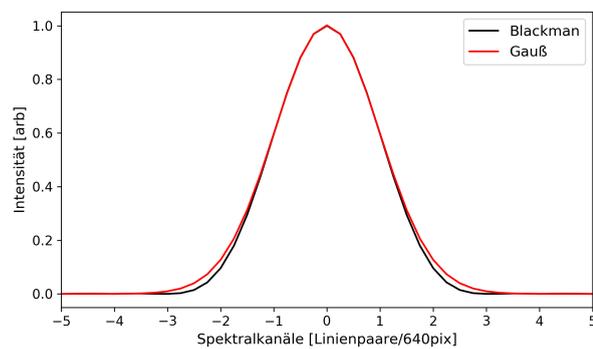


Abbildung 9.3: Die Fläche der Linienfunktion des Blackman-Fensters wird durch eine Gaußkurve gleicher Maximalintensität um etwa 3 % überschätzt, da die Gaußkurve in der Basis weniger steil abfällt. Dieser systematische Fehler kann durch eine Kalibrierung ausgeglichen werden.

## 9.4 Qualitative Beurteilung der Abbildungsqualität

Der entscheidende Einfluss der Detektoroptik auf den Kontrast der Interferenzstreifen wurde bereits behandelt, wobei die Funktionalität der Detektoroptik anhand der USAF-Auflösungstafel in Abschnitt 6.2.4 bestätigt werden konnte. Bisher außer Acht gelassen wurde allerdings die Abbildungsqualität des Gesamtsystems, welche entscheidend für die räumliche Auflösung der Messungen ist. Die Aufnahmen aus Abbildung 9.4 wurden mit dem Messsystem GRIPS-HI aufgenommen und zeigen unter anderem ein Panorama der Stadt Wuppertal. Die Pixelierung des Detektors und die Asymmetrie des SHI limitieren die Bildschärfe der gezeigten Aufnahmen. Dennoch übersteigt die räumliche Auflösung des optischen Systems die angestrebte Temperaturauflösung.



Abbildung 9.4: Beispielaufnahmen mit GRIPS-HI. **Links:** Panorama der Stadt Wuppertal. Die räumliche Auflösung erlaubt die Darstellung von Gebäudestrukturen. Der gezeigte Funkturm befindet sich in einer Entfernung von etwa 4 km. **Rechts:** Durch Anpassen der Voroptikposition ist eine Reduzierung der Bildweite auf wenige Meter möglich. Die gezeigten Äste befanden sich in einem Abstand von etwa 6 m und sind unscharf auch im linken Bild zu erkennen.

## 9.5 Partielle räumliche Kohärenz der Testlichtquelle

Damit die beleuchtete Diffusorfläche in der Ausgangsapertur der Ulbrichtkugel als partiell räumlich kohärent aufgefasst werden kann, sind zwei Bedingungen zu erfüllen.

Zum einen muss eine zufällige zeitliche Variation der relativen optischen Phasen der Streuzentren des Diffusors, etwa durch Vibration der optischen Faser am Kugeleingang, realisiert werden. Zum anderen muss sichergestellt sein, dass die Kohärenzfläche der Quelle kleiner ist als das Auflösungsvermögen der Kollimationsoptik. Dies ist dann erfüllt, wenn die numerische Apertur (NA) unter welcher eine Streufläche beleuchtet wird, größer ist als die NA der kollimierenden Optik (u.a. Dötzer (2016)). Da der Diffusor in der Kugelapertur aus dem vollen Halbraum beleuchtet wird, ist die geforderte Bedingung prinzipiell erfüllt.

## 9.6 Kontrastbestimmung

Der Kontrast  $V$  eines Interferogramms der Form  $I(x) = I_0(1 + V \cdot \cos(2\pi fx))$  wird üblicherweise definiert als:  $V = (I_{max} - I_{min}) / (I_{max} + I_{min})$ . Dabei sind  $I_{max}$  und  $I_{min}$  benachbarte Berg- und Talintensitäten, wie in Abbildung 9.5 a) dargestellt (Hier mit  $I_0 = 1$  und  $V = 0,5$ ). Alternativ kann der Kontrast auch als Verhältnis der Amplitude  $A = V \cdot I_0$  der  $\cos$ -Funktion zur mittleren Intensität  $I_0$  definiert werden. Letztere Definition lässt sich auch auf den Betrag der Fouriertransformierten des Interferogramms anwenden (Abb. 9.5 b)). Die Größen  $I_0$  und  $A$  werden hier durch die Flächen der Linien repräsentiert, wobei  $A$  der gemeinsamen Fläche von Spektral- und Spiegellinie entspricht.

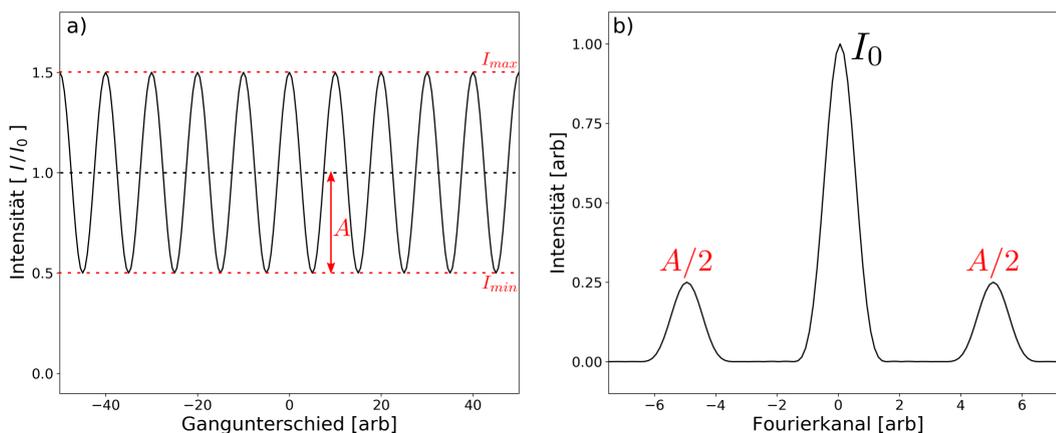


Abbildung 9.5: **a)** Der Kontrast eines cosinusförmigen Interferogramms wird üblicherweise aus benachbarten Maxima und Minima mit den Intensitäten  $I_{max}$  und  $I_{min}$  bestimmt. **b)** Der Kontrast kann auch aus den Linienflächen des Spektrums zu **a)** bestimmt werden.

Bei realen Interferogrammen bietet sich die Bestimmung des Kontrasts aus den Flächen der Spektrallinien an, da diese Methode nicht durch das Rauschen einzelner  $I_{max}$  und  $I_{min}$  beeinflusst wird, sondern einem über das gesamte Interferogramm gemittelten

Wert entspricht. Zudem gibt der so bestimmte Kontrast den tatsächlich messtechnisch zugänglichen Teil einer spektralen Komponente an.

## 9.7 SNR-Werte der Atmosphärenmessung

Tabelle 9.1: Signal-Rausch-Verhältnisse der P1(2)-, P1(3)- und P1(4)-Linien abgeleitet aus den GRIPS-HI-Messungen vom 18.11.2020. Neben den SNR-Werten sind die jeweiligen Aufnahmeparameter Blendenzahl  $f\#$  und Belichtungszeit  $t$  angegeben. Die SNR-Werte jeder Zeile repräsentieren die Mittelwerte aus je vier Einzelmessungen mit identischen Messparametern.

Messreihe	$f\#$	Belichtungszeit $t$ [s]	SNR: P1(2)	SNR: P1(3)	SNR: P1(4)
1	1,4	15	50	115	55
2	2	15	52	113	58
3	2	25	67	145	76
4	2	28	67	145	75
5	2,8	15	47	102	55
6	2,8	25	80	173	93
7	2,8	30	100	216	116
8	2,8	35	96	213	111
9	2,8	40	100	220	118
10	4	15	36	82	38
11	4	25	61	143	57
12	4	40	80	183	74
13	4	60	85	197	79



# Literaturverzeichnis

- [Alluxa Inc. ] ALLUXA INC.: *Cone Half Angle (CHA)*. <https://www.alluxa.com/optical-filter-specs/cone-half-angle-cha/>, . – Aufgerufen am 25.04.202
- [An u. a. 2020] AN, Y. ; MA, J. ; GAO, Y. ; XIONG, W. ; WANG, X.: Tomographic retrieval algorithm of OH concentration profiles using double spatial heterodyne spectrometers. In: *Atmospheric Measurement Techniques* 13 (2020), Nr. 12, S. 6521–6542
- [Baker u. Stair 1988] BAKER, Doran J. ; STAIR, A T.: Rocket measurements of the altitude distributions of the hydroxyl airglow. In: *Physica Scripta* 37 (1988), Nr. 4, S. 611–622
- [Berger 2005] BERGER, U.: Die Mesosphäre: Ein Frühwarnsystem für Klimaänderungen? In: *promet - Meteorologische Fortbildung* 31 (2005), Nr. 1, S. 12–18
- [Berger u. von Zahn 2002] BERGER, U. ; VON ZAHN, U.: Icy particles in the summer mesopause region: Three-dimensional modeling of their environment and two-dimensional modeling of their transport. In: *Journal of Geophysical Research* 107 (2002), S. 1–32
- [Born u. Wolf 1986] In: BORN, Max ; WOLF, Emil: *Pinciples of optics*. Pergamon Press Ltd. Oxford, New York, Ontario, Kronberg, Tokyo, Sao Paulo, Beijing, 1986, S. 333, 403, 412
- [Butz 2011] In: BUTZ, Tilman: *Fouriertransformation für Fußgänger*. Bd. 7. Vieweg u. Teubner, Wiesbaden, 2011, S. 71ff,102
- [Chantry u. Fleming 1976] CHANTRY, G. W. ; FLEMING, J. W.: Resolution Limits in Fourier Transform Spectrometry. In: *Infrared Physics* 16 (1976), S. 655–660
- [Connes 1958] CONNES, Pierre: Spectromètre interférentiel a sélection par l'amplitude de modulation. In: *J. Phys. Radium* 19 (1958), Nr. 3, S. 215–222
- [Deiml 2017] DEIML, Michael: *Development of a Small Satellite Remote Sensin Payload for Passive Limb Sounding of the Atmospheric Oxygen Emission*, Bergische Universität Wuppertal, Fakultät für Mathematik und Naturwissenschaften, Diss., 2017
- [Dötzer 2016] DÖTZER, Florian: *Speckle Reduction in Laser Scanning Projection Systems*. 2016
- [Englert u. a. 2004] ENGLERT, Christoph R. ; HARLANDER, John M. ; CARDON, Joel G. ; ROESLER, Fred L.: Correction of phase distortion in spatial heterodyne spectroscopy. In: *Applied Optics* 43 (2004), Nr. 36, S. 6680–6687

- [Englert u. a. 2005] ENGLERT, Christoph R. ; HARLANDER, John M. ; OWRUTSKY, Jeffrey C. ; BAYS, J. T.: SHIM-Fire Breadboard Instrument Design, Integration, and First Measurements / Naval Research Laboratory, Washington, DC. 2005. – Forschungsbericht
- [Goodman 1968] In: GOODMAN, J. W.: *Introduction to Fourier Optics*. McGraw-Hill Book Company, San Francisco, New York, St. Louis, Toronto, London, Sydney, 1968, S. 112ff
- [Harlander 1991] HARLANDER, John: *Spatial heterodyne spectroscopy: Interferometric performance at any wavelength without scanning*, The University of Wisconsin, Diss., 1991
- [Harlander u. a. 2002] HARLANDER, John M. ; ROESLER, Fred L. ; CARDON, Joel G. ; ENGLERT, Christoph R. ; CONWAY, Robert R.: SHIMMER: a spatial heterodyne spectrometer for remote sensing of Earth's middle atmosphere. In: *Applied Optics* 41 (2002), Nr. 2, S. 1343–1352
- [Knieling 2021] persönliche Kommunikation im Januar 2021
- [Lange 1982] LANGE, G.: *Messung der Infrarotemissionen von OH\* und O2 in der Mesosphäre*, Bergische Universität-Gesamthochschule Wuppertal, Fakultät für Mathematik und Naturwissenschaften, Diss., 1982
- [Leinert u. a. 1998] LEINERT, Ch. ; BOWYER, S. ; HAIKALA, L. K. ; HANNER, M. S. ; HAUSER, M. G. ; LEVASSEUR-REGOURD, A.-Ch. ; MANN, I. ; MATTILA, K. ; REACH, W. T. ; SCHLOSSER, W. ; STAUDE, H. J. ; TOLLER, G. N. ; WEILAND, J. L. ; WEINBERG, J. L. ; WITT, A. N.: The 1997 reference of diffuse night sky brightness. In: *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* 127 (1998), Nr. 1, S. 1–99
- [Liu u. a. 2018] LIU, Jilin ; WEI, Daikang ; ZHU, Yajun ; KAUFMANN, Martin ; OLSCHESKI, Friedhelm ; MANTEL, Klaus ; XU, Jiyao ; RIESE, Martin: Effective wind and temperature retrieval from Doppler asymmetric spatial heterodyne spectrometer interferograms. In: *Appl. Opt.* 57 (2018), Nr. 30, S. 8829–8835
- [Lübken u. a. 1996] LÜBKEN, F. J. ; FRICKE, K. H. ; LANGER, M.: Noctilucent clouds and the thermal structure near the Arctic mesopause in summer. In: *Journal of Geophysical Research - Atmospheres* 101 (1996), S. 9489–9508
- [Matsuno 1982] MATSUNO, T.: A Quasi One-Dimensional Model of the Middle Atmosphere Circulation Interacting with Internal Gravity Waves. In: *Journal of the Meteorological Society of Japan* 60 (1982), Nr. 1, S. 215–225
- [Maystre 1980] MAYSTRE, D.: Integral Methods. In: *Topics in Current Physics: Electromagnetic Theory of Gratings* Bd. 22. Springer-Verlag Berlin, Heidelberg, New York, 1980, S. 85–88

- [Mies 1974] MIES, Frederick H.: Calculated Vibrational Transition Probabilities of  $OH(X^2\Pi)$ . In: *Journal of Molecular Spectroscopy* 53 (1974), S. 150–180
- [NDMC ] NDMC: *NDMC Objectives*. <https://ndmc.dlr.de/objectives>, .  
– Aufgerufen am 20.04.2021
- [Nelson u. a. 1990] NELSON, Jr. D. D. ; SCHIFFMAN, A. ; NESBITT, D. J. ; ORLANDO, J. J. ; BURKHOLDER, J.B.:  $H + O_3$  Fourier-transform infrared emission and laser absorption studies of  $OH(X^2\Pi)$  radical - An experimental dipole moment function and state-to-state Einstein A coefficients. In: *Journal of Chemical Physics* 93 (1990), S. 1623–1637
- [Offermann u. a. 2010] OFFERMANN, D. ; HOFFMANN, P. ; KNIELING, P. ; KOPPMANN, R. ; OBERHEIDE, J. ; STEINBRECHT, W.: Long-term trends and solar cycle variations of mesospheric temperature and dynamics. In: *Journal of geophysical research* 115 (2010)
- [Rothman u. a. 2005] ROTHMAN, L. S. u. a.: The HITRAN 2004 molecular spectroscopic database. In: *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* 96 (2005), S. 139–204
- [Rousselot u. a. 2000] ROUSSELOT, P. ; LIDMANN, C. ; CUBY, J.-G. ; MOREELS, G. ; MONNET, G.: Night-sky spectral atlas of OH emission lines in the near-infrared. In: *Astronomy and Astrophysics* 354 (2000), S. 1134–1150
- [Sato u. a. 2009] SATO, K. ; WATANABE, S. ; KAWATANI, Y. ; TOMIKAWA ; MIYAZAKI, K. ; TAKAHASHI, M.: On the origins of mesospheric gravity waves. In: *Geophysical Research Letters* 36 (2009), S. 1–5
- [Schmidt 2016] SCHMIDT, Carsten: *Entwicklung eines bodengebundenen Infrarotspektrometers für die zeitlich hochaufgelöste Beobachtung des OH-Leuchtens aus der Mesopausenregion*, Universität Augsburg, Mathematisch-Naturwissenschaftlich-Technische Fakultät, Diss., 2016
- [Schmidt u. a. 2013] SCHMIDT, Carsten ; HÖPPNER, Kathrin ; BITTNER, Michael: A ground-based spectrometer equipped with an InGaAs array for routine observations of  $OH(3-1)$  rotational temperatures in the mesopause region. In: *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics* 102 (2013), Nr. 2, S. 125–139
- [Semenova u. a. 2014] SEMENOVA, Varvara ; TCYPKIN, Anton ; PUTILIN, Sergey ; BESPALOV, Victor: A method for the coherence measurement of the supercontinuum source using Michelson interferometer. In: *Journal of Physics: Conference Series* 536 (2014), 09, S. 1–3. – 012027

- [Shepherd 2002] In: SHEPHERD, Gordon G.: *Spectral Imaging of the Atmosphere*. Bd. 82. Academic Press - Elsevier Science Ltd., London, San Diego, 2002, S. 64ff, 86, 133
- [Sph 2016] SPHEREOPTICS GMBH (Hrsg.): *Zenith Polymer® Diffuse Reflectance Standards, Targets and Materials*. SphereOptics GmbH, 2016. – 2,5 S.
- [Tian u. a. 2020] TIAN, Caixia ; HU, Xiong ; LIU, Yurong ; CHENG, Xuan ; YAN, Zhaoai ; CAI, Bing: Seasonal Variations of High-Frequency Gravity Wave Momentum Fluxes and Their Forcing toward Zonal Winds in the Mesosphere and Lower Thermosphere over Langfang, China (39.4° N, 116.7° E). In: *Atmosphere* 11 (2020), S. 1–18. – ISSN 2073–4433
- [Tsuda u. a. 1990] TSUDA, T. ; MURAYAMA, Y. ; YAMAMOTO, M. ; KATO, S. ; FUKAO, S.: Seasonal Variation of Momentum Flux in the Mesosphere Observed with the Mu Radar. In: *Geophysical Research Letters* 17 (1990), Nr. 6, S. 725–728
- [van den Berg u. a. 2018] VAN DEN BERG, Steven ; DEKKER, Paul ; REINIGER, Max ; GUTSCHWAGER, Berndt ; MONTE, Christian ; HOLLANDT, Jörg: Traceability of the Network for Detection of the Mesospheric Change (NDMC) to radiometric standards via a Near Infrared Filter Radiometer. In: *Journal of Physics: Conference Series* 972 (2018), S. 1–6
- [van der Loo u. Groenenboom 2007] VAN DER LOO, M. P. J. ; GROENENBOOM, G. C.: Theoretical transition probabilities for the OH Meinel system. In: *Journal of Chemical Physics* 126 (2007), Nr. 11. – 114314
- [van Rhijn 1921] VAN RHIJN, R. J.: On the brightness of the sky at night and the total amount of starlight. In: *Publications of the Kapteyn Astronomical Laboratory Groningen* 31 (1921), S. 1–83
- [Vincent 2015] VINCENT, R. A.: The dynamics of the mesosphere and lower thermosphere: a brief review. In: *Progress in Earth and Planetary Science* 2 (2015), Nr. 4, S. 1–13
- [von Zahn u. a. 1996] VON ZAHN, U. ; HÖFFNER, J. ; ESKA, V. ; ALPERS, M.: The mesopause altitude: Only two distinctive levels worldwide? In: *Geophysical Research Letters* 23 (1996), Nr. 22, S. 3231–3234. <http://dx.doi.org/https://doi.org/10.1029/96GL03041>. – DOI <https://doi.org/10.1029/96GL03041>

# Abkürzungen und Formelzeichen

$A$	Fläche der Apertur oder einer Spektrallinie
$A_{\nu,J}$	Einsteinkoeffizient
$B$	Breite eines Interferogramms bzw. einer Fensterfunktion
$DC$	Dunkelstrom <i>eng. Dark Current</i>
$d$	Gitterfurchendichte [Gitterfurchen/mm], Linsendurchmesser
$e^-$	Elektron
$E_0$	nomielle Bildebene eines Abbildungssystems
$E_*$	virtuelle Bildebene
$\mathcal{E}_{ges}$	Gesamteffizienz
$E_{Gitter}$	Beugungseffizienz der 1. Gitterordnung
$f$	räumliche Interferogrammfrequenz [ $\text{cm}^{-1}$ ] oder Brennweite [mm]
<b>FFT</b>	schnelle Fourier-Transformation <i>eng. Fast Fourier Transform</i>
$f\#$	Blendenzahl
$F_{\nu,J}$	Energietermwert
$\mathcal{FT}$	Fouriertransformation
<b>FTS</b>	Fourierspektrometer
<b>FWP</b>	feldweitendes Prisma
<b>GRIPS</b>	GRound Based Infrared P-Branch Spectrometer
<b>HWB</b>	Halbwertsbreite
$I$	Intensität
$i$	Intensität eines spektralen Elements
<b>InGaAs</b>	Indiumgalliumarsenid

$J_\nu$	Vibrations-Rotationsniveau
$\vec{k}$	Wellenzahlvektor mit $ \vec{k}  = k = 2\pi\sigma$
$\vec{k}^*$	Projektion von $\vec{k}$ unter dem Winkel $\Phi$ mit $k^* = 2\pi\sigma \cos(\Phi)$
$k_B$	Boltzmann-Konstante $k_B = 1.380649 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$
$L$	Länge eines diskretisierten Spektrums
$M$	optische Vergrößerung
$m$	Gitterbeugungsordnung, Steigung bei linearen Funktionen
<b>MetEOC</b>	Metrology for Earth Observation and Climate
<b>MTF</b>	Kontrastübertragungsfunktion ( <i>eng. Modulation Transfere Function</i> )
<b>MI</b>	Michelson-Interferometer
<b>MLT</b>	Mesosphere - lower Thermosphere
<b>MMZ</b>	meridionale mesosphärische Zirkulation
$N$	Anzahl beleuchteter Gitterfurchen in einem Arm eines SHI
$n$	optischer Brechungsindex
$N_{\nu,J}$	Besetzungszahl
<b>NA</b>	numerische Apertur
<b>NDMC</b>	Network for the Detection of Mesospheric Change
<b>OH</b>	Hydroxyl
<b>PSF</b>	Punktbildfunktion ( <i>eng. Point Spread Function</i> )
<b>PTB</b>	Physikalisch-Technische Bundesanstalt
$Q_{\nu,J}$	Rotationszustandssumme
$QE$	Quanteneffizienz
$R$	spektrale Auflösung $R = \sigma/\Delta\sigma$ , in Abschnitt 7.2: Erdradius
$S(\sigma)$	spektrale Leistungsverteilung / Spektrum

---

<b>SHI</b>	räumlich-heterodynes Interferometer ( <i>eng. Spatial Heterodyne Interferometer</i> )
<b>SHS</b>	räumlich-heterodynes Spektrometer ( <i>eng. Spatial Heterodyne Spectrometer</i> )
<b>SISAM</b>	Spectromètre Interferential a Selection par l'Amplitude de Modulation
<b>SNR</b>	Signal-Rausch-Verhältnis ( <i>eng. Signal to Noise Ratio</i> )
$T$	Temperatur [K]
$t$	Zeit [s]
<b>TEC</b>	Peltier-Element ( <i>eng. ThermoElectric Cooler</i> )
$V$	Interferogrammkontrast
$V_{BL}$	Bandlücke
<b>VSL</b>	Dutch Metrology Institute
$\alpha$	Keilwinkel eines feldweitenden Prismas
$\beta$	Neigung der ersten Fläche eines FWP gegen die Vertikale
$\Gamma_{in}$	maximal zulässiger Feldwinkel $\gamma$
$\gamma$	wie $\Theta$ aber bezogen auf die optische Achse des Systems
$\zeta$	Zenitwinkel
$\eta$	Winkel zwischen der letzten Fläche eine FWP und der Gitterebene
$\Theta$	Winkel eines Wellenzahlvektors $\vec{k}$ zur Flächennormalen eines Prismas oder Gitters (Dispersionsebene)
$\Theta_L$	Littrow-Winkel
$\lambda$	Wellenlänge [nm]
$\nu$	Vibrationsniveau des OH-Moleküls
$\sigma$	Wellenzahl ( $1/\lambda$ ) [ $\text{cm}^{-1}$ ], in Abschnitt 5.2.3 auch Standardabweichung
$\sigma_L$	Littrow-Wellenzahl [ $\text{cm}^{-1}$ ]
$\Delta\sigma$	Wellenzahlbreite einer Spektrallinie [ $\text{cm}^{-1}$ ]

$\Phi_{in}$	maximal zulässiger Eingangswinkel bezogen auf die Dispersionsebene der Gitter
$\phi$	Winkel eines Wellenzahlvektors zur Dispersionsebene eines Gitters
$\Omega$	Raumwinkel

# Abbildungsverzeichnis

2.1	Simulierte Emissionen von OH bei 200 K. Die Spektrallinien des P1-Bandes werden für die Ableitung der Rotationstemperatur verwendet. . . . .	7
3.1	Prinzipskizze des statischen Michelson-Interferometers. Durch Neigen des Spiegels in einem Arm entsteht ein kontinuierlicher Gangunterschied zwischen den Wellenfronten beider Arme über die Apertur des Systems.	12
3.2	Eine Wellenfront, charakterisiert durch den Wellenzahlvektor $\vec{k}$ mit $k = 2\pi\sigma = 2\pi/\lambda$ , trifft unter einem Winkel $\Theta_{in}$ auf ein Reflexionsgitter und wird gemäß der Gl.3.4 unter dem Winkel $\Theta_m$ gebeugt. Der Beugungswinkel für $m = 0$ entspricht der einfachen Reflexion. Für $m = -1$ kann bei entsprechender Wahl der Gitterperiode die gezeigte Littrow-Anordnung realisiert werden, bei welcher die gebeugte Wellenfront parallel zur Eingangswellenfront ist. In der verwendeten Winkelkonvention sind die Winkelvorzeichen vor und nach der Beugung entgegengesetzt definiert. Daher gilt $\Theta_{m=0} = \Theta_{in}$ und im Fall der Littrow-Anordnung $\Theta_m = -\Theta_{in}$ . . . . .	13
3.3	<b>a)</b> Allgemeine Funktion eines räumlich-heterodyn Interferometers. Eine eingehende ebene Testwellenfront wird an den Gittern zurück gebeugt. Die gebeugten Wellenfronten aus beiden Armen sind um den wellenzahlabhängigen Winkel $2\gamma$ gegeneinander geneigt, was bei der Überlagerung in einer Detektionsebene ein Streifenmuster erzeugt. <b>b)</b> Zur räumlich aufgelösten Spektralmessung kann die zu vermessende Lichtquelle über ein Zwischenbild in der Gitterebene in die Detektionsebene abgebildet werden. Dabei resultiert das Interferogramm in horizontaler Richtung aus dem räumlich gemittelten Spektrum im entsprechenden Teil der Lichtquelle. Durch individuelle Auswertung einzelner vertikal angeordneter Sektionen des Bildes der Lichtquelle, wie in <b>c)</b> angedeutet, kann die vertikale räumliche Spektralverteilung analysiert werden. .	15

- 3.4 Vergleich der Spektren aus MI **(a)** und SHI **(b)**. In beiden Fällen wurden allgemeine Testwellenzahlen  $\sigma_1, \sigma_2 = 0,7\sigma_1$  und  $\sigma_3 = 0,9\sigma_1$  mit den Intensitäten  $I_1 = 2I_2 = 3I_3$  verwendet. Die Littrow-Wellenzahl im Fall des SHI beträgt  $\sigma_L = 0,8\sigma_1$ , während der Littrow-Winkel so gewählt wurde, dass  $f_{SHI}(\sigma_1) = f_{MI}(\sigma_1)$  gilt. Beide Spektren zeigen einen Ausschlag durch den Gleichanteil der Interferogramme (Mitte) sowie reale (schwarz) und gespiegelte (rot) Spektralanteile. Im Spektrum des SHI markiert der Gleichanteil die Lage von  $\sigma_L$ . a) MI: Die negative Seite des Spektrums ergibt sich als unphysikalische Spiegelung des realen Spektrums. b) SHI: Auch negative Frequenzen können für reale Spektralbeiträge stehen. Im gezeigten Beispiel können die Beiträge der Testwellenzahlen  $\sigma_2 = 0,7\sigma_1$  und  $\sigma_3 = 0,9\sigma_1$  so zwar nicht unterschieden werden, allerdings kann das Spektrum durch geeignete Wahl von  $\sigma_L$  so beeinflusst werden, dass die Trennung der Spektrallinien größer ist als beim MI. Der zentrale Ausschlag ist aus Gründen der Übersichtlichkeit in beiden Spektren um den Faktor 2 reduziert dargestellt. . . . . 17
- 3.5 Ein Arm eines SHI mit feldweitem Keilprisma nach Harlander (1991). Der einfallende Wellenzahlvektor  $\vec{k}$  ist um den Winkel  $\phi_{in}$  gegen die gezeigte Dispersionsebene des Gitters geneigt. Der Einfall des projizierten Wellenzahlvektors  $\vec{k}^*$  in der Dispersionsebene wird durch den Winkel  $\gamma_{in}$  beschrieben. Die rote Linie gibt den Strahlverlauf einer axial einfallenden Wellenfront mit  $\sigma = \sigma_L$  wieder und definiert damit die optische Achse des Systems. . . . . 20
- 4.1 Konzeption des GRIPS-HI Prototyps. Die nachleuchtende Atmosphäre wird von der Voro-optik auf die Gitter eines monolithischen SHI **(a)** abgebildet. Anschließend überträgt die Detektoroptik die Zwischenbilder der Atmosphäre zusammen mit den an den Gittern erzeugten Wellenfronten in die Detektorebene. Das auf dem Detektor entstehende zweidimensionale Interferenzmuster **(b)** kann in horizontale Segmente unterteilt werden (durch rote Linien angedeutet), innerhalb derer zur Erhöhung des SNR ein gemittelt Interferogramm bestimmt wird. Durch Vergleich der gemittelten Interferogramme aller Segmente kann auf die räumliche Temperaturverteilung geschlossen werden. . . . . 24

- 4.2 Heterodyne Spektren mit den Littrow-Wellenzahlen aus Tab. 4.1. Die gezeigte Linienform resultiert aus der Apodisierung mit dem später näher beschriebenen Blackman-Fenster. **a)**  $\sigma_L = 6431 \text{ cm}^{-1}$ , **b)**  $6516,4 \text{ cm}^{-1}$ , **c)**  $6600 \text{ cm}^{-1}$ . Die relative Lage der Spektrallinien im heterodynem Spektrum wird durch die Wahl der Littrow-Wellenzahl bestimmt. Gezeigt sind die Spektrallinien der OH-Emissionen im Transmissionsbereich des Interferenzfilters. Die P1-Linien sind entsprechend markiert und die Spiegelspektren ausgegraut. Im Bereich zwischen den gestrichelten (durchgezogenen) Linien beträgt die Abtastrate mehr als 6(3) Pixel pro Interferenzstreifen. . . . . 27
- 4.3 **(a)** Die Fokusebene  $E_0$  einer idealen Linse stimmt nicht mit der um  $\Theta_L$  geneigten Gitterebene überein. **(b)** Fokusebene und Gitter können durch ein feldweitendes Prisma (FWP) in Übereinstimmung gebracht werden. Die Phaseninvertierung der am Gitter reflektierten Strahlbündel zeigt, dass die Gitterfläche bei der Betrachtung durch das Prisma senkrecht zur optischen Achse erscheint. . . . . 29
- 4.4 Optimierungsmodell der zweistufigen Detektoroptik. Das Brennweitenverhältnis der Abbildungsstufen 1 und 2 entspricht dem Verhältnis der Detektor- zu Gitterfläche und gibt damit den Abbildungsmaßstab  $M = 0,32$  wieder. Das kommerzielle Doppel-Gauß-Objektiv von *Edmund Optics* besitzt eine Blendenzahl von  $f \geq 1,4$  bei einer Festbrennweite von 35 mm. Die Abbildung des Objektivs wurde mit Zustimmung von *Edmund Optics* verwendet. . . . . 34
- 4.5 Kontrastübertragungsfunktionen (MTF) der Detektoroptik und des Gesamtsystems jeweils für zwei charakteristische Punkte (Mitte und Ecke) des Bildfeldes. . . . . 35
- 4.6 Simulationsmodell der Voroptik, bestehend aus zwei plan-konvexen Sammellinsen, einer bikonkaven Zerstreulinse, dem Interferenzfilter und dem Strahlteilerwürfel mit einem Arm des SHI. Zu jeder Linse sind Brennweite  $f$  und Durchmesser  $d$  angegeben. . . . . 36

4.7	<p><b>a)</b> Das Detektorgehäuse wird über einen Kühlfinger durch eine Serie von Peltier-Elementen (TECs) gekühlt. Ein thermisch gekoppelter Interferenzfilter unterdrückt thermisches Streulicht. Durch ein weiteres TEC im Gehäuse kann die minimale Detektortemperatur von 233 K erreicht werden. <b>b)</b> Zur Vermeidung von Niederschlag befindet sich die Detektoranordnung in einer evakuierten Kammer. An das C-Mount Gewinde der Fensterklemme kann das Infrarotobjektiv der Detektoroptik geschraubt werden. Diese Anordnung kann auch alleinstehend als Infrarotkamera mit sehr niedrigem Dunkelstrom verwendet werden. . . . .</p>	38
4.8	<p>Durch thermisches Streulicht erzeugte Elektronenrate pro Detektorpixel in Abhängigkeit der Temperatur. Quellen thermischen Streulichts sind das gekühlte (<math>T = 253</math> K) Detektorgehäuse (intern) und das Fenster der Vakuumkammer (extern). Ein Vergleich der schwarzen Kurven zeigt, wie ein gekühlter Interferenzfilter das ansonsten dominante externe Signal um etwa 1,5 Größenordnungen reduziert. . . . .</p>	40
4.9	<p>Experimentell bestimmtes thermisches Hintergrundsignal im Gesamtsystem GRIPS-HI. Für Detektortemperaturen über 250 K dominiert der Dunkelstrom des Detektors, während für niedrigere Temperaturen der Einfluss der thermischen Umgebungsstrahlung deutlich wird. Der gemessene Dunkelstrom verdoppelt sich bei der Erwärmung des Detektors um 6 K. Die Messungen wurden durchgeführt von Peter Knieling am 04.12.2020. . . . .</p>	41
4.10	<p>Mechanische Konstruktion des GRIPS-HI Prototyps. . . . .</p>	43
4.11	<p>Konstruktion der Vor- und Detektoroptik. Das Kameramodul kann relativ zur ersten Abbildungsstufe der Detektoroptik verschoben werden. . .</p>	44
5.1	<p>Einfall eines Wellenzahlvektors <math>\vec{k}</math> in die beiden Arme des SHI. Abgebildet ist die Situation in der Dispersionsebene der Gitter mit der Projektion des einfallenden Wellenzahlvektors <math>\vec{k}^*</math>. Der dreidimensionale Vektor <math>\vec{k}</math> ist um den Winkel <math>\phi_{in}</math> gegen die gezeigte Ebene geneigt. Es gilt <math>k^* = \cos(\phi_{in}) \cdot k</math>. Die gestrichelten Linien zeigen den Weg einer axial einfallenden (<math>\gamma_{in} = 0^\circ</math>) Wellenfront mit Littrow-Wellenzahl, welche unter dem Littrow-Winkel <math>\Theta_L</math> auf die Gitter trifft. Dies definiert die durch das Prisma geneigte optische Achse in den Interferometerarmen. . . . .</p>	48

5.2	<b>a)</b> Abweichung der Grundstreifenzahl über die Interferogrammbreite in Abhängigkeit der Feldwinkel in zwei Dimensionen. Das zulässige Feld wird durch eine Abweichung um einen Interferenzstreifen bezüglich des axialen Einfalls bestimmt. <b>b)</b> Abweichung der Streifenzahl des Interferogramms der P1(4)-Linie über den ersten Quadranten des zweidimensionalen Bildfeldes. Das tatsächlich genutzte Bildfeld (schwarz) liegt deutlich im zulässigen Bereich. . . . .	52
5.3	Glasbauteile des SHI. Zur Stabilisierung wird das SHI mit Edelstahlplatten verklebt. . . . .	53
5.4	Form der Spektrallinien für drei verschiedene Fensterfunktionen mit logarithmischer Intensitätsauftragung. Der Abstand zwischen Hauptmaximum und roter Linie entspricht jeweils dem spektralen Abstand der P1(3)-Linie zum Untergrundsignal. <b>Rechteck:</b> Ohne zusätzliche Apodisation entspricht die Fensterfunktion eines realen Interferogramms einer Rechtecksfunktion. Die resultierende Linienfunktion zeigt ausgeprägte Nebenmaxima. <b>von Hann / Blackman:</b> Durch die Verwendung einer Fensterfunktion nach von Hann oder Blackman können die Intensitäten der Nebenmaxima reduziert werden. In der Folge ist jedoch das Hauptmaximum breiter. Aufgrund der stärkeren Unterdrückung der Nebenmaxima wird im Weiteren das Blackman-Fenster verwendet. . . . .	57
5.5	<b>a)</b> Die Phasenkorrektur durch Kontrastbildung verfälscht das aus einem Interferogramm mit statistischem Rauschen erhaltene Spektrum. Das Spektrum (schwarz) scheint einen konstanten Untergrund aufzuweisen, jedoch zeigt ein Vergleich mit den Ergebnissen eines idealen Interferogramms (rot), dass die absolute Linienhöhe nahezu unbeeinflusst bleibt. <b>b)</b> Die Verhältnisse der Linienintensitäten aus <b>a)</b> $I_{ideal}$ und $I_{mitRauschen} = I_{mR}$ erweisen sich für die simulierten Spektren als reproduzierbar und zeigen eine klare Abhängigkeit vom jeweiligen Verhältnis der Linienhöhen zum scheinbaren Untergrund. . . . .	59
5.6	Anteil der P1(4)-Linie am gemeinsamen Signal der P1(4)- und R1(6)-Linien im Temperaturbereich von 140 K bis 260 K. Im angegebenen Spektralbereich kann der Kurvenverlauf durch ein Polynom 4. Grades ( $p_4(x) = 1.00597406x^4 - 1.84631222e - 4x^3 + 2.03207526e - 6x^2 - 8.93520373e - 9x + 1.06145011e - 11$ ) repräsentiert werden. . . . .	61

- 5.7 Die aus den simulierten Spektralmessungen abgeleiteten Temperaturen zeigen statistische und systematische Abweichungen von den jeweiligen Eingangstemperaturen. Die Eingangsspektren wurden mit den Einsteinkoeffizienten der HITRAN Datenbank (vgl. Rothman u. a. (2005)) berechnet. **a)** Während die statistischen Effekte durch das Rauschen der Messung selbst bestimmt sind und mit steigender Temperatur zunehmen, liegen die systematischen Fehler an Abweichungen bei der Messung der P1(4)-Linie bei tiefen Temperaturen. **b)** Eine Quelle systematischer Fehler ist die Unsicherheit der bekannten Einsteinkoeffizienten (vgl. Schmidt (2016)). Werden bei der Temperaturableitung andere Koeffizienten verwendet als bei der zugrunde liegenden Vorwärtsrechnung, kann die resultierende Temperatur um mehrere Kelvin abweichen. . . . . 63
- 6.1 Konzept der Lichtquelle für die Charakterisierung von GRIPS-HI: Durch einen schmalbandig durchstimmbaren Laser und eine Ulbricht-Kugel wird eine möglichst Lambertsche Streufläche homogen ausgeleuchtet. Ein Linsensystem erzeugt aus den von der Streufläche ausgesendeten Kugelwellen ebene Wellen in der Eingangsapertur der GRIPS-HI Voroptik. 67
- 6.2 **a)** Interferogramm bei  $6527\text{ cm}^{-1}$ . Aufnahme mit  $f\# = 2,8$  und  $t = 150\text{ ms}$ . **b)** zweidimensionale FFT von **a)**. Die Intensität ist invertiert und mit logarithmischer Skalierung gezeigt. Das relevante Spektrum mit Gleichanteil (Untergrund) und Spektrallinien befindet sich entlang der mittleren Zeile. Es sind deutliche Störfrequenzen (Artefakte) entlang der Diagonalen zu erkennen. **c)/d)** Durch zeilenweise Fouriertransformation und anschließende Mittelung erhaltene Spektren. **c)** vor und **d)** nach der Filterung im zweidimensionalen Fourierraum. . . . . 69
- 6.3 Aus der Auftragung der Wellenzahl gegen die Position der zugehörigen Spektrallinie können die Wellenzahlbreite  $m = 0,16363\text{ cm}^{-1}$  eines FT-Kanals und die Littrow-Wellenzahl  $\sigma_L = 6516,14\text{ cm}^{-1}$  des Prototyps ermittelt werden. . . . . 71
- 6.4 Gemessene spektrale Transmission des Gesamtsystems GRIPS-HI für verschiedene Blendendurchmesser im Vergleich mit der theoretischen Transmission beider Filter  $T_{Filter}^2$ . Die reale Transmission ist im vermessenen Spektralbereich schmaler als die ideale Filtertransmission, während für einen breiteren Spektralbereich eine Verbreiterung des Transmissionsprofils extrapoliert werden kann. Dieses Verhalten ist für einen Interferenzfilter unter konvergenter Beleuchtung zu erwarten. . . . . 72

6.5	Der Kontrast gemessener Interferenzstreifen fällt wie erwartet mit zunehmender Interferogrammfrequenz (d.h. zunehmendem Abstand zu $\sigma_L$ ) ab. Die deutliche Abhängigkeit des Kontrasts von der Blendenzahl der Aufnahmen sowie die generell sehr niedrigen Kontrastwerte weisen auf Lageabweichungen der Bauteile des SHI hin. . . . .	74
6.6	Die Zwischenbilder der Auflösungsstapel auf den Gittern der Interferometerarme <b>A</b> und <b>B</b> werden durch die Detektoroptik auf den Detektor abgebildet. Dabei ist die Abbildung aus Arm <b>A</b> scharf gestellt, sodass eine Asymmetrie der Armlängen zu einer unscharfen Abbildung aus Arm <b>B</b> führt. Die hervorgehobene Struktur besitzt eine Frequenz von etwa 7 Streifen/mm und zeigt die jeweils angegebenen Kontraste $V \approx 0.9$ bzw. $V \approx 0.7$ . . . . .	75
6.7	Simulierte Kontrastübertragungsfunktionen für die Abbildung der Testtafel von der Diffusor- in die Detektorebene bei einem angenommenen Armlängenunterschied des Interferometers von 0,6 mm. Während das Bild über Arm <b>A</b> scharf auf den Detektor abgebildet werden kann, ist der optische Weg in Arm <b>B</b> um 1,2 mm länger, was zu einer Defokussierung und damit zu einer reduzierten Kontrastübertragung führt. . . . .	75
6.8	Simulierte Kontrastübertragungsfunktionen der Detektoroptik für die Abbildung aus den Gitterebenen der Arme <b>A</b> und <b>B</b> auf den Detektor sowie die kombinierte MTF. Letztere ergibt sich als Fouriertransformation der gemeinsamen Punktbildfunktion nach Gleichung 4.3. Der Armlängenunterschied wurde wieder auf 0,6 mm geschätzt. . . . .	76
6.9	Vergleich der simulierten Punktbildfunktionen der Detektoroptik aus den Interferometerarmen <b>A</b> und <b>B</b> bei einem Armlängenunterschied von 0,6 mm. Die resultierende Aufweitung der PSF bei <b>B</b> ist deutlich zu erkennen. Ein Vergleich der Intensitätsprofile entlang der roten Punktlinien verdeutlicht den Unterschied der Intensitäten. . . . .	77
7.1	Beispielaufnahmen des OH-Leuchtens mit dem GRIPS-HI Prototyp bei unterschiedlichen Blendenzahlen. Die vertikalen Interferenzstreifen mehrerer Emissionslinien sind trotz des geringen Kontrasts zu erkennen. Die vertikale Achse gibt den Sichtwinkel der jeweiligen Pixelreihe gegen den Zenit (Zenitwinkel $\zeta$ ) an. . . . .	80

7.2	Durch Mittelung von vier Aufnahmen ( $f\# = 1,4$ , $t = 15$ ) und anschließende Hellfeldkorrektur kann die erwartete Helligkeitszunahme mit steigendem Zenitwinkel sichtbar gemacht werden. Gezeigt sind das korrigierte Interferogramm und das mittlere Helligkeitsprofil entlang der vertikalen Achse. Identifiziert man den Anstieg der Bildhelligkeit mit den Vorhersagen der Rhijn-Funktion, kann auf die Photonendichte des OH-Leuchtens geschlossen werden. . . . .	82
7.3	Atmosphärische OH-Spektren. Aufgenommen mit Grips-HI bei verschiedenen Blendenzahlen. Die angegebenen SNR-Werte stellen das Verhältnis der jeweiligen Linienintensität zur Standardabweichung im rot markierten Bereich dar. . . . .	84
7.4	Abgeleitete OH-Temperaturen. Zu den Messungen sind jeweils Systemblendenzahl und Belichtungszeit angegeben. . . . .	85
9.1	<b>a)</b> Die virtuelle Gitterebene $E^*$ zeigt wie die Gitter bei Betrachtung durch die feldweitenden Prismen erscheinen. <b>b)</b> Betrachtete Feldpunkte in der virtuellen Gitterebene $E^*$ . Die Bestimmung der Fokuspositionen (z-Position) für die gezeigten Bildfeldpunkte (#) gibt Auskunft über die Neigung der Ebene $E^*$ bezüglich der optischen Achse. <b>c)</b> Relative Lage (z-Richtung) der markierten Feldpunkte in Ebene $E^*$ . . . . .	92
9.2	Vergleich drei verschiedener Fenster- und zugehöriger Linienfunktionen. <b>Oben:</b> Fensterfunktionen der Breite $L$ . <b>Mitte:</b> zugehörige Linienfunktionen in logarithmischer Auftragung zur Verdeutlichung der Nebenmaxima. <b>Unten:</b> Linienfunktionen in linearer Auftragung. . . . .	93
9.3	Die Fläche der Linienfunktion des Blackman-Fensters wird durch eine Gaußkurve gleicher Maximalintensität um etwa 3% überschätzt, da die Gaußkurve in der Basis weniger steil abfällt. Dieser systematische Fehler kann durch eine Kalibrierung ausgeglichen werden. . . . .	94
9.4	Beispielaufnahmen mit GRIPS-HI. <b>Links:</b> Panorama der Stadt Wuppertal. Die räumliche Auflösung erlaubt die Darstellung von Gebäudestrukturen. Der gezeigte Funkturm befindet sich in einer Entfernung von etwa 4 km. <b>Rechts:</b> Durch Anpassen der Voroptikposition ist eine Reduzierung der Bildweite auf wenige Meter möglich. Die gezeigten Äste befanden sich in einem Abstand von etwa 6 m und sind unscharf auch im linken Bild zu erkennen. . . . .	95

9.5 **a)** Der Kontrast eines cosinusförmigen Interferogramms wird üblicherweise aus benachbarten Maxima und Minima mit den Intensitäten  $I_{max}$  und  $I_{min}$  bestimmt. **b)** Der Kontrast kann auch aus den Linienflächen des Spektrums zu **a)** bestimmt werden. . . . . 96



# Tabellenverzeichnis

1.1	Für die Temperaturbestimmung relevante Spektrallinien des (3,1)-Hydroxyl-Meinel-Übergangs. (vgl. Rousselot u. a. (2000)) . . . . .	1
4.1	Abtastraten der drei wichtigsten Spektrallinien des OH(3,1) P-Bandes für drei charakteristische $\sigma_L$ . Die Abtastrate gibt die Anzahl an Stützstellen pro Interferogrammperiode bei einer Gitterbreite von 3 cm und einer gesamten Stützstellenanzahl von 640 an. Die letztlich gewählte Littrow-Wellenzahl $\sigma_L = 6516,4 \text{ cm}^{-1}$ erlaubt eine hohe spektrale Auflösung bei gut detektierbaren Abtastraten. . . . .	26
4.2	Nominelle Parameter der Prismen aus N-SF11 bei Normalbedingungen ( $T = 20^\circ\text{C}$ , $p = 1013 \text{ mbar}$ ). Die Winkel wurden mit den Gleichungen 3.11 und 3.12 berechnet (vgl. Harlander u. a. (2002)). . . . .	28
4.3	Grundfrequenzen der Interferogramme zu den Spektrallinien P1(2), P1(3) und P1(4) für ein SHI mit den unter 4.1.1 beschriebenen Eigenschaften mit und ohne Keilprismen. Durch die Dispersion der Keilprismen ist der Auftreffwinkel auf den Gittern wellenzahlabhängig. Daraus resultieren höhere Grundfrequenzen der Interferogramme für $\sigma \neq \sigma_L$ . . . . .	30
4.4	Interferogrammfrequenzen $f(\sigma, M = 0,32)$ und erwartbare Streifenkontraste zu den Spektrallinien P1(2), P1(3) und P1(4) nach der Abbildung durch die GRIPS-HI Detektoroptik. Die Streifenfrequenzen ergeben sich aus des jeweiligen Grundfrequenzen aus Tab. 4.3 und dem Abbildungsmaßstab $M = 0,32$ der Detektoroptik. Die maximalen und minimalen Streifenkontraste $V_{max}$ und $V_{min}$ können für die jeweiligen Frequenzen an der Kontrastübertragungsfunktion (Abb. 4.5) abgelesen werden. . . . .	35
4.5	Schlüsselparameter des InGaAs Sensors <i>Cardinal 640</i> der Firma <i>SemiconductorDevices</i> laut Datenblatt. . . . .	39
5.1	Maximal zulässige Feldwinkel für die Spektrallinien mit den höchsten Streifenfrequenzen. Die P1(4)-Linie erlaubt die geringsten Feldwinkel und bestimmt damit die Grenze der erzielten Feldweitung. . . . .	51

5.2	Systemwinkel mit den durch Fertigung und Zusammenbau verursachten Toleranzen für einen Interferometerarm. In der Monte-Carlo Simulation wurden beide Arme getrennt betrachtet. $\sigma$ stellt die jeweilige Standardabweichung der statistischen Streuung dar. Die Bauteile wurden wie folgt abgekürzt: Strahlteiler - ST, feldweitende Prismen- FWP, Verbinder - V#1-3. . . . .	54
6.1	Flächenverhältnisse der P1(3)- und P1(4)-Linien bezogen auf die P1(2)-Linie. Diese wurden aus Testmessungen mit vergleichbarer Eingangsleistung abgeleitet und stellen eine Charakterisierung der Systemantwort dar. Diese wird maßgeblich durch die wellenzahlabhängige Transmission und den ebenfalls wellenzahlabhängigen Interferogrammkontrast beeinflusst. . . . .	78
7.1	Mittelwerte und Standardabweichungen der bestimmten Temperaturen. Um die Anzahl an Datenpunkten pro Angabe zu erhöhen wurden mehrere Messreihen mit jeweils gleicher Blendenzahl zusammen gefasst. . .	85
9.1	Signal-Rausch-Verhältnisse der P1(2)-, P1(3)- und P1(4)-Linien abgeleitet aus den GRIPS-HI-Messungen vom 18.11.2020. Neben den SNR-Werten sind die jeweiligen Aufnahmeparameter Blendenzahl $f\#$ und Belichtungszeit $t$ angegeben. Die SNR-Werte jeder Zeile repräsentieren die Mittelwerte aus je vier Einzelmessungen mit identischen Messparametern. . .	97

# Danksagung

Mein erster Dank gilt Prof. Dr. Ralf Koppmann für die Betreuung der vorliegenden Arbeit. Insbesondere die gewährte Freiheit bei der Wahl des Dienstortes hat diese Dissertation erst möglich gemacht. Bei Prof. Dr. Norbert Lindlein bedanke ich mich für die gebotene Labor- und Büroinfrastruktur in Erlangen und für seine hilfreich-kritischen Kommentare zu meiner Dissertation. Besonderer Dank gebührt Dr. Klaus Mantel, Dr. Martin Collischon und Dr. Sergej Rothau, die mich während der gesamten Zeit sowohl fachlich als auch persönlich unterstützt haben. Unter anderem waren die Unterweisungen in der klassischen Photochemie und die Abende in der Boulderhalle eine angenehme Abwechslung. Bei Peter Knieling, Friedhelm Olschewski und Martin Kaufmann möchte ich mich für die aktive Förderung des Projekts und die gute Zusammenarbeit bedanken. Der Dank gilt auch den übrigen Mitgliedern des Instituts für Atmosphären- und Umweltforschung, besonders Sabine Hoffmann-Senger für die geduldige Unterstützung bei allen Verwaltungsangelegenheiten und Axel Frohschauer für die wohlwollende Hilfe bei der Metallverarbeitung.