



Forschungszentrum Karlsruhe
Technik und Umwelt

Wissenschaftliche Berichte
FZKA 6665

Das Abtastverfahren der Interferogramme des flugzeuggetragenen Fourierspektrometers MIPAS-STR

W. Kimmig

Institut für Meteorologie und Klimaforschung

Dezember 2001

Forschungszentrum Karlsruhe

Technik und Umwelt

Wissenschaftliche Berichte

FZKA 6665

**Das Abtastverfahren der Interferogramme
des flugzeuggetragenen Fourierspektrometers
MIPAS-STR^{*}**

Wolfgang Kimmig

Institut für Meteorologie und Klimaforschung

^{*}Von der Fakultät für Physik der Universität Karlsruhe (TH)
genehmigte Dissertation

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

2001

Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH
Postfach 3640, 76021 Karlsruhe

Mitglied der Hermann von Helmholtz-Gemeinschaft
Deutscher Forschungszentren (HGF)

ISSN 0947-8620

Zusammenfassung

MIPAS-STR (Michelson Interferometer für passive atmosphärische Sondierung – Stratosphärenflugzeug) ist ein gekühltes Fourierspektrometer zur Messung der thermischen Emission atmosphärischer Moleküle im mittleren infraroten Spektralbereich. Es wird für Atmosphärenmessungen von dem hochfliegenden russischen Forschungsflugzeug M-55 GEOPHYSICA aus betrieben. Durch Anwendung des Horizontsondierungsverfahrens ist es möglich, zweidimensionale Schnitte der Volumenmischungsverhältnisse verschiedener Spurengase zu bestimmen. Zur Optimierung der horizontalen Auflösung der zweidimensionalen Schnitte wird für jede Tangentenhöhe nur ein Interferogramm gemessen. Diese Meßstrategie setzt voraus, daß das Interferogramm ein entsprechend geringes Rauschen aufweist und die Qualität der Messung durch die Vibrationen des Flugzeugs nicht maßgeblich verschlechtert wird.

Diese Arbeit befaßt sich mit den Auswirkungen von Vibrationen auf das Interferometer des MIPAS-STR und der Minimierung der dadurch entstehenden Störungen im gemessenen Spektrum durch die Anwendung eines neuartigen zeitäquidistanten Abtastverfahrens für Interferogramme. Harmonische Schwingungen der optischen Komponenten eines Interferometers führen zu sogenannten Geschwindigkeitsschwankungen des optischen Gangunterschieds. Wenn zusätzlich dazu eine elektrische Laufzeitdifferenz zwischen dem IR-Interferogramm und dem Interferogramm des Referenz-Lasers, der die Ortsachse des IR-Interferogramms definiert, besteht, entstehen Abtastfehler des IR-Interferogramms und dadurch sogenannte Geisterlinien im Spektrum. Das neue Abtastverfahren ermöglicht, auf relativ einfache Weise die elektrische Laufzeitdifferenz zwischen dem IR-Interferogramm und dem Interferogramm des Referenz-Lasers zu korrigieren und dadurch die Entstehung von Geisterlinien zu unterdrücken.

Dieses Abtastverfahren wurde in drei Stufen daraufhin getestet, wie gut Geisterlinien bei einer vorgegebenen harmonischen Geschwindigkeitsschwankung durch die Korrektur der elektrischen Laufzeitdifferenz unterdrückt werden. Zuerst wurde der Interpolationsfilter, der das zentrale Element des Abtastverfahrens ist, numerisch getestet. In einem zweiten Schritt wurde das in der Interferometerelektronik implementierte Verfahren mit Signalgeneratoren, die die Interferogramme simulierten, überprüft. Mit dem optimalen Versuchsaufbau ergaben sich bei 25% Geschwindigkeitsschwankung und einer optimalen Laufzeitkorrektur relative Geisteramplituden von $2.0 \cdot 10^{-4}$ bezogen auf die Amplitude der Originallinie.

Der dritte Schritt umfaßte den Test des gesamten MIPAS-STR. Als IR-Quelle wurde ein IR-Diodenlaser verwendet, was den Vorteil hatte, daß die Geisterlinien leicht zu identifizieren sind und ein Signal-zu-Rausch-Verhältnis von ca. 4000 erreicht werden konnte. Die Versuche mit dem Gesamtsystem ergaben bei 25% Geschwindigkeitsschwankung und einer optimalen Laufzeitkorrektur relative Geisteramplituden von 1.0%. Außerdem wurde im Widerspruch zur bis dahin bekannten Theorie beobachtet, daß die Magnituden der Geisterlinien 1. Ordnung unterschiedlich groß sind.

Um die Beobachtungen zu verstehen, wurde im Rahmen dieser Arbeit eine Theorie der Geisterlinien und das Simulationsprogramm GHOST_SIM entwickelt. Es zeigte sich, daß die verbleibenden Geisteramplituden beim Test des Gesamtsystems vor allem durch geringfügig unterschiedliche Geschwindigkeitsschwankungen des IR- und des Referenz-Laser-Interferogramms zustande kommen (Phasenmodulation 2. Art). Die unterschiedlichen Magnituden der Geisterlinien 1. Ordnung werden durch eine Kombination der Phasenmodulation 2. Art mit einer durch einen nicht konstanten Amplitudengang der Signalstrecke induzierten Amplitudenmodulation erklärt. Insbesondere die Untersuchungen des Gesamtsystems lieferten Erkenntnisse, wodurch die Nachweisempfindlichkeit des MIPAS-STR erheblich gesteigert werden kann.

Abstract

The sampling system for interferograms of the airborne Fourier transform spectrometer MIPAS-STR

The MIPAS-STR (Michelson Interferometer for Passive Atmospheric Sounding - STRatospheric aircraft) is a cryogenic Fourier transform spectrometer for measuring thermal emission of atmospheric species in the mid-infrared spectral range. It is operated on board of the Russian high-altitude aircraft M-55 GEOPHYSICA. Two-dimensional distributions of volume mixing ratios of various trace gases are measured by limb sounding. To optimize the horizontal resolution of the two-dimensional distributions, only one interferogram is measured at each tangent height. The measurement strategy requires low-noise interferograms and measurements that are insensitive to vibrations of the aircraft.

The present thesis deals with the effects of vibrations on the MIPAS-STR interferometer and the minimization of perturbations in the spectrum using a novel time-equidistant sampling method for the interferograms. Vibrations of the optical components of the interferometer lead to velocity variations of the optical path difference. In case of different time delays in the IR and reference laser detection chains, sampling errors of the IR interferogram and consequently so-called ghost lines in the spectrum occur. The new sampling method allows for a correction of the electric delay, as a result of which the formation of ghost lines is suppressed.

The sampling method was investigated in three steps for its capability of reducing the ghost lines for a given harmonic velocity variation by changing the electric time delay. First, the interpolation filter, i.e. the central part of the sampling system, was tested numerically. In a second step, the interferometer electronics was investigated using signal generators simulating the interferograms. The final test setup yielded - for a velocity variation of 25% - at the optimum time delay ghost amplitudes of $2.0 \cdot 10^{-4}$ relative to the amplitude of the original line. In the third step, the complete MIPAS-STR was tested. By using a diode laser as infrared source, the ghost lines were easily identified and a signal-to-noise ratio of about 4000 was achieved. Tests of the system with a velocity variation of 25% resulted in relative ghost amplitudes of 1.0% at the optimum time delay.

In contrast to the theory, the amplitudes of the two first-order ghost lines were different in the magnitude spectra. To understand this observation, the theory of ghost lines was further developed and tested with the program GHOST_SIM. It was found, that the remaining ghost amplitudes observed in the test of the complete MIPAS-STR were caused by slightly differing velocity variations during the sampling of the IR- and reference laser interferograms (phase modulation of 2nd kind). The unequal magnitudes of the two first-order ghost lines were explained by a combination of 2nd kind phase modulation and an amplitude modulation induced by the frequency-dependent amplitude response of the signal chain. In particular the investigations of the complete MIPAS-STR will allow to considerably increase the sensitivity of the instrument.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung.....	1
2	Grundlagen der Fourierspektroskopie	4
	2.1. Funktionsweise eines Fourierspektrometers.....	4
	2.2. Abtasttheorie und klassisches Abtastverfahren	7
	2.3. Phasenfehler und Phasenkorrektur.....	8
3	Das MIPAS-STR-Experiment	10
4	Theorie der Geisterlinien und Nichtlinearitäts- Artefakte	16
	4.1. Phasenmodulation.....	16
	4.2. Amplitudenmodulation	25
	4.3. Wellenzahlmodulation.....	31
	4.4. Nichtlinearität	35
	4.5. Kombination verschiedener Störungsarten.....	40
	4.5.1. <i>Kombination A:</i> <i>Durch Phasenmodulation induzierte Amplitudenmodulation 2. Art</i>	<i>40</i>
5	Das neue Abtastverfahren für Interferogramme	48
	5.1. Prinzip des neuen Abtastverfahrens.....	48
	5.2. Realisierung des Abtastverfahrens bei MIPAS-STR.....	49
	5.2.1. <i>Verarbeitung des LMI-Signals.....</i>	<i>50</i>
	5.2.2. <i>Entstehung des zeitäquidistanten IR-Interferogramms.....</i>	<i>56</i>
	5.2.3. <i>Bestimmung der Interpolationszeitpunkte.....</i>	<i>57</i>
	5.2.4. <i>Berechnung des ortsäquidistanten IR-Interferogramms.....</i>	<i>59</i>
6	Bestimmung der frequenzabhängigen Laufzeitdifferenz.....	62
	6.1. Methode	62
	6.2. Ergebnisse.....	63
7	Validierung des neuen Abtastverfahrens	68
	7.1. Numerischer Test des Interpolationsfilters	68
	7.2. Test der Interferometerelektronik mit Signalgeneratoren.....	71
	7.2.1. <i>Versuchsaufbau und -durchführung</i>	<i>72</i>
	7.2.2. <i>Auswertung und Ergebnisse.....</i>	<i>73</i>
	7.3. Test des Gesamtsystems mit einem IR-Diodenlaser.....	79
	7.3.1. <i>Prinzip und Aufbau eines Diodenlasers.....</i>	<i>80</i>
	7.3.2. <i>Das Gießener Diodenlaserspektrometer als IR-Quelle</i>	<i>82</i>
	7.3.3. <i>Versuchsaufbau und -durchführung</i>	<i>84</i>
	7.3.4. <i>Auswertung und Ergebnisse.....</i>	<i>85</i>
8	Schlußbemerkungen und Ausblick.....	100
	Literaturverzeichnis.....	102
	Abbildungsverzeichnis.....	106
	Tabellenverzeichnis.....	109
	Anhang	
A	Die modifizierte „Norton-strong“-Apodisationsfunktion.....	111
B	Weitere Kombinationen verschiedener Störungsarten.....	113
	B.1 Kombination B: Wellenzahl- und Amplitudenmodulation 1. Art (TDL-Effekt)	113
	B.2 Kombination C: Amplituden-, Phasen- und Wellenzahlmodulation.....	116
	B.3 Kombination D: Amplituden-, Phasen- und Wellenzahlmodulation mit NL.....	120
C	Verschiedene elektrische Phasengänge.....	125
	C.1 Phasengänge des Bruker 120M im Herbst 1997	125
	C.2 Phasengänge des MIPAS-STR Kanal 1-4 im Frühjahr 1999	126
D	Technische Daten des WAVETEK 195.....	128

1 Einleitung

Fourier's theorem is not only one of the most beautiful results of modern analysis, but it may be said to furnish an indispensable instrument in the treatment of nearly every recondite question in modern physics.

Lord Kelvin, 1867

Joseph Fourier formulierte 1807 die „Théorie de la propagation de la chaleur dans les solides“ und führte darin die Entwicklung einer beliebigen Funktion in eine trigonometrische Reihe ein [Fourier, 1822; Grattan-Guinness, 1972]. Die Grundlage der Fouriertransformation war geboren. 1882 entwickelte Albert Abraham Michelson das erste Interferometer [Michelson, 1891]. Gemeinsam mit der Fouriertransformation waren damit die zwei Grundvoraussetzungen für die Entwicklung der Fourierspektroskopie geschaffen.

Heinrich Rubens und Robert Williams Wood nahmen 1911 das erste Interferogramm auf [Rubens und Wood, 1911]. Der maximale optische Gangunterschied betrug dabei 170 μm und wurde mit Hilfe der Interferenzstreifen der Natrium-D-Linie vermessen. Eine direkte Fouriertransformation des Interferogramms konnte noch nicht durchgeführt werden und so wurde eine geratene spektrale Intensitätsverteilung analytisch fouriertransformiert und mit dem Interferogramm verglichen. Iterativ wurde so das Spektrum des Interferogramms bestimmt. Dieses aufwendige Verfahren konnte sich damals gegenüber der bewährten Spektralanalyse mit einem Gitterspektrometer nicht durchsetzen.

Erst durch die Arbeiten von P. B. Fellgett [Fellgett, 1951] und P. Jaquinot [Jaquinot und Dufur, 1948] gelangte die Fourierspektroskopie in den Blick des wissenschaftlichen Interesses. Beide zeigten, daß ein Fourierspektrometer unter gewissen Voraussetzungen wesentliche Vorteile gegenüber einem Gitterspektrometer hat. Fellgett führte außerdem als erster eine numerische Fouriertransformation eines Interferogramms aus. Die aufwendigen und langwierigen Berechnungen der Fouriertransformation hemmten die Verbreitung der Fourierspektroskopie. Erst die Entwicklung schnellerer Computer und vor allem des Cooley-Tukey-Algorithmus zur schnellen Fouriertransformation (FFT, Fast Fouriertransformation, [Cooley und Tukey, 1965]) verhalfen dieser Technik zum Durchbruch.

Im Zuge dieser Entwicklung wurden auch immer mehr Fourierspektrometer für astronomische Anwendungen und für die Beobachtung der Konzentrationen verschiedener Spurengase der Erdatmosphäre eingesetzt. Besonders der infrarote Spektralbereich (IR) eignet sich sehr gut zur Messung vieler Spurengase, weil in diesem Bereich einerseits die atmosphärischen Fenster liegen und andererseits die Gase viele spezifische Linien besitzen. Ein Fourierspektrometer hat insbesondere den Vorteil, weite Spektralbereiche mit hoher spektraler Auflösung und damit auch viele verschiedene Gase simultan zu erfassen.

Als 1985 zum ersten Mal das „Ozonloch“, d.h. die starke Abnahme der Ozonkonzentration im Höhenbereich um 18 km, im Frühjahr über der Antarktis entdeckt wurde [Farman et al., 1985], war dies ein Grund, die Erforschung der Chemie der Stratosphäre zu intensivieren. Auch das Institut für Meteorologie und Klimaforschung (IMK) des Forschungszentrums Karlsruhe arbeitet auf diesem Forschungsgebiet und begann 1986 mit dem Betrieb und der Weiterentwicklung von Fourierspektrometern zur Fernerkundung atmosphärischer Spurengase, die für den Ozonabbau in der Stratosphäre relevant sind, wie z.B. ClONO_2 , HNO_3 , NO_2 , N_2O_5 , FCKW-11, FCKW-12. Diese Spektrometer wurden MIPAS (Michelson Interferometer für passive atmosphärische Sondierung) genannt und für verschiedene Plattformen entwickelt (s. Abb. 1.1 und [Fischer, 1992]).

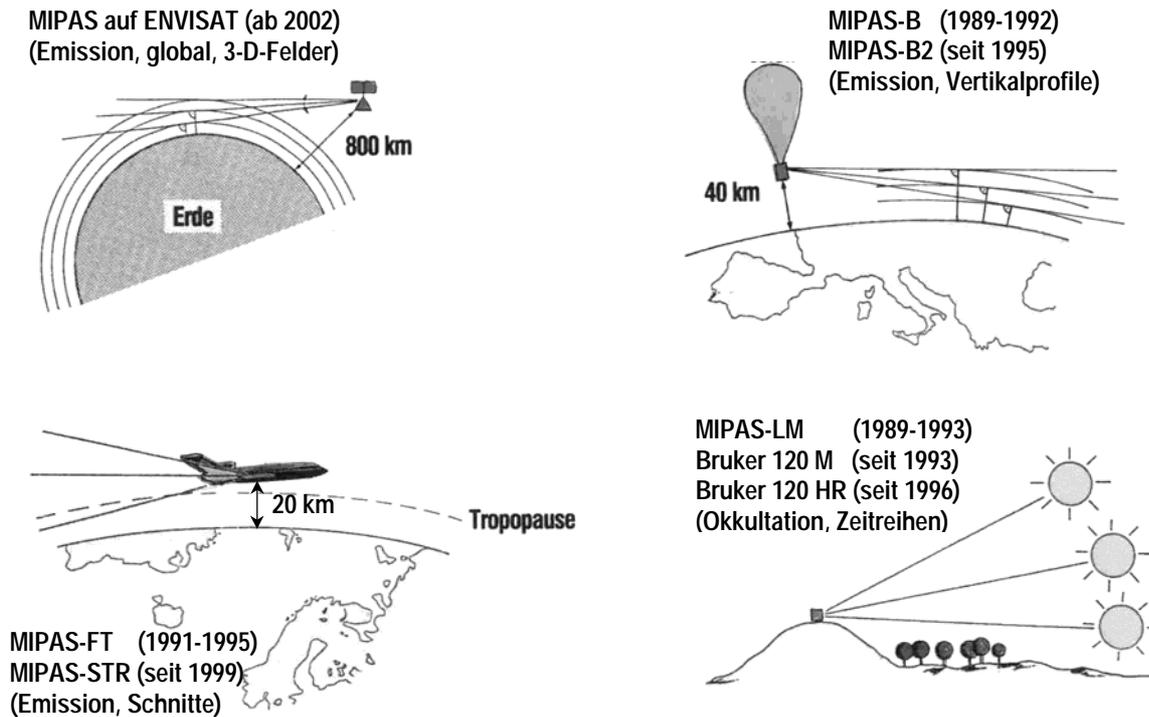


Abb. 1.1 Die Fourier-Spektrometer des IMK und ihre verschiedenen Meßgeometrien. Die angegebenen Jahreszahlen beschreiben den Zeitraum der durchgeführten Atmosphärenmessungen. (MIPAS-B: MIPAS - Ballon, MIPAS-FT: MIPAS - Flugzeug Transall (7 km Flughöhe), MIPAS-STR: MIPAS – Stratosphärenflugzeug (20 km Flughöhe), MIPAS-LM: MIPAS – Labormodell; die Bruker-Geräte sind kommerzielle Fourier-Spektrometer).

MIPAS-STR (MIPAS – Stratosphärenflugzeug), das in dieser Arbeit untersucht wird (s. Kapitel 3), ist ein gekühltes Fourier-Spektrometer, das die thermische Emission der Moleküle der Atmosphäre im mittleren infraroten Spektralbereich mißt und das russische Höhenforschungsflugzeug GEOPHYSICA als Meßplattform benutzt. Bei der Entwicklung dieses Spektrometers flossen Erfahrungen aus den flugzeuggetragenen Messungen mit MIPAS-FT (MIPAS – Flugzeug Transall) und aus der Entwicklung von MIPAS-B2 (MIPAS – Ballonversion 2) mit ein.

Ein wichtiger Unterschied zu MIPAS-FT ist die größere Flughöhe der GEOPHYSICA, wodurch das Horizontsondierungsverfahren genau wie bei den Ballonmessungen angewendet werden kann. Durch die relativ große Reisegeschwindigkeit des Flugzeugs von 650 km/h ist es in bezug auf die räumliche Auflösung der Volumenmischungsverhältnisse günstig, nur ein Interferogramm für jede Tangentenhöhe zu messen. Dies setzt jedoch voraus, daß das Interferogramm ein entsprechend geringes Rauschen aufweist und Störungen, z. B. durch die Vibrationen des Flugzeugs, die Qualität nicht verschlechtern.

Aufgrund der Erfahrungen mit MIPAS-FT [Höpfner, 1994; Kimmig, 1995] war zu erwarten, daß eine Störquelle die Geschwindigkeitsschwankungen des Pendelvorschubs und daraus resultierende Geisterlinien sein werden (s. Kapitel 4.1). Es wurden deshalb bereits in der Entwicklungsphase des MIPAS-STR Vorkehrungen getroffen, um die Geschwindigkeitsschwankungen zu verringern. Dazu gehörte eine gute Schwingungsisolierung, eine mechanische Struktur mit hohen Eigenfrequenzen und eine gute Regelung des Pendelvorschubs.

Zusätzlich wurde zur Minimierung der Auswirkungen der auftretenden Geschwindigkeitsschwankungen das 1996 von James W. Brault veröffentlichte zeitäquidistante Abtastverfahren für Interferogramme [Brault, 1996] in die Interferometerelektronik (IFME) des MIPAS-STR eingebaut. Dieses Abtastverfahren nutzt die Fortschritte in der digitalen Signalverarbeitung und verwendet gegenüber dem klassischen Verfahren wesentlich kostengünstigere elektronische Bauteile (s. Kapitel 5). Das klassische Verfahren erzeugt ortsäquidistante Abtastpunkte, indem die Nulldurchgänge des Interferogramms eines Referenz-Lasers, der parallel zum

Strahl des Meßsignals verläuft, als Trigger-Signal für den Analog-Digital-Wandler (ADC) verwendet werden (s. Kapitel 2). Das Braultsche zeitäquidistante Abtastverfahren benutzt ebenfalls die Informationen des Referenz-Laser-Interferogramms und ermöglicht außerdem auf sehr einfache Weise, die elektrische Laufzeitdifferenz zwischen dem Signal des Referenz-Lasers und dem IR-Signal zu minimieren. Ohne elektrische Laufzeitdifferenzen entstehen auch in Gegenwart von Geschwindigkeitsschwankungen keine Geisterlinien (s. Kapitel 4.1). In dieser Arbeit wird das Braultsche Abtastverfahren und dessen Realisierung für MIPAS-STR detailliert beschrieben (Kapitel 5). Das Abtastverfahren wurde daraufhin getestet, wie gut Geisterlinien durch die Minimierung der elektrischen Laufzeitdifferenz verhindert werden (s. Kapitel 7). Diese Untersuchungen wurden in drei Stufen durchgeführt. Zuerst wurden die Interpolationsfilterkoeffizienten, die einen zentralen Teil des Abtastverfahrens darstellen, numerisch getestet. In einem zweiten Schritt wurde das Abtastverfahren mit der Interferometerelektronik und mit Signalgeneratoren, die die „echten“ Signale simulieren, überprüft. Im dritten Schritt wurde das Optik-Modul des MIPAS-STR dem Testaufbau hinzugefügt und das Gesamtsystem mit einem Diodenlaser als IR-Quelle untersucht. Die Ergebnisse der Messungen werden durch eine ausführliche Theorie der Geisterlinien verschiedener Modulationsarten erklärt (s. Kapitel 4). Weiterhin wird ein Verfahren zur Bestimmung der frequenzabhängigen Laufzeitdifferenz vorgestellt (s. Kapitel 6) und dessen Ergebnisse mit den in Kapitel 7 ermittelten Laufzeitdifferenzen verglichen.

2 Grundlagen der Fourierspektroskopie

In diesem Kapitel werden einige grundlegende Aspekte der Fourierspektroskopie dargestellt, die für das Verständnis dieser Arbeit hilfreich sind. Im ersten Teil werden das Funktionsprinzip eines Fourierspektrometers, die Weglängenmessung mittels eines Referenz-Lasers, das Prinzip des Quadraturverfahrens und die Auswirkungen einer endlichen Interferogrammlänge vorgestellt. Der zweite Teil befaßt sich mit der Digitalisierung der Interferogramme und der zugrunde liegenden Abtasttheorie. Der dritte Teil beleuchtet kurz die Entstehung und Korrektur von Phasenfehlern. Vollständige Beschreibungen der Grundlagen der Fourierspektroskopie finden sich in [Brault, 1985; Bell, 1972; Chamberlain, 1979 und Griffiths und de Haseth, 1986].

2.1. Funktionsweise eines Fourierspektrometers

Der prinzipielle Aufbau eines Michelson-Interferometers kann fast jedem Lehrbuch der Optik entnommen werden [z.B. Born und Wolf, 1970; Hecht, 1987]. In Abb. 2.1 ist der Aufbau eines Doppelpendelinterferometers (DPI), einer Variante des Michelson-Interferometers, die u.a. in den MIPAS-Spektrometern zum Einsatz kommt [Burkert et al., 1983], skizziert. Die einfallende kollimierte Strahlung wird in zwei Teilstrahlen getrennt und, nachdem die Teilstrahlen unterschiedliche Wege mit dem Gangunterschied x zurückgelegt haben, wieder rekombiniert. Die Intensität der Strahlung wird mit dem optischen Gangunterschied moduliert. Das Ergebnis ist das Interferogramm $I_{DC}(x)$ mit Gleichlichtanteil:

$$I_{DC}(x) = \int_0^{\infty} S(\sigma) \cdot \{1 + \cos(2\pi\sigma x)\} d\sigma \quad (2.1)$$

mit σ : Wellenzahl der Strahlung
 $S(\sigma)$: spektrale Intensitätsverteilung der einfallenden Strahlung

Der Gleichlichtanteil wird in der Regel durch einen Hochpaßfilter in der Signalverarbeitung entfernt und wird deshalb bei den folgenden Formeln nicht mehr betrachtet. Der modulierte Anteil entspricht einer Kosinustransformation von $S(\sigma)$ und enthält die komplette Information über das beobachtete Strahlungsspektrum. Durch die mathematische symmetrische Erweiterung des Spektrums auf negative Wellenzahlen kann Gleichung (2.1) in die komplexe Fouriertransformation von $S(\sigma)$ umgeformt werden:

$$I(x) = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} S(\sigma) \cdot e^{2\pi i\sigma x} d\sigma \quad (2.2)$$

Das Spektrum $S(\sigma)$ der einfallenden Strahlung erhält man folglich durch eine Fourier-Rücktransformation des Interferogramms.

$$S(\sigma) = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} I(x) \cdot e^{-2\pi i\sigma x} dx \quad (2.3)$$

Dadurch erklärt sich auch die Bezeichnung Fourierspektroskopie. Die Eigenschaften der Fouriertransformation können z. B. bei [Brigham, 1982 und Brault, 1985] nachgelesen werden.

Längen-Meß-Interferogramm (LMI) und Geschwindigkeitssignal

Ein Interferometer (IFM) kann auch als Modulator betrachtet werden, der optische Strahlung in elektrische Signalfrequenzen umwandelt. Eine wesentliche Komponente des Interferometers ist der bewegliche Spiegel, der den Gangunterschied zwischen den zwei Teilstrahlen erzeugt und dessen Geschwindigkeit v_0 das Verhältnis zwischen der elektrischen Signalfrequenz f und der Wellenzahl σ der Strahlung bestimmt:

$$f = v_0 \sigma \quad (2.4)$$

Diese Geschwindigkeit v_0 ist genau genommen die zeitliche Änderung des optischen Gangunterschieds. Die Begriffe der Geschwindigkeit und der Geschwindigkeitschwankungen des optischen Gangunterschieds werden in dieser Arbeit in diesem Sinne verwendet. Eine konstante Geschwindigkeit v_0 ist allgemein betrachtet zur fehlerfreien Interferogrammaufnahme essentiell (s. Kapitel 2.2 und 4.1).

Für die Messung des optischen Gangunterschieds und dessen zeitlicher Änderung wird ein Referenz-Laser verwendet. Der Referenz-Laserstrahl verläuft parallel zum Strahl des Meßsignals (s. Abb. 2.1). Das Interferogramm des Referenz-Lasers ergibt sich mit Gleichung (2.1) ohne Gleichlichtanteil zu:

$$I_{\text{LMI}}(x) = \int_0^{\infty} \delta(\sigma - \sigma_{\text{LMI}}) \cdot \cos(2\pi\sigma x) d\sigma = \cos(2\pi\sigma_{\text{LMI}} x) \quad (2.5)$$

Die aufsteigenden Nulldurchgänge des Referenz-Laser-Interferogramms haben den Abstand einer Laserwellenlänge λ_L und eignen sich somit zur exakten Bestimmung des optischen Gangunterschieds und zur Abtastung des Interferogramms (s. Kapitel 2.2). $I_{\text{LMI}}(x)$ wird auch als Längen-Meß-Interferogramm (LMI) bezeichnet. Die Geschwindigkeit kann über die Zeit zwischen den Nulldurchgängen berechnet werden.

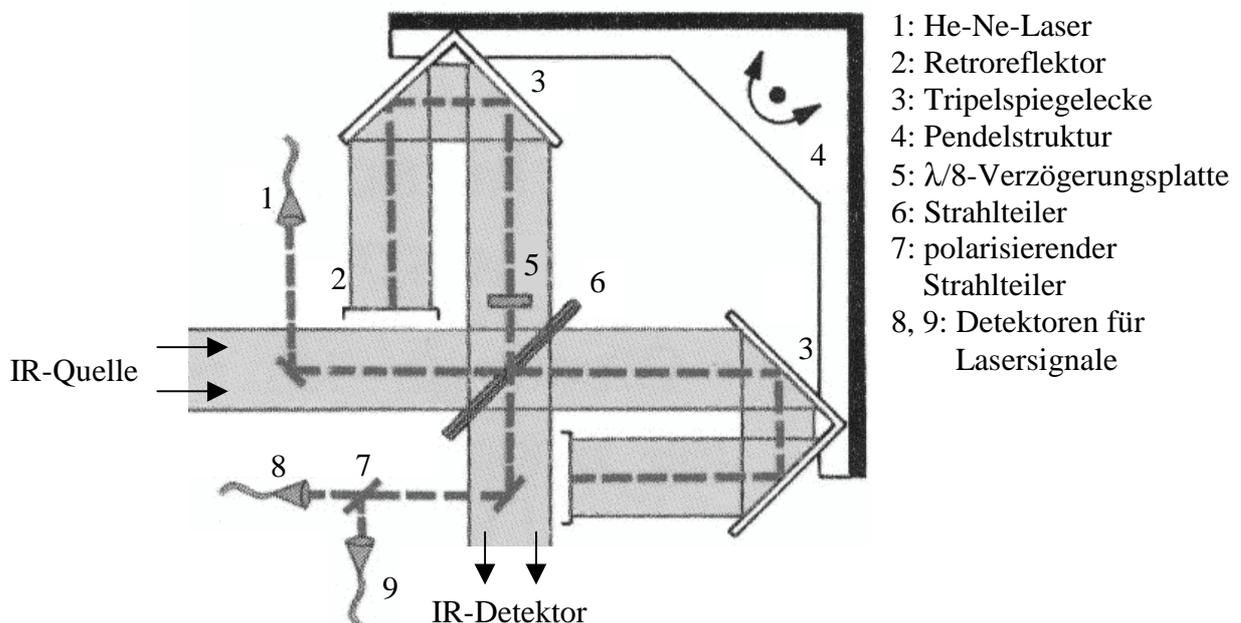


Abb. 2.1 Schematischer Aufbau eines Doppelpendel-Interferometers (DPI). Das Doppelpendelprinzip ermöglicht eine Übersetzung von mechanischem Weg zu optischem Gangunterschied von 1:8. Der He-Ne-Laserstrahl verläuft parallel zum IR-Strahl durch das Interferometer. Die $\lambda/8$ -Verzögerungsplatte (5) erzeugt aus dem linear polarisierten Laserstrahl einen zirkular polarisierten. Dieser wird mit Hilfe eines polarisierenden Strahlteilers (7) oder eines Glan-Prismas in zwei zueinander senkrechte Komponenten zerlegt und detektiert (8,9). Dieses sogenannte Quadraturverfahren ermöglicht die Erkennung der Pendelrichtung.

Quadraturverfahren

Die Bewegungsrichtung des beweglichen Spiegels bzw. des Doppelpendels kann durch das sogenannte Quadraturverfahren bestimmt werden. Die dazu notwendigen Komponenten sind in Abb. 2.1 eingezeichnet.

Das linear polarisierte Laserlicht (z.B. von einem Single-Mode-Laser) wird in einem Interferometerarm durch eine $\lambda/8$ -Verzögerungsplatte, die zweimal vom Laserstrahl durchlaufen wird, zirkular polarisiert. Dazu muß die optische Achse (die „schnelle“ Achse) der Verzögerungsplatte unter 45° zur Polarisationsrichtung des Laserlichts stehen. Im anderen Interferometerarm bleibt das Laserlicht linear polarisiert. Der rekombinierte Laserstrahl besteht somit aus elliptisch polarisiertem Licht. Der polarisierende Strahlteiler (oder ein Glan-Prisma) ist so justiert, daß die LMI-Detektoren die Intensitäten aus den Polarisationsrichtungen parallel und senkrecht zur optischen Achse der Verzögerungsplatte messen.

Die Polarisationsrichtung senkrecht zur optischen Achse liefert das Kosinus-Interferogramm aus Gleichung (2.5). Die Intensitäten der Polarisationsrichtung parallel zur optischen Achse erfahren einen zusätzlichen Gangunterschied von $\lambda/4$ in einem Interferometerarm und erzeugen dadurch ein um $\pi/2$ verschobenes Interferogramm. Die Detektoren messen die Interferogramme als Funktion der Zeit. Ändert sich die Bewegungsrichtung des beweglichen Spiegels oder des Doppelpendels, so wird das detektierte Sinus-Interferogramm invertiert, und das Kosinus-Interferogramm bleibt gleich. Die Phasendifferenz der zwei Interferogramme ändert sich von $\pi/2$ nach $-\pi/2$. Am Vorzeichen der Phasendifferenz kann folglich die Bewegungsrichtung erkannt werden.

Auswirkungen einer endlichen Interferogrammlänge

Bei den bisherigen Betrachtungen (s. Gleichung (2.3)) wurde noch nicht berücksichtigt, daß Interferogramme nur über eine endliche Länge von $-L$ bis L bezüglich dem Nullpunkt des optischen Gangunterschieds (ZPD, Zero Optical Path Difference) gemessen werden können. Dies hat Auswirkungen auf das gemessene Spektrum $S_{\text{mess}}(\sigma)$. Die endliche Länge des Interferogramms wird durch die Multiplikation mit einer Rechteckfunktion ausgedrückt:

$$S_{\text{mess}}(\sigma) = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} I(x) \cdot \text{RECT} \left[\frac{x}{2L} \right] e^{-2\pi i \sigma x} d\sigma = S(\sigma) \otimes 2L \text{ sinc}(2\sigma L) \quad (2.6)$$

mit L : maximaler optischer Gangunterschied

$$\text{RECT} \left[\frac{x}{2L} \right] = \begin{cases} 1 & \text{für } |x| < L \\ 0 & \text{für } |x| > L \end{cases} \quad \text{und} \quad \text{sinc}(x) = \frac{\sin \pi x}{\pi x}$$

Die Fouriertransformierte eines Rechtecks ist eine Sinc-Funktion, und mit Hilfe des Faltungssatzes [Brigham, 1982, S. 78ff] ergibt sich Gleichung (2.6). Das gemessene Spektrum $S_{\text{mess}}(\sigma)$ erhält man durch eine Faltung des eingestrahnten Spektrums mit der Sinc-Funktion. Die Sinc-Funktion ist somit die Apparatefunktion (ILS, Instrumental Line Shape) eines idealen Fourierpektrometers mit infinitesimalem Gesichtsfeld [Brault, 1985; Hase, 2000].

Die spektrale Auflösung Γ ist definiert als Abstand zwischen Maximum und erster Nullstelle der Apparatefunktion [Vanasse, 1977] und ergibt sich zu:

$$\Gamma = \frac{1}{2L} \quad (2.7)$$

Da die Sinc-Funktion relativ große Nebenmaxima besitzt, wird das Interferogramm üblicherweise apodisiert, d.h. mit einer Funktion multipliziert, die ihr Maximum beim Interferogrammmaximum hat und bei maximalem Gangunterschied gegen Null geht. Norton und Beer haben für spektroskopische Anwendungen optimierte Apodisationsfunktionen entwickelt, die gute Werte für die Unterdrückung der Nebenmaxima mit einer möglichst

geringen Verbreiterung der Spektrallinien kombinieren [Norton und Beer, 1976]. Weitere Apodisationsfunktionen finden sich z.B. in [Kammeyer und Kroschel, 1996]. In dieser Arbeit wird eine modifizierte Norton-strong-Funktion zur Apodisation verwendet, da diese auch Linien in der Größenordnung 10^{-5} bezogen auf die Intensität einer sehr starken benachbarten Linie erkennen läßt (s. Anhang A und Kapitel 7).

2.2. Abtasttheorie und klassisches Abtastverfahren

Das IR-Interferogramm $I(x)$ wird als kontinuierliche Funktion der Weglängendifferenz x im Interferometer erzeugt und vom IR-Detektor in ein elektrisches Signal umgewandelt. Für die weitere Verarbeitung und Speicherung wird das IR-Interferogramm digitalisiert, d.h. aus der kontinuierlichen Funktion $I(x)$ wird mit Hilfe eines Analog/Digital-Wandlers eine diskrete Funktion erzeugt.

Digitalisierung, Aliasing und das Abtasttheorem

Mathematisch wird der Vorgang der räumlich äquidistanten Abtastung durch die Multiplikation des kontinuierlichen Signals $I(x)$ mit äquidistanten δ -Funktionen, dem sogenannten Dirac-Kamm $\text{COMB}(x/\delta x)$, beschrieben (die Notation ist angelehnt an [Brault, 1985]):

$$I_{\text{digit}}(x) = I(x) \cdot \frac{1}{\delta x} \text{COMB}\left(\frac{x}{\delta x}\right) \quad (2.8)$$

mit $\text{COMB}\left(\frac{x}{\delta x}\right) = \delta x \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(x - n\delta x), n \in \mathbb{Z}$

$I_{\text{digit}}(x)$: digitalisiertes Interferogramm

δx : räumlicher Abstand der Abtastpunkte (Abtastintervall)

Das Spektrum $S_{\text{digit}}(\sigma)$ des digitalisierten Interferogramms $I_{\text{digit}}(x)$ läßt sich durch das Faltungstheorem wie folgt schreiben:

$$S_{\text{digit}}(\sigma) = S(\sigma) \otimes \text{COMB}(\sigma\delta x) \quad (2.9)$$

Die Digitalisierung bewirkt folglich, daß ein periodisches Spektrum entsteht, das das Spektrum $S(\sigma)$ des kontinuierlichen Signals enthält und im Wellenzahlabstand $1/\delta x$ wiederholt wird. Wenn das Abtastintervall δx relativ zur Bandbreite des Spektrums $S(\sigma)$ zu groß gewählt wird, überlappen sich die periodisch angeordneten Spektren, und das digitalisierte Spektrum $S_{\text{digit}}(\sigma)$ ist fehlerhaft. Dieser Effekt wird Aliasing oder Bandüberlappung genannt und kann vermieden werden, wenn das Signal bandbegrenzt und der Wellenzahlabstand $1/\delta x$ mindestens doppelt so groß ist wie die höchste im kontinuierlichen Spektrum $S(\sigma)$ vorkommende Wellenzahl σ_{max} [Nyquist, 1928].

Das **Nyquist-Shannon-Theorem** (Abtasttheorem) besagt, daß ein kontinuierliches bandbegrenzte Signal $I(x)$ aus seinen Abtastwerten rekonstruiert werden kann, wenn das Abtastintervall $\delta x \leq 1/(2\sigma_{\text{max}})$ ist und somit keine Bandüberlappung entsteht [Shannon, 1949].

Das kontinuierliche Signal $I(x)$ kann dann dargestellt werden als:

$$I(x) = \delta x \text{FT}^{-1} \left[S_{\text{digit}}(\sigma) \cdot \text{RECT}(\sigma\delta x) \right] = I_{\text{digit}}(x) \otimes \text{sinc}\left(\frac{x}{\delta x}\right) \quad (2.10)$$

Das kontinuierliche Signal $I(x)$ kann nach Gleichung (2.10) aus den digitalisierten Werten durch die Faltung mit der Fouriertransformierten eines idealen Tiefpasses rekonstruiert werden. Dieses „interpolierende“ Verhalten eines Tiefpasses wird auch beim Braultschen Abtastverfahren (s. Kapitel 5) verwendet. Weiterführende Literatur zum Thema Abtasttheorie findet sich in [Brigham, 1982 und Unbehauen, 1993].

Klassisches Abtastverfahren für Interferogramme

Interferogramme müssen sehr exakt räumlich äquidistant abgetastet werden, damit durch die Fouriertransformation keine Artefakte im Spektrum generiert werden (s. Kapitel 4.1). Eine rein zeitäquidistante Abtastung bei möglichst konstanter Geschwindigkeit des beweglichen Spiegels erwies sich als sehr ungenau und störanfällig [Zachor, 1977]. Aus diesem Grunde hat sich ein Abtastverfahren durchgesetzt, welches die Information über den momentanen Gangunterschied aus dem Interferogramm eines Referenz-Lasers, üblicherweise ein He-Ne-Laser, erhält. Das Interferogramm einer monochromatischen Quelle ist eine Kosinusfunktion (s. Gleichung (2.5)), und zwischen den auf- oder absteigenden Nulldurchgängen dieser Funktion wird exakt eine Weglängendifferenz von einer Laserwellenlänge zurückgelegt (für einen He-Ne-Laser $\lambda_L = 632.8$ nm). Diese auf- oder absteigenden Nulldurchgänge des Referenz-Laser-Interferogramms werden als Trigger-Signal für einen Analog/Digital-Wandler verwendet, der das eigentliche Meßinterferogramm abtastet. Dieses klassische Abtastverfahren für Interferogramme ist wesentlich unempfindlicher gegenüber Geschwindigkeitsschwankungen als das rein zeitäquidistante Verfahren.

2.3. Phasenfehler und Phasenkorrektur

Das IR-Interferogramm einer Strahlungsquelle ist theoretisch bezüglich ZPD symmetrisch. Bei realen Messungen ist dies jedoch nicht erfüllt, da die Symmetrie durch konstante und wellenzahlabhängige Ortsfehler gebrochen wird [Griffiths und de Haseth, 1986]. Bei Emissionsmessungen mit geringer Signalintensität, wie z. B. den Atmosphärenmessungen der MIPAS-Geräte, wird die Symmetrie des Interferogramms zusätzlich durch den imaginären Beitrag der Strahlteileremission gestört. Auf die Ursachen der Strahlteileremission [Trieschmann und Weddigen, 2000] und deren Berücksichtigung bei der Phasenkorrektur [Weddigen et al., 1993; Höpfner, 1994; Trieschmann, 2000] wird im Rahmen dieser Arbeit nicht eingegangen.

Wellenzahlabhängige Ortsfehler bewirken, daß ZPD im IR-Interferogramm für jede Wellenzahl bei einer anderen Position des beweglichen Spiegels im Interferometer liegt. Diese Ortsfehler entstehen vor allem durch die dispersiven Eigenschaften des Strahlteilers verbunden mit unterschiedlichen Dicken des Strahlteilersubstrats und der Kompensationsplatte. Konstante Ortsfehler entstehen durch die Digitalisierung des IR-Interferogramms, wenn eine konstante Ortsdifferenz zwischen ZPD des LMI-Signals und dem über die Wellenzahl gemittelten ZPD des IR-Interferogramms oder eine elektrische Laufzeitdifferenz zwischen den beiden Signalen existiert. Unterschiedliche ZPD Positionen im Interferometer für LMI- und IR-Signal entstehen u.a. durch:

- unterschiedlich dicke strahlteilende Schichten für LMI- und IR-Strahl.
- Unebenheiten des Strahlteilers, die sich bei einem parallelen Versatz der zwei Strahlengänge auswirken.
- nicht perfekte Justierung (u.a. durch Temperaturänderungen), da die Verkippung eines Retrospiegels den Gangunterschied für IR- und LMI-Strahl unterschiedlich beeinflusst, wenn die zwei Strahlen parallel gegeneinander versetzt sind.

Diese Ortsfehler $\Delta x(\sigma)$ wirken sich wie folgt auf das Spektrum $S(\sigma)$ des symmetrischen IR-Interferogramms $I(x)$ aus:

$$\text{FT}[I(x + \Delta x)] = S(\sigma) \cdot e^{2\pi i \sigma \Delta x(\sigma)} = S(\sigma) \cdot e^{i\varphi(\sigma)} = \tilde{S}(\sigma) \quad (2.11)$$

mit
$$\varphi(\sigma) = 2\pi\sigma\Delta x(\sigma) = \arctan\left(\frac{\text{Im}(\tilde{S}(\sigma))}{\text{Re}(\tilde{S}(\sigma))}\right) \quad (2.12)$$

Das reelle Spektrum bekommt durch den Ortsfehler $\Delta x(\sigma)$ eine wellenzahlabhängige Phase $\varphi(\sigma)$ und dadurch imaginäre Anteile. Dieser Phasenfehler kann im Spektralraum [Mertz, 1965] und im Interferogrammraum [Forman et al., 1966] korrigiert werden. Mathematisch sind beide Korrekturmethode gleichwertig und basieren darauf, das gestörte Spektrum $\tilde{S}(\sigma)$ wie folgt zu korrigieren:

$$S(\sigma) = \tilde{S}(\sigma) \cdot e^{-i\varphi(\sigma)} \quad (2.13)$$

Für einen konstanten Ortsfehler Δx hängt der Phasenfehler linear von der Wellenzahl ab. Die Korrektur eines derartigen Phasenfehlers wird deshalb als lineare Phasenkorrektur bezeichnet. Diese Korrektur wird in den Kapiteln 6 und 7.3 verwendet.

Ortsfehler, die sich harmonisch mit einer konstanten Frequenz ändern, erzeugen einen Phasenfehler, der sich mit derselben Frequenz ändert. Es entsteht eine sogenannte Phasenmodulation, deren Auswirkungen im Detail in Kapitel 4.1 erläutert werden.

3 Das MIPAS-STR-Experiment

MIPAS-STR ist ein mit Trockeneis auf 200 K gekühltes Fourierspektrometer zur Messung der emittierten infraroten Strahlung atmosphärischer Spurengase. Die Meßplattform ist das hochfliegende russische Forschungsflugzeug M-55 GEOPHYSICA (s. Abb. 3.1 und Tab. 3.1). Das Ziel des MIPAS-STR ist die simultane Erfassung 2-dimensionaler Verteilungen der Volumenmischungsverhältnisse verschiedener Spurengase, wie z.B. ClONO_2 , N_2O_5 , NO_2 , HNO_3 , FCKW-11, FCKW-12, O_3 . Die Information über die Vertikalverteilung der Gase wird durch die Methode der Horizontsondierung gewonnen (s. Abb. 1.1). Im Rahmen der APE-GAIA Kampagne 1999 war MIPAS-STR zum ersten Mal im wissenschaftlichen Einsatz [Carli et al., 2000].

MIPAS-STR wurde ursprünglich für das hochfliegende Forschungsflugzeug STRATO-2C der Firma Grob entwickelt [Piesch et al., 1996]. Nachdem die STRATO-2C die geforderten Spezifikationen auf Antrieb nicht erfüllte, wurde dieses Projekt vom BMBF (Bundesministerium für Bildung und Forschung) nicht weiter finanziert. MIPAS-STR wurde dann für das russische Höhenforschungsflugzeug M-55 GEOPHYSICA umkonstruiert. Für die Entwicklung des MIPAS-STR konnten Erfahrungen mit den Spektrometern MIPAS-FT und MIPAS-B2 verwertet werden. Die charakteristischen Daten (s. Tab. 3.2) sind sehr ähnlich zu denen von MIPAS-B2 [Friedl-Vallon et al., 1995]. Völlig neu waren das Konzept der Kühlwanne und des sich im Kaltraum befindenden Scanspiegels sowie der vollautomatische Betrieb des Meßgerätes während der Meßflüge. Auf diese Elemente des MIPAS-STR wird hier nicht weiter eingegangen, da sie für das Verständnis dieser Arbeit nicht notwendig sind.

MIPAS-STR besteht im wesentlichen aus zwei Modulen: dem Optikmodul und dem Elektronikmodul. Beide Module sind zur Schwingungsisolierung gegen die Flugzeugvibrationen über Drahtseilfedern mit dem Flugzeug verbunden (die Eigenfrequenzen der belasteten Federn können Tab. 3.2 entnommen werden). Die Umgebungsbedingungen während eines Meßfluges und die zu gewährleistenden Maximallasten (s. Tab. 3.1) sowie die begrenzte Bewegungsfreiheit des Optik-Moduls innerhalb des Flugrahmens lassen keinen anderen Typ von Schwingungsisolatoren zu.

Der Flugrahmen, in dem das Optik-Modul an drei Federn hängend befestigt ist, wurde so steif konstruiert, daß er keine Eigenfrequenzen unter 100 Hz hat. Dies gewährleistet, daß der Teil

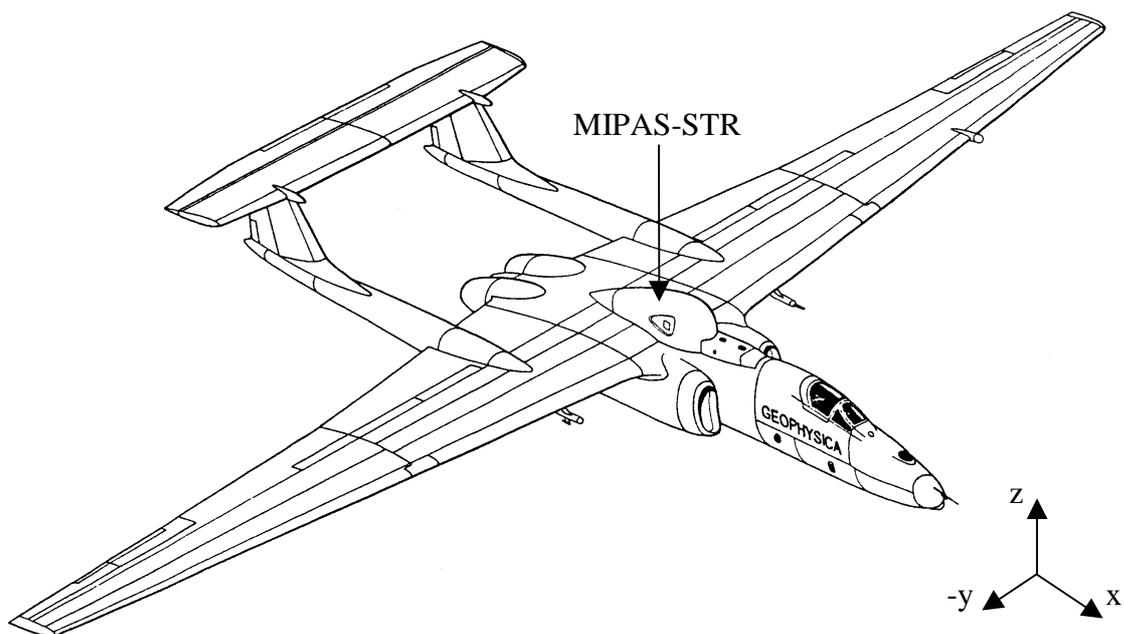


Abb. 3.1 Das russische Höhenforschungsflugzeug GEOPHYSICA. Das MIPAS-STR befindet sich auf dem Rücken des Flugzeugs unter der Kuppel zwischen den Turbinen.

Maße der GEOPHYSICA: Länge, Höhe Flügelspannweite	22.9 m, 4.7 m 37.5 m
Höchstgeschwindigkeit max. Flughöhe Reichweite	750 km/h 21 km 3500 km
max. Nutzlast max. Gesamtgewicht	1500 kg 24700 kg
typ. Drehzahlbereich der Hochdruckturbinen typ. Drehzahlbereich der Niederdruckturbinen	145-170 Hz 95-125 Hz
max. statische Lasten in x-, y-, z-Richtung im Meßflug Notfalllasten in x-, y-, z-Richtung	$\pm 0.3g, \pm 0.2g, 1.0g \pm 0.1g$ 12g, 2g, 6g
typ. Außentemperatur während des Meßfluges typ. Außendruck während des Meßfluges	-65 °C...-90 °C 55 hPa...75 hPa

Tab. 3.1 Technische Daten der Geophysica und typische Werte eines Meßflugs.

Optischer Hub (2-seitig) spektrale Auflösung (nicht apodisiert) Strahlquerschnitt im DPI Etendue	± 15 cm 0.034 cm ⁻¹ 50 mm 2.6×10^{-3} cm ² sr
Vorschubgeschwindigkeit (nom.) Abtastfrequenz (zeitlich äquidistant) Abtastfrequenz (räumlich äquidistant interpoliert) Datenrate (4 spektrale Kanäle inkl. HK-Daten)	3.164 cm/s 48.8 kHz (50 MHz / 1024) 50.0 kHz 40 kByte/s
Detektortyp (Fläche) Gesichtsfeld (Field of view, FOV) Signalfrequenzen Spektralbereiche (Halbwertsbreite) und NESR (Noise-equivalent spectral radiance, apodisiert): - Kanal 1: 765 – 986 cm ⁻¹ (10.1 - 13.1 µm) - Kanal 2: 1150 – 1320 cm ⁻¹ (7.6 - 8.7 µm) - Kanal 3: 1565 – 1680 cm ⁻¹ (6.0 - 6.4 µm) - Kanal 4: 1870 - 1935 cm ⁻¹ (5.2 - 5.3 µm)	Si:As - BIB (1.6 x 1.6 mm ²) 0.44° (full cone) 2.3 – 5.8 kHz [nW/(cm ² sr cm ⁻¹)] (pre-flight) 9 8 3 8
Stabilität der Sichtlinie	2 arcmin (1 σ)
Eigenfrequenzen der belasteten Federn des Optik-Moduls	x: 5.5 Hz, y: 4.9 Hz, z: 15.9 Hz
Temperatur u. Emissivität der Schwarzkörper (SK) SK1 im Optikmodul SK2 in der oberen Isolation des Optikmoduls Kalibriergenauigkeit	200 K, 0.997 (Hohlraum) ca. 240 K (driftend), 0.98 (flach) 1 - 3 %
Haltezeit der Kühlmittel (lHe / Trockeneis)	26 h / 20 h
elektr. Leistung (Versorgungsspannung) Masse (Optikmodul + Elektronik)	300 W (28 VDC) 200 kg (150 kg + 50 kg)

Tab. 3.2 Charakteristische Daten des MIPAS-STR.

der Anregungsfrequenzen des Flugzeugs, der unter 100 Hz liegt, nicht durch den Flugrahmen verstärkt wird. Niedrige Frequenzen erzeugen bei einer über der Frequenz konstanten Beschleunigungsamplitude größere Geschwindigkeits- oder Wegamplituden als hohe Frequenzen.

Das Optik-Modul

Der gekühlte Teil des Optik-Moduls ist in einer 3-D-Darstellung in Abb. 3.2 gezeigt. Die Optik gliedert sich in zwei Ebenen: in der oberen Ebene befindet sich der Scanspiegel und das Teleskop; in der unteren Ebene das Interferometer und die Fokalebene des Detektor-Kryostaten mit den vier IR-Detektoren. Die Scanspiegeleinheit sorgt für eine stabile erdfeste Sichtlinie (LOS, Line of Sight) während der Aufnahme der Interferogramme und stellt in der Umkehrphase des Doppelpendels einen neuen Elevationswinkel ein. Die Regelung der Scanspiegeleinheit benötigt dazu Daten des Trägheitsnavigationssystems, welches sich im

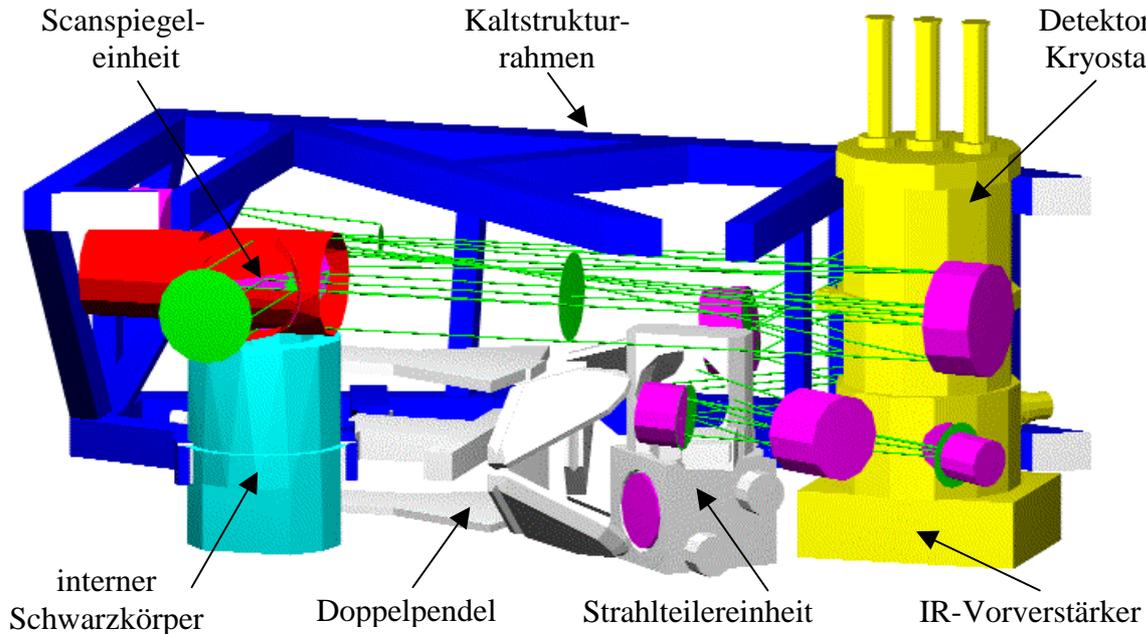


Abb. 3.2 3-D-Ansicht des gekühlten Bereichs des Optikmoduls des MIPAS-STR (ohne Kühlwanne). In der oberen Ebene befinden sich die Scanspiegeleinheit und das Teleskop, in der unteren Ebene das DPI und die Fokalebene des Detektor-Kryostaten (aus [Blom et al., 1998]).

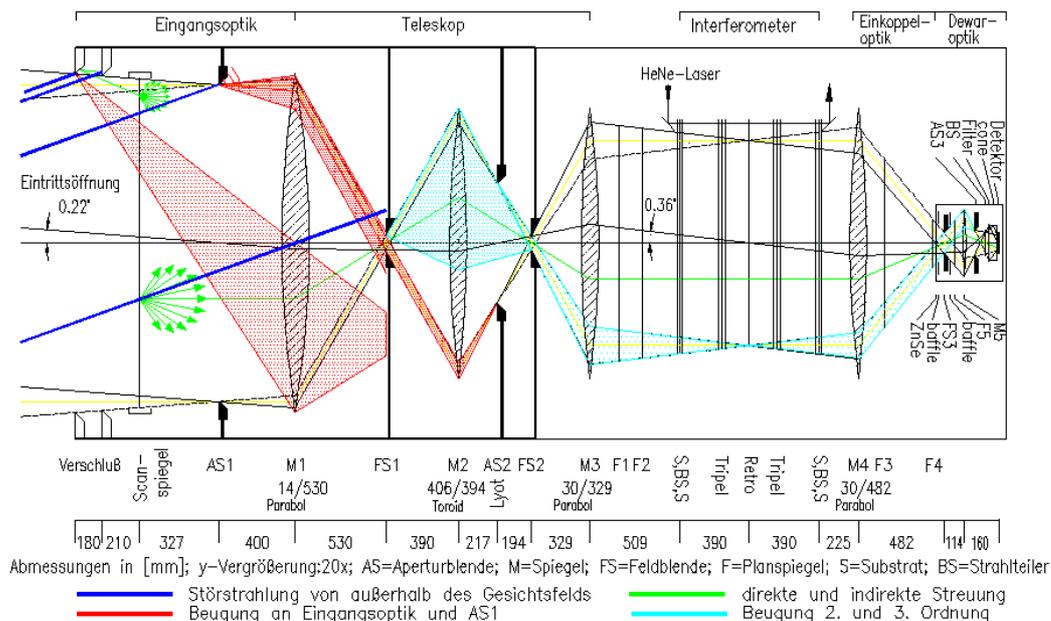


Abb. 3.3 Lineare Darstellung des optischen Strahlengangs des MIPAS-STR. Die IR-Strahlung gelangt vom Scanspiegel über das Teleskop zum Interferometer und wird dann zur Detektoreinheit geführt. Das Gesichtsfeld (FOV) des Instruments wird durch die Blenden FS3 und AS3 definiert. Die Blenden AS1 und FS1 reduzieren die Strahlung von außerhalb des FOV. Die an den Blendenrändern gebeugte Strahlung wird von der Lyot- und der FS2-Blende unterdrückt (aus [Piesch et al., 1996]).

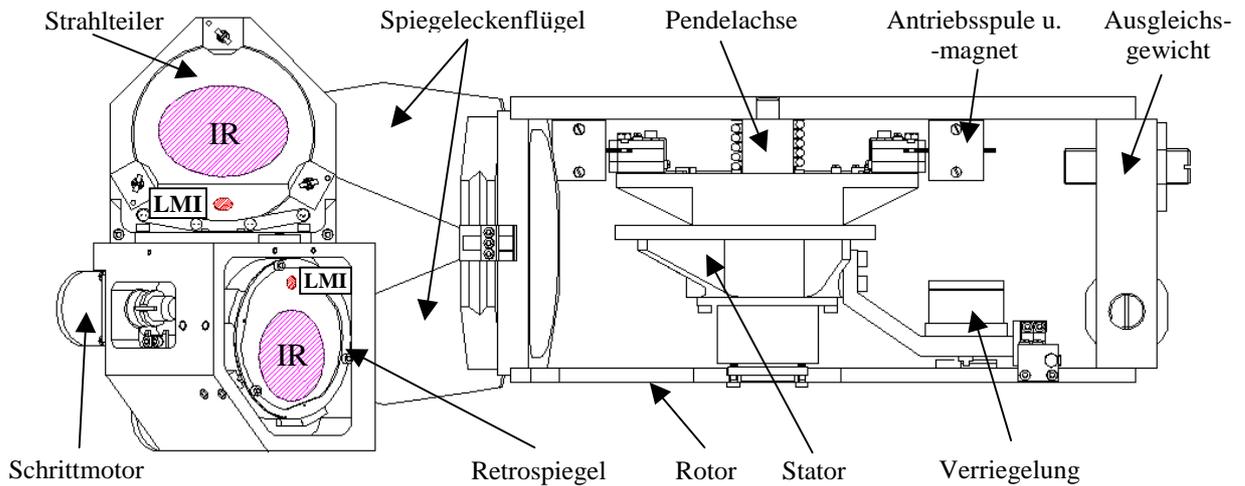


Abb. 3.4 Seitenansicht des Doppelpendelinterferometers mit skizzierten IR- und LMI-Strahlenbündeln auf der Strahlteilereinheit. Der parallele Versatz der zwei Strahlenbündel wird in Kapitel 7.3 noch eine wichtige Rolle spielen.

ungekühlten Bereich des Optik-Moduls befindet und fest mit dem Kaltstrukturrahmen verbunden ist [Keim, 2001].

Das Teleskop paßt die Eintrittsapertur an den Strahlquerschnitt im DPI an und unterdrückt Strahlung, die von außerhalb des nominellen Gesichtsfeldes kommt (s. Abb. 3.3). Dazu gehört auch an den Blenden gebeugte Strahlung, die durch die darauffolgenden Feld- und Aperturblenden, die kleiner als das Bild ihrer vorangegangenen Blende sind, reduziert wird.

Das DPI wurde bereits in Kapitel 2.1 prinzipiell vorgestellt. Abb. 3.4 zeigt eine Seitenansicht des DPI des MIPAS-STR. Wichtig ist dabei, daß der Referenz-Laser-Strahl parallel zum IR-Strahl versetzt ist, damit die Intensität des IR-Interferogramms nicht durch den Referenz-Laser abgeschwächt wird. Die Anschraubpunkte der Strahlteilereinheit und des Doppelpendels sind jeweils möglichst nahe der horizontalen Schwerpunkzebene, um die Eigenfrequenzen gegenüber einer einseitigen Befestigung zu erhöhen. Geschwindigkeitsschwankungen werden durch Schwingungen aller optischer Komponenten des DPI verursacht, und deshalb ist die Steifigkeit des mechanischen Aufbaus sehr wichtig.

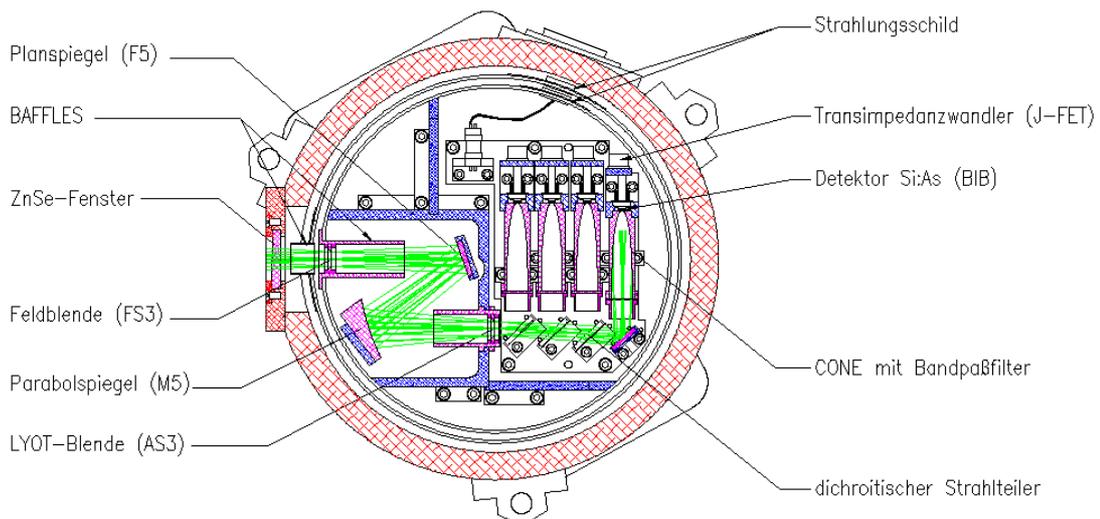


Abb. 3.5 Ansicht der Fokalebene des mit flüssigem Helium gekühlten Detektorkryostaten. Die Aufteilung in 4 Kanäle ist vor allem wegen der Erfassung von NO_2 und NO (Kanal 3 und 4) notwendig und erlaubt eine effiziente Datenreduktion. Die Bezeichnung der Spiegel und Blenden entspricht der Nomenklatur aus Abb. 3.3. Der Strahlengang ist exemplarisch für Kanal 4 dargestellt.

Der optische Teil des mit flüssigem Helium auf 4.2 K gekühlten Detektorkryostaten ist in Abb. 3.5 dargestellt. Die spektrale Aufteilung in vier Kanäle erfolgt mit dichroitischen Strahlteilern und optischen Filtern. Dies ermöglicht die Optimierung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses, was für Spurengase mit sehr schwachen Signaturen (NO, NO₂) besonders wichtig ist und erlaubt außerdem eine effiziente Datenreduktion.

Das Elektronikmodul

Eine Übersicht über die Elektronik des MIPAS-STR zeigt Abb. 3.6. Die wesentlichen Elemente sind die LOS-Elektronik, die Interferometerelektronik (IFME) und die Zentralrechnereinheit. Die Zentralrechnereinheit verarbeitet die Kommandos wahlweise von externen PCs oder von der Ablaufsteuerung und verteilt sie an die entsprechenden Subsysteme. Die Daten der Subsysteme werden entgegengenommen, gespeichert und zu Kontrollzwecken an die Ablaufsteuerung oder ggf. an externe PCs weitergeleitet. Die LOS- Elektronik steuert

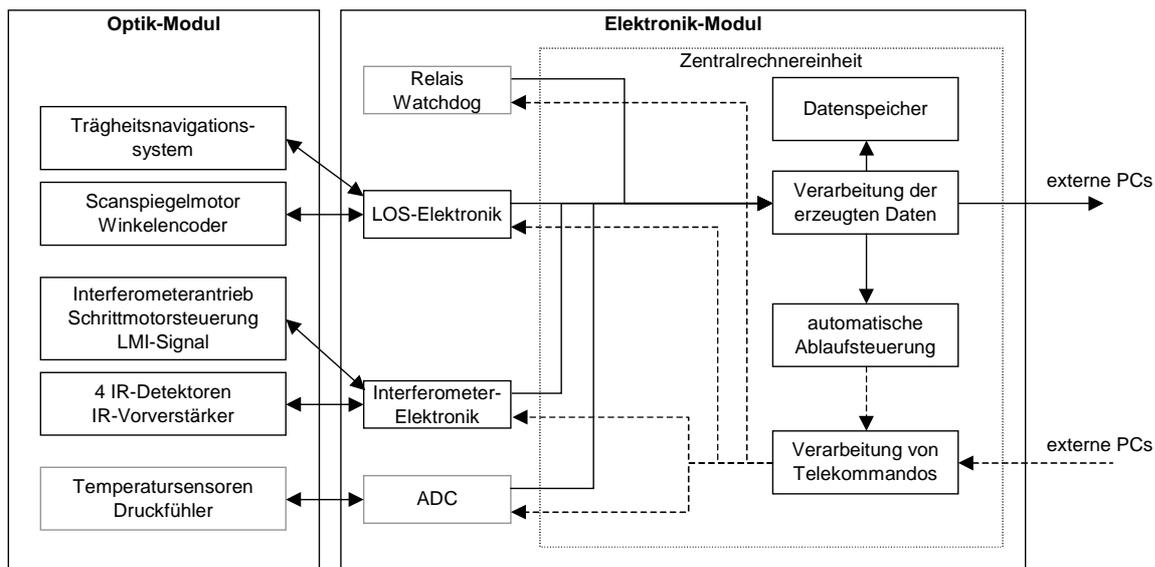


Abb. 3.6 Schematische Übersicht über die Elektronik des MIPAS-STR

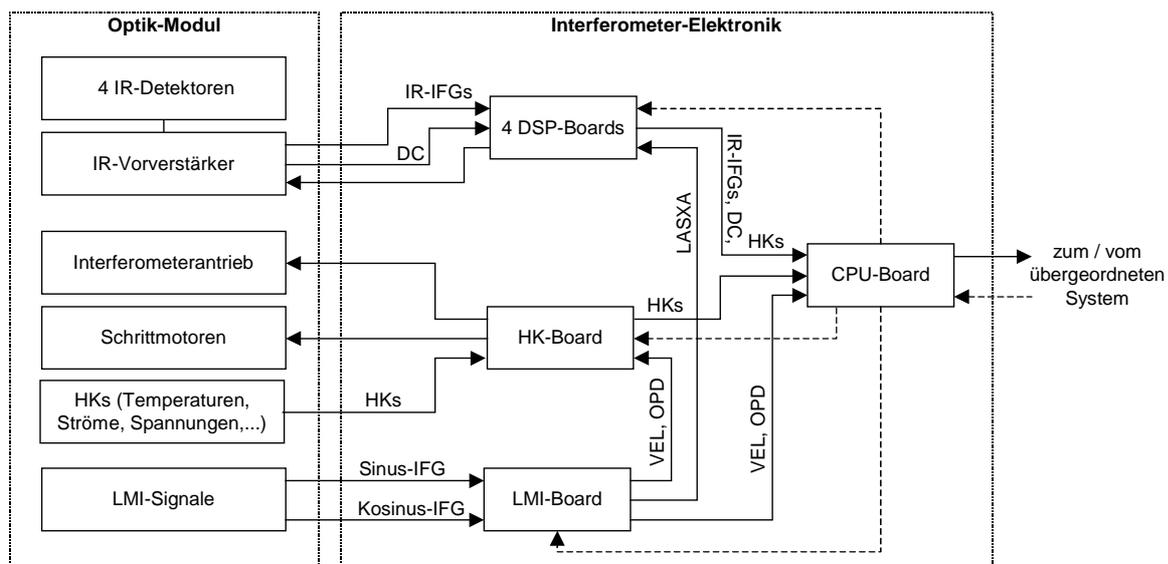


Abb. 3.7 Schematische Übersicht über die Interferometerelektronik. Nur die wichtigsten Signale sind explizit genannt. Die gestrichelten Pfeile kennzeichnen die Wege der Telekommandos. Das LASXA-Signal ist das digitalisierte Sinus-Interferogramm für die Abtastung der IR-Interferogramme. VEL ist das momentane Geschwindigkeitssignal, und OPD symbolisiert den momentanen optischen Gangunterschied. Diese zwei Signale werden für die Regelung des Doppelpendels gebraucht. Mit HKs sind allgemeine Housekeeping-Daten, die den Zustand des Systems beschreiben, gemeint. Die Verarbeitung der LMI-Signale und der IR-Interferogramme wird bei der Beschreibung des Abtastverfahrens in Kapitel 5.2 ausführlich dargestellt.

den Scanspiegel auf den gewünschten Elevationswinkel und regelt die Rollbewegungen des Flugzeugs aus. Die Information über die absolute Lage im Raum liefert das Trägheitsnavigationssystem. Die Interferometerelektronik nimmt die Signale des Interferometers auf (LMI, IR), regelt den Pendelantrieb und steuert die Schrittmotoren für die Justage des IFM. Eine detailliertere Übersicht über die Funktionen der IFME liefert Abb. 3.7.

4 Theorie der Geisterlinien und Nichtlinearitäts-Artefakte

In diesem Kapitel werden die drei Möglichkeiten vorgestellt, wie harmonische Störungen zu zusätzlichen Linien im Spektrum, sogenannten Geisterlinien, führen. Geisterlinien zeichnen sich dadurch aus, daß sie eindeutig auf eine Originallinie zurückzuführen sind und symmetrisch dazu auftreten. Sie entstehen entweder durch eine Modulation der Phase, der Amplitude oder der Wellenzahl. Der Begriff der Frequenzmodulation wird vermieden, da er in der Literatur zwei Bedeutungen hat: im Bereich der Nachrichtentechnik ist die Frequenzmodulation mathematisch identisch zur Phasenmodulation [Lüke, 1985]; im Bereich der Laserspektroskopie entspricht sie einer Wellenzahlmodulation der Strahlungsquelle [Demtröder, 1991].

Nichtlinearitäts-Artefakte verhalten sich anders als Geisterlinien. Diese Artefakte hängen nicht von einer Störung, sondern vom Übertragungsverhalten des Systems ab. Die Zahl der zusätzlichen Linien im Spektrum nimmt mit der Zahl der im Spektrum vorhandenen Linien überproportional zu. Diese Klasse von Artefakten wurde diesem Kapitel hinzugefügt, damit Nichtlinearitäts-Artefakte von Geisterlinien unterschieden werden können.

Weiterhin werden Kombinationen der einzelnen Modulationsarten diskutiert. Im Rahmen dieser Arbeit wurde das Programm „GHOST_SIM“ zur Simulation von Geisterlinien und Nichtlinearitäts-Artefakten, sowie beliebigen Kombinationen entwickelt. Die in diesem Kapitel gezeigten Spektren und Interferogramme wurden mit GHOST_SIM berechnet. Die Störparameter sind aus Darstellungsgründen wesentlich größer gewählt worden als sie bei den Messungen in Kapitel 7 auftreten.

4.1. Phasenmodulation

In diesem Abschnitt werden die Entstehung einer Phasenmodulation (PM) aufgrund von zeitlich nicht konstanten Änderungen des optischen Gangunterschieds und deren Auswirkungen auf das Spektrum hergeleitet [s. auch Zachor, 1977; Kimmig, 1995; Learner et al., 1996].

Der optische Gangunterschied des Interferometers wird im Prinzip durch die Bewegung des Doppelpendels erzeugt, welche mit Hilfe des He-Ne-Referenzlasers gemessen wird. Zeitlich nicht konstante Änderungen des optischen Gangunterschieds - im weiteren Geschwindigkeitsschwankungen - führen zu Störungen sowohl des IR-Interferogramms als auch des Interferogramms des Referenzlasers (LMI). Das LMI-Signal enthält die Information über die räumlich äquidistanten Abtastzeitpunkte. Wenn LMI- und IR-Signal auf demselben Weg das Interferometer durchlaufen und es keine elektrischen Laufzeitunterschiede zwischen den beiden Signalen gibt, ist das digitalisierte IR-Interferogramm auch in Gegenwart von Geschwindigkeitsschwankungen fehlerfrei. Sobald eine der zwei Bedingungen nicht erfüllt ist und Geschwindigkeitsschwankungen vorhanden sind, entstehen Abtastfehler, deren Existenz und Auswirkungen im weiteren mathematisch beschrieben werden.

Von Geschwindigkeitsschwankungen zu Abtastfehlern

Die harmonisch mit der Frequenz f_{PM} gestörten Momentangeschwindigkeiten $v_{IR}(t)$ des IR-Signals und $v_{LMI}(t)$ des LMI-Signals sehen wie folgt aus:

$$\begin{aligned} v_{IR}(t) &= v_{0,IR} + v_{PM,IR} \sin(2\pi f_{PM} t + \phi_{PM,IR}) \\ v_{LMI}(t) &= v_{0,LMI} + v_{PM,LMI} \sin(2\pi f_{PM} t + \phi_{PM,LMI}) \end{aligned} \quad (4.1)$$

mit v_0 : mittlere zeitliche Änderung des optischen Gangunterschieds des IR- oder des LMI-Signals (mittlere Geschwindigkeit)

- v_{PM} : Amplitude der Geschwindigkeitsschwankung des IR- oder des LMI-Signals
 φ_{PM} : Phase der Störung bei ZPD für das IR- oder für das LMI-Signal

Den optischen Gangunterschied x erhält man durch Integration der Geschwindigkeit über der Zeit:

$$x_{IR}(t) = v_{0,IR}t - \frac{v_{PM,IR}}{2\pi f_{PM}} \cos(2\pi f_{PM}t + \varphi_{PM,IR}) = x_{0,IR} - x_{PM,IR} \cos(2\pi f_{PM}t + \varphi_{PM,IR}) \quad (4.2)$$

$$x_{LMI}(t) = v_{0,LMI}t - \frac{v_{PM,LMI}}{2\pi f_{PM}} \cos(2\pi f_{PM}t + \varphi_{PM,LMI}) = x_{0,LMI} - x_{PM,LMI} \cos(2\pi f_{PM}t + \varphi_{PM,LMI})$$

- mit x_0 : ungestörter, linear mit der Zeit zunehmender optischer Gangunterschied des IR- oder des LMI-Signals
 x_{PM} : Störampplitude des optischen Gangunterschieds des IR- oder des LMI-Signals

Da das IR- und das LMI-Signal unterschiedliche elektronische Verarbeitungswege zurücklegen bis beide Signale zusammentreffen, um dem IR-Signal eine äquidistante Ortsachse zuzuordnen, entsteht eine elektrische Laufzeitdifferenz zwischen den Signalen. Wenn außerdem beide Signale im Interferometer nicht exakt denselben Weg gehen, können unterschiedlich große Amplituden der Geschwindigkeitsschwankung des LMI- und des IR-Signals entstehen.

Aus der Differenz des zeitlichen Verlaufs des optischen Gangunterschieds der beiden Signale berechnet sich der Abtastfehler Δx . Unter der in der Regel gültigen Annahme identischer Störphasen φ_{PM} , mit einer trigonometrischen Umformung [Bronstein und Semendjajew, 1989, S. 181] und mit den Näherungen $\sin(2\pi f_{PM}\Delta t) \approx 2\pi f_{PM}\Delta t$ sowie $\cos(2\pi f_{PM}\Delta t) \approx 1$, die für typische Werte von f_{PM} und Δt gelten, folgt für den Abtastfehler Δx :

$$\begin{aligned} \Delta x(t) &= x_{IR}(t + \Delta t) - x_{LMI}(t) \\ &\approx v_0 \Delta t + \underbrace{(v_{0,IR} - v_{0,LMI})t}_{x_{0,IR} - x_{0,LMI}} \\ &\quad + v_{PM,IR} \Delta t \sin(2\pi f_{PM}t + \varphi_{PM}) - \underbrace{\frac{v_{PM,IR} - v_{PM,LMI}}{2\pi f_{PM}} \cos(2\pi f_{PM}t + \varphi_{PM})}_{x_{PM,IR} - x_{PM,LMI}} \end{aligned} \quad (4.3)$$

- mit Δt : elektrische Laufzeitdifferenz zwischen IR - und LMI -Signal ($\tau_{IR} - \tau_{LMI}$)

Das Ergebnis zeigt vier verschiedene Arten von Abtastfehlern:

- einen konstanten Term, der eine äquidistante Verschiebung aller Abtastpunkte bewirkt. Dieser Term addiert eine zur Wellenzahl lineare Phase (s. Gleichung (2.12)) zum Phasenspektrum. Durch eine lineare Phasenkorrektur entsprechend Gleichung (2.13) wird der Einfluß dieses Fehlers auf das Spektrum beseitigt.
- einen linear mit der Zeit zunehmenden Term, der nur dann von Null verschieden ist, wenn der IR- und der Referenz-Laser-Strahl nicht parallel zueinander justiert sind. Die mittleren Geschwindigkeiten werden dadurch unterschiedlich groß und im gemessenen Spektrum ergibt sich eine Dehnung der Wellenzahlachse [Chamberlain, 1979; Griffiths und de Haseth, 1986, S. 37f]. Nach einer Korrektur der Wellenzahlachse ist dieser Fehler beseitigt.
- einen modulierten Term, dessen Störampplitude proportional zur elektrischen Laufzeitdifferenz von LMI- und IR-Signal und der Amplitude der IR-Geschwindigkeitsschwankung ist. Dies ist der klassische Term harmonischer Abtastfehler [Zachor, 1977]. Diese Störung wird von nun an als harmonischer Abtastfehler 1. Art bezeichnet.

- einen weiteren modulierten Term, der nur dann von null verschieden ist, wenn die Störamplituden des optischen Gangunterschieds bzw. der Geschwindigkeitsschwankungen von IR- und LMI-Signal unterschiedlich sind. Dieser Term wurde bei bisherigen Experimenten als vernachlässigbar klein angenommen, welches sich jedoch für das Interferometer des MIPAS-STR als nicht richtig erwiesen hat (s. Kapitel 7.3). Dieser Term wird von nun an als harmonischer Abtastfehler 2. Art bezeichnet. Zu beachten ist, daß beide harmonischen Abtastfehler um $\pi/2$ gegeneinander phasenverschoben sind.

Im weiteren werden die ersten zwei genannten Terme nicht mehr berücksichtigt, da diese das Spektrum nicht wesentlich verändern.

Von harmonischen Abtastfehlern zu Geisterlinien

Die Auswirkungen der harmonischen Abtastfehler 1. und 2. Art auf das gemessene Spektrum werden anhand einer monochromatischen Strahlungsquelle gezeigt. Das ungestörte Interferogramm einer monochromatischen Spektrallinie der Wellenzahl σ_{IR} lautet entsprechend Gleichung (2.5):

$$I(x) = \cos(2\pi\sigma_{\text{IR}} x) \quad (4.4)$$

Unter Berücksichtigung der harmonischen Abtastfehler aus Gleichung (4.3) verändert sich das Interferogramm zu:

$$\begin{aligned} I(x(t) - \Delta x(t)) &= \cos(2\pi\sigma_{\text{IR}} (x(t) - \Delta x(t))) \\ &= \cos \left[2\pi\sigma_{\text{IR}} \left(v_0 t - v_{\text{PM,IR}} \Delta t \sin(2\pi f_{\text{PM}} t + \varphi_{\text{PM}}) + \frac{v_{\text{PM,IR}} - v_{\text{PM,LMI}}}{2\pi f_{\text{PM}}} \cos(2\pi f_{\text{PM}} t + \varphi_{\text{PM}}) \right) \right] \end{aligned} \quad (4.5)$$

Das Interferogramm aus Gleichung (4.5) ist durch die harmonischen Abtastfehler phasenmoduliert. Die Phasenmodulation (PM) besteht aus den zwei Termen der harmonischen Abtastfehler und wird entsprechend in Phasenmodulation 1. und 2. Art unterteilt.

Zur Vorbereitung der FT führen trigonometrische Umformungen von Gleichung (4.5) zu:

$$I(x(t) - \Delta x(t)) = \cos \left[\pi\sigma_{\text{IR}} v_0 t - a \sin(2\pi f_{\text{PM}} t) + \pi\sigma_{\text{IR}} v_0 t - b \cos(2\pi f_{\text{PM}} t) \right] \quad (4.6)$$

$$\text{Mit} \quad a = 2\pi\sigma_{\text{IR}} v_{\text{PM,IR}} \Delta t \cos(\varphi_{\text{PM}}) + \frac{\sigma_{\text{IR}} (v_{\text{PM,IR}} - v_{\text{PM,LMI}})}{f_{\text{PM}}} \sin(\varphi_{\text{PM}}) \quad (4.6a)$$

$$b = 2\pi\sigma_{\text{IR}} v_{\text{PM,IR}} \Delta t \sin(\varphi_{\text{PM}}) - \frac{\sigma_{\text{IR}} (v_{\text{PM,IR}} - v_{\text{PM,LMI}})}{f_{\text{PM}}} \cos(\varphi_{\text{PM}}) \quad (4.6b)$$

In einem letzten Schritt wird das Additionstheorem trigonometrischer Funktionen für die Summe von Argumentwerten angewandt und die äquidistante Zeitachse in eine äquidistante Ortsachse umgeformt.

$$\begin{aligned} I(x - \Delta x) &= \cos \left(\pi\sigma_{\text{IR}} x - a \sin \left(2\pi \frac{f_{\text{PM}}}{v_0} x \right) \right) \cos \left(\pi\sigma_{\text{IR}} x - b \cos \left(2\pi \frac{f_{\text{PM}}}{v_0} x \right) \right) \\ &\quad - \sin \left(\pi\sigma_{\text{IR}} x - a \sin \left(2\pi \frac{f_{\text{PM}}}{v_0} x \right) \right) \sin \left(\pi\sigma_{\text{IR}} x - b \cos \left(2\pi \frac{f_{\text{PM}}}{v_0} x \right) \right) \end{aligned} \quad (4.7)$$

Mit den Fouriertransformierten aus [Champeney, 1973, S. 36f] ergibt sich:

$$\begin{aligned}
S_{PM}(\sigma) &= \int_{-\infty}^{\infty} I(x - \Delta x) e^{-i\sigma x} dx \\
&= \left\{ \pi \sum_{n=-\infty}^{\infty} (-1)^n J_n(a) \left[\delta \left\{ 2\pi \left(\sigma - \frac{1}{2} \sigma_{IR} - n \frac{f_{PM}}{v_0} \right) \right\} + \delta \left\{ 2\pi \left(\sigma + \frac{1}{2} \sigma_{IR} + n \frac{f_{PM}}{v_0} \right) \right\} \right] \right. \\
&\quad \otimes \pi \sum_{m=-\infty}^{\infty} (-1)^m J_m(b) \left[i^m \delta \left\{ 2\pi \left(\sigma - \frac{1}{2} \sigma_{IR} - m \frac{f_{PM}}{v_0} \right) \right\} + (-i)^m \delta \left\{ 2\pi \left(\sigma + \frac{1}{2} \sigma_{IR} + m \frac{f_{PM}}{v_0} \right) \right\} \right] \left. \right\} \\
&+ \left\{ \pi \sum_{j=-\infty}^{\infty} (-1)^j J_j(a) \left[-\delta \left\{ 2\pi \left(\sigma - \frac{1}{2} \sigma_{IR} - j \frac{f_{PM}}{v_0} \right) \right\} + \delta \left\{ 2\pi \left(\sigma + \frac{1}{2} \sigma_{IR} + j \frac{f_{PM}}{v_0} \right) \right\} \right] \right. \\
&\quad \otimes \pi \sum_{h=-\infty}^{\infty} (-1)^h J_h(b) \left[-(i)^h \delta \left\{ 2\pi \left(\sigma - \frac{1}{2} \sigma_{IR} - h \frac{f_{PM}}{v_0} \right) \right\} + (-i)^h \delta \left\{ 2\pi \left(\sigma + \frac{1}{2} \sigma_{IR} + h \frac{f_{PM}}{v_0} \right) \right\} \right] \left. \right\}
\end{aligned} \tag{4.8}$$

mit $J_n(x)$: Besselfunktion 1. Art und n-ter Ordnung
 \otimes : Faltung

Eigenschaften der Geisterlinien

In Gleichung (4.8) sind bereits wesentliche Eigenschaften des Spektrums eines phasenmodulierten Interferogramms zu erkennen:

- Durch die Phasenmodulation entstehen im Real- und Imaginärteil des Spektrums unendlich viele neue Linien im Abstand von Vielfachen von f_{PM}/v_0 zur Originallinie.
- Der Abstand dieser Geisterlinien von der Originallinie wird nur durch die Störfrequenz f_{PM} und die mittlere Geschwindigkeit v_0 bestimmt.
- Die Amplitude dieser Geisterlinien hängt vom Produkt zweier Besselfunktionen 1. Art ab und wird folglich mit höherer Ordnung, d.h. größerem Vielfachen von f_{PM}/v_0 , immer kleiner (für $J_1 > J_2$ (s. Abb. 4.1)).

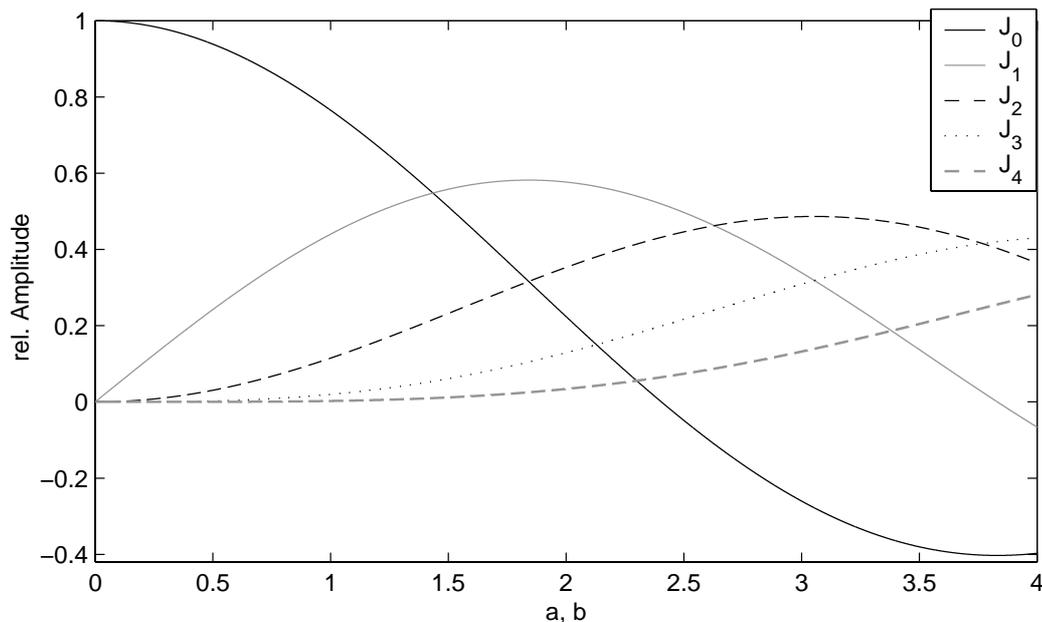


Abb. 4.1 Besselfunktionen 0., 1., 2., 3. und 4. Ordnung. In der Regel sind die Parameter a und b für PM 1. Art auch bei sehr großen Geschwindigkeitsschwankungen kleiner als 1.

Um weitere Eigenschaften von Gleichung (4.8) zu erkennen, ist es hilfreich, nur die Nebenlinien 1. Ordnung (d.h. Besselfunktionen 0. und ± 1 . Ordnung) und positive Wellenzahlen zu betrachten. Mit $J_{-n}(x) = J_n(-x) = (-1)^n J_n(x)$ und $\delta(x - C_1) \otimes \delta(x - C_2) = \delta(x - C_1 - C_2)$ folgt nach einigen Umformungen:

$$S_{PM}^{0,\pm 1}(\sigma) = \frac{1}{2} \{ J_0(b) J_0(a) \delta(\sigma - \sigma_{IR}) \} - \frac{1}{2} \left\{ J_0(b) J_1(a) \left[\delta\left(\sigma - \sigma_{IR} - \frac{f_{PM}}{v_0}\right) - \delta\left(\sigma - \sigma_{IR} + \frac{f_{PM}}{v_0}\right) \right] \right\} - \frac{i}{2} \left\{ J_0(a) J_1(b) \left[\delta\left(\sigma - \sigma_{IR} - \frac{f_{PM}}{v_0}\right) + \delta\left(\sigma - \sigma_{IR} + \frac{f_{PM}}{v_0}\right) \right] \right\} \quad (4.9)$$

mit a, b nach Gleichung (4.6a) und (4.6b)

Gleichung (4.9) zeigt folgendes:

- Die Geisterlinien 1. Ordnung sind im Realteil antisymmetrisch und im Imaginärteil symmetrisch.
- Die Amplitude der Originallinie wird durch die Phasenmodulation verkleinert.
- Die Parameter a und b bestimmen die Amplitude der Geisterlinien und die Reduktion der Originallinie (s. Abb. 4.1). Sie bestehen aus zwei Anteilen, wobei der erste Teil aus der Phasenmodulation 1. Art resultiert und der zweite Teil von der Phasenmodulation 2. Art stammt.

Eine genaue Betrachtung von a und b liefert:

- Die Amplitude der Geisterlinien wird mit der Wellenzahl größer. Dies gilt für beide Anteile.
- Der Anteil aus der PM 1. Art wird genau dann null, wenn die Geschwindigkeitsschwankung $v_{PM,IR}$ oder die elektrische Laufzeitdifferenz Δt null ist.
- Der Anteil aus der PM 2. Art ist dann null, wenn die Geschwindigkeitsschwankungen von LMI- und IR-Signal exakt gleich sind.

Die letzten beiden Punkte treffen auch auf den Abtastfehler Δx in Gleichung (4.3) zu. Dies zeigt den direkten Zusammenhang zwischen den harmonischen Abtastfehlern im Interferogramm und den Geisterlinien im Spektrum. Außerdem wird deutlich, worauf es ankommt, wenn Geschwindigkeitsschwankungen nicht vollständig vermieden werden können und trotzdem die Geisterlinien so klein wie möglich sein sollen. Im Fall der PM 1. Art reduziert sich das Problem auf die Minimierung der elektrischen Laufzeitdifferenz Δt .

Graphische Darstellung der Geisterlinien

Der Einfluß verschiedener Phasenlagen des Störsignals bei ZPD auf das resultierende Spektrum wird anhand von Abb. 4.2 (Realteil) und Abb. 4.3 (Imaginärteil) dargestellt. Die Abbildungen wurden für eine Phasenmodulation 1. Art mit den Parametern aus Tab. 4.1 berechnet.

mittlere Pendelgeschwindigkeit v_0	3.0 cm/s
Störamplitude v_{PM} der PM bezogen auf v_0	60 %
Störfrequenz f_{PM} der PM	120 Hz
elektrische Laufzeitdifferenz Δt	100 μ s
Wellenzahl der Originallinie	875 cm^{-1}
Amplitude der Originallinie (normiert)	1

Tab. 4.1 Parameter für die Simulation der Phasenmodulation 1. Art mit GHOST_SIM in Abb. 4.2 und Abb. 4.3.

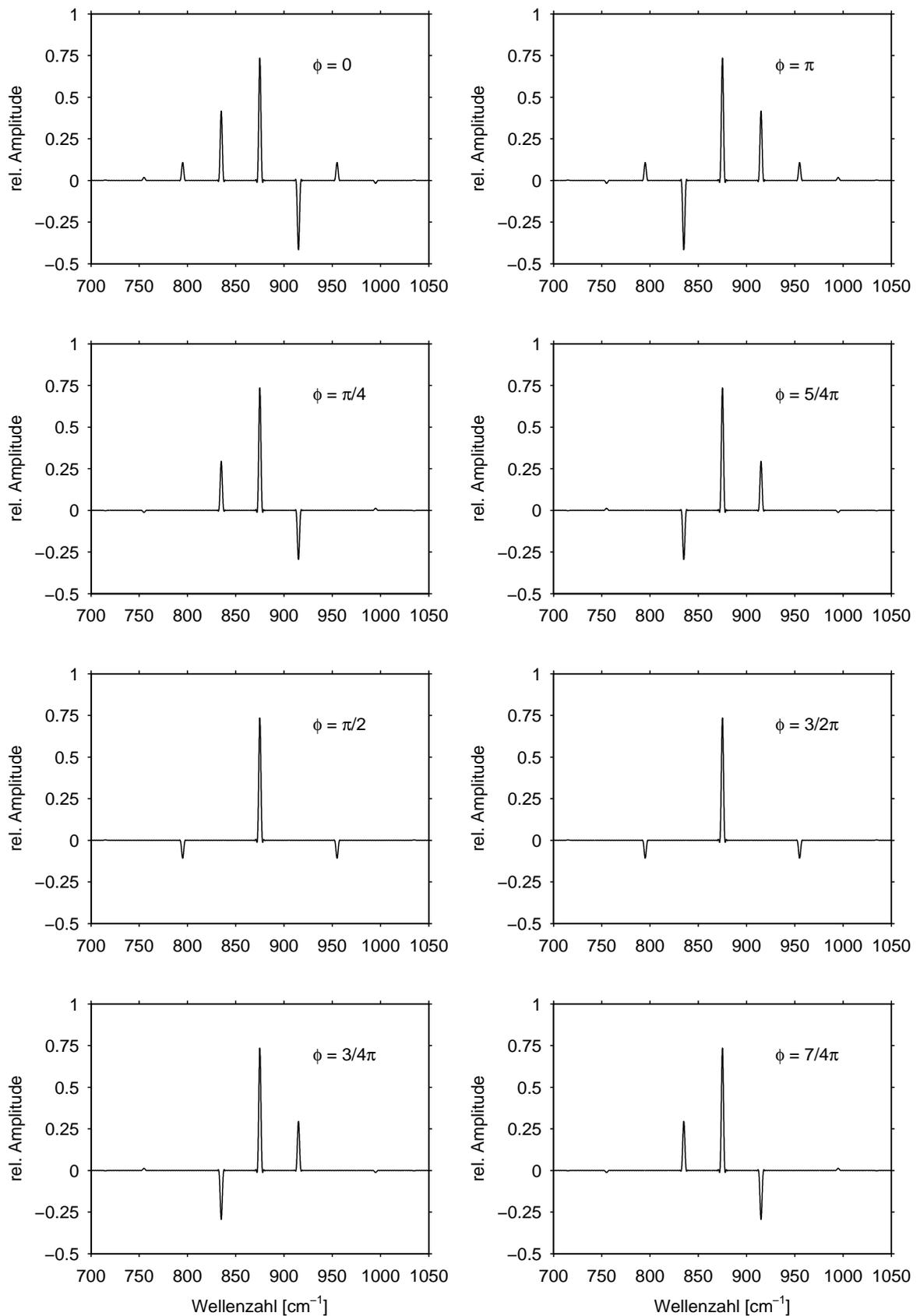


Abb. 4.2 Realteil des Spektrums eines phasenmodulierten Interferogramms (PM 1. Art) für unterschiedliche Störphasen. Es sind Geisterlinien bis zur 3. Ordnung zu erkennen. Die für die Simulation verwendeten Parameter sind in Tab. 4.1 zusammengestellt.

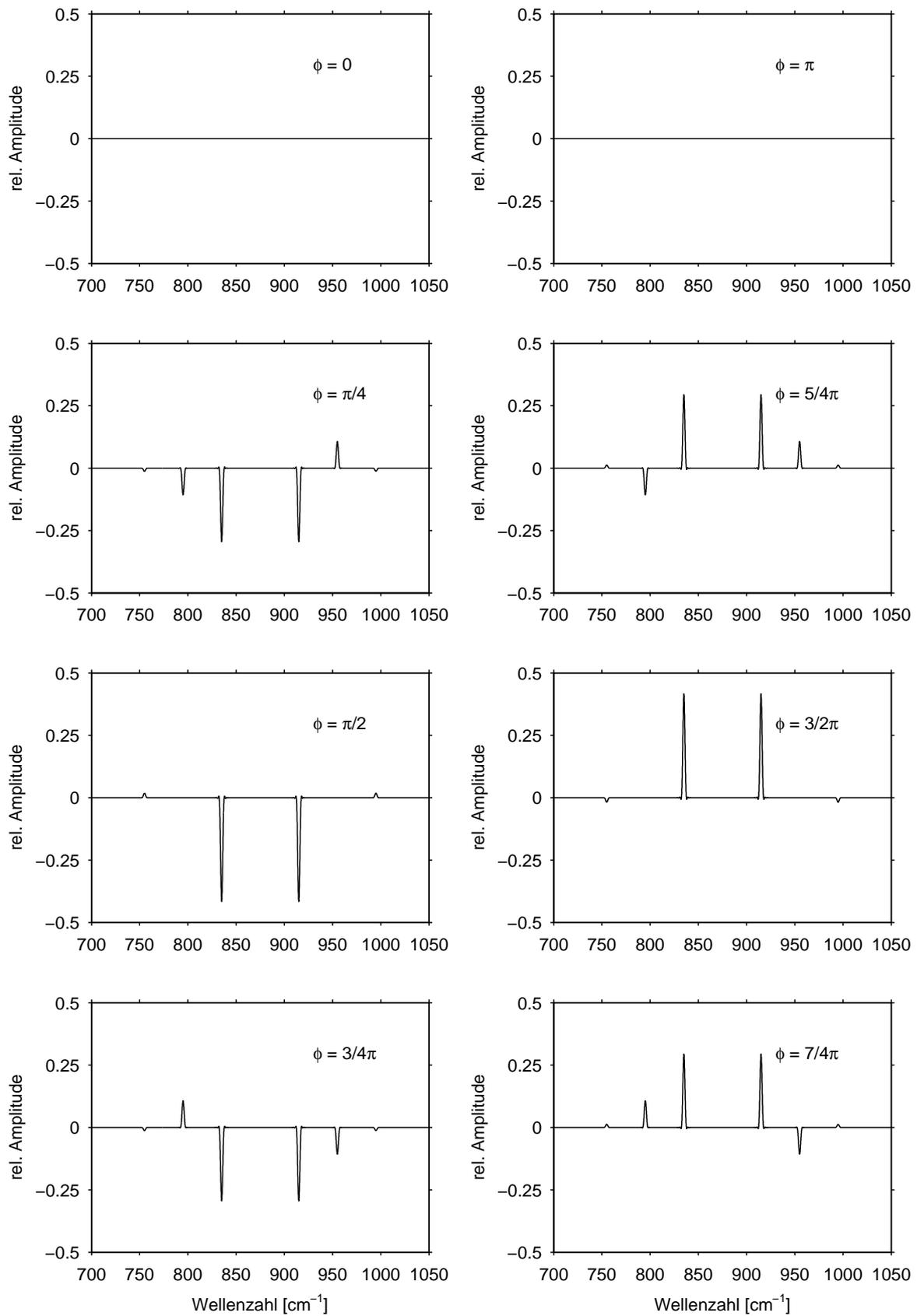


Abb. 4.3 Imaginärteile der Spektren aus Abb. 4.2.

Die Ergebnisse der Simulation für die PM 1. Art zeigen, daß die gestörte Originallinie unabhängig von der Phase der Störung den reduzierten Wert 0.75 hat. Es sind Geisterlinien bis zur 3. Ordnung zu erkennen. Die Symmetrie der Geisterlinien wechselt von einer Ordnung zur nächsten. Im Realteil sind die Geisterlinien 1. Ordnung antisymmetrisch, die 2. Ordnung symmetrisch usw. Im Imaginärteil ist es genau umgekehrt. Dieses Symmetrieverhalten ist das wesentliche Erkennungsmerkmal von Geisterlinien, die aus einem phasenmodulierten Signal hervorgehen. Die Amplitude der Geisterlinien ändert sich mit der Phasenlage der Störung für jede Ordnung unterschiedlich: die Geisterlinien 1. Ordnung sind 2π zyklisch, die 2. Ordnung π zyklisch. Wichtig ist noch zu bemerken, daß im Betragsspektrum eines rein phasenmodulierten Signals die Geisterlinien, die zur selben Ordnung gehören, unabhängig von der Störphase gleich groß sind.

Die Phasenmodulation 2. Art bewirkt im Vergleich zur 1. Art eine Phasenverschiebung um $-\pi/2$. Dies resultiert aus der Phasendifferenz der beiden Modulationsterme in den Gleichungen (4.6a) und (4.6b). Dadurch ergibt sich z. B. für $\varphi = 0$ das gleiche Spektrum wie in Abb. 4.2 und Abb. 4.3 für $\varphi = 3/2\pi$. Wenn beide Arten der Phasenmodulation gleichzeitig aktiv sind, ergibt sich für $\varphi = 0$ ein Spektrum, das in bezug auf die Phasenlage zwischen den beiden Bildern der Einzelbetrachtungen liegt. Je nachdem welche Art der Phasenmodulation dominiert, wird das Spektrum für $\varphi = 0$ mehr der PM 1. Art oder mehr der PM 2. Art entsprechen.

Auswirkungen einer Kombination von PM 1. und 2. Art auf die Magnituden der Geisterlinien 1. Ordnung

In Abb. 4.4 ist an einem Beispiel dargestellt, wie sich der Betrag der Geisteramplituden, die aus beiden PM-Arten resultieren, aus den Beträgen der Geisteramplituden der einzelnen PM-Arten zusammensetzt. Die Magnituden der Geisterlinien, die sich aus der PM 2. Art ergeben, sind unabhängig von der elektrischen Laufzeitdifferenz und haben deshalb in Abb. 4.4 eine konstante Magnitude. Die Magnituden der Geisterlinien, die durch die PM 1. Art erzeugt werden, wachsen mit der elektrischen Laufzeitdifferenz.

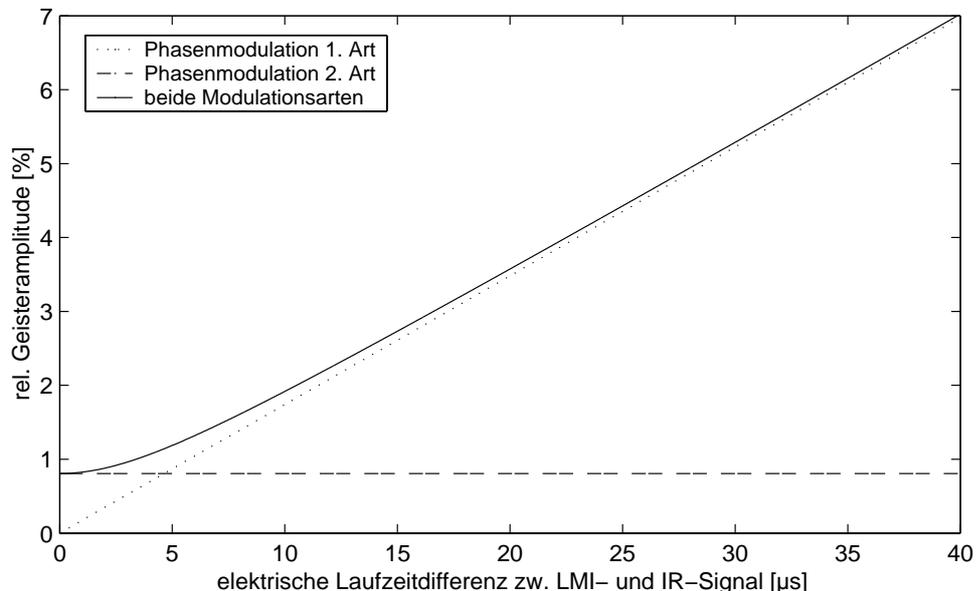


Abb. 4.4 Betrag der relativen Amplitude der Geisterlinien 1. Ordnung in Abhängigkeit von der el. Laufzeitdifferenz. Die Berechnung wurde für eine Spektrallinie bei 875 cm^{-1} mit $v_0 = 3.0\text{ cm/s}$, $v_{PM} = 20\% v_0$, $f_{PM} = 120\text{ Hz}$ und einer relativen Differenz der Geschwindigkeitsschwankungen zwischen LMI- und IR-Strahl von 0.07% bezogen auf v_0 durchgeführt.

In Abb. 4.4 zeigt sich die Auswirkung der Kombination beider Modulationsarten: bei großer Laufzeitdifferenz dominiert die PM 1. Art, bei kleiner die PM 2. Art. Die Abbildung zeigt, daß auch bei optimaler Laufzeitkorrektur Geisterlinien auftreten können (s. Kapitel 7.3.4).

Auswirkungen der Phasenmodulation auf Kontinuumspektren

Nach dieser Betrachtung der Auswirkungen einer Phasenmodulation auf eine monochromatische Spektrallinie ist die Grundlage geschaffen, um die Effekte einer Phasenmodulation bei einem Kontinuumspektrum zu verstehen. Die Phasenmodulation 2. Art ist dabei aus Gründen der Übersichtlichkeit auf null gesetzt. Als Kontinuumspektrum wird ein Rechteck verwendet, das aus der FT einer stark apodisierten Sinc-Funktion berechnet wurde. Das gestörte Kontinuumspektrum ergibt sich aus der FT der phasenmodulierten Sinc-Funktion. In Abb. 4.5 sind die Realteile des ungestörten und für zwei verschiedene Störphasen des gestörten Spektrums dargestellt. Die Störparameter entsprechen denen aus Tab. 4.1 mit dem einzigen Unterschied, daß die relative Störampplitude 30% beträgt. Die Imaginärteile sind bei den gewählten Störphasen null.

Das „Rechteckspektrum“ kann man sich aus vielen monochromatischen Spektrallinien zusammengesetzt vorstellen, die sehr dicht beieinander liegen. Mit dieser Vorstellung ist es möglich, das gestörte Spektrum aus Abb. 4.5 mit Hilfe der Spektren aus Abb. 4.2 zu verstehen. Zuerst sollen nur die Geisterlinien 1. Ordnung mit der Störphase null betrachtet werden. Jede Spektrallinie aus den Bereichen I-V erzeugt in diesem Fall eine Geisterlinie mit positiver Amplitude bei kleineren Wellenzahlen und eine Geisterlinie mit negativer Amplitude bei größeren Wellenzahlen. Der Abstand der Geisterlinien von der Originallinie beträgt 40 cm^{-1} und genau so breit sind die Bereiche I, II, IV und V.

Die Spektrallinien aus dem Bereich I erzeugen positive Geisterlinien außerhalb des „Rechteckspektrums“ im Bereich B, die deutlich zu sehen sind (gestrichelte Kurve). Die dazugehörigen negativen Geisterlinien bei größeren Wellenzahlen fallen in Bereich II und sind nicht mit der gleichen Amplitude zu erkennen. Dies liegt daran, daß sie von positiven Geisterlinien der Spektrallinien im Bereich III fast vollständig ausgelöscht werden. Ein

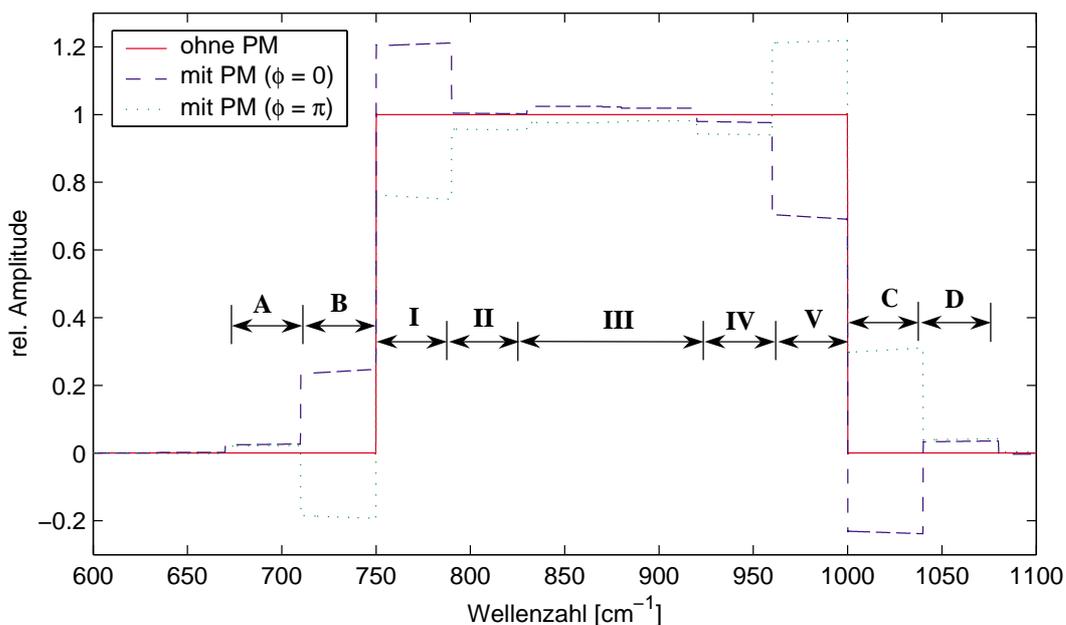


Abb. 4.5 Realteile von zwei durch PM gestörten Kontinuumspektren und dem ungestörten Spektrum. Die gestörten Spektren wurden durch Geschwindigkeitsschwankungen von 30% von 3.0 cm s^{-1} mit einer Störfrequenz von 120 Hz, einer elektrischen Laufzeitdifferenz von $100 \mu\text{s}$ und den Störphasen 0 und π erzeugt.

kleiner positiver Restbeitrag bleibt, da die Geisterlinien von Spektrallinien mit größerer Wellenzahl eine etwas größere Amplitude haben (s. Gleichung (4.9)). Das gleiche gilt am rechten Rand des Spektrums, allerdings mit umgekehrtem Vorzeichen. Die größten Deformationen außerhalb des Originalspektrums (in den Bereichen B und C), die von Geisterlinien 1. Ordnung aus den Bereichen I und V herrühren, sind damit erklärt. Erklärt ist damit auch, warum die Geisterlinien 1. Ordnung nur eine untergeordnete Rolle im Bereich II, III und IV spielen, da die negativen Geisterlinien 1. Ordnung der Spektrallinien aus den Bereichen I, II und III durch positive Geisterlinien 1. Ordnung der jeweils 80 cm^{-1} entfernten Spektrallinien aus den Bereichen III, IV und V fast vollständig kompensiert werden. In die Bereiche I und V fallen Geisterlinien aus den Bereichen II und IV, die nicht ausgeglichen werden können. Deshalb sind die Randbereiche des Originalspektrums besonders stark verändert.

Ähnliche Überlegungen gelten für die Geisterlinien 2. Ordnung, die sich jedoch nicht kompensieren, sondern im Bereich III verdoppeln und sonst einfach wirken. Dies erklärt die Stufe zwischen Bereich III und den Bereichen II und IV und die Beiträge in den Bereichen A und D. Dieser additive Beitrag der Geisterlinien 2. Ordnung über alle Bereiche verursacht, daß die Verkleinerung der Amplitude des Originalspektrums durch die Phasenmodulation nicht beobachtet werden kann.

Beim zweiten gestörten Spektrum mit der Störphase π ist im Vergleich zum bisher diskutierten Spektrum in den Bereichen B, I, V und C zu erkennen, daß die Geisterlinien 1. Ordnung das Vorzeichen gewechselt haben. Die Geisterlinien 2. Ordnung haben sich nicht verändert (s. Bereich A und D). Wichtig ist noch zu bemerken, daß der Betrag der gestörten Kontinuumspektren für jede Störphase anders aussieht. Dies kann anhand von Abb. 4.5 verifiziert werden, da bei beiden Störphasen der Imaginärteil null ist und somit nur der Betrag des Realteils gebildet werden muß.

Zum Schluß dieses Abschnitts soll noch darauf hingewiesen werden, daß es möglich ist, phasenmodulierte Interferogramme nachträglich zu korrigieren. Voraussetzung für eine gute Korrektur ist die Kenntnis der Störparameter oder ein Kriterium, mit dessen Hilfe durch ein Minimierungsverfahren aus den gemessenen gestörten Interferogrammen die Störparameter extrahiert werden können. Mit den so erhaltenen Störparametern kann die gestörte Ortszuordnung rekonstruiert werden (s. Gleichung (4.3)). Das gestörte Interferogramm wird dann über der gestörten Ortsachse aufgetragen und anschließend mit einem geeigneten Interpolationsverfahren an äquidistanten Orten interpoliert. Das Spektrum des so korrigierten Interferogramms sollte dann keine oder zumindest in der Amplitude reduzierte Geisterlinien enthalten [Kimmig, 1995]. Alternativ dazu kann das gestörte Interferogramm auch mit der Ableitung eines quasi-ungestörten oder gemittelten Interferogramms, das bei der Beobachtung derselben Strahlungsquelle entstanden ist, korrigiert werden [Kimmig und Blom, 1997].

4.2. Amplitudenmodulation

In diesem Abschnitt werden die Quellen der Amplitudenmodulation (AM) und deren Auswirkungen auf das gemessene Spektrum dargelegt [s. auch *Delbouille und Roland, 1992; Learner et al., 1996*]. Wie im vorangegangenen Abschnitt wird dazu zuerst eine monochromatische Spektrallinie und später ein Kontinuumstrahler betrachtet. Außerdem wird für den Fall, daß der Gleichlichtanteil ebenfalls moduliert wird, eine elegante Methode vorgestellt, wie die Amplitudenmodulation korrigiert werden kann [Delbouille, 1997].

Eine Amplitudenmodulation kann auf zwei prinzipiell verschiedene Arten auftreten. Die 1. Art verursacht eine Amplitudenmodulation, die sich auf das gesamte Signal auswirkt, auf den Wechsellichtanteil (AC) und den Gleichlichtanteil (DC). Dazu gehören Intensitätsschwankungen der beobachteten Quelle, Schwankungen der Sichtlinie oder Schwingungen der Spiegel und Blenden im Spektrometer, die dazu führen, daß der Detektor variierende

Strahlungsintensitäten mißt. Alle Effekte, die dazu führen, daß die Variation des DC und die Variation des AC einander proportional sind, gehören zur AM der 1. Art. Es muß jedoch beachtet werden, daß in den meisten Fällen ein Teil des DC, z.B. aus der Eigenstrahlung des Spektrometers, unmoduliert bleibt. Dieser Anteil ist in den folgenden Betrachtungen nicht berücksichtigt.

Die Amplitudenmodulation der 2. Art moduliert ausschließlich den Wechsellichtanteil und tritt nur in Kombination mit einer Phasenmodulation auf. Die Ursache für die AM der 2. Art sind Amplitudengänge von analogen oder digitalen Filtern, die über der Frequenz aufgetragen nicht konstant sind [Brault, 1996]. Die AM der 2. Art wird in Kombination mit der Phasenmodulation in Kapitel 4.5.1 betrachtet (Kombination A).

Herleitung der Geisterlinien und ihrer Eigenschaften

Es wird wieder das Interferogramm einer monochromatischen Spektrallinie aus Gleichung (4.4) betrachtet. Das Interferogramm wird um den Gleichlichtanteil I_0 und eine zeitabhängige Amplitude $A(t)$ erweitert:

$$I(x(t), t) = A(t) [\cos(2\pi\sigma_{IR} x) + I_0] \quad (4.10)$$

Der einfachste Fall ist eine harmonische Amplitudenmodulation:

$$A(t) = A_0 + A_{AM} \sin(2\pi f_{AM} t + \varphi_{AM}) \quad (4.11)$$

mit A_0 : mittlere Amplitude
 A_{AM} : Störampplitude der AM
 f_{AM} : Frequenz der AM
 φ_{AM} : Phase der AM bei ZPD

Die äquidistante Zeitachse wird wieder in eine äquidistante Ortsachse umgeformt und das Interferogramm mit der modulierten Amplitude multipliziert:

$$\begin{aligned} I_{AM}(x) &= (A_0 + A_{AM} \sin(2\pi \frac{f_{AM}}{v_0} x + \varphi_{AM})) \cdot [\cos(2\pi\sigma_{IR} x) + I_0] \\ &= A_0 \cos(2\pi\sigma_{IR} x) + A_{AM} \sin(2\pi \frac{f_{AM}}{v_0} x + \varphi_{AM}) \cdot \cos(2\pi\sigma_{IR} x) \\ &\quad + A_0 I_0 + A_{AM} I_0 \sin(2\pi \frac{f_{AM}}{v_0} x + \varphi_{AM}) \end{aligned} \quad (4.12)$$

Diese Gleichung kann nach der Durchführung einer trigonometrischen Umformung direkt fouriertransformiert werden. Nach der Berechnung des Faltungsprodukts ergibt sich das gestörte Spektrum $S_{AM}(\sigma)$ für positive Wellenzahlen in der folgenden Form:

$$\begin{aligned} S_{AM}(\sigma) &= \frac{A_0}{2} \delta(\sigma - \sigma_{IR}) \\ &\quad + \frac{A_{AM}}{4} \sin \varphi_{AM} \left[\delta(\sigma - \sigma_{IR} - \frac{f_{AM}}{v_0}) + \delta(\sigma - \sigma_{IR} + \frac{f_{AM}}{v_0}) \right] \\ &\quad - i \frac{A_{AM}}{4} \cos \varphi_{AM} \left[\delta(\sigma - \sigma_{IR} - \frac{f_{AM}}{v_0}) - \delta(\sigma - \sigma_{IR} + \frac{f_{AM}}{v_0}) \right] \\ &\quad + A_0 I_0 \delta(\sigma) + \frac{A_{AM}}{2} I_0 \sin \varphi_{AM} \cdot \delta(\sigma - \frac{f_{AM}}{v_0}) - i \frac{A_{AM}}{2} I_0 \cos \varphi_{AM} \cdot \delta(\sigma - \frac{f_{AM}}{v_0}) \end{aligned} \quad (4.13)$$

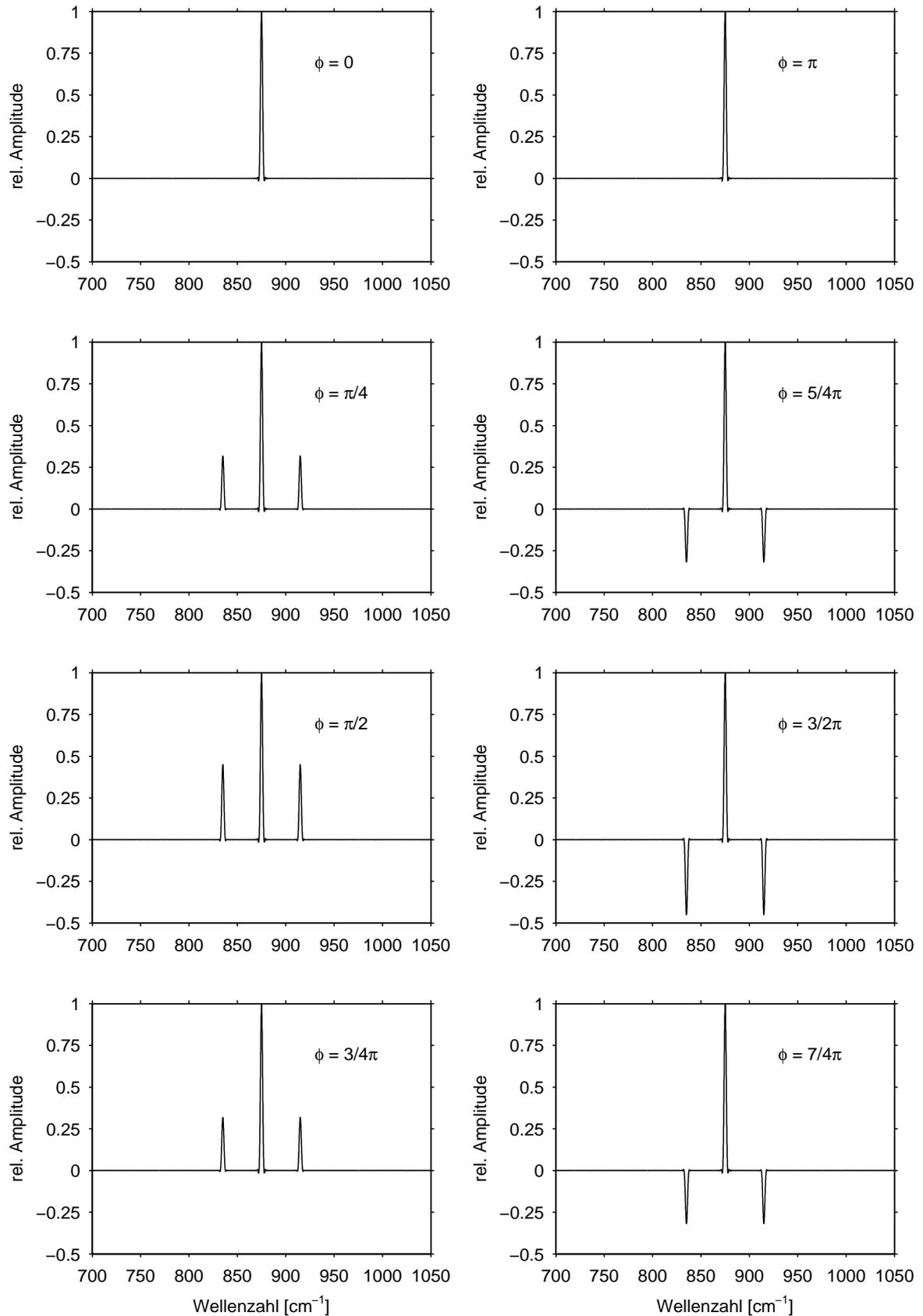


Abb. 4.6 Realteil des Spektrum eines amplitudenmodulierten Signals für unterschiedlichen Störphasen. Die für die Simulation verwendeten Parameter sind: $f_{AM} = 120$ Hz, $A_{AM} = 0.9 A_0$. Die Stör-Amplitude wurde aus Darstellungsgründen wesentlich größer gewählt als sie bei den Messungen in Kapitel 7 auftritt. Die Originallinie befindet sich bei 875 cm⁻¹.

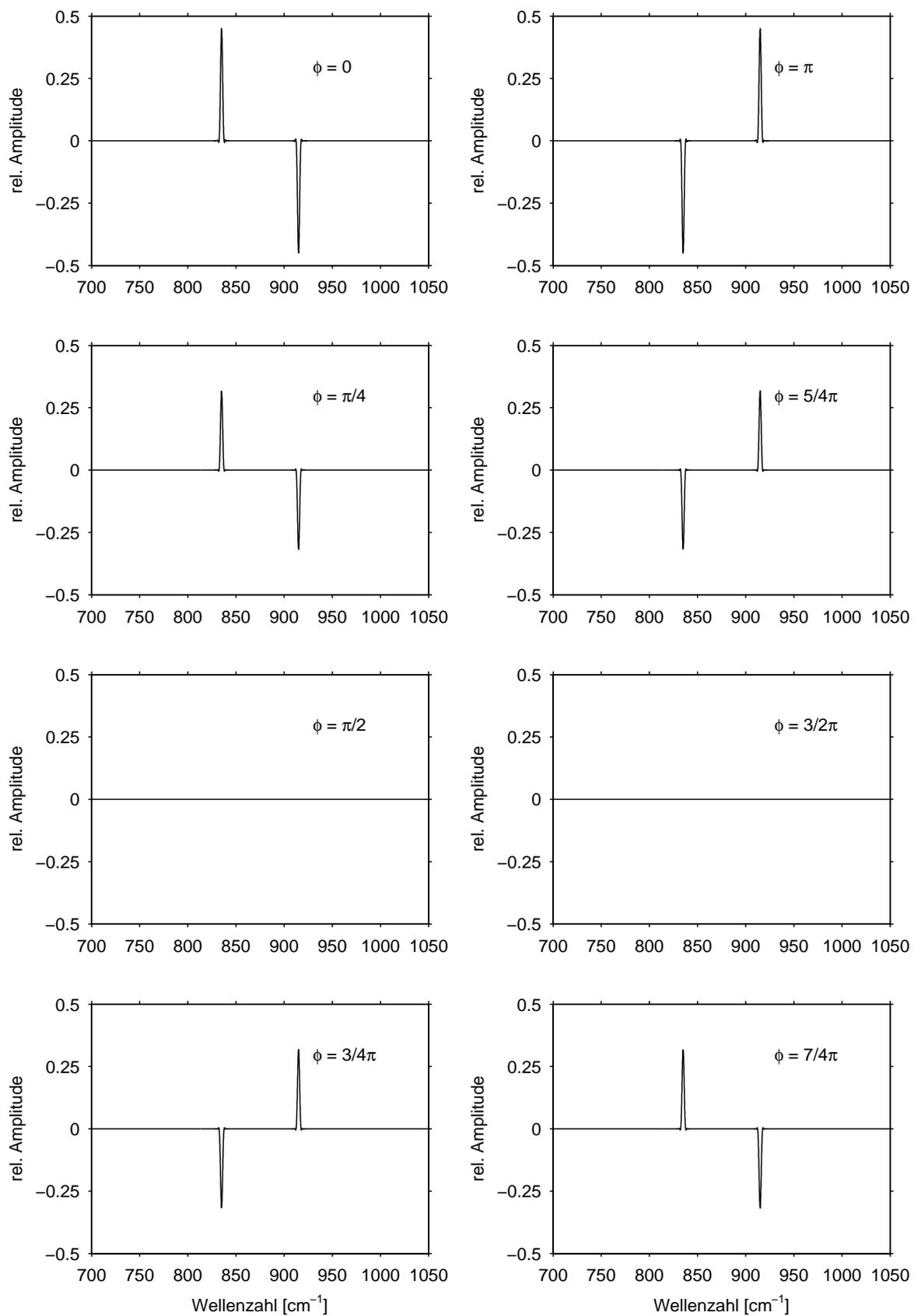


Abb. 4.7 Imaginärteile der Spektren aus Abb. 4.6.

Die sechs Terme in Gleichung (4.13) lassen sich in zwei Gruppen einteilen:

- Die ersten drei Terme beschreiben die unveränderte Originallinie bei σ_{IR} und zwei neue Linien im Abstand f_{AM}/v_0 zur Originallinie in Real- und Imaginärteil.
- Die letzten drei Terme sind die unveränderte Spektrallinie des Gleichlichtanteils I_0 bei der Wellenzahl null und eine weitere Linie ebenfalls im Abstand f_{AM}/v_0 zur Spektrallinie des Gleichlichtanteils in Real- und Imaginärteil. Die zweite neue Linie, die zur Spektrallinie des Gleichlichtanteils hinzukommt, liegt im Abstand f_{AM}/v_0 bei negativen Wellenzahlen und existiert deshalb in Gleichung (4.13) nicht.

Die Auswirkungen der Amplitudenmodulation ist für jede Linie im ungestörten Spektrum identisch (keine Wellenzahlabhängigkeit!). Folgende weitere Eigenschaften des gestörten Spektrums lassen sich aus Gleichung (4.13) erkennen:

- Die zwei Geisterlinien sind im Realteil symmetrisch und im Imaginärteil antisymmetrisch, verhalten sich also genau umgekehrt wie die Geisterlinien der PM.
- Die Amplitude dieser Geisterlinien hängt nur von der Störampitude der AM und deren Phasenlage bei ZPD ab.

Die Auswirkungen verschiedener Phasenlagen des Störsignals auf das resultierende Spektrum sind für den Realteil in Abb. 4.6 und für den Imaginärteil in Abb. 4.7 dargestellt. Der dargestellte Spektralbereich, die Wellenzahl der Originallinie und die Störfrequenz sind mit den Bildern aus Abschnitt 4.1 identisch. Auch bei der reinen Amplitudenmodulation sind im Betragsspektrum beide Geisterlinien unabhängig von der Störphase gleich groß.

Auswirkungen der Amplitudenmodulation auf Kontinuumspektren

Es wird das gleiche Originalspektrum wie bei der Phasenmodulation verwendet und mit derselben Frequenz gestört. In Abb. 4.8 sind die Realteile des ungestörten Spektrums und von zwei mit unterschiedlichen Phasen gestörten Spektren dargestellt. Die Einteilung in verschiedene Bereiche wurde direkt aus Abb. 4.5 übernommen. Die Imaginärteile der dargestellten Spektren sind null.

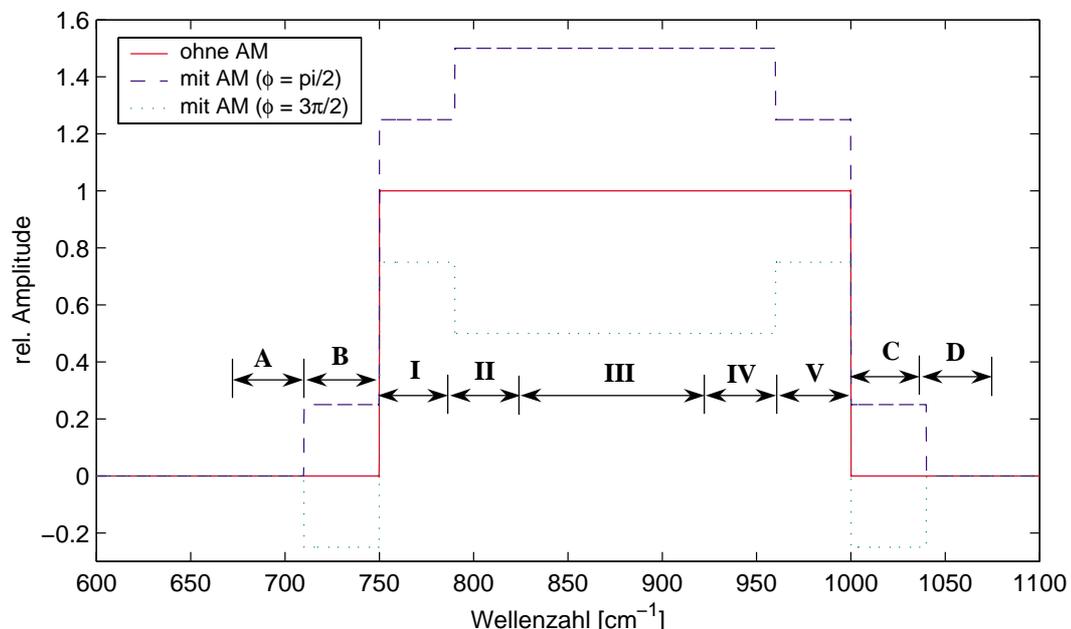


Abb. 4.8 Realteile von zwei durch AM gestörten Kontinuumspektren und einem ungestörten Spektrum. Die gestörten Spektren wurden durch eine Amplitudenmodulation von 50% mit einer Störfrequenz von 120 Hz und den Störphasen $\pi/2$ und $3\pi/2$ erzeugt.

Im Vergleich mit der Betrachtung der gestörten Kontinuumspektren bei der Phasenmodulation ist die Untersuchung bei der Amplitudenmodulation wesentlich einfacher. Es gibt nur zwei Geisterlinien zu jeder monochromatischen Spektrallinie, und die Amplituden dieser Geisterlinien sind unabhängig von der Wellenzahl. Entsprechend der Diskussion bei der PM kann das Bild erklärt werden.

Methode zur Korrektur einer Amplitudenmodulation 1. Art

Zum Schluß dieses Abschnitts soll noch eine Methode vorgestellt werden, wie die Amplitudenmodulation 1. Art korrigiert werden kann, wenn AC und DC gemeinsam gemessen wurden [Delbouille, 1997]. Diese Korrektur hat jedoch zwei Einschränkungen:

- Alle Linien des Spektrums müssen mit der selben Störampplitude moduliert werden, z. B. durch Schwankungen in der Sonnenintensität bei Absorptionmessungen. Schwankungen der Sichtlinie bei Emissionsmessungen z.B. mit MIPAS erzeugen eine Modulationsamplitude, die vom Gradienten des jeweiligen Spurengases abhängt. Jedes Gas und entsprechend die dazugehörigen Spektrallinien erhalten somit eine andere Störampplitude. In diesem Fall kann nur eine mittlere Störampplitude korrigiert werden.
- Der unmodulierte Anteil des DC muß bestimmt und vor der Korrektur abgezogen werden.

Wenn eine Amplitudenmodulation 1. Art vorliegt, gibt es eine Geisterlinie, die zur Spektrallinie bei 0 cm^{-1} gehört (s. Abb. 4.9). Dies ist unter der Voraussetzung, daß keine niederfrequenten elektrischen Störungen im Spektrum sichtbar sind, der eindeutige Hinweis auf eine Amplitudenmodulation der 1. Art (s. Gleichung (4.13)).

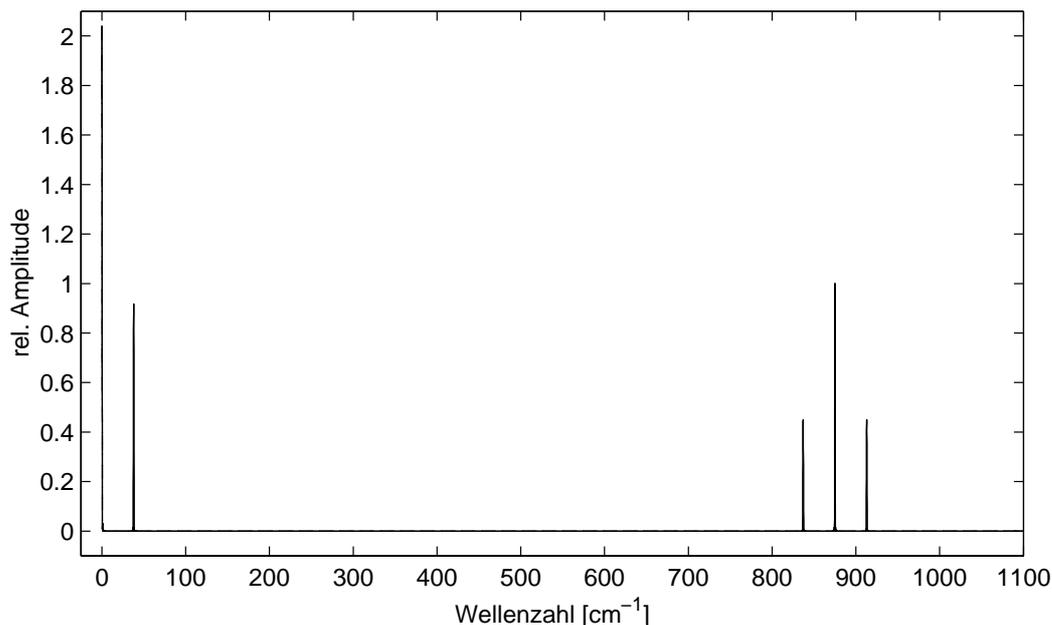


Abb. 4.9 Betragsspektrum eines amplitudenmodulierten monochromatischen Signals mit Gleichlichtanteil. Die Simulationsparameter entsprechen denen aus Abb. 4.6. Die Geisterlinie der DC-Komponente ist bei 40 cm^{-1} zu sehen.

In Gleichung (4.12) zeigte sich schon, daß die Amplitudenmodulation 1. Art auf die DC-Komponente genauso wirkt wie auf die Spektrallinie bei σ_{IR} . Wenn es möglich ist, das Spektrum in zwei Teile zu zerschneiden, ohne die Geisterlinien von ihren zugehörigen Originallinien zu trennen, dann kann die Amplitudenmodulation vollständig korrigiert werden. Dazu ist es nötig, das Originalspektrum und den niederfrequenten Teil des Spektrums fourierzutransformieren und die resultierenden Interferogramme $I_{\text{AM}}(x)$ und $I_{\text{AM,DC}}(x)$ durcheinander zu teilen. Das so erhaltene korrigierte Interferogramm $I_{\text{AM,kor}}(x)$ ist nicht mehr amplitudenmoduliert, und das Spektrum dieses Interferogramms enthält folglich keine Geisterlinien mehr. Gleichung (4.14) verdeutlicht diesen Sachverhalt:

$$I_{AM,kor}(x) = \frac{I_{AM}(x)}{I_{AM,DC}(x)} = \frac{A(x) [\cos(2\pi\sigma_{IR}x) + I_0]}{A(x) \cdot I_0} = \frac{1}{I_0} \cos(2\pi\sigma_{IR}x) + 1 \quad (4.14)$$

Durch die Division der beiden Interferogramme $I_{AM}(x)$ und $I_{AM,DC}(x)$ fällt die Amplitudenmodulation heraus. Für dieses Korrekturverfahren wurde das Programm „AM_COR“ entwickelt und Abb. 4.10 zeigt das Ergebnis der Korrektur für das Spektrum aus Abb. 4.9. Das korrigierte Interferogramm ist eine perfekte Kosinusfunktion, dessen Spektrum aus einer einzigen Spektrallinie besteht, deren Nebenlinien acht Größenordnungen kleiner sind. Diese Korrekturqualität wird nur erreicht, wenn beim Zerschneiden des Spektrums und Ersetzen des hochfrequenten Anteils durch Nullen kein noch so kleiner Sprung entsteht. Dies kann durch eine sehr gute Apodisation des gestörten Interferogramms vermieden werden. Sehr gute Ergebnisse wurden mit einer Modifikation der Norton-strong-Funktion [Norton und Beer, 1976] erreicht. Der konstante Anteil der Norton-strong-Funktion von 0.045 wurde dabei auf null gesetzt (s. Anhang A).

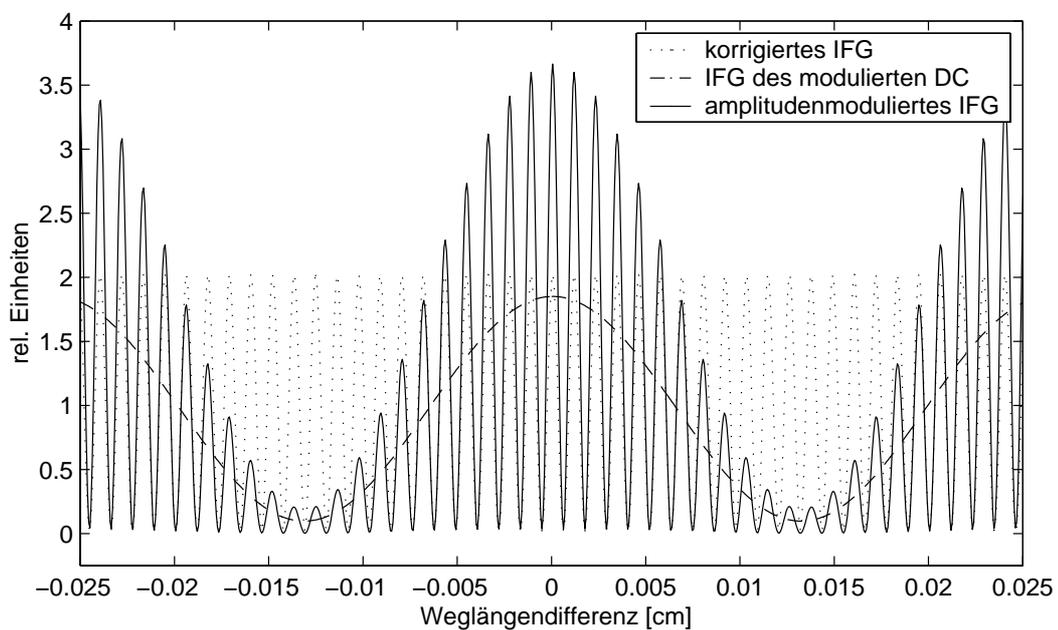


Abb. 4.10 Korrektur eines amplitudenmodulierten Interferogramms mit einem Gleichlichtanteil von 1. Die Störparameter entsprechen denen aus Abb. 4.9. Die FT des niederfrequenten Anteils des gestörten Spektrums aus Abb. 4.9 ergibt das Interferogramm des modulierten DC, und durch Division der beiden Interferogramme resultiert das korrigierte Interferogramm, das keine Amplitudenmodulation mehr aufweist.

4.3. Wellenzahlmodulation

Die Wellenzahlmodulation (WM) beschreibt den Effekt einer periodischen Änderung der emittierten Wellenzahl der Strahlungsquelle (z. B. bei einem durchstimmbaren Diodenlaser). Für die mathematische Herleitung der Auswirkungen der Wellenzahlmodulation auf das Spektrum wird eine monochromatische Quelle der Wellenzahl σ_{IR} und eine harmonische Störung derselben angenommen:

$$\sigma_{WM}(t) = \sigma_{IR} + \Delta\sigma \cos(2\pi f_{WM}t + \varphi_{WM}) \quad (4.15)$$

mit σ_{WM} : Momentanwellenzahl der WM
 $\Delta\sigma$: Amplitude der WM
 f_{WM} : Frequenz der WM
 φ_{WM} : Phase der WM bei ZPD

Wenn diese Störung in Gleichung (4.4) eingesetzt wird und der maximale optische Gangunterschied L , der für diese Modulationsart wichtig ist, durch die Rechteckfunktion $\text{RECT}(x/2L)$ berücksichtigt wird, folgt daraus:

$$\begin{aligned} I_{\text{WM}}(x, t) &= \cos(2\pi\sigma_{\text{WM}}(t)x) \cdot \text{RECT}\left(\frac{x}{2L}\right) \\ &= \cos(2\pi\sigma_{\text{IR}}x + 2\pi\Delta\sigma x \cos(2\pi f_{\text{WM}}t + \varphi_{\text{WM}})) \cdot \text{RECT}\left(\frac{x}{2L}\right) \end{aligned} \quad (4.16)$$

Der Störterm der Wellenzahlmodulation ist in Gleichung (4.16) mit dem optischen Gangunterschied x multipliziert. Damit die FT durchgeführt werden kann, wird $I_{\text{WM}}(x)$ in eine Taylorreihe entwickelt.

$$\begin{aligned} I_{\text{WM}}(x) &= I(x + \varepsilon) = \cos(2\pi\sigma_{\text{IR}}(x + \varepsilon)) \text{RECT}\left(\frac{x}{2L}\right) \\ &= \left[\cos(2\pi\sigma_{\text{IR}}x) - 2\pi\sigma_{\text{IR}}\varepsilon \sin(2\pi\sigma_{\text{IR}}x) - \frac{1}{2}(2\pi\sigma_{\text{IR}})^2\varepsilon^2 \cos(2\pi\sigma_{\text{IR}}x) + \dots \right] \text{RECT}\left(\frac{x}{2L}\right) \end{aligned} \quad (4.17)$$

mit $\varepsilon = \frac{\Delta\sigma}{\sigma_{\text{IR}}} x \cos(2\pi \frac{f_{\text{WM}}}{v_0} x + \varphi_{\text{WM}})$

Die FT von Gleichung (4.17) kann mit Hilfe des Faltungssatzes durchgeführt werden. Da dies für Ordnungen größer eins relativ aufwendig ist und nur wenig neue Erkenntnis liefert, wird die Taylorreihe für die FT nach der 1. Ordnung abgebrochen. Dies hat zur Folge, daß das so berechnete Spektrum nur Geisterlinien 1. Ordnung besitzt. Das zu transformierende Interferogramm wird vor der FT trigonometrisch umgeformt:

$$\begin{aligned} I_{\text{WM}}(x) &\approx \cos(2\pi\sigma_{\text{IR}}x) \text{RECT}\left(\frac{x}{2L}\right) - 2\pi x \Delta\sigma \text{RECT}\left(\frac{x}{2L}\right) \sin(2\pi\sigma_{\text{IR}}x) \cdot \\ &\quad \left[\cos\varphi_{\text{WM}} \cos(2\pi \frac{f_{\text{WM}}}{v_0} x) - \sin\varphi_{\text{WM}} \sin(2\pi \frac{f_{\text{WM}}}{v_0} x) \right] \end{aligned} \quad (4.18)$$

Das Spektrum dieses Interferogramms sieht für positive Wellenzahlen wie folgt aus:

$$\begin{aligned} S_{\text{WM}}(\sigma) &= \delta(\sigma - \sigma_{\text{IR}}) \otimes 2L \text{sinc}(2L\sigma) \\ &\quad - \frac{\Delta\sigma L}{2} \left\{ \cos\varphi_{\text{WM}} \left[\delta(\sigma - \sigma_{\text{IR}} - \frac{f_{\text{WM}}}{v_0}) + \delta(\sigma - \sigma_{\text{IR}} + \frac{f_{\text{WM}}}{v_0}) \right] \right. \\ &\quad \left. + i \sin\varphi_{\text{WM}} \left[\delta(\sigma - \sigma_{\text{IR}} - \frac{f_{\text{WM}}}{v_0}) - \delta(\sigma - \sigma_{\text{IR}} + \frac{f_{\text{WM}}}{v_0}) \right] \right\} \otimes \frac{\partial}{\partial\sigma}(\text{sinc}(2L\sigma)) \end{aligned} \quad (4.19)$$

Gleichung (4.19) beschreibt durch den Abbruch der Taylorreihe die Amplitude der Originallinie nicht richtig. Diese bleibt nicht unverändert, sondern wird durch die WM verkleinert (s. Abb. 4.11). Zwei weitere Linien sind in Real- und Imaginärteil zu erkennen. Diese Geisterlinien sind im Realteil symmetrisch und im Imaginärteil antisymmetrisch. Der Abstand der Geisterlinien 1. Ordnung zur Originallinie beträgt wie immer f_{WM}/v_0 . Die Amplitude der Geisterlinien wird von der Amplitude der Wellenzahlmodulation und dem maximalen optischen Gangunterschied bestimmt. Die Größe dieser Geisterlinien nimmt damit mit dem spektralen Auflösungsvermögen des Interferometers zu!

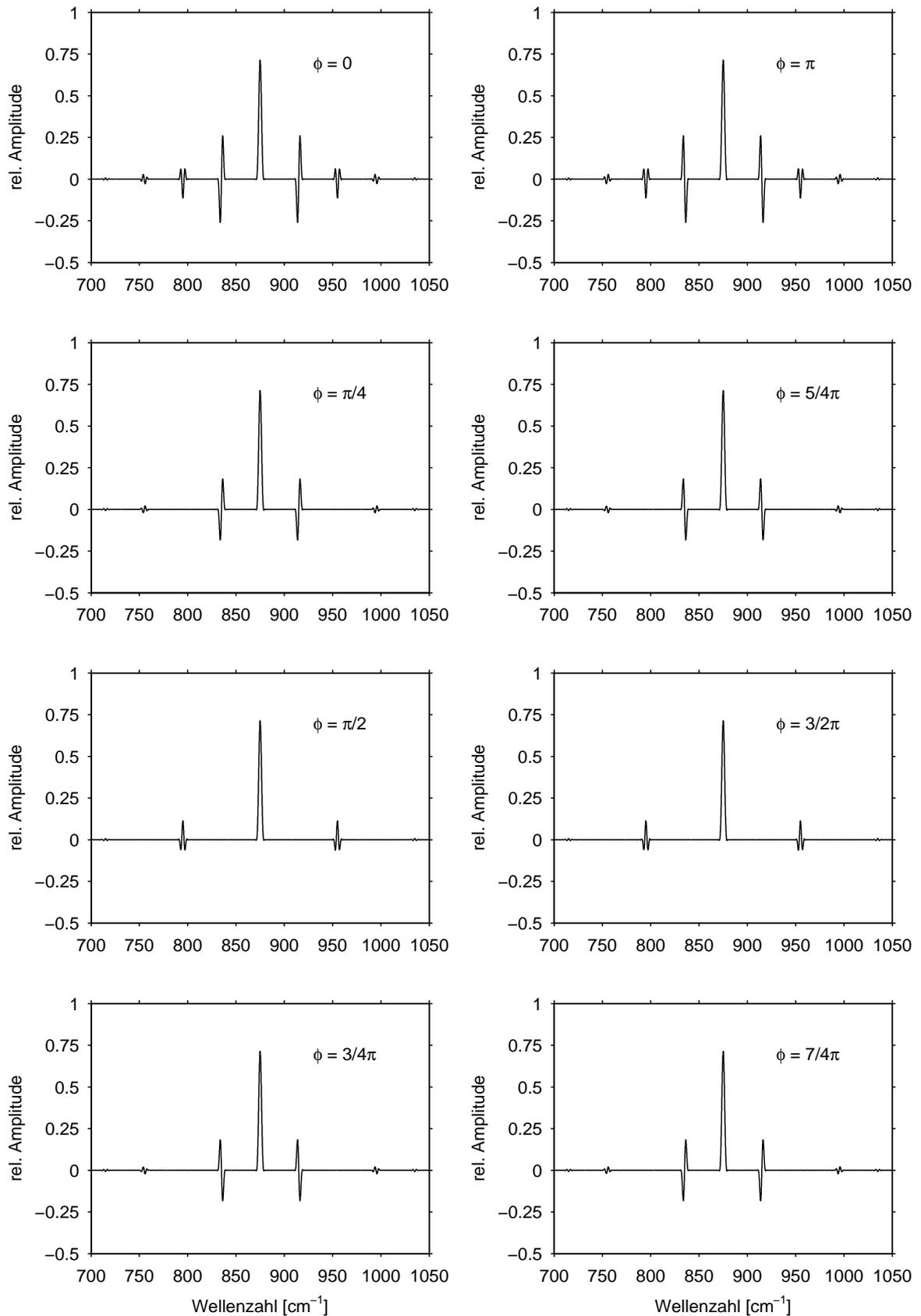


Abb. 4.11 Auswirkungen der Wellenzahlmodulation auf den Realteil des Spektrums für unterschiedliche Störphasen. Die verwendeten Simulationsparameter sind: $f_{WM} = 120$ Hz, $\Delta\sigma = 1.2$ cm⁻¹ und $L = 0.43$ cm. Die Stör-Amplitude wurde aus Darstellungsgründen so groß gewählt und tritt bei den Messungen mit wesentlich kleineren Werten auf. Die Originallinie befindet sich bei 875 cm⁻¹.

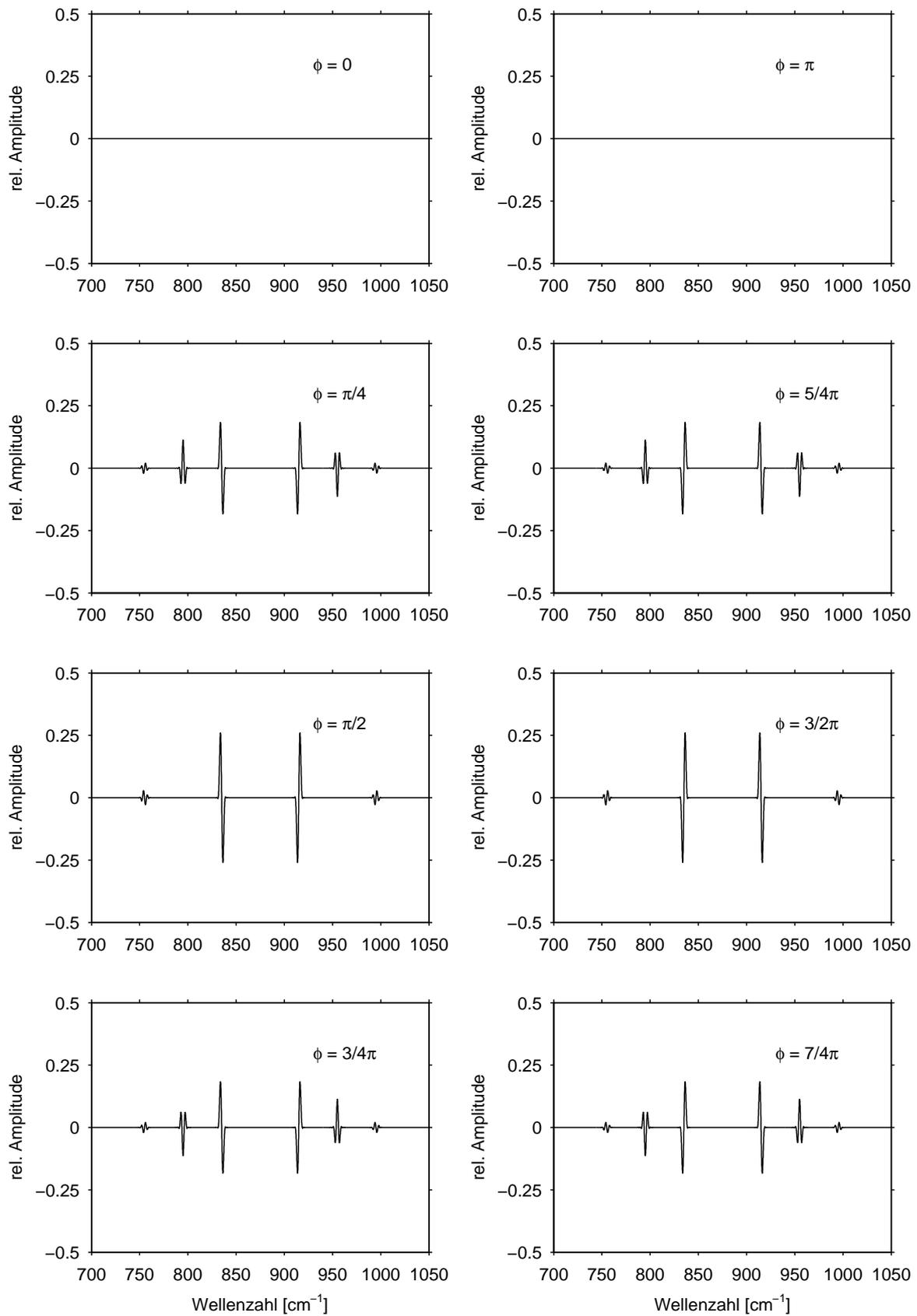


Abb. 4.12 Imaginärteile der Spektren aus Abb. 4.11.

Durch die Faltung der Geisterlinien 1. Ordnung mit der Ableitung der Sinc-Funktion bekommen die Geisterlinien ihre charakteristische punktsymmetrische Form. An dieser Form können Geisterlinien einer Wellenzahlmodulation eindeutig erkannt werden.

Abb. 4.11 und Abb. 4.12 zeigen Real- und Imaginärteile von Spektren gestörter Interferogramme für verschiedene Störphasen. Die Amplitude der Geisterlinien ist wieder von der Phasenlage der WM bei ZPD abhängig. Die Punktsymmetrie der Geisterlinien 1. Ordnung ist zu erkennen. Weiterhin wird deutlich, daß es bei der WM wie der PM unendlich viele Geisterlinien gibt. Die Form der Geisterlinien n-ter Ordnung entspricht der n-ten Ableitung einer Sinc-Funktion. Im Betragsspektrum sind die Amplituden der Geisterlinien auch bei der WM für jede Phasenlage gleich groß.

Da diese Art der Modulation nur in dem speziellen Fall von Messungen mit einem Diodenlaser als IR-Quelle auftritt, ist es nicht nötig, sich die Auswirkungen auf kontinuierliche Spektren oder gar Korrekturmethode für die WM zu überlegen.

4.4. Nichtlinearität

Dieser Abschnitt befaßt sich mit den Auswirkungen einer nichtlinearen Kennlinie des Detektors auf das gemessene Signal und dessen Spektrum [s. auch *Chase, 1984; Guelachvili, 1986; Abrams et al., 1994; Learner et al., 1996*]. Diese Auswirkungen der Nichtlinearitäten (NL) werden für eine monochromatische Spektrallinie, für ein Spektrum mit zwei Linien und für ein Kontinuumspektrum dargestellt. Anhand der beobachteten Nichtlinearitäts-Artefakte ergeben sich verschiedene Korrekturmöglichkeiten [z.B. *Abrams et al., 1994; Jeseck et al., 1998; Hase, 2000*], mit Hilfe derer ein weiterer Korrekturalgorithmus entwickelt wurde.

Ein Detektor für elektromagnetische Strahlung sollte idealerweise als Ausgangssignal eine Spannung oder einen Strom liefern, die der Intensität der einfallenden Strahlung proportional ist. Er sollte also eine lineare Detektorkennlinie im verwendeten Intensitätsbereich besitzen. Nur wenige Detektortypen erfüllen diese Forderung. Erschwerend kommt bei der FTIR-Spektroskopie hinzu, daß ein sehr großer Dynamikbereich bei der Aufzeichnung eines Interferogramms abgedeckt werden muß. Die bei MIPAS-STR verwendeten Si:As-BIB-Detektoren haben eine nichtlineare Kennlinie, die außerdem von den Betriebsparametern des Detektors abhängt [*Kleinert, 1998*].

Auswirkungen einer nichtlinearen Detektorkennlinie

Die Auswirkung der Nichtlinearität hängt von der Zahl und der Position der im ungestörten Spektrum vorhandenen Linien ab. Zuerst wird wieder eine monochromatische Linie betrachtet. Die nichtlineare Detektorkennlinie wird durch eine Taylorreihe angenähert. Das ungestörte Interferogramm $I(x)$ wird dann wie folgt verzerrt:

$$I_{NL}(x) = I(x) + a_1 I^2(x) + a_2 I^3(x) + \dots \quad (4.20)$$

mit $I_{NL}(x)$: durch die NL verzerrtes Interferogramm

a_i : Parameter, die die nichtlineare Detektorkennlinie beschreiben ($i = 1..∞$)

Wird das monochromatische Interferogramm aus Gleichung (4.4) in Gleichung (4.20) eingesetzt, ergibt sich:

$$I_{NL,1}(x) = \frac{a_1}{2} + \left(1 + \frac{3}{4}a_2 + \dots\right) \cos(2\pi\sigma_{IR}x) + \left(\frac{a_1}{2} + \dots\right) \cos(4\pi\sigma_{IR}x) + \left(\frac{a_2}{4} + \dots\right) \cos(6\pi\sigma_{IR}x) + \dots \quad (4.21)$$

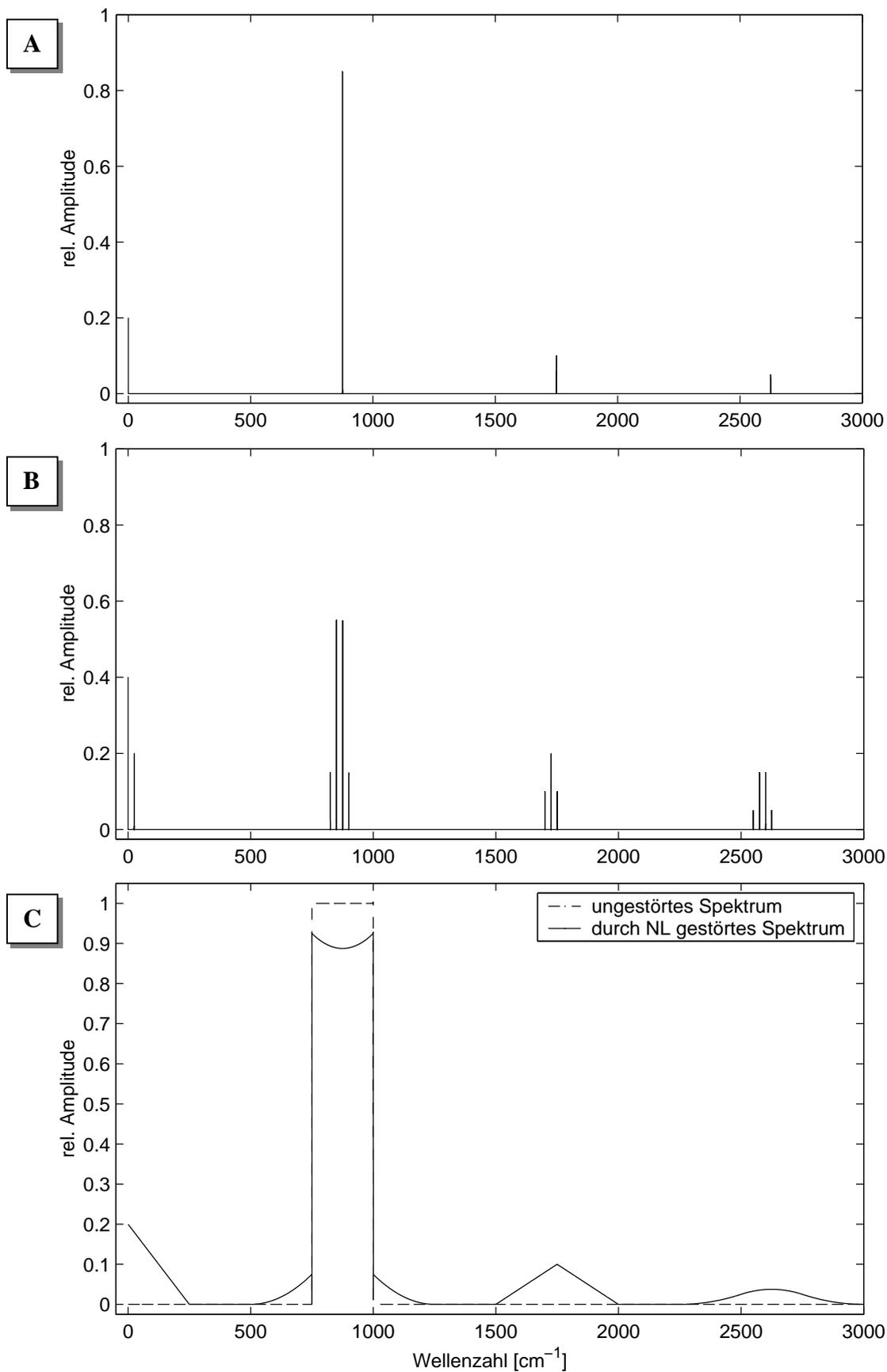


Abb. 4.13 Auswirkungen einer Nichtlinearität mit quadratischen und kubischen Termen ($a_1 = a_2 = -0.2$) auf A) ein Spektrum mit einer Linie bei 875 cm^{-1} , B) ein Spektrum mit zwei Linien bei 825 cm^{-1} und 875 cm^{-1} und auf C) ein Kontinuumspektrum. Die Intensitäten der ungestörten Linien sind in allen Fällen eins. Es sind Magnitudenspektren dargestellt.

Gleichung (4.20) zeigt, daß zusätzlich zum ungestörten Interferogramm neue Spektrallinien entstehen, die sich bei der Wellenzahl null, beim doppelten, beim dreifachen usw. der Wellenzahl der Originallinie befinden (s. auch Abb. 4.13A). Der Term zur zweiten Potenz bewirkt die Artefakte bei der Wellenzahl null und bei der doppelten Wellenzahl; diese werden deshalb oft als quadratische Artefakte bezeichnet. Der Term zur dritten Potenz erzeugt entsprechend die kubischen Artefakte bei der dreifachen Wellenzahl und bei der Wellenzahl der Originallinie selbst, was zu einer Verfälschung des eigentlichen Nutzsignals führt. Diese Artefakte entstehen für jede Linie im Spektrum.

Sobald jedoch mehr als eine Linie im ungestörten Spektrum vorhanden ist, entstehen noch weitere Artefakte. Dies soll am Beispiel eines Spektrums mit zwei Spektrallinien der Wellenzahlen σ_A und σ_B gezeigt werden. Gleichung (4.20) wird dabei nach der dritten Potenz abgebrochen.

$$I_{NL,2}(x) = I_A + I_B + a_1 (I_A^2 + I_B^2 + 2I_A I_B) + a_2 (I_A^3 + I_B^3 + 3I_A^2 I_B + 3I_B^2 I_A) \quad (4.22)$$

$$\text{mit } I_A = \cos(2\pi\sigma_A x) \quad \text{und} \quad I_B = \cos(2\pi\sigma_B x)$$

Durch die gemischten Terme entstehen sechs neue Artefakte bei positiven Wellenzahlen (s. auch Abb. 4.13B). Der Effekt, der zu diesen Linien führt, wird als Intermodulation bezeichnet [Learner et al., 1996]. Mit Hilfe der Rechenregeln für Produkte trigonometrischer Funktionen werden die neuen Artefakte erkennbar:

$$I_{NL,2}(x) = I_A + I_B + a_1 \left(1 + I_{A+B} + I_{|A-B|} + \frac{1}{2}(I_{2A} + I_{2B}) \right) + a_2 \left(\frac{9}{4}(I_A + I_B) + \frac{3}{4}(I_{2A-B} + I_{2A+B} + I_{2B-A} + I_{2B+A}) + \frac{1}{4}(I_{3A} + I_{3B}) \right) \quad (4.23)$$

$$\text{mit } I_{nA \pm mB} = \cos(2\pi(n\sigma_A \pm m\sigma_B)x) \quad \text{wobei } n, m = 0, \pm 1, 2, 3$$

Besonders wichtig sind die Artefakte, die im eigentlichen Nutzbereich des Spektrums liegen. Dort befinden sich laut Gleichung (4.23) die Artefakte mit der Wellenzahl $2\sigma_A - \sigma_B$ und $2\sigma_B - \sigma_A$, die durch den Term zur dritten Potenz entstanden sind. Ein Vergleich mit Gleichung (4.21) zeigt, daß durch die zweite Linie im Originalspektrum die Originallinien selbst stärker gestört werden. Dies ist auch in Abb. 4.13 A und B zu sehen. Je mehr starke Linien im Originalspektrum vorhanden sind, um so stärker wird das Originalspektrum gestört und um so größer wird die Zahl der hinzukommenden Artefakte. Diese Zahl nimmt überproportional mit der Zahl der Originallinien zu. Für den Grenzübergang auf unendlich viele und unendlich nahe beieinander liegende Linien, d.h. für ein Kontinuumspektrum, gilt diese Aussage nicht mehr, da die Störung des Originalspektrums an der Stelle σ durch die Artefakte, die an dieser Stelle entstehen, zum größten Teil wieder kompensiert wird. Abb. 4.13C zeigt das Magnitudenspektrum einer Sinc-Funktion, die durch quadratische und kubische Nichtlinearitätsterme deformiert wurde. Die Maximalwerte der quadratischen und kubischen Artefakte entsprechen genau den Amplituden der zugehörigen Artefakte im Falle einer monochromatischen Linie als Originalspektrum (vgl. Abb. 4.13A).

Korrektur der Nichtlinearitäts-Artefakte

Nachdem die Auswirkungen von Nichtlinearitäten auf unterschiedliche Originalspektren diskutiert wurden, stellt sich die Frage nach einer geeigneten Korrekturmethode. Die Nichtlinearitätsparameter zur Beschreibung der Detektorkennlinie können aus dem gemessenen Spektrum bestimmt werden, wenn eindeutige Nichtlinearitätsartefakte im Spektrum sichtbar sind. Am Besten eignen sich die Artefakte an den Stellen 0 cm^{-1} , $2\sigma_{IR}$, $3\sigma_{IR}$, usw. Die gesuchten Parameter werden dann dadurch bestimmt, daß die Artefakte minimiert werden. Auf diesem Grundprinzip bauen viele Korrekturmethode auf. Durch

Verbindung der Methoden aus [Jeseck et al., 1998] und [Hase, 2000] wurde eine weitere Variante entwickelt, die zum Programm „NL_COR“ führte. Die zu korrigierenden Interferogramme müssen für diesen Algorithmus mittelwertfrei sein. Die Korrekturgleichung und auch die Gleichung zur Parameterbestimmung leiten sich aus Gleichung (4.20) ab:

$$I_{NL, kor}(x) = I_{NL}(x) - a_1 I_{start}^2(x) - a_2 I_{start}^3(x) - a_3 I_{start}^4(x) \dots \quad (4.24)$$

mit $I_{NL, kor}$ korrigiertes Interferogramm
 I_{start} Start-Interferogramm, das möglichst gut dem unverzerrten Interferogramm entsprechen soll

Das Start-Interferogramm I_{start} kann aus dem gestörten Spektrum erzeugt werden, indem zuerst die Artefakte außerhalb des Nutzbereichs des Spektrums mit null multipliziert werden und dieses modifizierte Spektrum anschließend fouriertransformiert wird. Dies ist eine gute Näherung an das unverzerrte Interferogramm. Die Nichtlinearitätsparameter werden der Reihe nach iterativ ermittelt. Begonnen wird mit dem Parameter für die größte zu korrigierende Potenz. I_{start} bleibt dabei unverändert und die Startparameter können frei zwischen null und eins gewählt werden.

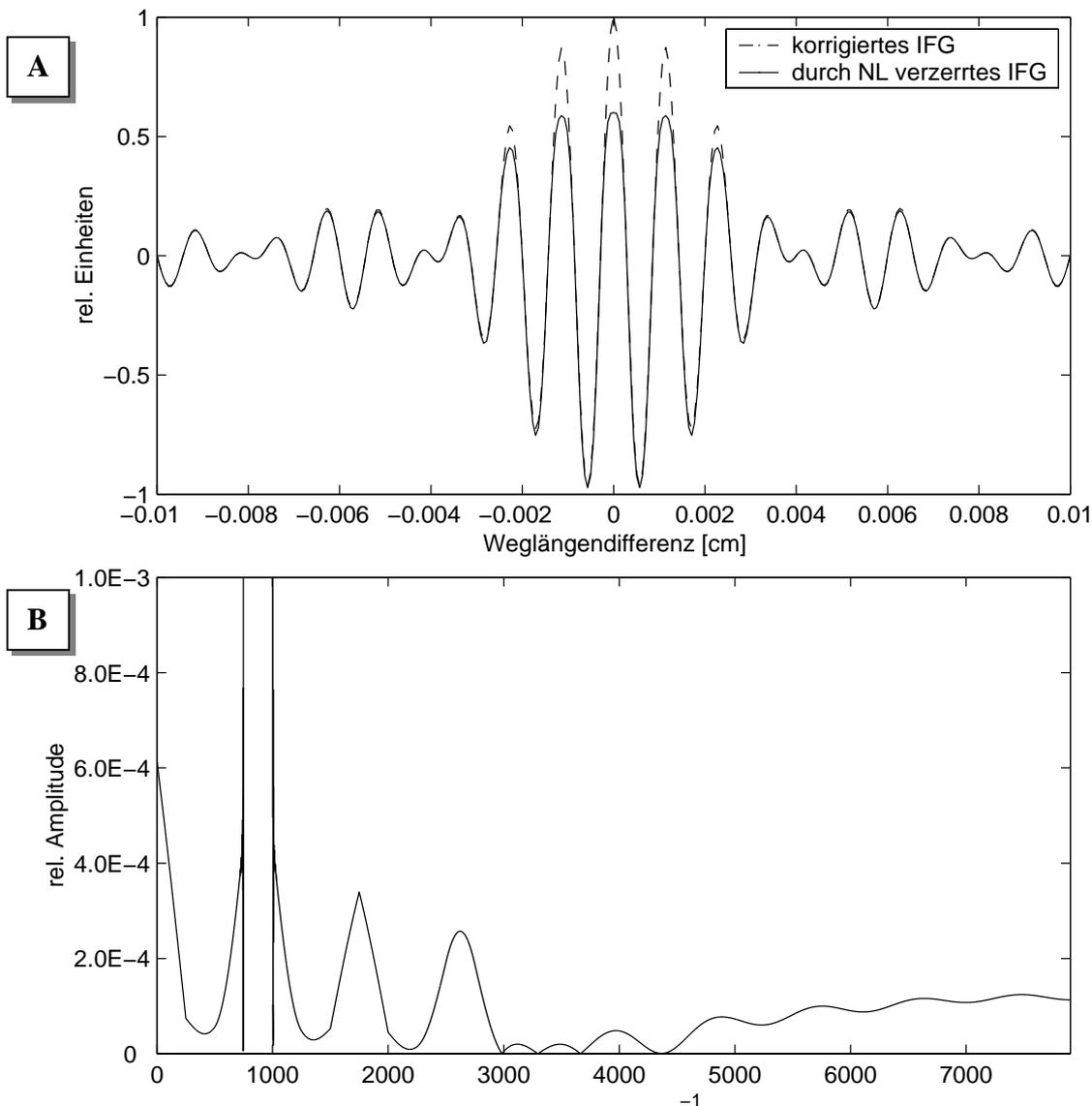


Abb. 4.14 In Bild A sind das durch NL verzerrte Interferogramm, welches zum Spektrum aus Abb. 4.13C gehört, und das dazugehörige mit NL_COR korrigierte Interferogramm dargestellt. In Bild B ist das Magnitudenspektrum des korrigierten Interferogramms abgebildet.

Nachdem alle Parameter einmal bestimmt wurden, wird I_{start} durch $I_{\text{NL, kor}}$ ersetzt, und die Bestimmung der Parameter beginnt wieder von vorne. Die auf diese Weise erhaltenen Nichtlinearitätsparameter entsprachen bei Testrechnungen bis auf 0.2% den Eingangsparametern. Das korrigierte Interferogramm wird iterativ mit den so ermittelten Nichtlinearitätsparametern nach Gleichung (4.24) berechnet. Die NL-Parameter werden dabei festgehalten, und das ursprüngliche Start-Interferogramm wird verwendet.

Das so korrigierte Interferogramm für das Beispiel des Kontinuumspektrums aus Abb. 4.13C ist in Abb. 4.14A zu sehen. Es wird in Bild A deutlich, daß sich die Nichtlinearitäten vor allem im Bereich des Interferogramm-Maximums auswirken. Bild B zeigt im Vergleich mit Abb. 4.13C, daß die NL-Korrektur die Artefakte auf weniger als 0.5% der unkorrigierten Amplitude der Artefakte reduziert. Die Magnitude des Nutzsignalbereichs wird auf 99.7% des ungestörten Spektrums rekonstruiert, und es entsteht ein zusätzliches Rauschen zwischen den Artefakten und bei großen Wellenzahlen mit einer Amplitude von 10^{-4} .

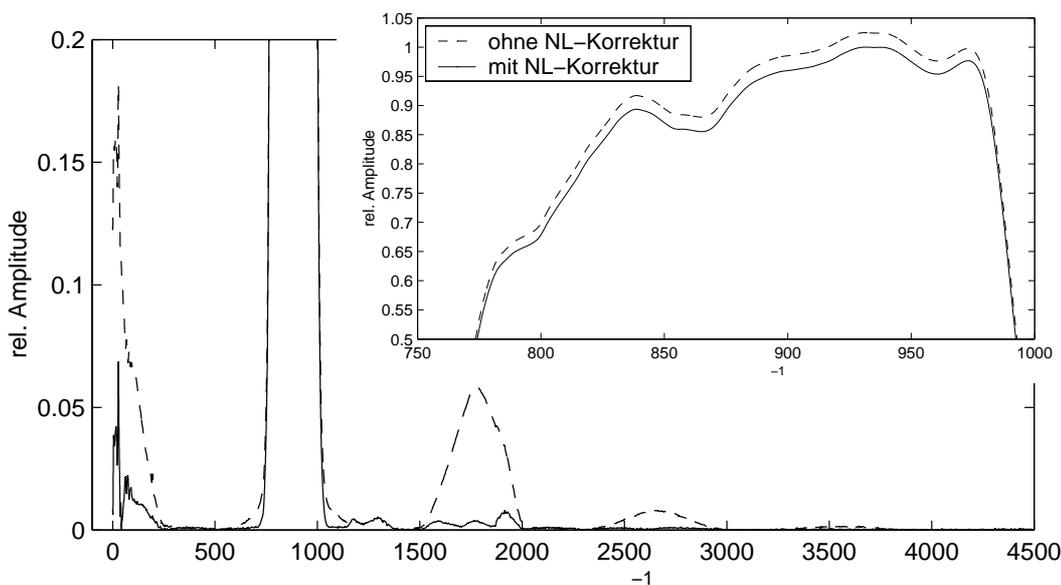


Abb. 4.15 NL-Korrektur eines gemessenen Schwarzkörperspektrums ($T = 600^{\circ}\text{C}$). Das Maximum des korrigierten Magnitudenspektrums ist auf eins normiert. Für diese Korrektur wurden mit NL_COR folgende Korrekturparameter berechnet: $a_1 = -0.12$, $a_2 = +0.04$, $a_3 = -0.015$.

In Abb. 4.15 ist das Ergebnis einer NL-Korrektur für ein gemessenes Schwarzkörperspektrum der Temperatur 600°C dargestellt. Die Artefakte der dritten und vierten Potenz werden gut korrigiert und verschwinden nach der Korrektur fast im Rauschen. Die quadratischen Artefakte hinterlassen nach der Korrektur noch Strukturen im Spektrum. Bei dem Artefakt in der Nähe von 0 cm^{-1} kann dies durch den nicht konstanten Amplitudengang der Signalelektronik erklärt werden, der sich in diesem Bereich stark ändert. Die Ursache für die verbleibende Struktur im Bereich von $1500\text{--}2000\text{ cm}^{-1}$ ist unklar. Eventuell handelt es sich dabei um ein Leck des optischen IR-Filters, was durch die Signatur im Bereich von $1150\text{--}1350\text{ cm}^{-1}$ mit der gleichen Amplitude bestärkt wird. Ob es sich dabei wirklich um Lecks des optischen IR-Filters handelt, bleibt noch zu verifizieren. Die vergrößerte Darstellung des Maximums des Nutzsignalbereichs in Abb. 4.15 zeigt, daß die Magnitude des Spektrums durch die Korrektur um ca. 2.5% reduziert wird.

4.5. Kombination verschiedener Störungsarten

In diesem Abschnitt werden für eine monochromatische Spektrallinie alle Modulationsarten in einer Formel kombiniert. Verschiedene Kombinationen sind für die Validierungsmessungen in Kapitel 7 wichtig. Die wichtigste Kombination A ist die durch Phasenmodulation induzierte Amplitudenmodulation 2. Art, die durch einen nicht konstanten Amplitudengang der Signalstrecke entsteht. Diese Kombination wird im Detail in Kapitel 4.5.1 beschrieben. Weitere Kombinationsmöglichkeiten (Kombination B, C und D) befinden sich in Anhang B.

Durch Verknüpfen der Gleichungen (4.5), (4.12) und (4.16) wird eine Formel erzeugt, die alle Modulationsarten beinhaltet:

$$\begin{aligned}
 \tilde{I}(x) &= \left\{ A_{1+2}(t) \cdot \cos[2\pi\sigma_{WM}(t) \cdot (x - \Delta x)] + A_1(t) \cdot I_0 \right\} \cdot \text{RECT}\left(\frac{x}{2L}\right) \\
 &= \left\{ \left[A_0 + A_{AM1} \sin\left(2\pi \frac{f_{AM1}}{v_0} x + \varphi_{AM1}\right) + A_{AM2} \sin\left(2\pi \frac{f_{AM2}}{v_0} x + \varphi_{AM2}\right) \right] \cdot \right. \\
 &\quad \left. \cos\left[2\pi \left(\sigma_{IR} + \Delta\sigma \cos\left(2\pi \frac{f_{WM}}{v_0} x + \varphi_{WM}\right) \right) \right] \right. \\
 &\quad \left. \left(x - v_{PM,IR} \Delta t \sin\left(2\pi \frac{f_{PM}}{v_0} x + \varphi_{PM}\right) + \frac{v_{PM,IR} - v_{PM,LMI}}{2\pi f_{PM}} \cos\left(2\pi \frac{f_{PM}}{v_0} x + \varphi_{PM}\right) \right) \right] \\
 &\quad \left. + \left[A_0 + A_{AM1} \sin\left(2\pi \frac{f_{AM1}}{v_0} x + \varphi_{AM1}\right) \right] \cdot I_0 \right\} \cdot \text{RECT}\left(\frac{x}{2L}\right)
 \end{aligned} \tag{4.25}$$

mit $A_{1+2}(t)$ zeitabhängige Amplitude mit einer AM 1. und 2. Art
 $A_1(t)$ zeitabhängige Amplitude mit einer AM 1. Art
(Die Parameter der AM 1. und 2. Art sind mit dem Index AM1 bzw. AM2 markiert.)

Gleichung (4.25) ist der zentrale Teil des Programms GHOST_SIM, mit dem beliebig gestörte Interferogramme und deren Spektren erzeugt werden können. Für Kombination A wird das Spektrum analytisch berechnet, da in bestimmten Fällen die zwei Geisterlinien 1. Ordnung eines Spektrums nicht mehr dieselbe Magnitude haben. Dieser Effekt wurde im Rahmen dieser Arbeit zum ersten Mal detailliert beobachtet und erklärt.

4.5.1. Kombination A:

Durch Phasenmodulation induzierte Amplitudenmodulation 2. Art

Ein nicht konstanter Amplitudengang der Signalstrecke bewirkt in Gegenwart von Geschwindigkeitsschwankungen eine Amplitudenmodulation mit gleicher Störfrequenz und gleicher Störphase. Dies ist leicht zu verstehen, wenn berücksichtigt wird, daß die Phasenmodulation eine Variation der Momentanfrequenz des Signals erzeugt [Lüke, 1985]. Durch die Phasenmodulation variiert die Signalfrequenz über einen bestimmten Bereich und entsprechend dem Amplitudengang wird dadurch die Signalamplitude moduliert. Diese induzierte Amplitudenmodulation bleibt auch bei einer elektrischen Laufzeitdifferenz von null zwischen LMI- und IR-Signal und exakt gleichen Amplituden und Phasen der Geschwindigkeitsschwankungen beider Signale erhalten.

Herleitung des gestörten Spektrums

Zur Beschreibung der Kombination A vereinfacht sich Gleichung (4.25) mit $f_{AM2} = f_{PM}$, $\varphi_{AM2} = \varphi_{PM}$ und $A_{AM1} = \Delta\sigma = I_0 = 0$ zu:

$$\begin{aligned}\tilde{I}_A(x) &= \left\{ A_2(t) \cdot \cos[2\pi\sigma_{IR} \cdot (x - \Delta x)] \right\} \\ &= \left[A_0 + A_{AM2} \sin\left(2\pi \frac{f_{PM}}{v_0} x + \varphi_{PM}\right) \right] \cdot \\ &\quad \cos \left[2\pi\sigma_{IR} \left(x - v_{PM,IR} \Delta t \sin\left(2\pi \frac{f_{PM}}{v_0} x + \varphi_{PM}\right) + \frac{v_{PM,IR} - v_{PM,LMI}}{2\pi f_{PM}} \cos\left(2\pi \frac{f_{PM}}{v_0} x + \varphi_{PM}\right) \right) \right]\end{aligned}\quad (4.26)$$

Die Rechteckfunktion wurde vernachlässigt, da sie nur zu einer Faltung der Spektrallinien mit einer Sinc-Funktion führt. Die Fouriertransformation dieser Gleichung ergibt sich aus dem Spektrum des phasenmodulierten monochromatischen Interferogramms (s. Gleichung (4.8)) gefaltet mit der Fouriertransformierten von $A_2(t)$ (vgl. Gleichung (4.13)). Für die Geisterlinien 1. Ordnung (d.h. Besselfunktionen 0. und ± 1 . Ordnung) und positive Wellenzahlen ergibt sich das folgende Spektrum:

$$\begin{aligned}\tilde{S}_A^{0,\pm 1}(\sigma) &= \left\{ \frac{A_0}{2} J_0(b) J_0(a) \right. \\ &\quad \left. - i \frac{A_{AM2}}{2} (J_0(a) J_1(b) \sin \varphi_{PM} + J_0(b) J_1(a) \cos \varphi_{PM}) \right\} \delta(\sigma - \sigma_{IR}) \\ &\quad - \left\{ \frac{A_0}{2} J_0(b) J_1(a) - \frac{A_{AM2}}{4} J_0(b) J_0(a) \sin \varphi_{PM} \right\} \delta\left(\sigma - \sigma_{IR} - \frac{f_{PM}}{v_0}\right) \\ &\quad + \left\{ \frac{A_0}{2} J_0(b) J_1(a) + \frac{A_{AM2}}{4} J_0(b) J_0(a) \sin \varphi_{PM} \right\} \delta\left(\sigma - \sigma_{IR} + \frac{f_{PM}}{v_0}\right) \\ &\quad - i \left\{ \frac{A_0}{2} J_0(a) J_1(b) + \frac{A_{AM2}}{4} J_0(b) J_0(a) \cos \varphi_{PM} \right\} \delta\left(\sigma - \sigma_{IR} - \frac{f_{PM}}{v_0}\right) \\ &\quad - i \left\{ \frac{A_0}{2} J_0(a) J_1(b) - \frac{A_{AM2}}{4} J_0(b) J_0(a) \cos \varphi_{PM} \right\} \delta\left(\sigma - \sigma_{IR} + \frac{f_{PM}}{v_0}\right)\end{aligned}\quad (4.27)$$

mit den Termen a und b aus Gleichung (4.6), die für die weiteren Betrachtungen wie folgt umgeformt werden:

$$a = A_{PM} \cos(\varphi_{PM} + \Delta\varphi) \quad \text{und} \quad b = A_{PM} \sin(\varphi_{PM} + \Delta\varphi)$$

wobei

$$\begin{aligned}A_{PM} &= \sqrt{\left(2\pi\sigma_{IR} v_{PM,IR} \Delta t\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{IR} (v_{PM,IR} - v_{PM,LMI})}{f_{PM}}\right)^2} \\ \Delta\varphi &= -\arctan\left(\frac{\sigma_{IR} (v_{PM,IR} - v_{PM,LMI})}{2\pi\sigma_{IR} v_{PM,IR} \Delta t f_{PM}}\right)\end{aligned}\quad (4.28)$$

Durch die Faltung des Spektrums des phasenmodulierten Interferogramms mit der Amplitudenmodulation ergeben sich für jede Linie des durch PM gestörten Spektrums zwei neue AM-Geisterlinien im Abstand f_{PM} / v_0 , die sich zu den bereits vorhandenen Geisterlinien addieren. Dies wird auch in Gleichung (4.27) für die Geisterlinien 1. Ordnung deutlich. Im Realteil addieren sich zu den antisymmetrischen PM-Geisterlinien 1. Ordnung die symmetrischen AM-Geisterlinien und im Imaginärteil ist es genau umgekehrt. Dies führt dazu, daß die Amplituden der Geisterlinien 1. Ordnung im Real- bzw. im Imaginärteil für eine feste Phasen-

lage der Störung nicht mehr gleich groß sind. Weiterhin ist zu bemerken, daß die Kombination A einen imaginären Beitrag an der Stelle der Originallinie liefert (s. Abb. 4.17). Dies führt bei der Phasenkorrektur zwangsläufig zu einer falschen Korrekturphase und kompensiert im Magnitudenspektrum teilweise die Reduktion der Amplitude der Originallinie durch die PM.

Phasenmodulation 1. Art

Besteht die Phasenmodulation nur aus einer PM 1. Art (d.h. $\Delta\varphi = 0$), so ergeben sich die Realteile der resultierenden Spektren für verschiedene Phasenlagen für die Geisterlinien 1. Ordnung aus einer Mischung aus Abb. 4.2 und Abb. 4.5 und für die Imaginärteile aus Abb. 4.3 und Abb. 4.6. Je nachdem welche Modulationsart dominiert, haben die Geisterlinien 1. Ordnung eher die Symmetrieeigenschaften der AM oder der PM. Für den Fall, daß beide Modulationsarten ungefähr gleich große Geisterlinien liefern und daß $v_{PM,IR} - v_{PM,LMI} = 0$, wurden die Spektren in Abb. 4.16 und Abb. 4.17 berechnet.

Es ist im Vergleich mit den o.g. Abbildungen zu erkennen, daß sich die Amplituden der AM- und PM-Geisterlinien 1. Ordnung in der jeweiligen Domäne addieren. Im Realteil ist z.B. bei $\varphi = \pi/4$ die Geisterlinie rechts der Originallinie, im weiteren die rechte Geisterlinie genannt, fast null, da hier die AM- und die PM- Geisterlinie verschiedene Vorzeichen und fast gleiche Amplituden haben. Die linke Geisterlinie hat dafür die größte Amplitude bei dieser Phase, da die Geisteramplituden das gleiche Vorzeichen bei fast gleicher Größe haben. Ein Vergleich von Real- und Imaginärteil zeigt, daß die Beträge der Geisterlinien einer bestimmten Ordnung im Falle der PM 1. Art gleich groß sind. Die Magnitudenspektren sind auch hier wieder von der Störphase unabhängig.

Phasenmodulation 2. Art

Wenn die PM 1. Art durch die PM 2. Art ersetzt wird, und die Amplitude der Geisterlinien und alle weiteren Parameter gleich bleiben, ergeben sich Abb. 4.18 und Abb. 4.19. Der einzige Unterschied zwischen der PM 1. und 2. Art besteht in diesem Fall in einer Phasendifferenz $\Delta\varphi = -\pi/2$, da in der Regel $v_{PM,IR} - v_{PM,LMI} > 0$ ist. Diese Phasendifferenz hat die in Kapitel 4.1 beschriebenen Auswirkungen auf die Zuordnung der Spektren zu den entsprechenden Störphasen zur Folge. Das Prinzip der Addition der Amplituden der AM- und PM-Geisterlinien führt damit zu dem erstaunlichen Ergebnis, daß die Amplitude des rechten Geistes 1. Ordnung sowohl in Abb. 4.18 als auch in Abb. 4.19 null ist. Die linke Geisterlinie ist dagegen in Real- und Imaginärteil für alle Phasen sehr groß. Die Magnituden der Geisterlinien einer bestimmten Ordnung sind im Falle einer Kombination von PM 2. Art mit AM 2. Art nicht mehr gleich groß. Durch die Beobachtung nicht gleicher Geisteramplituden 1. Ordnung in Magnitudenspektren, wäre die Existenz einer derartigen Kombination eindeutig bewiesen.

Phasenmodulation 1. und 2. Art

Treten beide Arten der Phasenmodulation gleichzeitig auf, so resultiert daraus in den Termen a und b von Gleichung (4.27) eine Phasendifferenz $\Delta\varphi$ zwischen $\pi/2$ und $-\pi/2$, die sich mit Hilfe von Gleichung (4.28) berechnen läßt. Da außerdem das Vorzeichen der Störampplitude der AM von der Ableitung des Amplitudengangs abhängt, kann insgesamt eine effektive Phasendifferenz zwischen PM und AM von 0 bis 2π auftreten. In Abb. 4.20A sind die Magnitude der rechten und linken Geisterlinien 1. Ordnung für unterschiedliche Geschwindigkeitsschwankungen über der Phasendifferenz aufgetragen. Es ist zu sehen, daß bei $\Delta\varphi = 0$ die Magnituden der Geisterlinien immer gleich groß sind und mit zunehmender Phasendifferenz bis $\Delta\varphi = \pi/2$ die Unterschiede der Geistermagnituden größer werden. Für die Entstehung unterschiedlicher Magnituden ist folglich eine PM 2. Art nötig. Bei günstig gewählten Parametern kommt es auch vor, daß die Magnitude einer Geisterlinie null wird (vgl. Abb. 4.18).

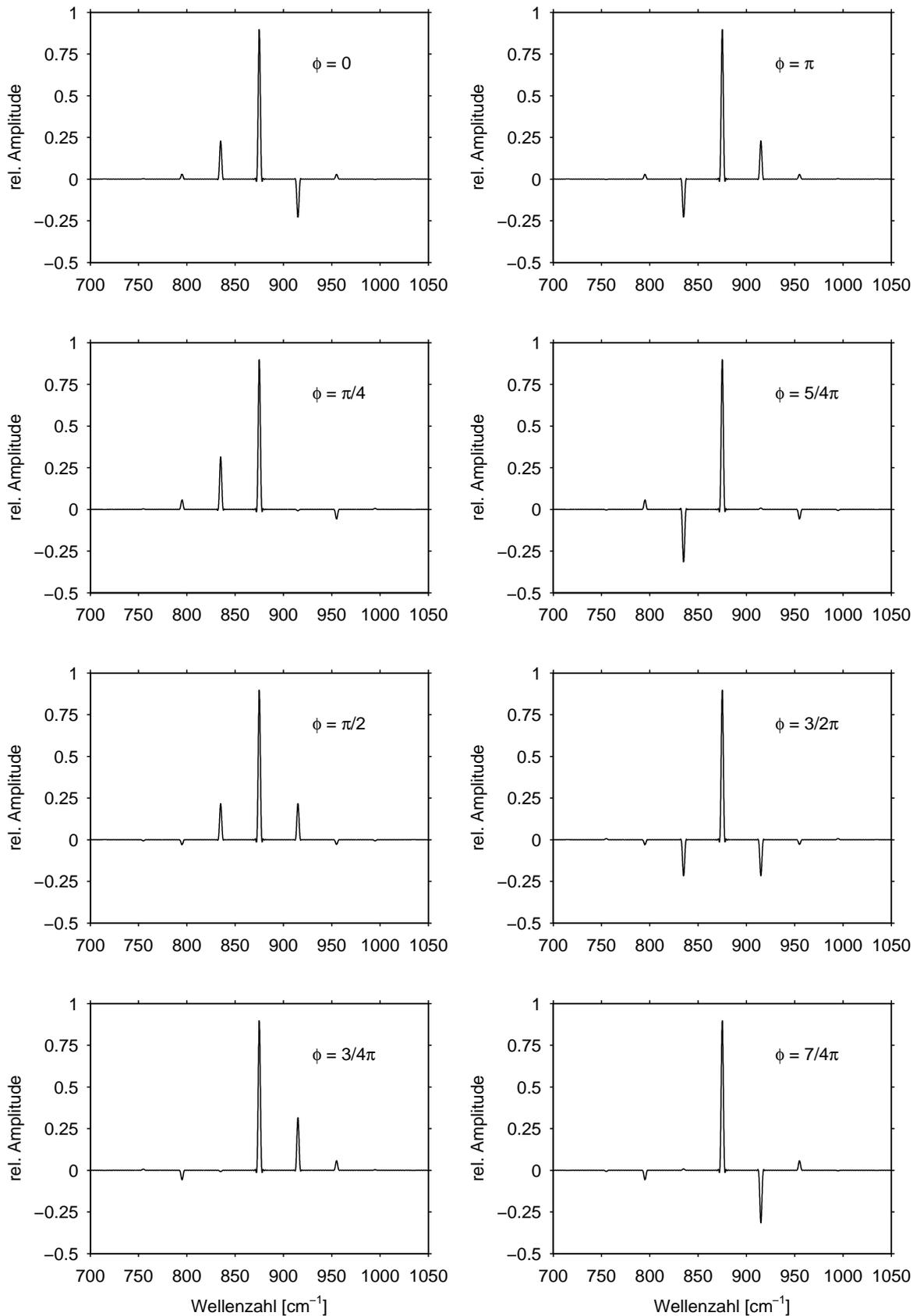


Abb. 4.16 Auswirkungen der Kombination von PM 1. Art mit AM 2. Art auf den Realteil des Spektrums für unterschiedliche Störphasen mit einer Störfrequenz von 120 Hz, einer Geschwindigkeitsschwankung von 30% von 3.0 cm s^{-1} bei einer el. Laufzeitdifferenz von $100 \mu\text{s}$ und einer Störampplitude der AM von 50%. Die Originallinie befindet sich bei 875 cm^{-1} .

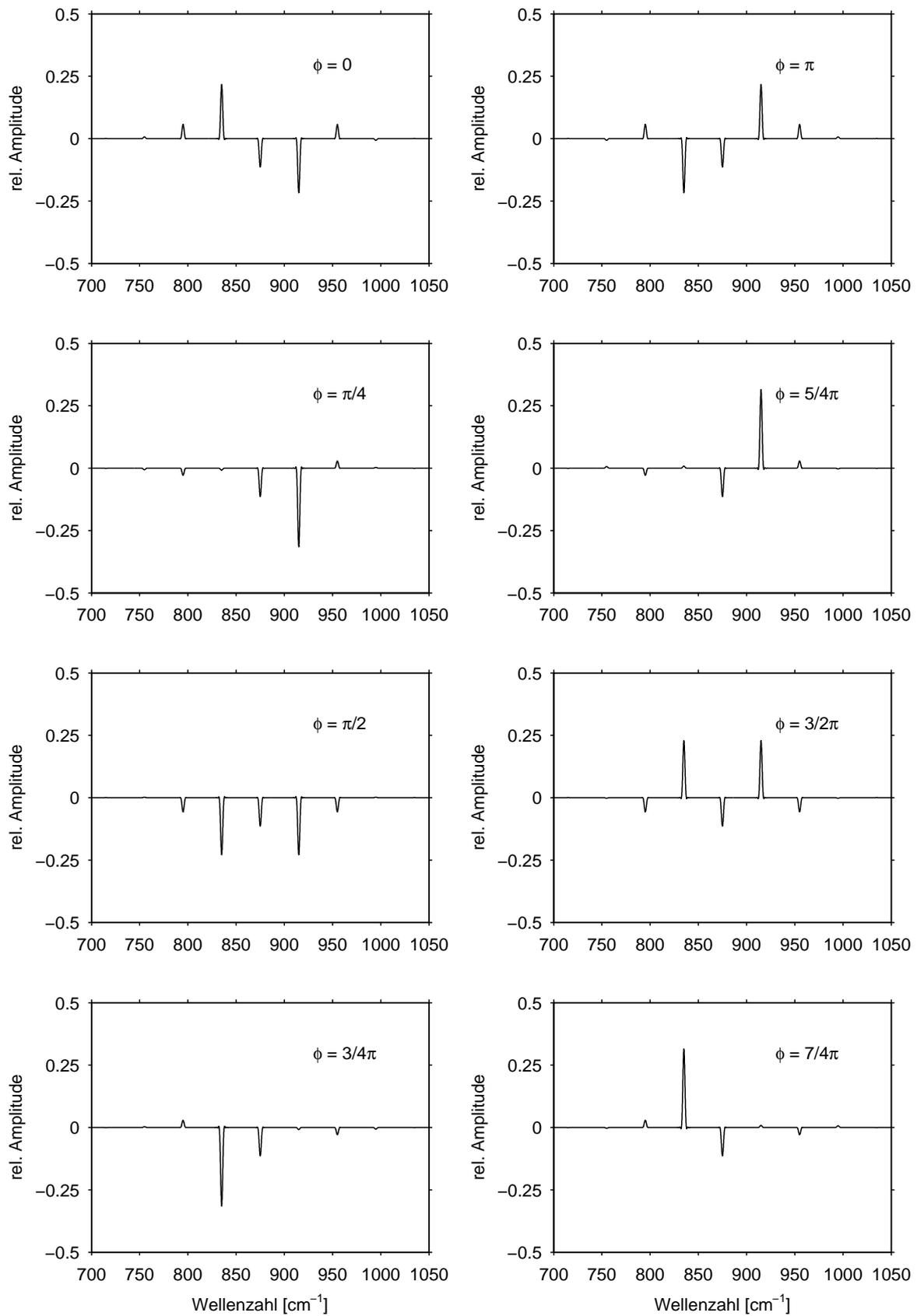


Abb. 4.17 Imaginärteile der Spektren aus Abb. 4.16

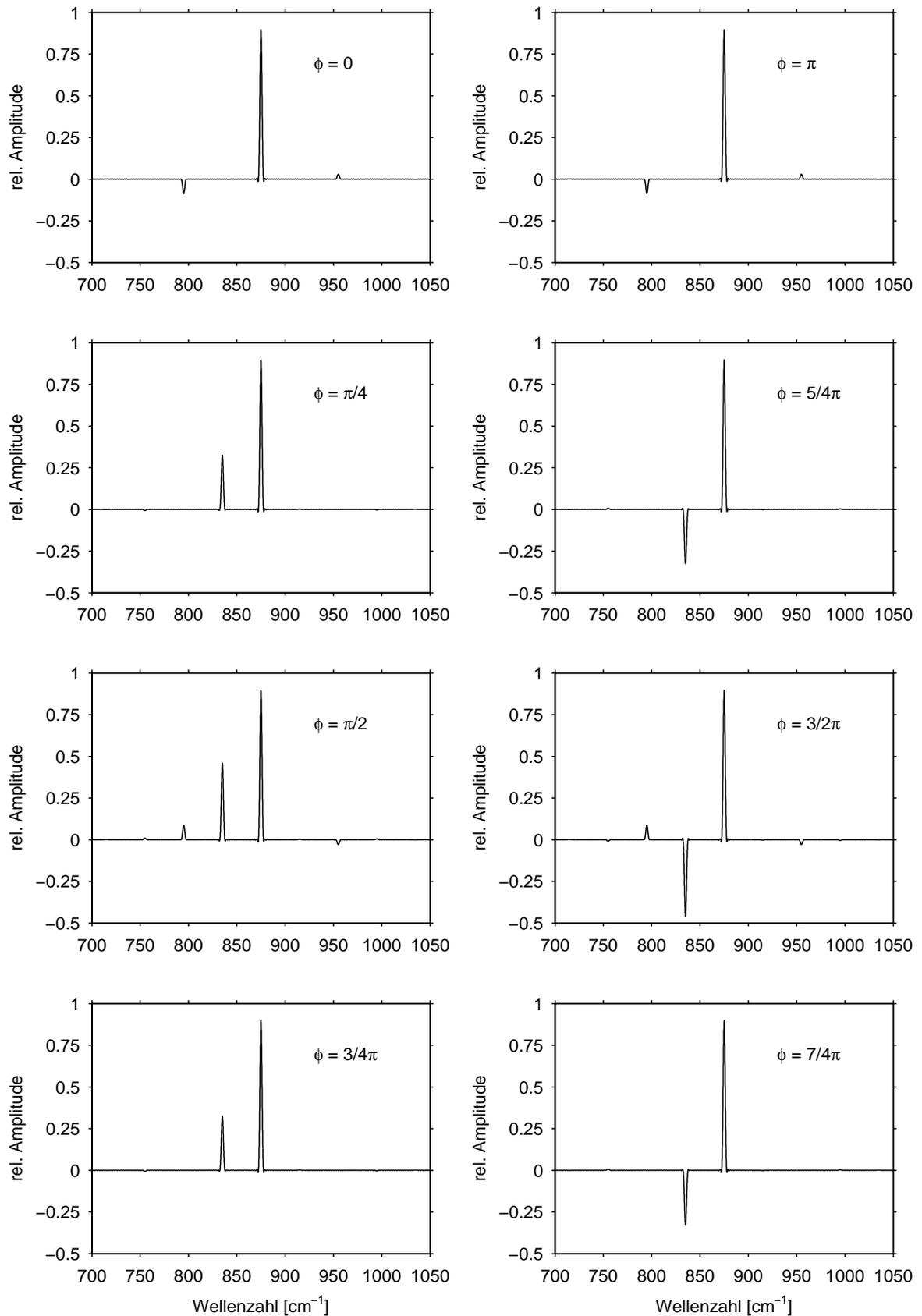


Abb. 4.18 Auswirkungen der Kombination von PM 2. Art mit AM 2. Art auf den Realteil des Spektrums für unterschiedliche Störphasen. Die Störparameter und die Originallinie sind identisch mit denen von Abb. 4.16, wobei die Geisteramplitude der PM 2. Art gleich groß ist wie die der PM 1. Art (d.h. die Differenz der Geschwindigkeitsschwankungen von LMI- und IR-Signal beträgt 2.3% der mittleren Geschwindigkeit v_0).

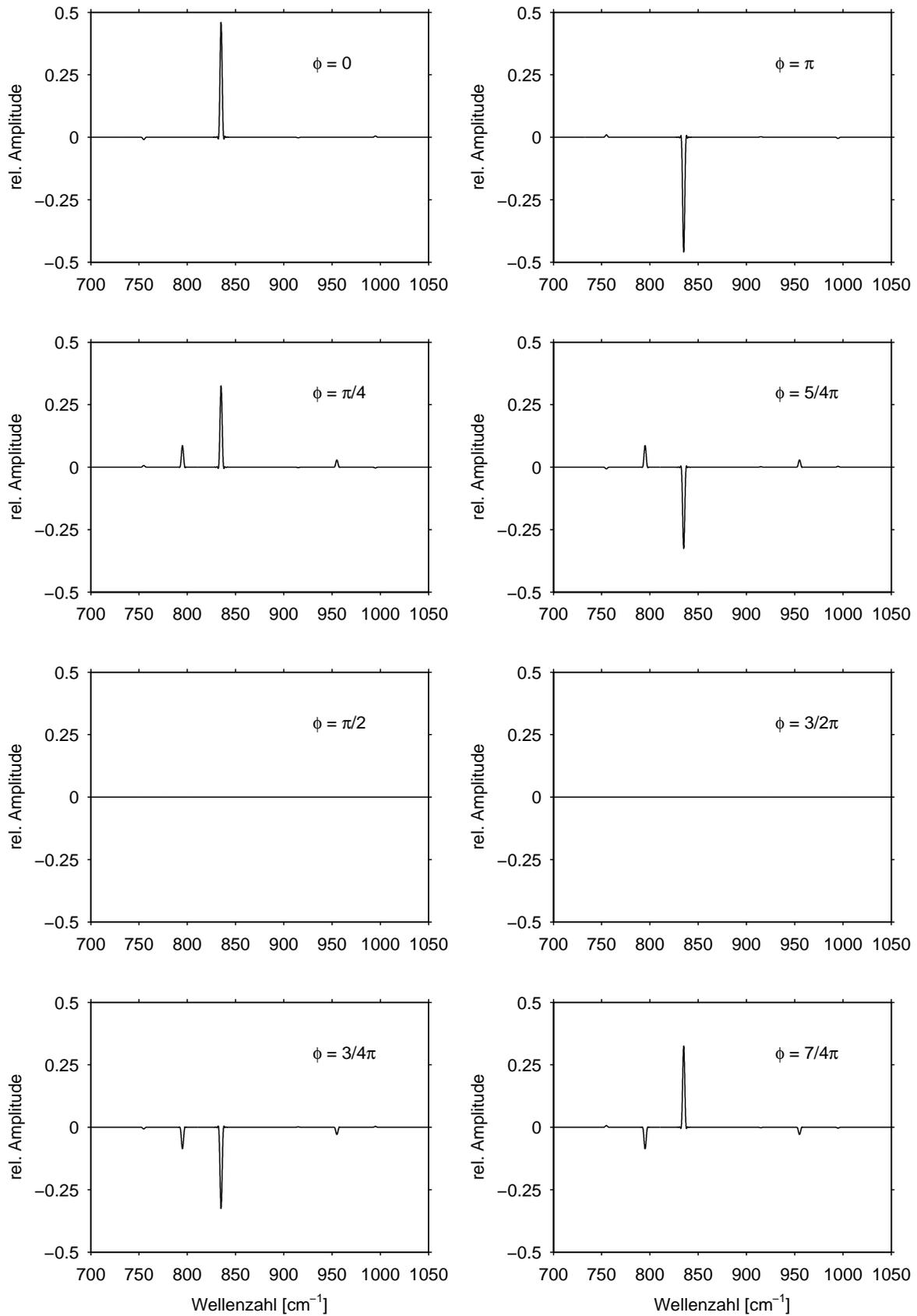


Abb. 4.19 Imaginärteile der Spektren aus Abb. 4.18

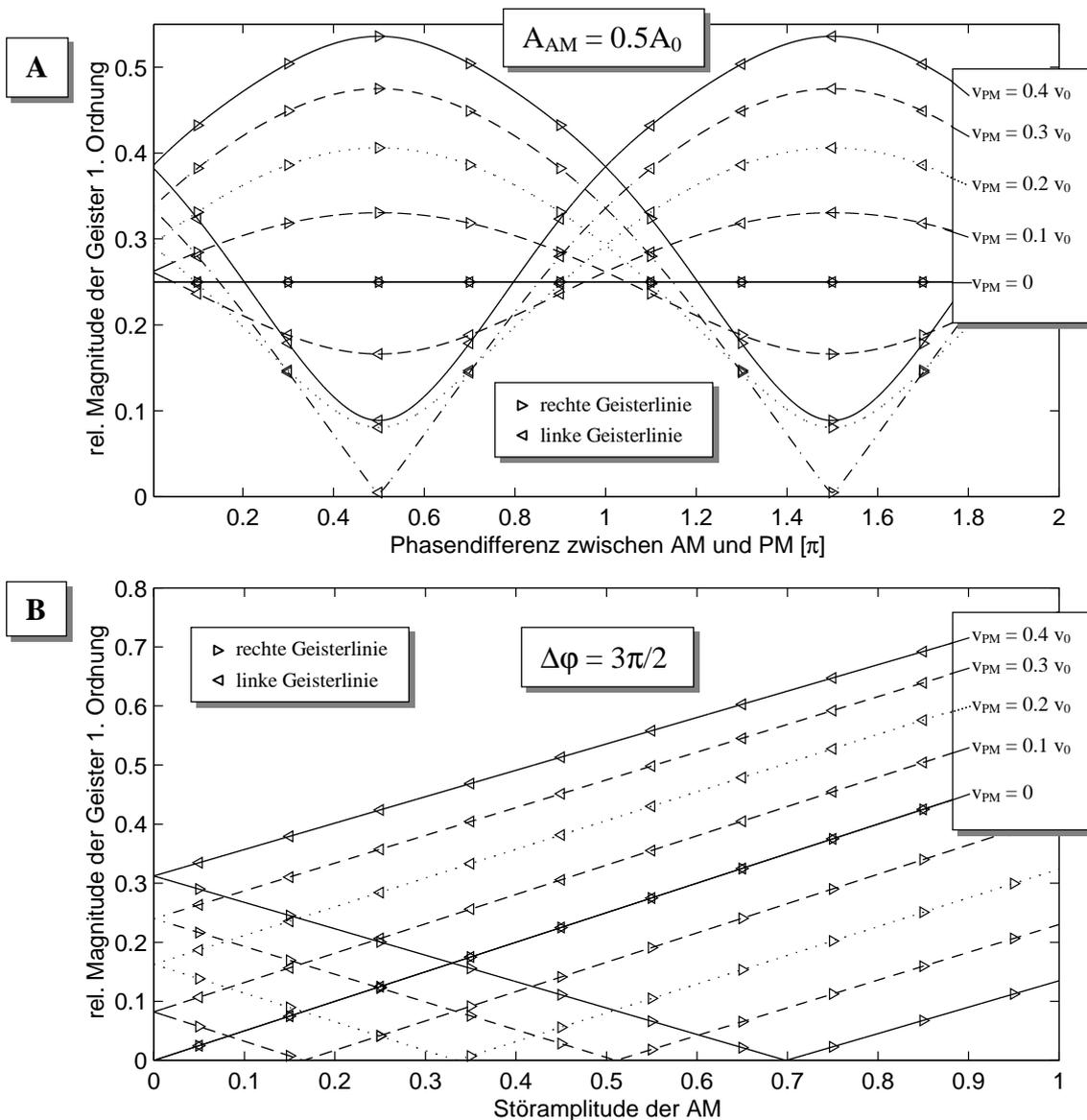


Abb. 4.20 Auswirkungen der Kombination von PM 1. und 2. Art mit AM 2. Art auf die Magnituden der Geisterlinien 1. Ordnung für unterschiedliche Geschwindigkeitsschwankungen ($\Delta t = 100\mu s$) und A) verschiedene Phasendifferenzen $\Delta\phi$ zwischen AM und PM bei $A_{AM} = 0.5A_0$ bzw. B) verschiedene AM-Störampplituden bei $\Delta\phi = 3\pi/2$.

In Abb. 4.20B ist die Abhängigkeit der Magnituden der Geisterlinien 1. Ordnung von der AM-Störampplitude für $\Delta\phi = 3\pi/2$ zu sehen. Auch hier wird deutlich, daß unterschiedliche Magnituden nur bei gleichzeitigem Vorhandensein einer Amplitudenmodulation und einer Phasenmodulation 2. Art entstehen.

Solange die Beiträge der AM noch kleiner sind als die der PM nehmen die Magnituden linear und in gleichen Anteilen zu bzw. ab. Der Mittelwert der Magnituden des rechten und linken Geistes entspricht in diesem Fall der Magnitude der Geisterlinie ohne AM. Dies ermöglicht eine sehr einfache Trennung der Anteile der AM- und PM-Effekte bei einer unbekanntem Störung.

5 Das neue Abtastverfahren für Interferogramme

Im ersten Teil dieses Kapitels wird das Prinzip der zeitäquidistanten Interferogrammtastung nach Brault erläutert. Der zweite Teil beschreibt die Realisierung dieses Abtastverfahrens bei MIPAS-STR, die von der Firma Bruker Optik GmbH durchgeführt wurde. Es wird dabei die Signalstrecke des LMI- und des IR-Signals sowie Aufbau und Wirkung des verwendeten Interpolationsfilters ausführlich dargelegt.

5.1. Prinzip des neuen Abtastverfahrens

Zur fehlerfreien Abtastung eines Interferogramms müssen die Abtastpunkte räumlich äquidistant sein (s. Kapitel 4.1). Diese Tatsache führte historisch gesehen von einer zeitlich äquidistanten Abtastung zu einer räumlich äquidistanten Abtastung mit Hilfe eines Referenz-Laser-Interferogramms (s. Kapitel 2.2). Die neue Idee des Braultschen Abtastverfahrens [Brault, 1996] besteht darin, das IR-Interferogramm zeitlich äquidistant abzutasten und gleichzeitig mit Hilfe des Referenz-Lasers die Zeitpunkte der äquidistanten Orte zu bestimmen. Durch das Nyquist-Shannon-Theorem (s. Kapitel 2.2) kann das IR-Interferogramm fehlerfrei zu jedem beliebigen Zeitpunkt rekonstruiert werden, wenn das IR-Signal bandbegrenzt und die größte Signalfrequenz kleiner als die Nyquist-Frequenz ist. Wird das IR-Interferogramm zu den um die elektrische Laufzeit korrigierten Zeitpunkten der äquidistanten Orte rekonstruiert, so ist das resultierende Interferogramm auch im Falle von Geschwindigkeitsschwankungen ortsäquidistant.

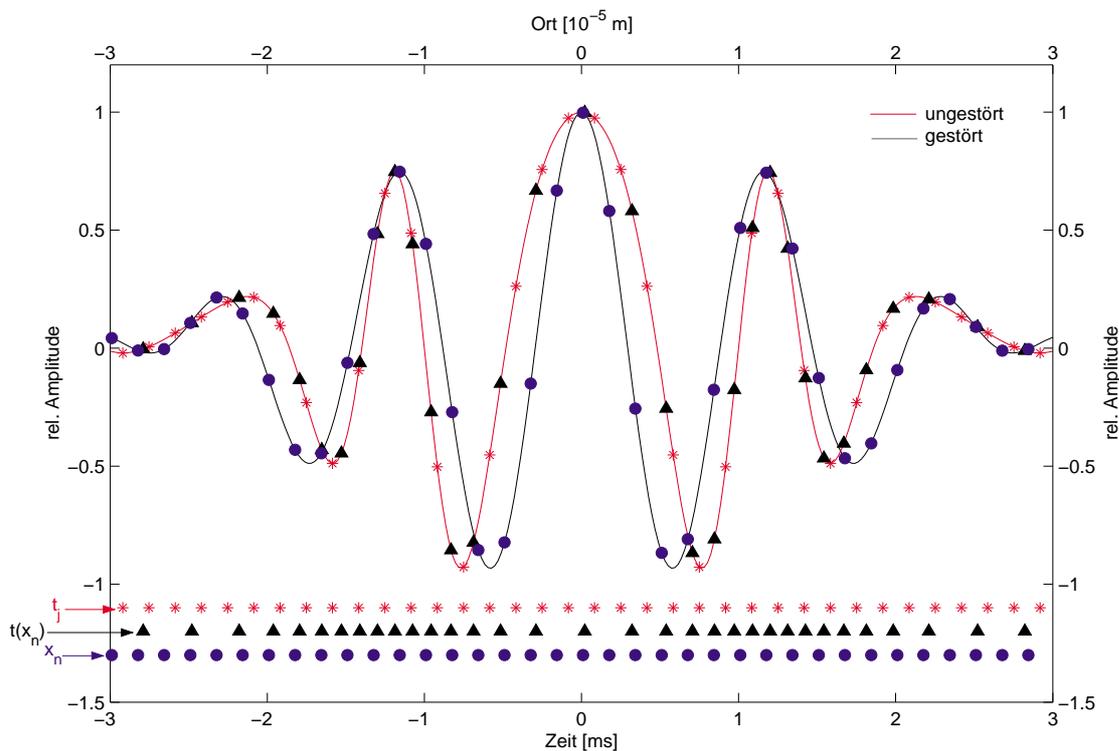


Abb. 5.1 Prinzip des Braultschen Abtastverfahrens. Das schwarze Interferogramm ist ungestört und kann sowohl der Orts- als auch der Zeitachse zugeordnet werden. Das durch Geschwindigkeitsschwankungen gestörte rote Interferogramm gehört zur Zeitachse und wird zu äquidistanten Zeiten t_j abgetastet (rote Sterne). Das LMI-Signal und die bekannte elektrische Laufzeitdifferenz liefern die Zeitpunkte $t(x_n)$ der äquidistanten Orte (schwarze Dreiecke). Zu diesen nicht-äquidistanten Zeiten wird das gestörte Interferogramm interpoliert (schwarze Dreiecke auf der roten Kurve). Werden die interpolierten Werte über den äquidistanten Orten x_n aufgetragen (blaue Punkte, Ortsachse = Zeitachse \times mittlere Geschwindigkeit von 1 cm/s), so zeigt sich, daß das so erhaltene Interferogramm mit dem ungestörten Interferogramm übereinstimmt (blaue Punkte auf der schwarzen Kurve).

In Abb. 5.1 ist das Prinzip des Braultschen Abtastverfahrens dargestellt. Das Ziel des Verfahrens ist, ein räumlich äquidistant abgetastetes Interferogramm $I(x_n)$ zu generieren (schwarze Kurve). Die Orte x_n sind dabei die auf- oder absteigenden Nulldurchgänge des LMI-Signals. Das Interferogramm $I(t_j)$ wird zeitäquidistant abgetastet (s. rote Kurve und rote Sterne in Abb. 5.1). Gleichzeitig wird aus dem LMI-Signal die Zeit der auf- oder absteigenden Nulldurchgänge $t(x_n)$ ermittelt (s. schwarze Dreiecke). Diese Zeit muß noch um die elektrische Laufzeitdifferenz Δt korrigiert werden (in Abb. 5.1 ist $\Delta t = 0$), damit bei Geschwindigkeitsschwankungen keine Abtastfehler entstehen (s. Kapitel 4.1). Dadurch, daß das rote Interferogramm $I(t_j)$ an den Stellen $t(x_n) - \Delta t$ (schwarze Dreiecke) interpoliert wird (schwarze Dreiecke auf der roten Kurve), ergibt sich $I(t(x_n) - \Delta t) = I(x_n)$ (s. blaue Punkte auf der schwarzen Kurve).

Das neue Abtastverfahren hat gegenüber dem klassischen Verfahren mehrere Vorteile:

- Es können kostengünstige A/D-Wandler mit großer Auflösung (>20 bit) und sehr gutem Signal-Rausch-Verhältnis aus Stereo-Audio-Anwendungen verwendet werden.
- Die elektrische Laufzeitdifferenz kann sehr leicht per Software eingestellt werden.
- Das zeitabhängige Interferogramm kann ggf. durch digitale Filter in bezug auf Phasen- und Amplitudengang korrigiert werden, bevor die ortsäquidistante Interpolation ausgeführt wird. Dadurch werden Amplitude und Phase des IR-Interferogramms unabhängig von der Pendelgeschwindigkeit, und Effekte wie bei Kombination A aus Kapitel 4.5.1 können vermieden werden.
- Durch die sehr genaue Kenntnis von $t(x_n)$ ist es möglich, durch eine Spline-Interpolation kleinere räumlich äquidistante Abtastintervalle als 632.8 nm zu erzeugen. Dies ist vor allem für Messungen im UV-Bereich sehr wichtig.

Für die Realisierung des Braultschen Abtastverfahrens gibt es unterschiedliche Ansätze. Die Firma Perkin-Elmer Ltd. hat z. B. ein US-Patent auf ein Abtastverfahren, welches sowohl das IR- als auch das LMI-Signal zeitäquidistant abtastet und daraus die Zeitpunkte der LMI-Nulldurchgänge und das ortsäquidistante Interferogramm berechnet [Turner *et al.*, 1999]. Die Firma Bruker Optik GmbH hat für die Interferometerelektronik des MIPAS-STR einen anderen Ansatz gewählt, der im folgenden Abschnitt ausführlich beschrieben wird.

5.2. Realisierung des Abtastverfahrens bei MIPAS-STR

Die Erzeugung eines ortsäquidistanten IR-Interferogramms bei MIPAS-STR ist in Abb. 5.2 schematisch dargestellt. Genau wie das klassische Abtastverfahren braucht auch das Braultsche Abtastverfahren als Eingangssignale ein analoges zeitabhängiges IR-Interferogramm $I(t)$ und ein Rechtecksignal, dessen auf- und absteigende Flanken die Nulldurchgänge des LMI-Signals $x_n(t)$ wiedergeben. Da die Qualität dieser Eingangssignale auch die Qualität des ortsäquidistanten IR-Interferogramms beeinflusst, wird zuerst die Verarbeitung dieser Signale betrachtet. Das Braultsche Abtastverfahren wirkt sich in Abb. 5.2 in den grau unterlegten Feldern aus. Wichtig ist dabei, wie die Zeitpunkte der äquidistanten Orte $t(x_n)$ bestimmt werden und wie diese im digitalen Interpolationsfilter mit dem digitalisierten zeitäquidistanten IR-Interferogramm $I(t_j)$ verarbeitet werden. Die Antworten auf diese zwei Fragen bestimmen die Qualität des Abtastverfahrens und werden im Detail vorgestellt.

Das Kompensationsfilter ist ein rekursives Filter, dessen Koeffizienten so berechnet werden können, daß der resultierende Amplitudengang der gesamten Signalstrecke konstant und der Phasengang linear ist. Dadurch können Effekte wie eine durch Phasenmodulation induzierte Amplitudenmodulation (s. Kapitel 4.5.1) vermieden werden. Der Einbau eines derartigen Filters ist erst durch die Braultsche Methode möglich geworden. Das Reduktionsfilter dient der Reduktion der Punktezahls des Interferogramms und ist für das Abtastverfahren nicht wichtig. Im Rahmen dieser Arbeit werden diese zwei digitalen Filter nicht weiter behandelt.

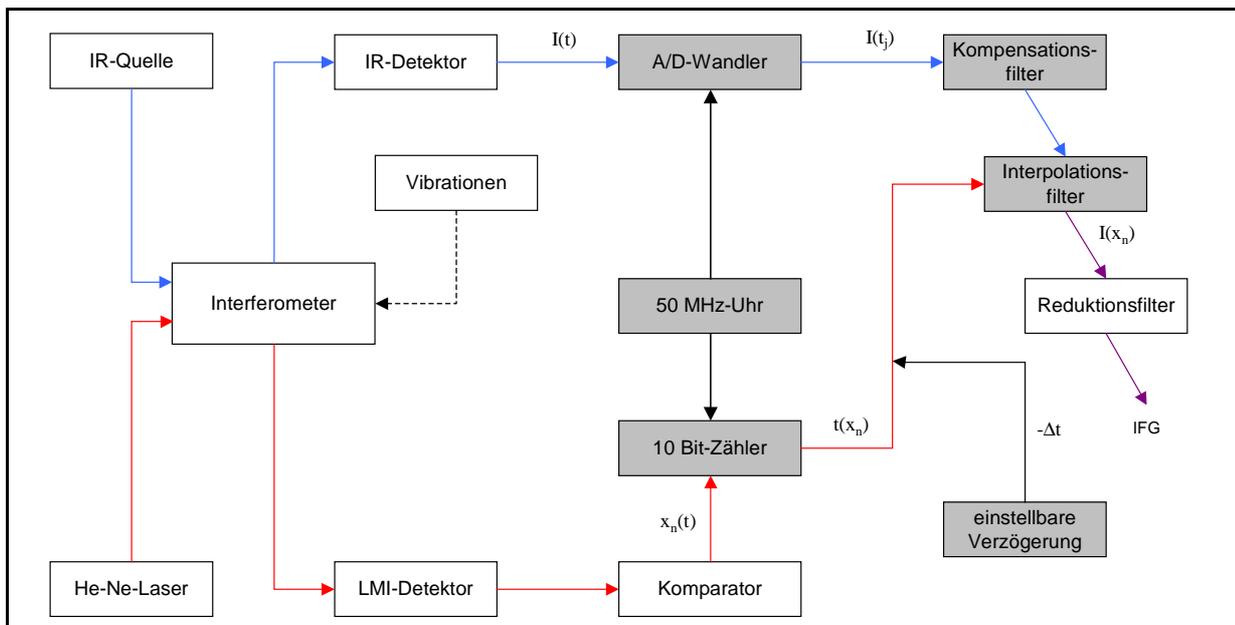


Abb. 5.2 Signalstrecke zur Erzeugung des ortsäquidistanten IR-Interferogramms bei MIPAS-STR. Die roten Pfeile kennzeichnen den Weg des LMI-Signals, die blauen Pfeile den des zeitabhängigen IR-Signals. Das Interpolationsfilter vereint beide Informationen zum ortsäquidistanten IR-Interferogramm (lila Pfeile). Die 50 MHz-Uhr liefert die gemeinsame Zeitbasis für beide Signale. Die grauen Felder kennzeichnen die Elemente des Brauttschen Abtastverfahrens.

5.2.1. Verarbeitung des LMI-Signals

Aus dem LMI-Signal werden die Informationen über die Zeitpunkte der äquidistanten Orte, über die Position, die Geschwindigkeit und die Bewegungsrichtung des Doppelpendels bestimmt. In Abb. 5.3 sind die wichtigsten Elemente der Signalverarbeitung des LMI-Signals schematisch dargestellt. Die wichtigsten Eingangs- und Ausgangssignale dieser Verarbeitungsstrecke sind in Tab. 5.1 aufgelistet. Die Bezeichnung der Signale folgt der Nomenklatur der Firma Bruker.

Signalname	Beschreibung
LASER A	Das durch das Quadraturverfahren (s. Kapitel 2.1) entstandene Sinus-Interferogramm des Referenz-Lasers (Nulldurchgang bei ZPD).
LASER B	Das Kosinus-Interferogramm des Referenz-Lasers (Maximum bei ZPD).
LASXA	Digitalisiertes LASER-A-Signal für die Abtastung mit möglichst exaktem Zeitbezug zu den LMI-Nulldurchgängen. Bei jeder steigenden Flanke wird ein Abtastwert des IR-Signals erzeugt. Das durch logische Verknüpfungen entstörte LASXA-Signal wird als XA bezeichnet und entspricht $x_n(t)$.
LASDA	Digitalisiertes LASER-A-Signal für die Positions- und Geschwindigkeitsmessung mit eindeutiger Nulldurchgangsdetektion, aber ungenauem Zeitbezug.
LASDB	Digitalisiertes LASER-B-Signal für die Erkennung der Pendelrichtung.
TKDA	Das TKDA-Signal (Take Data) markiert den Datenaufnahmebereich mit dem logischen Wert „1“.
DQENA	Das DQENA-Signal (Data Aquisition Enable) kennzeichnet den Bereich zwischen den Umkehrmarken mit dem logischen Wert „1“ und aktiviert die IR-Signalverarbeitung, damit die digitalen Filter im Datenaufnahmebereich bereits eingeschwungen sind.
UPDOWN	Das UPDOWN-Signal beschreibt die momentane Bewegungsrichtung des Doppelpendels. Das Signal hat den logischen Wert „1“, wenn das Doppelpendel sich vorwärts bewegt (die LASDA-Flanke läuft der LASDB-Flanke voraus).

Tab. 5.1 Die wichtigsten Eingangs- und Ausgangssignale der LMI-Signalstrecke.

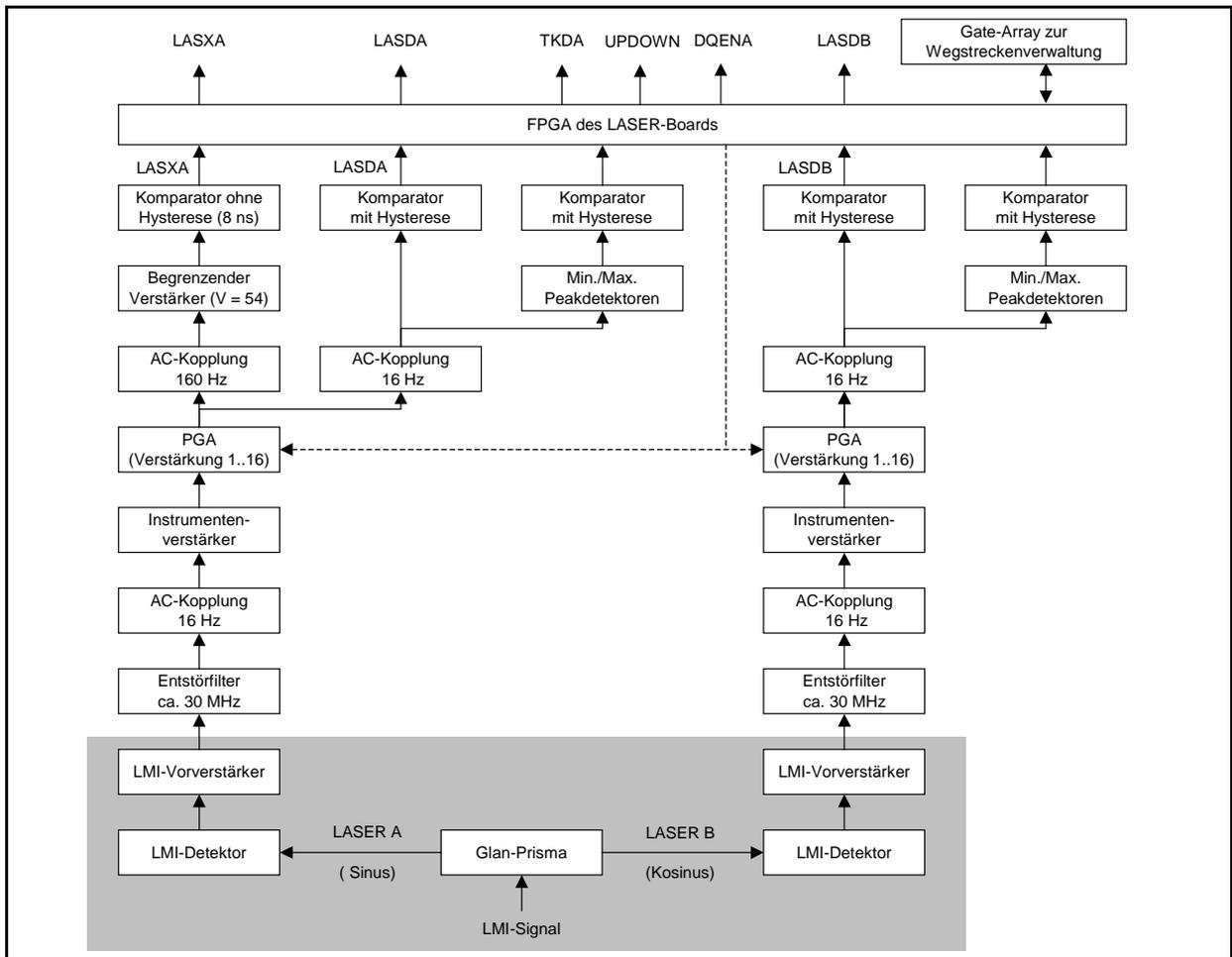


Abb. 5.3 Signalverarbeitung des LMI-Signals (schematisch). Das Glan-Prisma zerlegt das durch das Quadraturverfahren elliptisch polarisierte Licht in zwei senkrecht zueinander linear polarisierte Lichtstrahlen, die getrennt weiter verarbeitet werden. Die Verarbeitung von LASER A (linke Seite) und B (rechte Seite) zu den digitalisierten Signalen LASDA und LASDB, aus denen die Position und Geschwindigkeit des Doppelpendels bestimmt werden, ist identisch. Laser B wird in erster Linie zur Bestimmung der Pendelrichtung (UPDOWN) benötigt. Aus LASER A wird außerdem das Abtastsignal LASXA gewonnen. Der grau unterlegte Bereich befindet sich im gekühlten Bereich des Optik-Moduls, der weiß unterlegte ist ein Teil der Interferometerelektronik. Die gestrichelten Linien kennzeichnen per Telekommando umschaltbare Komponenten.

Entstehung der digitalen Signale LASXA, LASDA und LASDB

Das elliptisch polarisierte LMI-Signal wird durch das Glan-Prisma in zwei linear polarisierte Anteile LASER A und B aufgeteilt. LASER A ist das um $\pi/2$ verzögerte Referenz-Laser-Interferogramm (Sinus), aus dem die Zeitpunkte der Laser-Nulldurchgänge $t(x_n)$ gewonnen werden. LASXA ist das digitalisierte LASER-A-Signal mit möglichst exaktem Zeitbezug zu den LMI-Nulldurchgängen und entspricht $x_n(t)$. In Abb. 5.3 stellt die linke Spalte die Verarbeitung von LASER A zu LASXA dar. Das optische LASER-A-Signal wird von einer Photodiode in ein elektrisches Signal umgewandelt. Danach passiert das Signal mehrere Verstärker und Filter, damit die Nulldurchgänge mit minimalem zeitlichen Fehler detektiert werden können. Das Entstörfilter mit einer Eckfrequenz von ca. 30 MHz schützt die Signalstrecke vor hochfrequenten EMV-Störungen. Die folgende AC-Kopplung (entspricht einem Hochpaß) hat eine Eckfrequenz von 16 Hz und beseitigt den Offset des Signals. Der Instrumentenverstärker ist ein differentieller Verstärker, der gemeinsame elektrische Störungen auf der Signal- und der Erdleitung stark reduziert und das Differenzsignal verstärkt. Der PGA ist ein programmierbarer Verstärker (Programmable Gain Amplifier), der per Telekommando eingestellt werden kann (gestrichelte Linie in Abb. 5.3). Die zweite AC-Kopplung mit einer Eckfrequenz von 160 Hz beseitigt den Offset, der durch die

vorangegangenen Verstärker entstanden ist, und ist für die zeitlich exakte Bestimmung der Nulldurchgänge unverzichtbar, da ein Offset alle Nulldurchgänge zeitlich verschieben würde. Der anschließende begrenzende Verstärker vergrößert den Signalbereich um 0 V symmetrisch mit Faktor 54 auf eine maximale Amplitude von $\pm 3V$. Dadurch liegen die Nulldurchgänge stark vergrößert vor, und durch den Komparator ohne Hysterese können diese innerhalb von 8 ns detektiert werden. Der Zusatz „ohne Hysterese“ bedeutet, daß keine Schwellen symmetrisch zu 0 V für die Erkennung des Nulldurchgangs überwunden werden müssen, da derartige Schwellen die Bestimmung des Zeitpunktes des Nulldurchgangs verfälschen würden (s. Abb. 5.4). Ein Komparator ohne Hysterese hat jedoch zur Folge, daß durch Rauschen mehrere Nulldurchgänge detektiert werden können, obwohl es sich nur um einen einzigen Nulldurchgang des unverrauschten LASER-A-Signals handelt (s. Abb. 5.5). Dieses Problem wird, wie später beschrieben, mit Hilfe von logischen Verknüpfungen des LASXA-Signals mit LASDB beseitigt.

LASDA ist das digitalisierte LASER-A-Signal für die Positions- und Geschwindigkeitsmessung mit eindeutiger Nulldurchgangsdetektion unter Inkaufnahme eines falschen Zeitbezugs. Der wesentliche Unterschied zwischen LASXA und LASDA ist der Komparator mit Hysterese (s. Abb. 5.3), der einen Nulldurchgang nur dann detektiert, wenn beide Schwellen +200 mV und -200 mV durchlaufen werden (s. Abb. 5.4). Auf diese Weise ist die Nulldurchgangsdetektion auch bei relativ großem Rauschpegel noch fehlerfrei (s. Abb. 5.5). LASDB wird identisch wie LASDA verarbeitet und wird für die Richtungserkennung verwendet. Die Peakdetektoren dienen der Überprüfung, ob ein gültiges Laser-Signal vorhanden ist. Ist das Signal kleiner als $\pm 0.5 V$ oder gibt es für 1.3 ms keinen Nulldurchgang (das entspricht einer Pendelgeschwindigkeit von 770 Hz), so wird ein Fehler angezeigt, und die Datenaufnahme des IR-Interferogramms ist gesperrt.

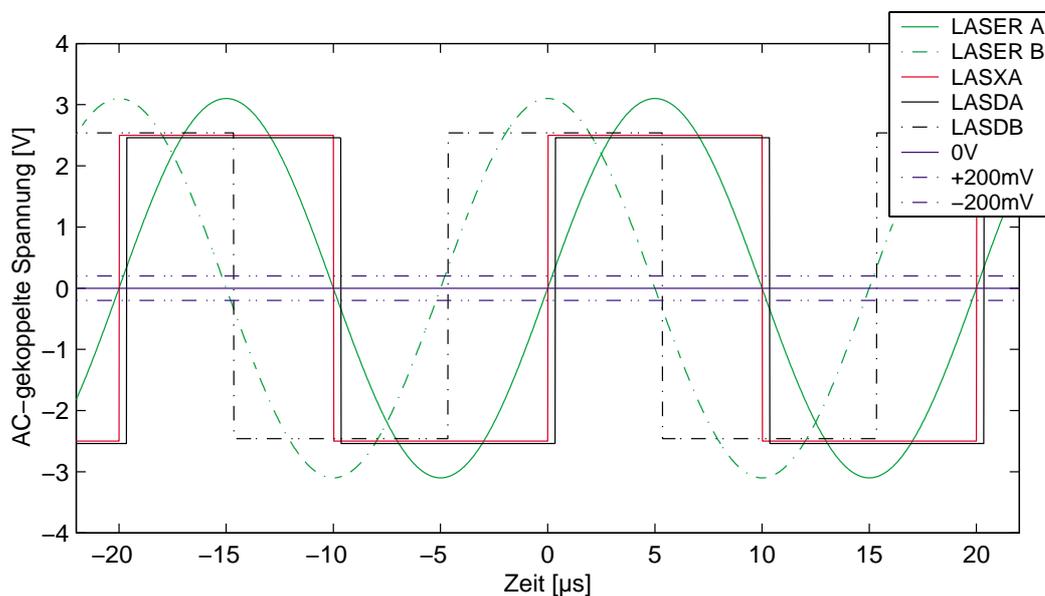


Abb. 5.4 Schematische Darstellung des zeitlicher Bezugs der analogen und digitalen Laser-Signale. Bei LASDA und LASDB ist der zeitliche Versatz durch die Komparatoren mit Hysterese, die zusätzlich zum Schwellwert noch eine längere Reaktionszeit haben, gegenüber den Zeitpunkten des Laser-Nulldurchgangs zu sehen. Die analogen Signale sind in Wirklichkeit Faktor 2-3 größer, die digitalen sind AC-gekoppelt und leicht gegeneinander verschoben dargestellt.

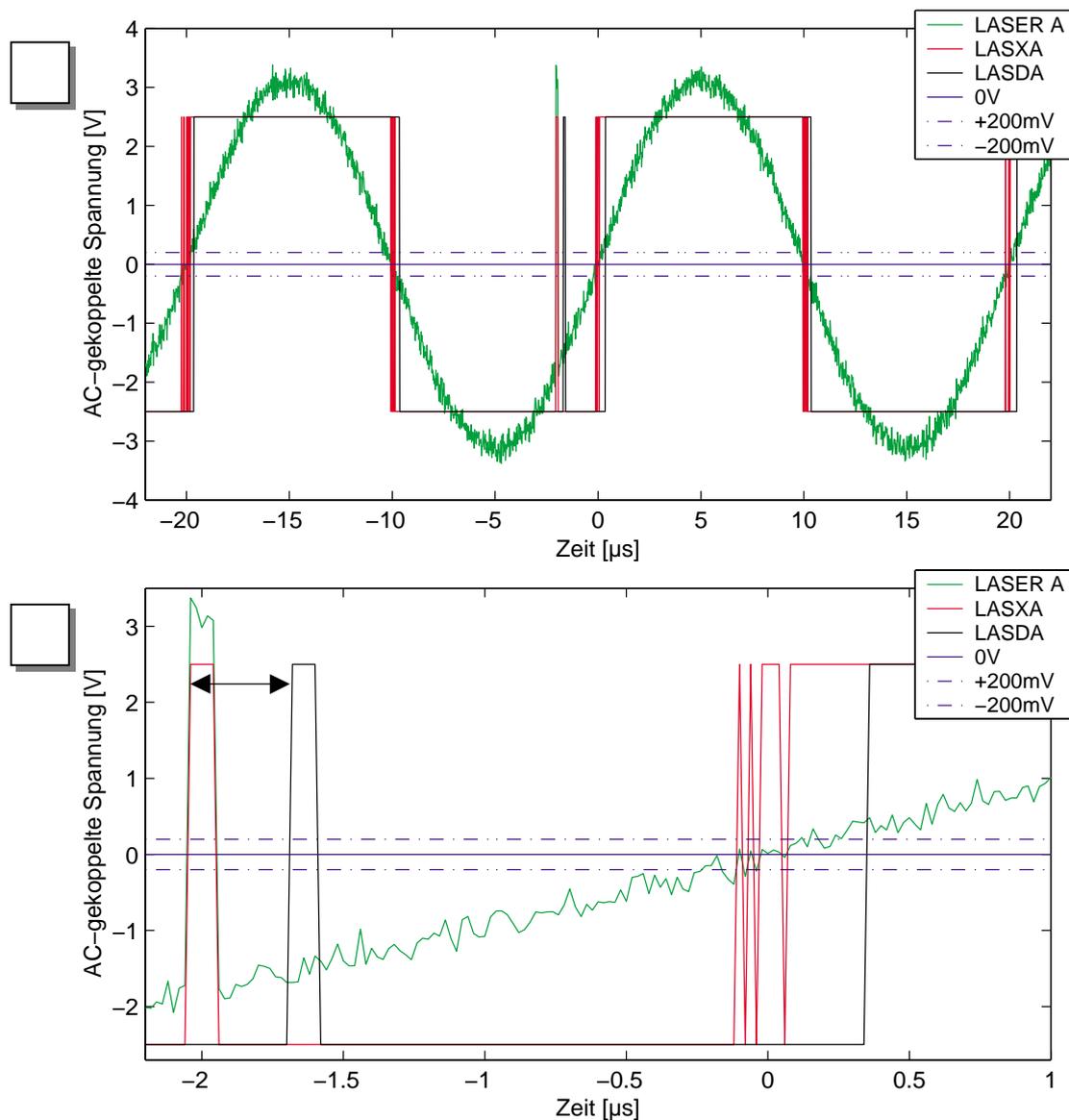


Abb. 5.5 Auswirkungen von Rauschen und impulsartigen Störungen auf LASXA und LASDA. Das Rauschen, sofern es kleiner ist als $\pm 200\text{mV}$, wirkt sich nur auf LASXA aus. Der Störimpuls wirkt sich auf beide Signale aus (Impulsdauer ca. 100 ns). Bild B ist ein vergrößerter Ausschnitt von Bild A. (Die Signale wurden mit MATLAB simuliert).

Entstörung und Weiterverarbeitung der digitalen Laser-Signale durch Logik

Die drei digitalisierten Signale LASXA, LASDA und LASDB werden im FPGA (Field Programmable Gate Array) des Laser-Boards und des DSP-Boards durch logische Funktionen so miteinander verknüpft, daß die durch Rauschen oder durch impulsartige Störungen fehlerhaften Anteile (s. Abb. 5.5) reduziert werden. Abb. 5.6 zeigt schematisch wie die Signale entstört und weiter verarbeitet werden.

Zur Beseitigung der impulsartigen Störungen auf LASDA wird LASDA um 160 ns verzögert, und das verzögerte und das unverzögerte LASDA-Signal werden durch ein AND-Gatter verknüpft. Dies hat zur Folge, daß Impulse des LASDA-Signals, die kürzer als 160 ns sind, nicht registriert werden. Längere Impulse, die in der Regel nur noch von den „echten“ Lasernulldurchgängen hervorgerufen werden, bleiben erhalten. Es gibt zur Entstörung keine Verknüpfung von LASDA mit LASDB, wie das oft in Elektronik für Interferometer üblich ist, da dies in der Umkehrphase zu Fehlern führen würde (s. Abb. 5.7). LASDB wird mit der gleichen Methode entstört.

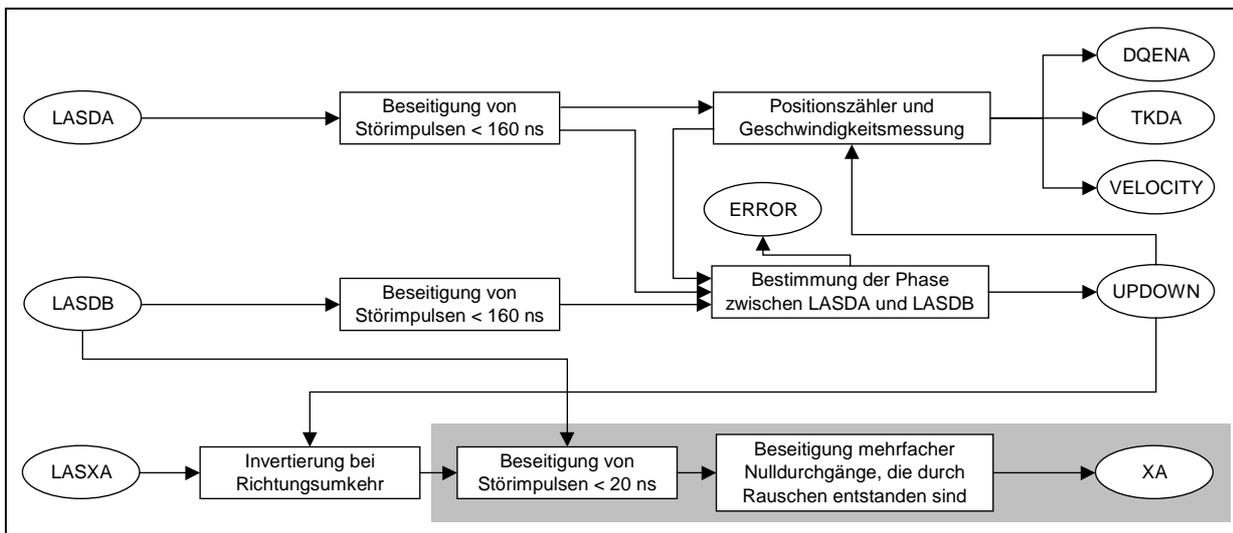


Abb. 5.6 Schematische Darstellung der Entstörung und Weiterverarbeitung der digitalen Lasersignale. Das XA-Signal ist das entstörte und mit der Pendelrichtung invertierte Abtastsignal (XA entspricht $x_n(t)$). Die Invertierung mit der Pendelrichtung sorgt dafür, daß sich die Abtastpunkte am selben Ort wie in der anderen Richtung befinden (von Verschiebungen durch elektrische Signallaufzeiten abgesehen). Der grau unterlegte Bereich kennzeichnet die Signalverarbeitung im FPGA des DSP-Boards.

Aus den so entstörten Signalen LASDA und LASDB wird die Phase zwischen beiden Signalen und dadurch die Pendelrichtung bestimmt (\rightarrow UPDOWN). Wird der Betrag der Phasendifferenz von LASDA zu LASDB außerhalb des Umkehrbereichs kleiner als 45° so wird ein Fehlersignal erzeugt und die Datenaufnahme des IR-Interferogramms abgebrochen. Aus LASDA wird zusammen mit UPDOWN der momentane optische Gangunterschied (\rightarrow alle Signale der Wegverwaltung: u.a. TKDA, DQENA) und dessen zeitliche Änderung (\rightarrow VELOCITY) bestimmt. Die Geschwindigkeit wird aus der Zeit (in Einheiten der 50 MHz-Uhr) berechnet, die zwischen einer bestimmten Zahl von Laserwellenlängen vergeht. Durch die Komparatoren mit Hysterese und die Entstörung für Impulse kleiner als 160 ns für LASDA und LASDB ist die Bestimmung des momentanen optischen Gangunterschieds robust ausgeführt und funktioniert sehr zuverlässig.

Die Verarbeitung und Entstörung von LASXA ist ebenfalls in Abb. 5.6 dargestellt. Zuerst wird LASXA mit UPDOWN invertiert, damit bei beiden Bewegungsrichtungen des Doppelpendels die aufsteigenden Nulldurchgänge, die zur Bestimmung der Interpolationszeitpunkte verwendet werden, zum selben Ort gehören. Durch die Verzögerungen der Verstärker des LMI-Signals wird ein kleiner Versatz von maximal $1/10$ der Laserwellenlänge zwischen den Orten der interpolierten Punkte der Vorwärts- und der Rückwärtsinterferogramme verursacht. Dieser Versatz könnte durch verschiedene Laufzeitkorrekturwerte für beiden Bewegungsrichtungen des Doppelpendels korrigiert werden, ist aber z.Z. nicht implementiert.

Die durch Rauschen erzeugten mehrfachen Nulldurchgänge von LASXA entsprechend Abb. 5.5 werden mit Hilfe von LASDB beseitigt. Zuerst werden dazu Störimpulse kleiner als 20 ns entfernt und anschließend wird zwischen zwei LASDB Flanken nur noch eine aufsteigende Flanke von LASXA zugelassen. Es wird dabei die erste aufsteigende Flanke von LASXA verwendet, die anderen werden unterdrückt. Das so korrigierte LASXA-Signal wird als XA-Signal bezeichnet und entspricht $x_n(t)$. Mit diesem Verfahren können mehrfache Nulldurchgänge sehr gut beseitigt werden.

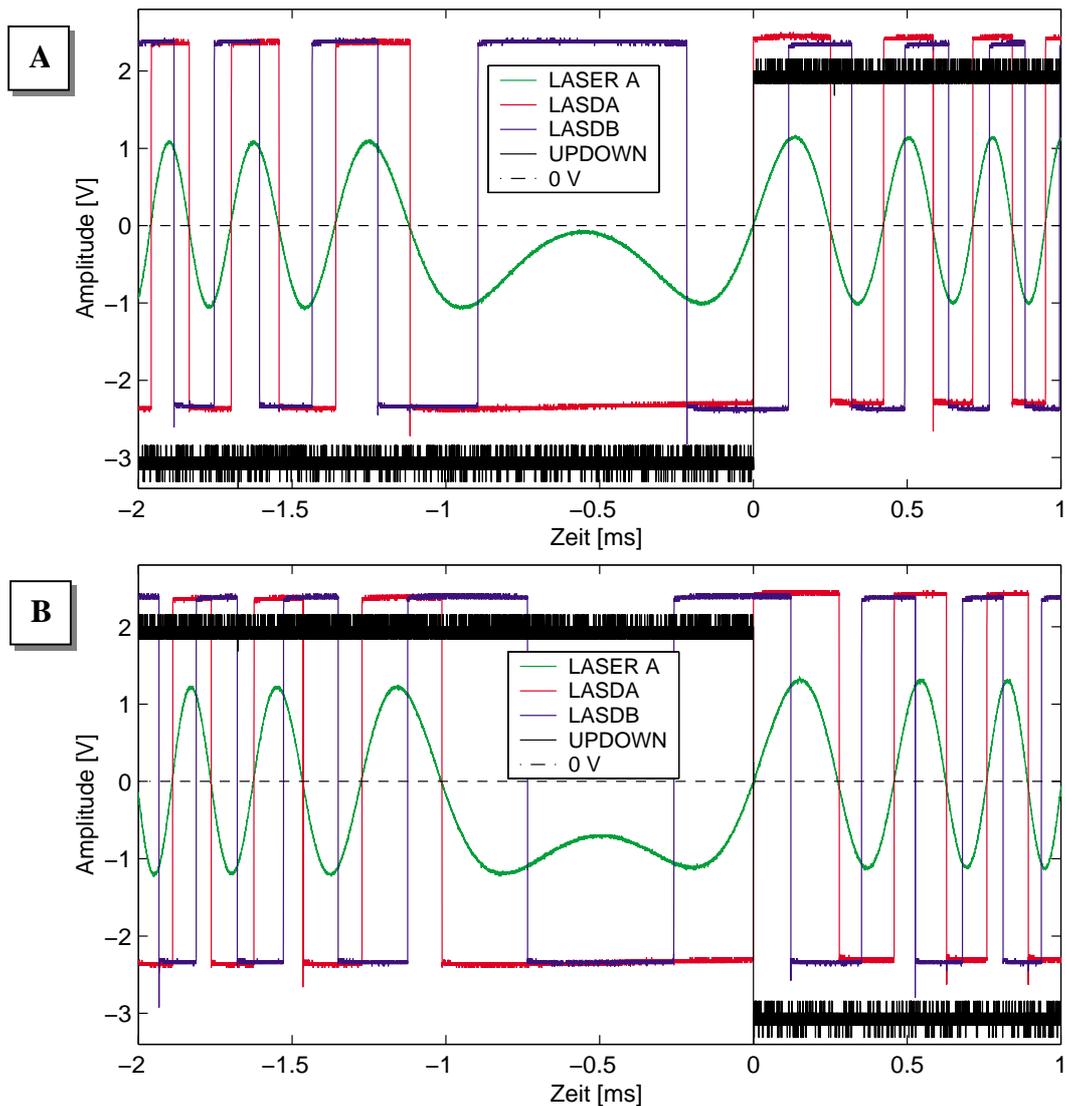


Abb. 5.7 Darstellung von LASER A, LASDA, LASDB und UPDOWN während A) der linken Umkehrphase B) der rechten Umkehrphase. Zwischen zwei Flanken von LASDA ist immer eine Flanke von LASDB mit Ausnahme der Flanken direkt am Umkehrpunkt. Das UPDOWN-Signal liegt auf „high“ wenn die LASDA-Flanke vor der LASDB-Flanke kommt. Das Doppelpendel bewegt sich dann „vorwärts“. Aus Darstellungsgründen wurden die digitalen Signale AC-gekoppelt und zusätzlich gegeneinander verschoben.

Dadurch, daß LASXA und das für dessen Korrektur verwendete LASDB nur für Störimpulse bis 20 ns korrigiert wurde, können fehlerhafte Interpolationszeitpunkte durch Störimpulse bis 160 ns entstehen. Dies soll an einem Beispiel kurz erläutert werden:

Ein Störimpuls von 100 ns, der sich auf allen digitalen LASER-Signalen befindet, wird in der Wegverwaltung und bei der Phasenbestimmung keinen Fehler erzeugen und unbemerkt bleiben. Beim Abtastsignal LASXA wird in diesem Fall (s. Abb. 5.5) ein zusätzlicher Abtastpunkt erzeugt, da die aufsteigende Flanke des Störimpulses von LASXA die erste Flanke in diesem Intervall von LASDB ist. Die Störimpulsflanke von LASDB ist durch den langsameren Komparator zeitlich versetzt (zeitgleich zum Störimpuls von LASXA in Abb. 5.5) und gibt dadurch wieder eine neue Flanke von LASXA frei. Die nächste Flanke von LASXA entspricht dem richtigen Abtastzeitpunkt.

Fehlt der Störimpuls auf LASDB, so entsteht kein zusätzlicher Abtastpunkt, aber der Störimpuls auf LASXA würde den Abtastzeitpunkt zu einem früheren Zeitpunkt verschieben. Im Labor wurden derartige Fälle nicht beobachtet und haben somit auch keine Auswirkung auf diese Arbeit. Während den Atmosphärenmessungen auf der Geophysica gab es jedoch Effekte, die auf derartige Störimpulse und zusätzliche Abtastpunkte zurückgeführt werden könnten [Keim, 2001].

5.2.2. Entstehung des zeitäquidistanten IR-Interferogramms

In Abb. 5.8 ist schematisch die Signalverarbeitung des IR-Signals dargestellt. Bis zum Analog/Digital-Wandler (ADC) ist Verarbeitung bewußt ähnlich zu der des LMI-Signals gehalten. Deshalb werden für das IR-Signal nur die Verarbeitungsschritte erläutert, die beim LMI-Signal nicht vorkommen.

Das IR-Signal wird nach der ersten Verstärkerstufe einmal als Signal mit Gleichlichtanteil (DC-Signal) und einmal als Signal ohne Gleichlichtanteil (AC-Signal) weiterverarbeitet. Bis zum ADC werden AC- und DC-Signal identisch behandelt, da der ADC zwei gleichwertige Wandlereingänge besitzt (der Crystal CS5390 ist ein ADC für Stereo-Audio-Anwendungen). Nach der Digitalisierung wird aus den Daten des linken Kanals des ADC (s. Abb. 5.8) das ortsäquidistante Interferogramm $I(x_n)$ und aus den Daten des rechten Kanals eine niederfrequente Zeitserie (DC) erzeugt. In der Regel wird aus dem AC-Signal das aufgezeichnete ortsäquidistante IR-Interferogramm.

Die Multiplexer ermöglichen das Umschalten zwischen dem AC-, dem DC- und einem Testsignal für den linken Kanal und den rechten Kanal. Zusammen mit der abschaltbaren AC-Kopplung nach dem Instrumentenverstärker ist es dadurch möglich, auch ein ortsäquidistantes Interferogramm mit Gleichlichtanteil aufzunehmen.

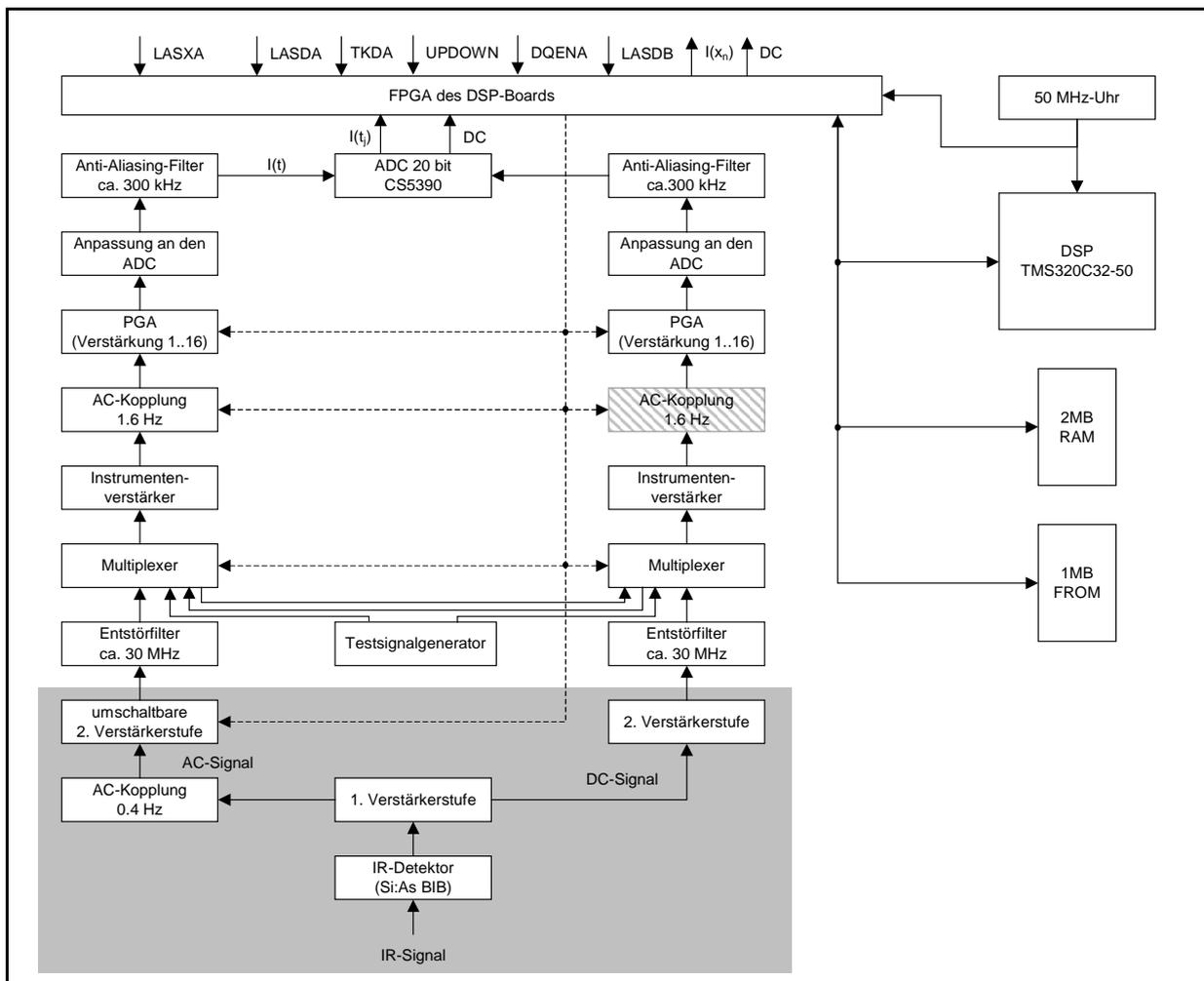


Abb. 5.8 Signalverarbeitung des IR-Signals (schematisch). Der IR-Detektor wandelt die IR-Strahlung in ein elektrisches Signal um. Das IR-Signal wird nach der ersten Verstärkerstufe einmal als Signal mit Gleichlichtanteil (rechte Seite) und einmal als Signal ohne Gleichlichtanteil (linke Seite) weiterverarbeitet. Der dunkelgrau unterlegte Bereich befindet sich im gekühlten Bereich des Optik-Moduls, der weiß unterlegte ist ein Teil der Interferometerelektronik. Die gestrichelten Linien kennzeichnen per Telekommando umschaltbare Komponenten.

Der verwendete A/D-Wandler CS5390 der Firma Crystal Semiconductor Corp. ist ein Delta-Sigma-ADC [Demler, 1991] und erwartet ein maximales Eingangssignal mit speziellem Signalpegel entsprechend den Ausführungen im Handbuch [Crystal Semiconductor, 1993]. Das IR-Signal mit einem maximalen Signalpegel von ± 10 V muß an diese Anforderung angepaßt werden.

Der Anti-Aliasing-Filter ist ein Tiefpaßfilter, der dafür sorgt, daß das Meßsignal bandbegrenzt ist und das Nyquist-Kriterium erfüllt wird (s. Kapitel 2.2). Nur dann tritt keine Bandüberlappung (Aliasing) auf. Da der A/D-Wandler CS5390 das IR-Signal 64-fach überabtastet (s. Tab. 5.2) ist eine Bandbegrenzung auf 300 kHz ausreichend. Die Bandbegrenzung auf die endgültige Ausgaberate von 48.8 kHz wird durch einen internen digitalen Anti-Aliasing-Filter erzeugt (s. Tab. 5.2). Dieser digitale Filter hat wesentlich bessere Eigenschaften als ein entsprechender analoger Filter.

Ein weiterer Vorteil des CS5390 ist die hohe Auflösung bei einem geringen Preis, der durch die Massenproduktion dieses Bauteils erreicht wird. Dieser ADC ist nicht triggerbar und die Ausgaberate von 48.8 kHz ist zeitäquidistant und wird direkt von der 50 MHz-Uhr der Interferometerelektronik abgeleitet (s. Tab. 5.2). Das digitalisierte zeitäquidistante IR-Signal wird im FPGA des DSP-Boards weiterverarbeitet.

Auflösung	20 bit	
Dynamikbereich	110 dB	
Externe Betriebsfrequenz	12.5 MHz	(= 50 MHz / 4)
Ausgabefrequenz der digitalen Daten	48.8 kHz	(= 50 MHz / 1024)
Interne Überabtastung (Oversampling)	64-fach	
Interne Abtastfrequenz	3.125 MHz	(= 50 MHz / 16)
Daten des digitalen Anti-Aliasing-Filters:		
Eckfrequenz	24.4 kHz	
Sperrdämpfung	-100 dB	(= 10^{-5})
Welligkeit im Durchlaßbereich	± 0.005 dB	(von 0.99885 bis 1)
Abstand der „Wellen“ im Durchlaßbereich	3.56 kHz	
Gruppenlaufzeit	18 Datenpunkte	

Tab. 5.2 Technische Daten des CS 5390 [Crystal Semiconductor, 1993]. Die 50 MHz-Frequenz wird von der IFME zur Verfügung gestellt.

5.2.3. Bestimmung der Interpolationszeitpunkte

Für die Herstellung eines eindeutigen Zeitbezugs zwischen den Nulldurchgängen des LMI-Signals in Form der aufsteigenden Flanken des XA-Signals und den zeitäquidistanten Abtastpunkten des IR-Interferogramms wird ein 10-Bit-Zähler verwendet. Dieser Zähler ist auf das sogenannte L/R-Signal des ADC synchronisiert und wird mit der 50 MHz-Uhr der IFME getaktet. Das L/R-Signal zeigt an, wann die Daten vom linken und wann vom rechten Kanal des ADC stammen (siehe Abb. 5.9), und hat die Frequenz der Datenrate eines Kanals (48.8 kHz). Die aufsteigende Flanke des L/R-Signals entspricht nicht dem Abtastzeitpunkt der übertragenen Daten. Der entsprechende Abtastzeitpunkt ist um eine unbekannte, aber konstante Zeit verschoben. Die bekannte Gruppenlaufzeit des digitalen Filters des ADC von 18 Abtastpunkten muß bei der Kompensation der Signallaufzeiten mit berücksichtigt werden. Der 10-Bit-Zähler wird zu Beginn bei aufsteigender L/R-Flanke auf Null gesetzt und zählt dann bis 1023. Bei jeder folgenden aufsteigenden L/R-Flanke fängt der Zähler automatisch wieder bei Null an, da die Frequenz des L/R-Signals gerade $1/1024$ von 50 MHz ist. Der Zählerwert bei aufsteigender XA-Flanke wird gespeichert. Ein 32-Bit Wort wird dazu entsprechend Tab. 5.3 beschrieben. Die Zeitpunkte der Lasernulldurchgänge bezüglich der aufsteigenden L/R-Flanke und die Interferogrammdaten haben dadurch einen eindeutigen Zeitbezug zueinander.

1. Zählerwert m_n	(10 Bit)	2. Zählerwert m_{n+1}	(10 Bit)
Zustand von TKDA und DQENA	(2 Bit)	Gültigkeit der Zählerwerte	(2 Bit)
ADC-Wert linker Kanal I_j	(20 Bit)	ADC-Wert rechter Kanal	(20 Bit)

Tab. 5.3 Inhalt eines 32-Bit Wortes für die j -te Abtastperiode, das die Zählerwerte m_n und m_{n+1} der n -ten und $(n+1)$ -ten Lasernulldurchgänge bezüglich der aufsteigenden L/R-Flanke und den Interferogrammwert I_j zeitlich miteinander verbindet. Der zweite Zählerwert wird nur dann verwendet, wenn zwei Lasernulldurchgänge in der selben Abtastperiode auftreten. Diese 32-Bit Worte werden mit 48.8 kHz generiert.

Die Zählerwerte repräsentieren noch nicht die gesuchten ortsäquidistanten Interpolationszeitpunkte $t(x_n)$, da der Zeitpunkt der aufsteigenden L/R-Flanke nicht mit dem Abtastzeitpunkt übereinstimmt, die elektrische Laufzeitdifferenz zwischen LMI- und IR-Signal noch nicht korrigiert ist und die Gruppenlaufzeit des digitalen Anti-Aliasing-Filters des ADC (s. Tab. 5.2) noch berücksichtigt werden muß. Mit den Methoden aus Kapitel 6.1 oder 7.3 kann der optimale Wert für die eingestellte Laufzeitkorrektur bestimmt werden. Für diese Korrektur sind maximal 10 Abtastperioden vorgesehen (ca. 200 μ s).

Mit dem per Software eingegebenen Wert der Laufzeitkorrektur Δt (in Vielfachen von 20 ns) und der bekannten Verzögerung des digitalen Filters des ADC von 18 Abtastperioden wird aus dem ermittelten Zählerwert m_n in der Abtastperiode j_n ein neuer Zählerwert $m_{n,ipol}$ in der Abtastperiode $j_{n,ipol}$ berechnet. Diese zwei Zahlen $m_{n,ipol}$ und $j_{n,ipol}$ beschreiben bei optimaler Korrektur den ortsäquidistanten Interpolationszeitpunkt $t(x_n)$. Damit ist $t(x_n)$ für die Interpolation folgendermaßen parametrisiert:

$$t(x_n) = j_{n,ipol} \frac{1024}{50 \text{ MHz}} + m_{n,ipol} \frac{1}{50 \text{ MHz}} \quad (5.1)$$

mit $n = 1..N$ und $j, m \in \mathbb{N}_0$
 N: Zahl der ortsäquidistanten Abtastpunkte

Die Abtastperiode $j_{n,ipol}$ folgt zwischen 18 und 28 Abtastperioden nach j_n . Für die Korrektur der Signallaufzeiten müssen deshalb einige Punkte zwischengespeichert werden.

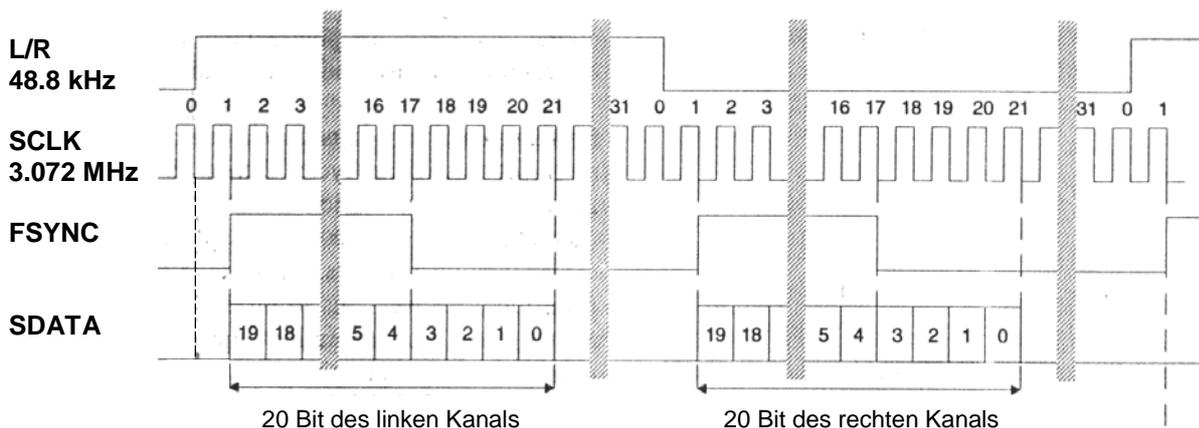


Abb. 5.9 Das L/R-Signal (linker Kanal – rechter Kanal) in zeitlichem Bezug zum Meßdatenstrom SDATA des ADC [Crystal Semiconductor, 1993]. SCLK hat die 64-fache Rate von L/R. FSYNC markiert die Ausgabe von Bit 4 bis 19. Zwischen der steigenden Flanke von L/R und FSYNC liegt eine Periode von SCLK.

5.2.4. Berechnung des ortsäquidistanten IR-Interferogramms

Die ortsäquidistanten Interpolationszeitpunkte $t(x_n)$ sind durch die Zahlen $m_{n,ipol}$ und $j_{n,ipol}$ für alle n eindeutig beschrieben. Das ortsäquidistante Interferogramm wird durch Interpolation zu diesen Zeiten erzeugt.

Das Prinzip eines digitalen Interpolationsfilters ist in Abb. 5.10 anschaulich dargestellt [Hess, 1993]. Es basiert auf dem Nyquist-Shannon-Theorem (s. Kapitel 2.2) und zeigt die interpolierende Wirkung eines digitalen Tiefpaßfilters. Der Unterschied zum Nyquist-Shannon-Theorem aus Gleichung (2.10) besteht darin, daß die Sinc-Funktion in diesem Fall nicht kontinuierlich ist, sondern durch eine endliche Zahl von Filterkoeffizienten dargestellt wird. Die Rekonstruktion des kontinuierlichen Signals ist somit nicht möglich, sondern nur die Interpolation auf eine um einen ganzzahligen Faktor erhöhte Abtastfrequenz. In dem abgebildeten Beispiel wird die Abtastrate auf das dreifache vergrößert, indem zwischen zwei Meßwerten zwei Nullen eingefügt werden (Abb. 5.10B). Das gemessene Spektrum wiederholt sich dadurch dreimal bis zur dreifachen Abtastfrequenz. Die digitale Filterung dieses Signals mit einem Tiefpaß, dessen Eckfrequenz bei einem Drittel der höheren Abtastfrequenz liegt (also wieder bei $f_N/2$), erzeugt das höher abgetastete Signal aus Abb. 5.10D.

Wird die Interpolation nicht im Spektralraum, sondern im Zeitbereich durchgeführt, so ermöglicht die Faltung des mit Nullen aufgefüllten Signals mit den Filterkoeffizienten der Sinc-Funktion, die Berechnung eines Interpolationswertes an einer einzigen Stelle. Dies wird bei der Interpolation des zeitäquidistanten Interferogramms ausgenutzt.

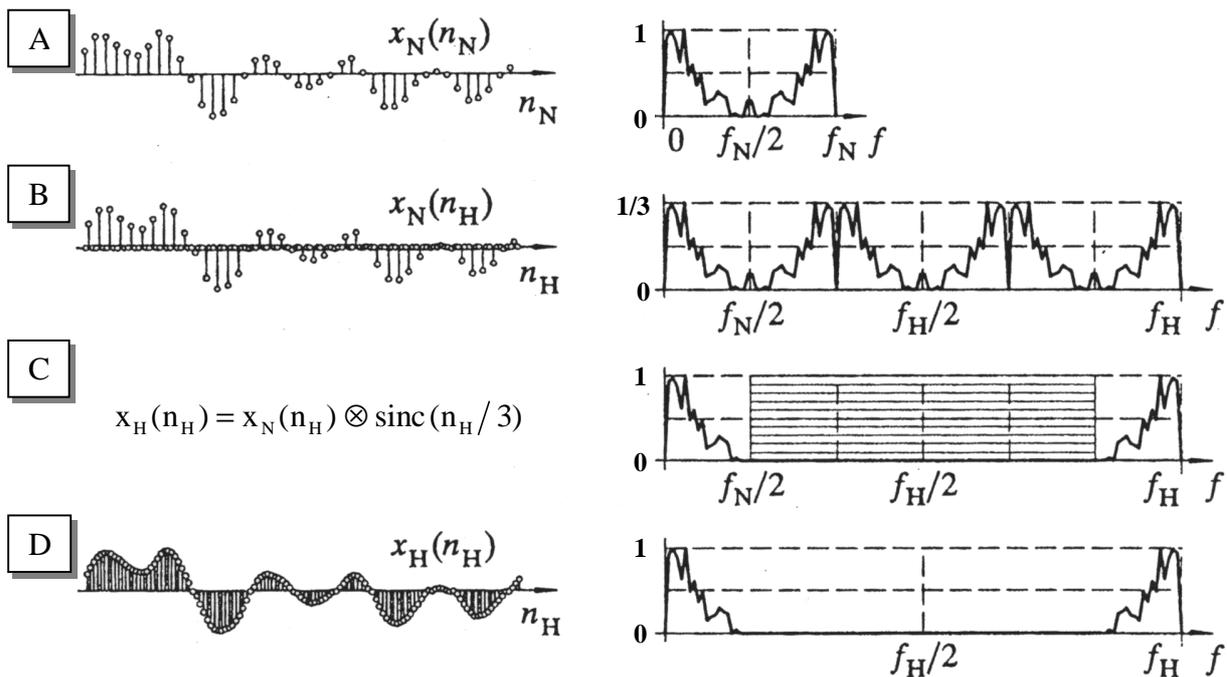


Abb. 5.10 Schematische Darstellung der Erhöhung der Abtastfrequenz um einen ganzzahligen Faktor. Die linke Seite zeigt die Signalausschnitte, die rechte Seite das entsprechende Spektrum. A) Das niederfrequent abgetastete Signal $x_N(n_N)$. B) Zwischen zwei Werten von $x_N(n_N)$ wurden zwei Nullen eingefügt. Das Signal $x_N(n_H)$ hat folglich dreimal mehr Punkte, was einer dreimal größeren Abtastfrequenz entspricht. Das Spektrum besteht aus einer dreifachen Wiederholung des Spektrums von $x_N(n_N)$ mit einem Drittel der Amplitude. C) Ein digitaler Tiefpaß mit der Eckfrequenz $f_N/2$ und der Verstärkung 3 wird auf $x_N(n_H)$ angewandt. D) Durch die Faltung mit der Sinc-Funktion (entspricht der Multiplikation des Spektrums mit einem Rechteck) entsteht das hochfrequent abgetastete Signal $x_H(n_H)$ (aus [Hess, 1993]).

Die Interpolationszeitpunkte des IR-Interferogramms werden mit einer 50 MHz-Uhr bestimmt. Für die Interpolation muß folglich die Abtastfrequenz des Interferogramms von 48.8 kHz um den Faktor 1024 erhöht werden. Die Koeffizienten $I_{\text{pol}}(k)$ für dieses Filter berechnen sich aus:

$$I_{\text{pol}}(k) = \frac{\sin\left(\frac{\pi k}{1024}\right)}{\frac{\pi k}{1024}} \cdot \text{Apod}_{\text{Kaiser}}(k) \quad (5.2)$$

mit $k = -8191$ bis 8192 , $k \in \mathbb{Z}$

$\text{Apod}_{\text{Kaiser}}$: Apodisationsfunktion nach Kaiser [*Kammeyer und Kroschel, 1996*]

Die Division durch 1024 in Gleichung (5.2) führt dazu, daß die Fouriertransformierte von $I_{\text{pol}}(k)$ ein Rechteck mit einer Breite von $1/1024$ der höheren Abtastfrequenz (50 MHz) ist. Die Eckfrequenz dieses Tiefpaß liegt damit wieder bei 24.4 kHz. Die Apodisation der Sinc-Funktion ist durch die endliche Zahl der Koeffizienten notwendig. Mit dem Kaiser-Fenster erhalten die Sperrdämpfung und die Welligkeit im Durchlaßbereich für das Interpolationsfilter bessere Werte als das digitale Anti-Aliasing-Filter des ADC vorweist.

Der interpolierte Interferogrammwert $I(t(x_n))$ wird im Prinzip durch eine Faltung der Filterkoeffizienten $I_{\text{pol}}(k)$ mit dem mit Nullen aufgefüllten Interferogramm $I_{50\text{MHz}}$ berechnet:

$$I(t(x_n)) = \sum_{k=-8191}^{8192} [I_{50\text{MHz}}(t(x_n) - k) \cdot I_{\text{pol}}(k)] \quad (5.3)$$

Da die große Zahl der Multiplikationen mit Null bei Verwendung von Gleichung (5.3) die Rechenzeit unnötig vergrößern würde, werden für die jeweiligen Zählerwerte $m_{n,\text{ipol}}$ die Filterkoeffizienten bestimmt, die mit den von Null verschiedenen Werten von $I_{50\text{MHz}}$ gefaltet werden. Es ergeben sich dadurch 1024 Koeffizientensätze $I_{\text{pol}}^{\text{RED}}_{m_{n,\text{ipol}}}$ mit je nur 16 Werten. Die Interpolation wird dann folgendermaßen durchgeführt:

$$I(t(x_n)) = \sum_{p=-7}^8 [I(j_{n,\text{ipol}} - p) \cdot I_{\text{pol}}^{\text{RED}}_{m_{n,\text{ipol}}}(p)] \quad (5.4)$$

Durch Verwendung von Gleichung (5.4) ist die Interpolation wesentlich schneller. Der Parameter $m_{n,\text{ipol}}$ bestimmt die 16 Filterkoeffizienten aus den 16384 Interpolationsfilterkoeffizienten für die Interpolation zum Zeitpunkt $t(x_n)$, und aus $j_{n,\text{ipol}}$ ergeben sich die 16 Werte von $I(t_j)$, die für die Interpolation des n -ten ortsäquidistanten Abtastpunktes verwendet werden.

Abb. 5.11 veranschaulicht die Interpolation des IR-Interferogramms. Das Maximum der Sinc-Funktion wird auf den Interpolationszeitpunkt $t(x_n)$ gelegt (repräsentiert durch $m_{n,\text{ipol}}$ und $j_{n,\text{ipol}}$). Der Interferogrammwert zur Zeit $t(x_n)$ wird aus der Faltung von 16 Werten von $I(t_j)$ ($j_{n,\text{ipol}} - 7$ bis $j_{n,\text{ipol}} + 8$) mit 16 Koeffizienten des Interpolationsfilters berechnet. Es wird deutlich, warum eine eindeutige Zuordnung von 16 Filterkoeffizienten zu einem Zählerwert $m_{n,\text{ipol}}$ möglich ist.

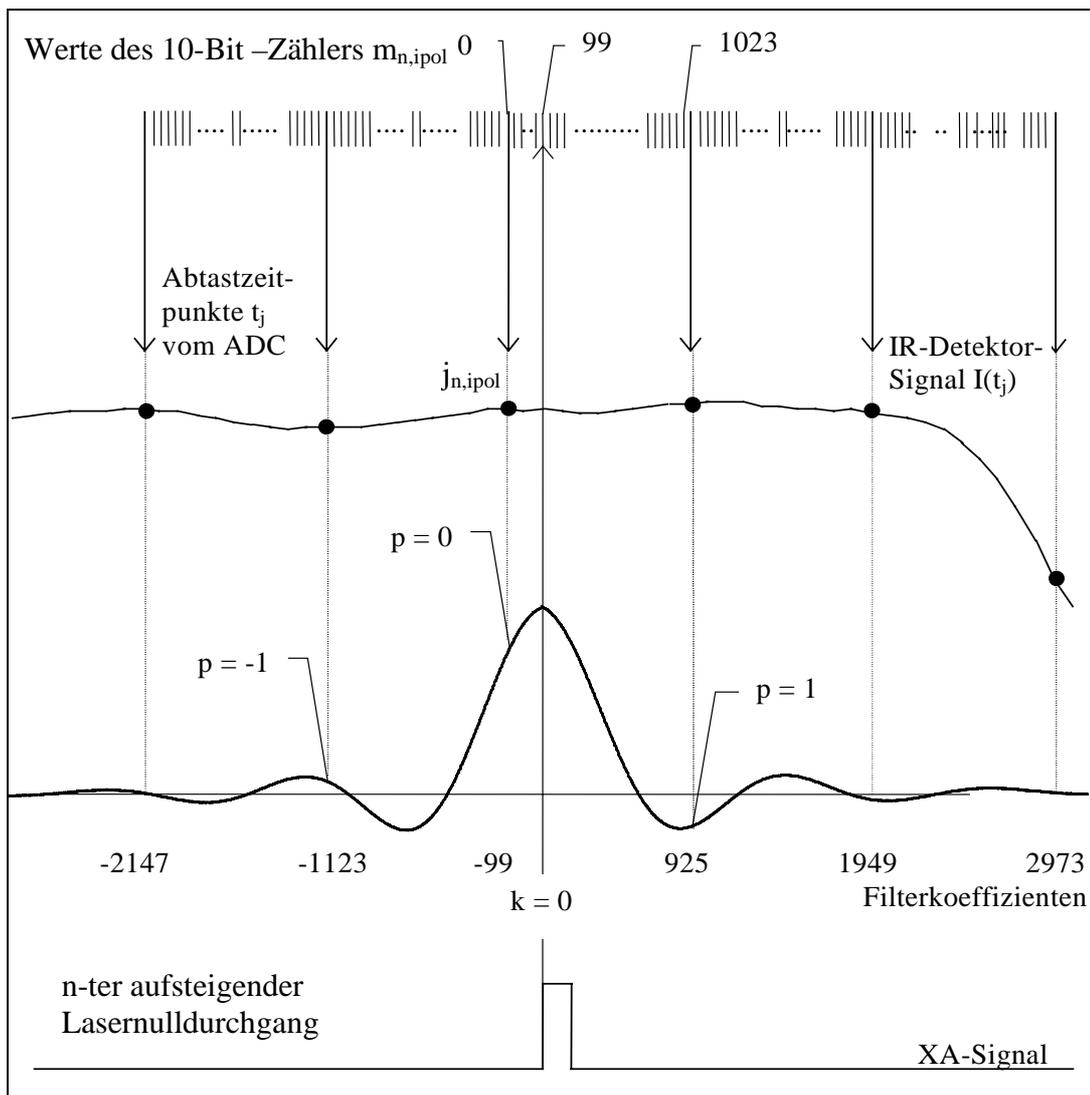


Abb. 5.11 Funktionsprinzip des Interpolationsfilters der IFME. Mit dem 10-Bit-Zähler wird der zeitliche Abstand zwischen der aufsteigenden XA-Flanke und der aufsteigenden Flanke des L/R-Signals bestimmt. Mit der voreingestellten Laufzeitkorrektur wird damit der Interpolationszeitpunkt relativ zu den zeitäquidistant abgetasteten Interferogrammdaten bestimmt (z.B. $m_{n,ipol} = 99$). Zur Berechnung des interpolierten Wertes wird die Sinc-Funktion mit dem Interferogramm gefaltet. Das zeitäquidistante Interferogramm muß dazu mit 1023 Nullen zwischen den Meßwerten aufgefüllt werden. Da die Faltungsprodukte mit Null unnötige Rechenzeit sind, werden nur die 16 von Null verschiedenen Multiplikationen durchgeführt. Dazu werden die Filterkoeffizienten in 1024 Pakete mit je 16 Koeffizienten verpackt. Für jeden Wert des 10-Bit-Zählers gibt es einen Satz von 16 Koeffizienten. (Diese Grafik wurde freundlicherweise von W. Metz von der Firma Bruker Optik GmbH zur Verfügung gestellt.)

6 Bestimmung der frequenzabhängigen Laufzeitdifferenz

In den Gleichungen zur Theorie der Phasenmodulation 1. Art (s. Kapitel 4.1) war die elektrische Laufzeitdifferenz Δt zwischen LMI- und IR-Signal eine Konstante. Dieser konstante Wert Δt kann mit der Braultschen Methode, wie sie in Kapitel 5.1 dargestellt wurde, sehr einfach korrigiert werden. Die elektrische Laufzeitdifferenz ist jedoch oft eine Funktion der Frequenz. In so einem Fall bewirkt die Korrektur einer konstanten mittleren Laufzeitdifferenz die Unterdrückung der Phasenmodulation nur für eine Signalfrequenz.

Zur Korrektur einer möglicherweise frequenzabhängigen elektrischen Laufzeitdifferenz $\Delta t(f)$ wurde in die IFME ein Kompensationsfilter mit frei wählbaren Filterkoeffizienten implementiert. Für die Berechnung geeigneter Filterkoeffizienten muß $\Delta t(f)$ bekannt sein. Wie die frequenzabhängige Laufzeitdifferenz $\Delta t(f)$ bestimmt werden kann und wie diese Funktion bei MIPAS-STR aussieht, beschreibt dieses Kapitel.

6.1. Methode

Aus der System- und Signaltheorie ist der Begriff der Übertragungsfunktion bekannt [u.a. *Lüke, 1985; Stearns, 1991; Unbehauen, 1993*]. Bei linearen, zeitinvarianten Systemen gilt für die Übertragungsfunktion $H(i\omega)$:

$$H(i\omega) = G(i\omega)/F(i\omega) \quad (6.1)$$

mit $G(i\omega)$: FT des Ausgangssignals
 $F(i\omega)$: FT des Eingangssignals
 ω : Kreisfrequenz $2\pi f$

Die Übertragungsfunktion $H(i\omega)$ ist im allgemeinen komplex und wird in bezug auf elektrische Signale auch als Frequenzgang bezeichnet. Der Betrag des komplexen Frequenzgangs wird als Amplitudengang und die Phase entsprechend als Phasengang bezeichnet. Mit dem Begriff Frequenzgang wird in der Literatur gelegentlich auch der Amplitudengang alleine bezeichnet.

Aus dem Phasengang $\varphi(f)$ kann die Gruppenlaufzeit $t_g(f)$ des bandbegrenzten Signals berechnet werden [z.B. *Lüke, 1985*]:

$$t_g(f) = \frac{1}{2\pi} \frac{d\varphi(f)}{df} \quad (6.2)$$

Bei Kenntnis des elektrischen Phasengangs $\varphi_{el}(f)$, der auf ein gemessenes Interferogramm wirkt, kann mit Gleichung (6.2) die frequenzabhängige elektrische (Gruppen-) Laufzeitdifferenz $\Delta t(f)$ bestimmt werden. Anhand von gemessenen Schwarzkörperspektren für unterschiedliche Bewegungsrichtungen des Doppelpendels (oder allgemein des beweglichen Spiegels) ist es möglich, $\varphi_{el}(f)$ zu bestimmen [*Keens und Rapp, 1999*]. Dies wird durch folgende Betrachtung deutlicher:

Ein reales, gemessenes Interferogramm erfährt gegenüber dem idealen Interferogramm einerseits eine wellenzahlabhängige Phasenverschiebung $\varphi_{opt}(\sigma)$ im Ort u.a. durch die Dispersion des Strahlteilers (s. Kapitel 2.3) und andererseits durch die Signalelektronik eine frequenzabhängige Phasenverschiebung $\varphi_{el}(f)$ in der Zeit, die aufgrund des Abtastverfahrens der Differenz der elektrischen Phasenverschiebungen von LMI- und IR-Signal entspricht. Im Phasenspektrum $\varphi_j(\sigma)$, das entsprechend Gleichung (2.12) aus dem Interferogramm für jede Bewegungsrichtung j des Doppelpendels berechnet werden kann, sind beide Phasenanteile addiert. Der Anteil $\varphi_{el}(\sigma)$ am Phasenspektrum ist unabhängig von der Bewegungsrichtung des

Doppelpendels, da die Phase in diesem Fall zeitabhängig ist. Der Anteil $\varphi_{\text{opt}}(\sigma)$ am Phasenspektrum ändert hingegen sein Vorzeichen bei einem Richtungswechsel, da hier die resultierende Phasenverschiebung ortsfest im Interferometer ist. Damit ergibt sich folgende Zusammensetzung der Phasenspektren $\varphi_j(\sigma)$ eines Vorwärts- und eines Rückwärtsinterferogramms:

$$\varphi_{\text{fwd}}(\sigma) = \varphi_{\text{opt}}(\sigma) + \varphi_{\text{el}}(\sigma) + 2\pi\sigma(x_{\text{fwd}} + v_0\tau_{\text{LMI}}(f)) \quad (6.3)$$

$$\varphi_{\text{bwd}}(\sigma) = -\varphi_{\text{opt}}(\sigma) + \varphi_{\text{el}}(\sigma) + 2\pi\sigma(x_{\text{bwd}} + v_0\tau_{\text{LMI}}(f)) \quad (6.4)$$

wobei x_j : Verschiebung des Interferogramms in Vielfachen von $\lambda_L/2$ ($j = \text{fwd, bwd}$)
 $\tau_{\text{LMI}}(f)$: frequenzabhängige elektrische Laufzeit des LMI-Signals

Zu den genannten Beiträgen zum Phasenspektrum kommen möglicherweise noch lineare Phasenfehler dazu, die dadurch zustande kommen, daß die Vorwärts- und Rückwärtsinterferogramme nicht exakt an denselben Orten abgetastet werden. Dies wird zum einen durch die Signallaufzeit $\tau_{\text{LMI}}(f)$ des LMI-Signals bewirkt, welche dazu führt, daß das Interferogramm in Vorwärts- und Rückwärtsrichtung an leicht gegeneinander verschobenen Orten abgetastet wird und zum anderen kann durch Zählfehler in der Wegverwaltung eine Verschiebung der Interferogramme gegeneinander um Vielfache der halben He-Ne-Laserwellenlänge entstehen.

Durch Verknüpfen der Gleichungen (6.3) und (6.4) kann $\varphi_{\text{opt}}(\sigma)$ beseitigt werden, und $\varphi_{\text{el}}(\sigma)$ ergibt sich zu:

$$\varphi_{\text{el}}(\sigma) = \frac{1}{2}(\varphi_{\text{fwd}}(\sigma) + \varphi_{\text{bwd}}(\sigma)) - 2\pi\sigma\left(\frac{1}{2}(x_{\text{fwd}} + x_{\text{bwd}}) + v_0\tau_{\text{LMI}}(f)\right) \quad (6.5)$$

In Gleichung (6.5) wird $\varphi_{\text{el}}(\sigma)$ im wesentlichen durch den Mittelwert der Vorwärts- und Rückwärtsphasenspektren und einer ggf. notwendigen linearen Phasenkorrektur dargestellt. Durch den Zusammenhang $f = v_0\sigma$ kann die Wellenzahlachse in eine Frequenzachse umgerechnet werden, und aus dem Phasenspektrum wird je nach spektraler Breite des optischen Filters ein kleiner Bereich des gesuchten Phasengangs. Durch verschiedene mittlere Pendelgeschwindigkeiten kann zum einen der Phasengang in einem größeren Frequenzbereich ermittelt werden, und zum anderen ist es möglich, die Parameter für die lineare Phasenkorrektur zu bestimmen, da die für unterschiedliche Pendelgeschwindigkeiten berechneten Phasengänge stetig und differenzierbar ineinander übergehen müssen. Mit Gleichung (6.2) kann dann die elektrische Laufzeitdifferenz berechnet werden.

Bei der Messung der Schwarzkörperspektren ist es wichtig, die Störungen durch Geschwindigkeitsschwankungen so gering wie möglich zu halten und durch Mittelung vieler Messungen das Signal-zu-Rausch-Verhältnis zu maximieren. Eine geringe spektrale Auflösung von einigen Wellenzahlen ist dabei ausreichend, da die zu ermittelnde Phase eine langsam veränderliche Funktion ist.

6.2. Ergebnisse

Die Methode zur Bestimmung der frequenzabhängigen elektrischen Laufzeitdifferenz wurde mit einem InSb- und einem MCT-Detektor des Bruker 120M der Gruppe für bodengebundene FTIR-Messungen des IMK (s. Anhang C.1) und den vier Si:As-BIB-Detektoren des MIPAS-STR verifiziert. Es werden in diesem Abschnitt die Ergebnisse aus dem Jahr 2000 für Kanal 1 des MIPAS-STR für die Verstärkungsfaktoren 1 und 10 des IR-Vorverstärkers dargestellt. Die Ergebnisse von 1999 für die Kanäle 1-4 befinden sich in Anhang C.2.

Die Messungen für *Verstärkung 1* wurden mit einem Schwarzkörper der Temperatur 600°C durchgeführt. Der optische Gangunterschied betrug ± 1 cm, und es wurde mit insgesamt 13

verschiedenen Pendelgeschwindigkeiten gemessen, die so gewählt wurden, daß sich die einzelnen Signalfrequenzbereiche weiträumig überlappen. Die Messungen wurden ohne Datenreduktion und mit aktiviertem Interpolationsfilter durchgeführt. Die voreingestellte Laufzeitverzögerung betrug null, und es wurden 100 Interferogramme für jede Bewegungsrichtung des Pendels gemittelt. In Abb. 6.1A ist der Mittelwert der Phasenspektren der Vorwärts- und Rückwärtsinterferogramme über der Wellenzahl dargestellt. Für Bild B wurden die gemittelten Phasenspektren über der Frequenz aufgetragen, und für Bild C wurden die einzelnen Phasenspektren durch eine lineare Phasenkorrektur mit $0.3 \lambda_L$ so gedreht, daß sich ein elektrischer Phasengang ohne Sprünge ergibt. Der Phasengang für Verstärkung 1 stimmt sehr gut mit einer Geraden überein, und nach Gleichung (6.2) ergibt sich eine *elektrische Laufzeitdifferenz von 20.9 μ s*. Für diesen Fall eines linearen Phasengangs ist kein Kompensationsfilter nötig.

Die notwendige lineare Phasenkorrektur mit $0.3 \lambda_L$ für jede Pendelgeschwindigkeit kann nicht erklärt werden, da bisher nur die zwei Effekte in den Gleichungen (6.3) und (6.4) als Ursache für lineare Phasenfehler bekannt sind. Diese erzeugen entweder Ortsverschiebungen durch Zählfehler in Vielfachen von $\lambda_L/2$ oder Ortsverschiebungen, die durch die Signallaufzeit $\tau_{LMI}(f)$ des LMI-Signals hervorgerufen werden und linear mit der Pendelgeschwindigkeit zunehmen.

Die Messungen für die *Verstärkung 10* im IR-Vorverstärker wurden mit einer Schwarzkörpertemperatur von 535°C und ansonsten gleichen Einstellungen wie bei Verstärkung 1 durchgeführt. Die resultierenden elektrischen Beiträge zum Phasenspektrum und der elektrische Phasengang sind in Abb. 6.2A und B dargestellt. Der elektrische Phasengang ist in diesem Fall nicht mehr linear und läßt sich gut durch ein Polynom 2. Grades anpassen. Die daraus resultierende frequenzabhängige elektrische Laufzeitdifferenz ist in Abb. 6.2C zu sehen. Im nominellen Signalfrequenzbereich von ca. 2.2-3.0 kHz beträgt die *Laufzeitdifferenz 42-46 μ s*, ist also mehr als doppelt so groß wie bei Verstärkung 1. In diesem Fall ist zur Vermeidung einer Phasenmodulation bei Geschwindigkeitsschwankungen ein Kompensationsfilter nötig, der diesen Phasengang linearisiert. Die Unterschiede zwischen Verstärkung 1 und 10 lassen sich dadurch erklären, daß der Verstärkungsfaktor 10 durch ein zusätzliches RC-Glied realisiert wird, welches sowohl den Phasen- als auch den Amplitudengang beeinflußt (s. auch Kapitel 7.3.4).

Zur vollständigen Charakterisierung der Signalstrecke und zur Abschätzung der Amplitude der durch Phasenmodulation induzierten Amplitudenmodulation 2. Art (Kombination A, s. Kapitel 4.5.1) ist die Kenntnis des Amplitudengangs nötig. Dieser kann ebenfalls aus den gemessenen Schwarzkörperspektren für unterschiedliche Pendelgeschwindigkeiten bestimmt werden. Der Amplitudengang wird aus der Amplitude des Schwarzkörperspektrums bei einer bestimmten Wellenzahl für verschiedene Pendelgeschwindigkeiten bestimmt. Für jede Pendelgeschwindigkeit ergibt sich folglich ein Meßpunkt im Amplitudengang, der auf den ersten Meßpunkt normiert wird. Die Ergebnisse für beide Verstärkungen sind in Abb. 6.3 dargestellt. *Der Amplitudengang für Verstärkung 1 ändert sich im Bereich von 1.1-4.0 kHz um 2.2%, bei Verstärkung 10 um 25%*. Bei Verstärkung 10 hat offensichtlich das RC-Glied eine zu niedrige Eckfrequenz des Tiefpaßfilters bewirkt. Dieser Fehler wird für zukünftige Messungen beseitigt werden. Die Signalstrecke mit Verstärkung 1 ist in bezug auf Phasen- und Amplitudengang gut genug, um keine großen unerwünschten Effekte bei der Untersuchung des Braultschen Abtastverfahrens zu erhalten. Die Messungen in Kapitel 7.3 wurden deshalb hauptsächlich mit Verstärkung 1 durchgeführt und nur zu Vergleichszwecken mit Verstärkung 10.

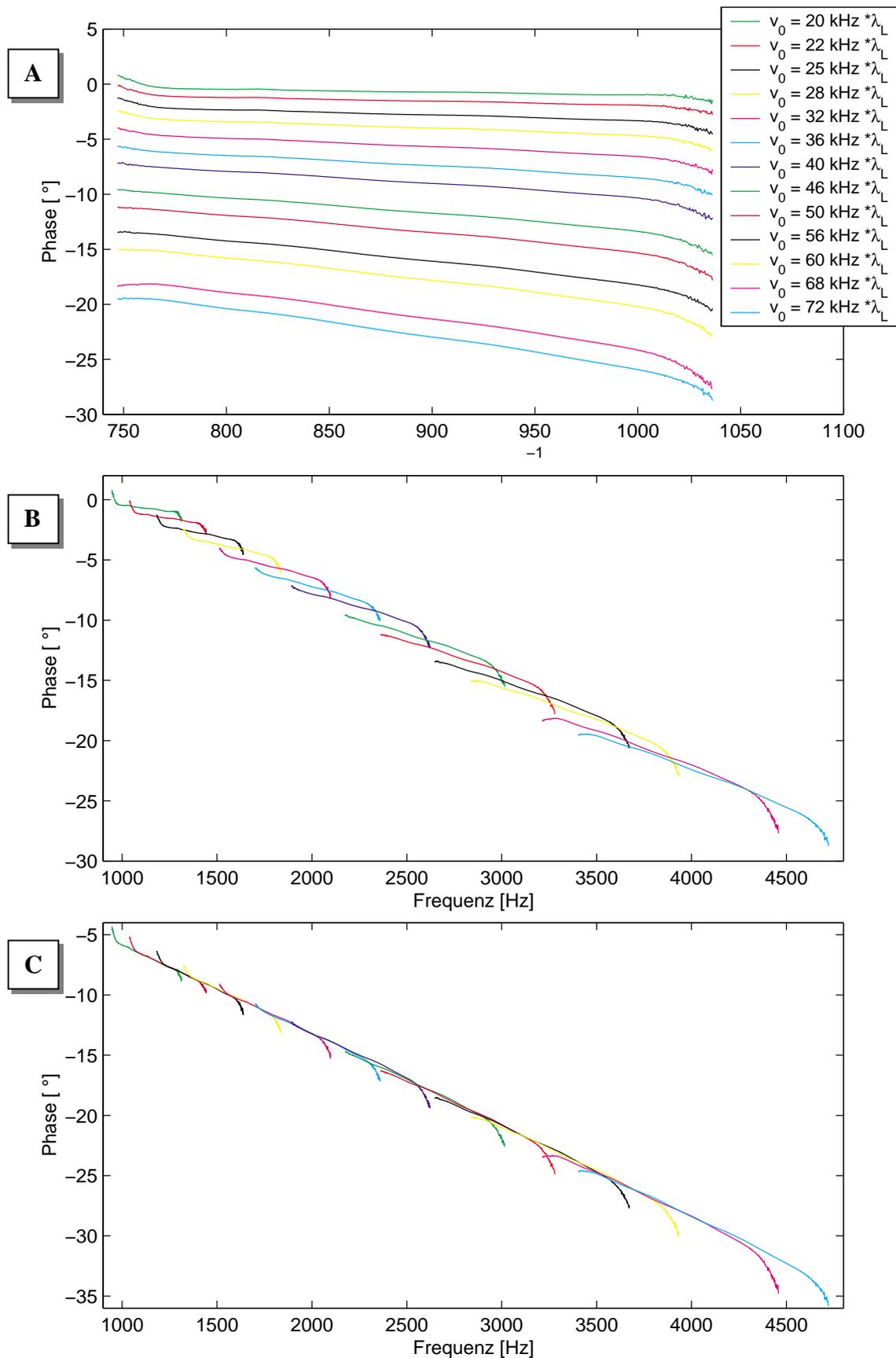


Abb. 6.1 Bestimmung des Phasengangs der Signalelektronik für Kanal 1 mit Verstärkung 1. A) Elektrischer Beitrag $\varphi_{el}(\sigma)$ zum Phasenspektrum für 13 verschiedene Geschwindigkeiten über der Wellenzahl dargestellt (s. Legende mit $\lambda_L = 632.8$ nm). B) Die elektrischen Beiträge $\varphi_{el}(\sigma)$ aus A) über der Signalfrequenz aufgetragen. C) Jedes einzelne Spektrum wurde mit $0.3 \lambda_L$ linear phasenkoriert, damit ein zusammenhängender elektrischer Phasengang entsteht. Für jedes Spektrum wurden 100 Vorwärts- und 100 Rückwärtsinterferogramme gemittelt. Die Temperatur des Schwarzkörpers betrug 600°C .

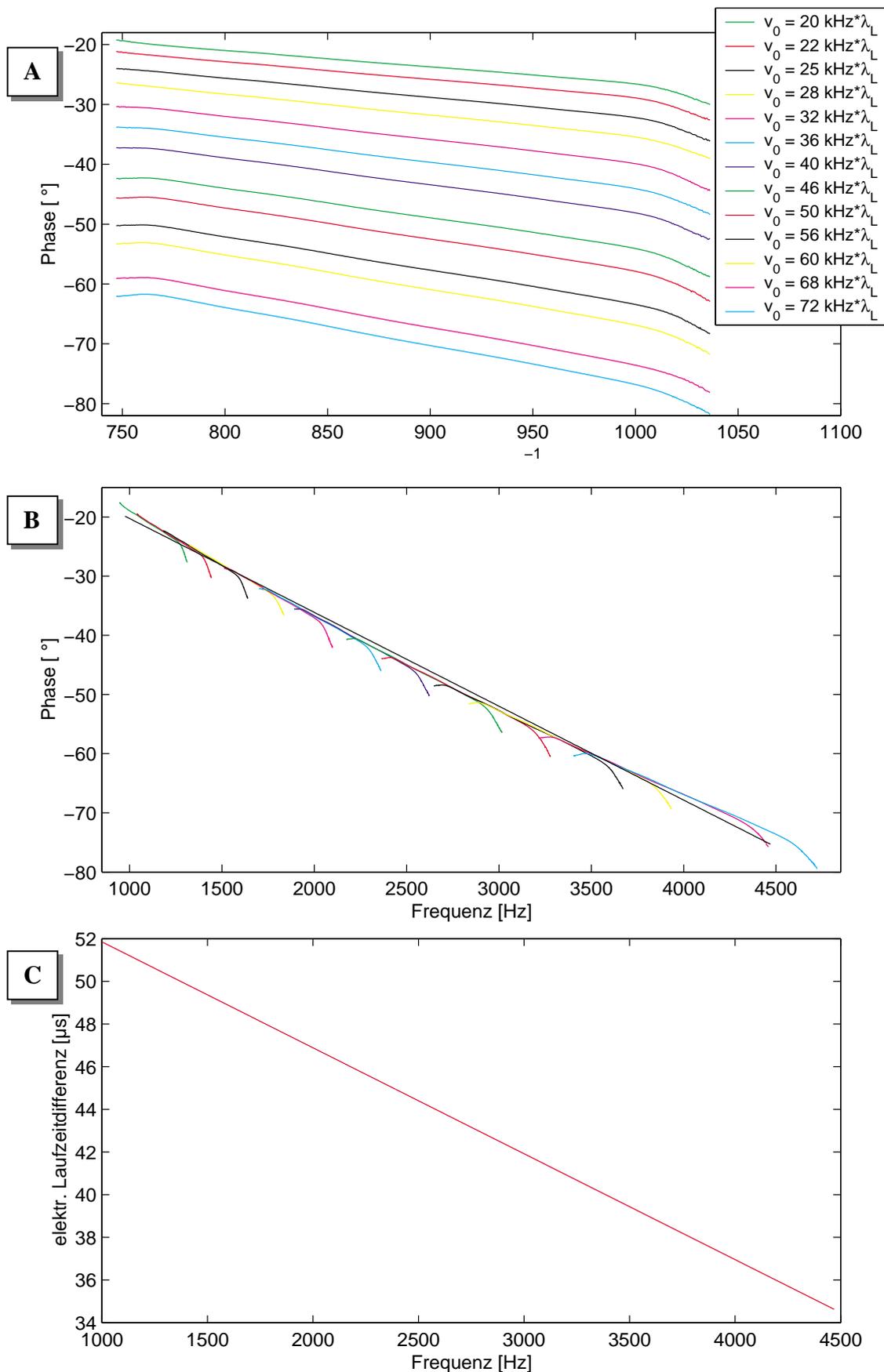


Abb. 6.2 Bestimmung des Phasengangs B) und der frequenzabhängigen elektrischen Laufzeitdifferenz C) der Signalelektronik für Kanal 1 mit Verstärkung 10. Bild A entspricht Abb. 6.1A. Bild B entspricht Abb. 6.1C. Die lineare Phasenkorrektur dafür wurde mit $0.1 \lambda_L$ für alle Spektren durchgeführt. Für Bild C) wurde ein Polynom 2. Grades an den Phasengang aus B) angepaßt und daraus die Laufzeitdifferenz berechnet. Es wurden wieder 100 Vorwärts- und 100 Rückwärtsinterferogramme gemittelt. Die Temperatur des Schwarzkörpers betrug 535°C .

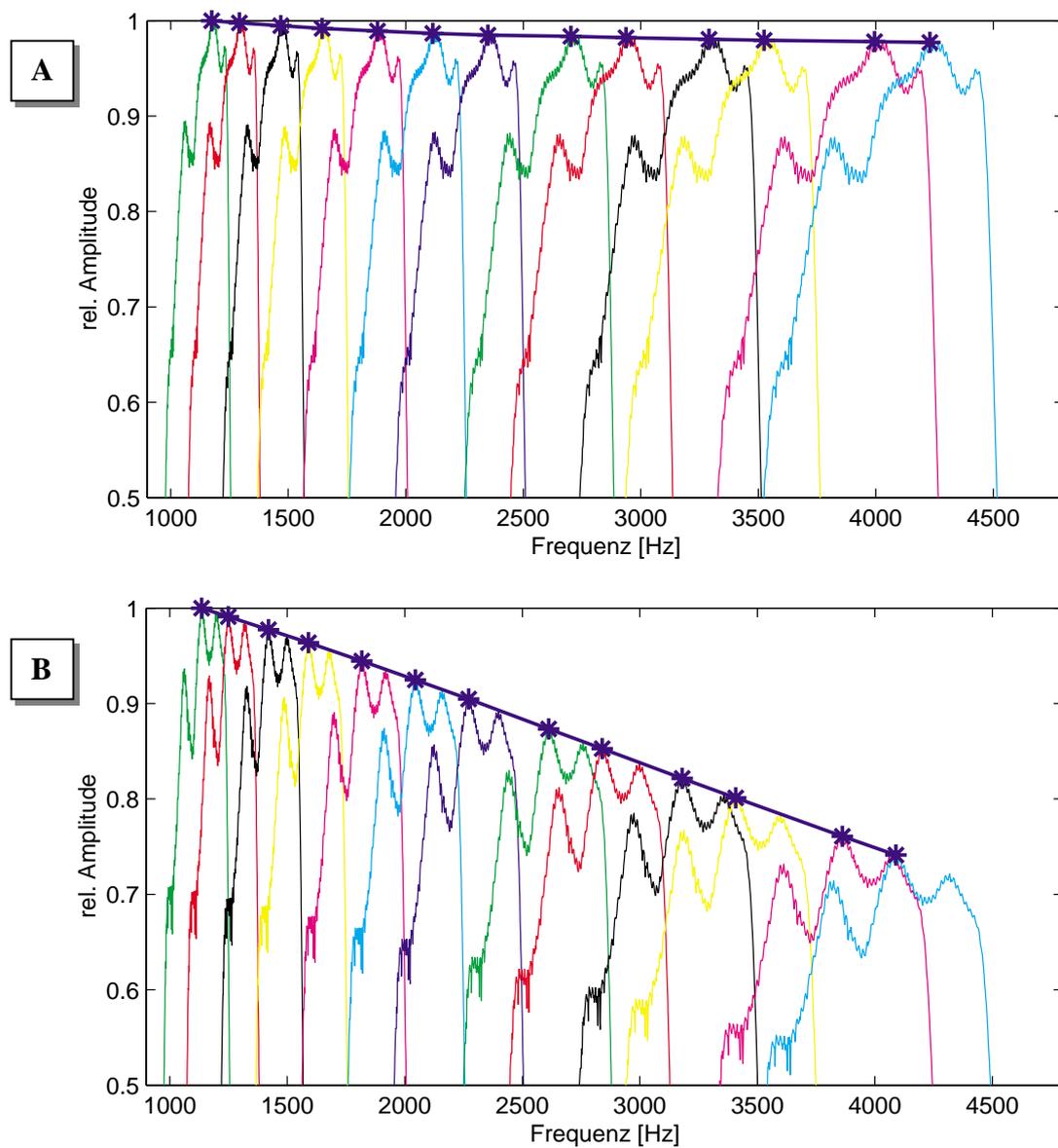


Abb. 6.3 Amplitudengang des Kanal 1 für A) Verstärkung 1 und B) Verstärkung 10. Zur Bestimmung der Amplitudengänge wurden die gleichen Schwarzkörperspektren wie für Abb. 6.1 und Abb. 6.2 verwendet. Die blaue Linie mit den Sternen kennzeichnet den Amplitudengang, der durch die Änderung der Amplitude des Magnitudenspektrums bei 897.5 cm^{-1} bestimmt wurde.

7 Validierung des neuen Abtastverfahrens

Das Verfahren zur zeitäquidistanten Interferogrammbabtastung nach Brault wurde in drei Stufen auf die Vermeidung bzw. Reduktion von Geisterlinien getestet. Zuerst wurde die Güte der Interpolationsfilterkoeffizienten mit Hilfe des im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Programms IPOLTEST untersucht. Dadurch wurden die kleinstmöglichen relativen Geisterlinien bei Verwendung dieses Interpolationsfilters bestimmt.

In der zweiten Stufe wurde die Interferometerelektronik separat, d.h. ohne Einflüsse des MIPAS-Optikmoduls, überprüft. Ein monochromatisches IR-Signal, das digitalisierte Referenz-Laser-Signal LASXA für die ortsäquidistanten Interpolationszeitpunkte und harmonische Geschwindigkeitsschwankungen wurden dabei mit Signalgeneratoren erzeugt.

In der dritten Stufe wurde das komplette MIPAS-STR mit Hilfe eines IR-Diodenlasers als monochromatische Quelle getestet. Die harmonischen Geschwindigkeitsschwankungen wurden wiederum mit einem Signalgenerator erzeugt, der jedoch bei diesem Versuch direkt mit dem Regelkreis des Pendelvorschubs verbunden war. Im Unterschied zur zweiten Stufe ist hier der Einfluß des komplexen Frequenzgangs des IR-Detektors und des IR-Vorverstärkers eingeschlossen.

Bei Stufe zwei und drei bestand das Testprinzip darin, zuerst große Geisterlinien zu erzeugen und diese durch Veränderung der per Software einstellbaren Verzögerung der Interpolationszeitpunkte zu minimieren. Durch eine optimale Einstellung dieser Verzögerung kann die elektrische Laufzeitdifferenz zwischen LMI- und IR-Signal ausgeglichen werden, und die Geisterlinien sollten dann entsprechend der Theorie unterdrückt werden.

7.1. Numerischer Test des Interpolationsfilters

Das Interpolationsfilter berechnet aus den zeitäquidistanten Interferogrammdaten die ortsäquidistanten und ist damit das zentrale Element des neuen Abtastverfahrens. Die Güte der Koeffizienten dieses Filters bestimmt maßgeblich die Amplitude der verbleibenden Geisterlinien bei optimaler Korrektur der Laufzeitdifferenz. Zum Test der Filterkoeffizienten, die von der Firma Bruker berechnet wurden, wurde das Programm IPOLTEST entwickelt.

IPOLTEST berechnet ein phasenmoduliertes, zeitäquidistant mit der Frequenz 50 MHz / 1024 abgetastetes Interferogramm $I(t_j)$ und das entsprechende phasenmodulierte Abtastsignal $x_n(t)$ für eine vorgegebene ortsäquidistante Abtastrate (entspricht der mittleren Pendelgeschwindigkeit). Aus dem Abtastsignal $x_n(t)$ werden iterativ die Zeitpunkte der äquidistanten Abtastorte $t(x_n)$ bestimmt. Damit die Interpolation, wie in Kapitel 5.2.4 beschrieben, durchgeführt werden kann, wird $t(x_n)$ folgendermaßen parametrisiert:

$$t(x_n) = j_n \frac{1024}{50 \text{ MHz}} + m_n \frac{1}{50 \text{ MHz}} \quad (7.1)$$

mit $n = 1..N$ und $j, m \in \mathbb{N}_0$

N: Zahl der ortsäquidistanten Abtastpunkte

Der Parameter m_n bestimmt die 16 Filterkoeffizienten aus den 16384 Interpolationsfilterkoeffizienten für die Interpolation zu diesem Zeitpunkt, und aus j_n ergeben sich die 16 Werte von $I(t_j)$, die für die Interpolation des n-ten ortsäquidistanten Abtastpunktes verwendet werden. Der interpolierte Abtastwert ergibt sich aus der Faltung der Filterkoeffizienten mit den Interferogrammwerten (s. Kapitel 5.2.4).

Für verschiedene PM-Störampplituden, ortsäquidistante Abtastfrequenzen und PM-Störfrequenzen wurden mit IPOLTEST ortsäquidistante Interferogramme erzeugt. Es wurde dabei keine zusätzliche Laufzeitdifferenz addiert. Die Ergebnisse dieser Simulationen entsprechen der optimalen Laufzeitkorrektur und sind in Form von Magnitudenspektren in Abb. 7.1, Abb. 7.2 und Abb. 7.3 dargestellt.

Vor der Fouriertransformation werden die Meßdaten mit der bereits erwähnten modifizierten Norton-strong-Funktion apodisiert und bis zur übernächsten Zweierpotenz symmetrisch mit Nullen aufgefüllt. Die Apodisation ist notwendig, damit Spektrallinien im Bereich 10^{-5} erkannt werden können (s. Anhang A). Das Auffüllen mit Nullen bewirkt, daß jede Spektrallinie mit so vielen Punkten dargestellt wird, daß das Maximum der Linie gut erfaßt wird.

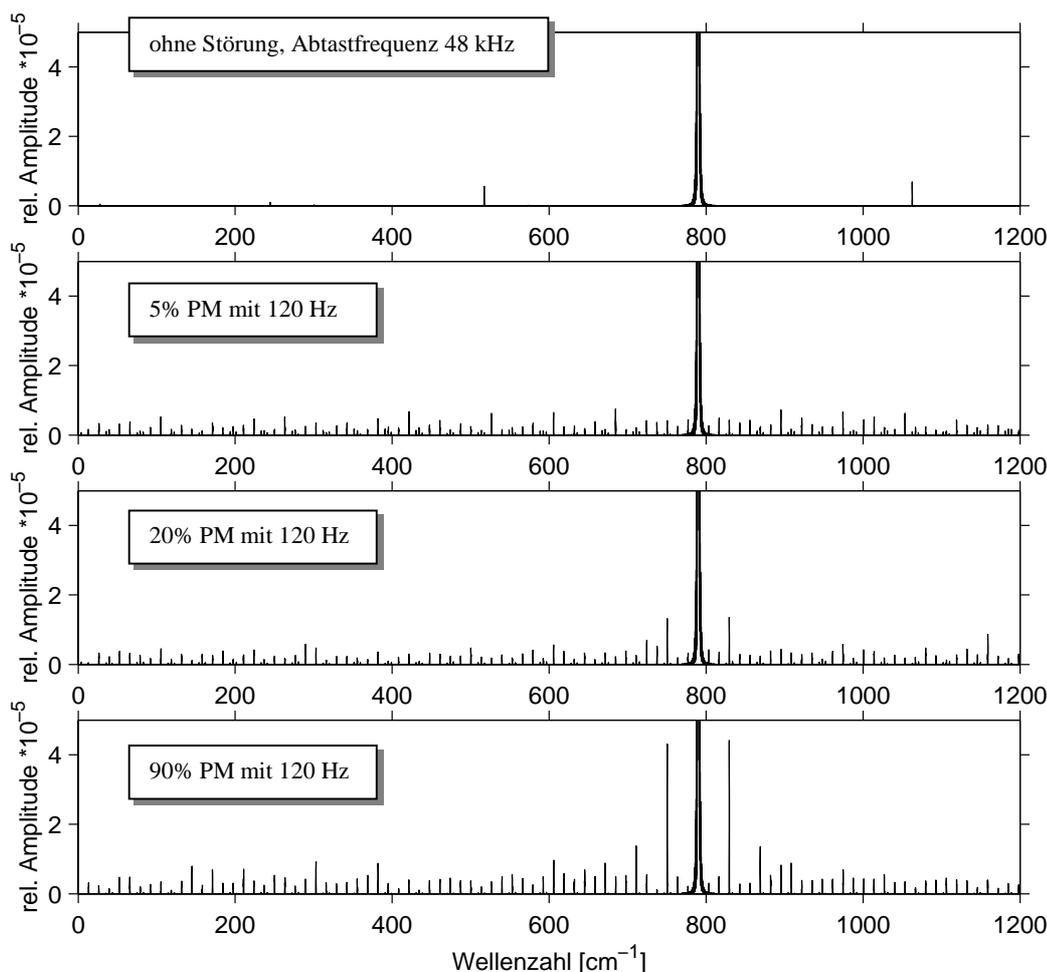


Abb. 7.1 Magnitudenspektren von IPOLTEST-Interferogrammen für verschiedene Störampplituden der Phasenmodulation. Die ortsäquidistante Abtastfrequenz ist bei allen Spektren 48 kHz. Die Originallinie bei 790 cm^{-1} ist auf eins normiert. Die Phasenmodulation erzeugt viele neue Linien in der Größenordnung $1 \cdot 10^{-5}$. Bei zunehmender Störampplitude werden vor allem die Linien an den Orten der Geisterlinien 1. Ordnung vergrößert.

Im (nicht abgebildeten) Spektrum des ungestörten zeitäquidistanten Interferogramms (d.h. ohne Verwendung des Interpolationsfilters) sind keine Nebenlinien vorhanden bis zu einer relativen Amplitude von 10^{-10} . Exakt das gleiche Spektrum wird erzeugt, wenn die ortsäquidistante Abtastfrequenz mit der zeitäquidistanten übereinstimmt. In diesem Fall muß das Interpolationsfilter nicht interpolieren, sondern multipliziert die zeitäquidistant abgetasteten Werte mit eins. Sobald eine Phasenmodulation hinzukommt oder die ortsäquidistante Abtastfrequenz von der zeitäquidistanten abweicht, treten Nebenlinien im Spektrum auf.

In den Abb. 7.1, Abb. 7.2 und Abb. 7.3 sind Nebenlinien mit unterschiedlichen spektralen Abständen und unterschiedlicher Amplitude zu sehen. Die Nebenlinien verändern sich mit der Störampplitude, mit der ortsäquidistanten Abtastfrequenz und der Störfrequenz der Phasenmodulation. Allen dargestellten Spektren mit 5% PM ist gemeinsam, daß die Nebenlinien eine relative Amplitude von weniger als $1.0 \cdot 10^{-5}$ haben. Nebenlinien mit größerer relativer Amplitude gibt es bei Phasenmodulation mit 20% und 90% (s. Abb. 7.1). In diesen Fällen werden vor allem die Linien an der Stelle der Geisterlinien 1. Ordnung größer.

Diese Ergebnisse zeigen die hervorragenden Qualität des Interpolationsfilters, da sogar bei einer Phasenmodulation von 90% die größten Linien nur eine relative Amplitude von $4.3 \cdot 10^{-5}$ haben.

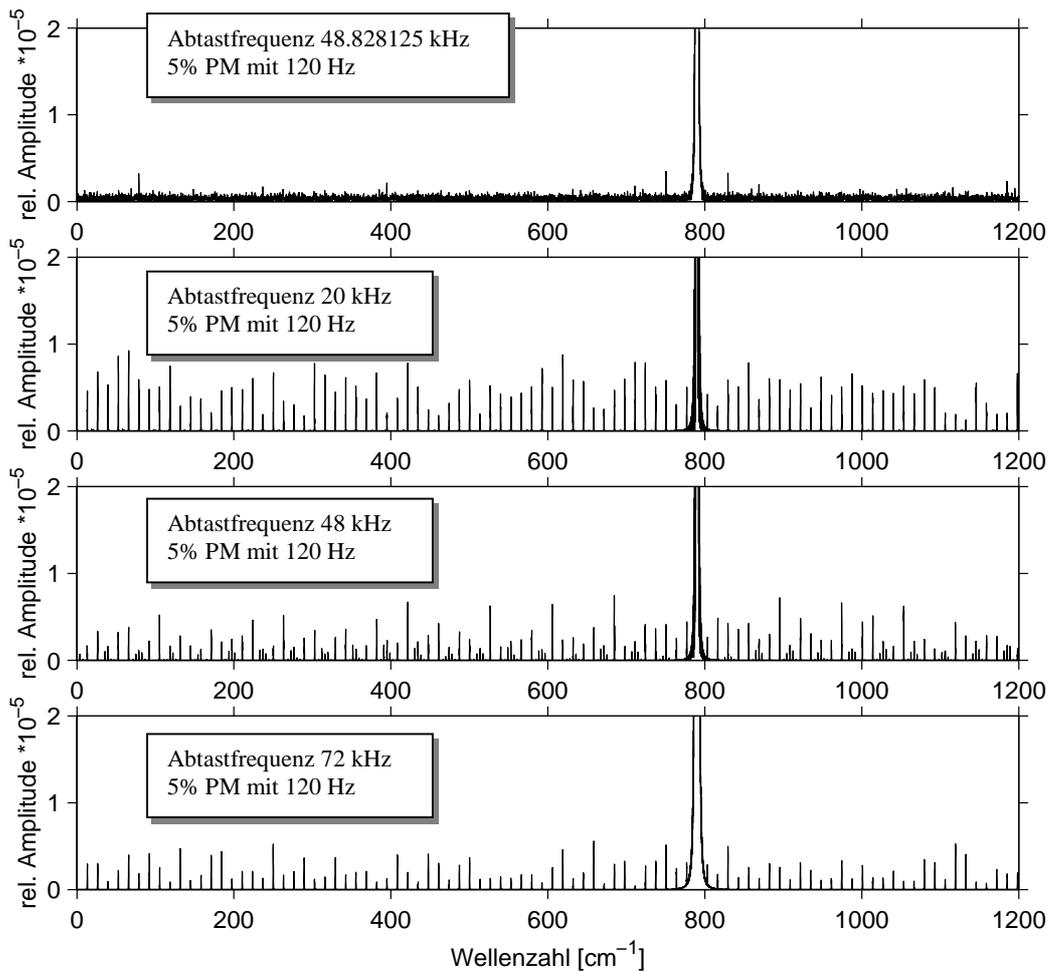


Abb. 7.2 Magnitudenspektren von IPOLTEST-Interferogrammen für verschiedene ortsäquidistante Abtastfrequenzen (entspricht verschiedenen mittleren Pendelgeschwindigkeiten) bei 5% Phasenmodulation mit 120 Hz. Sobald die ortsäquidistante Abtastfrequenz ungleich der zeitäquidistanten Abtastfrequenz ist, entstehen neue Linien im Spektrum in der Größenordnung $1 \cdot 10^{-5}$.

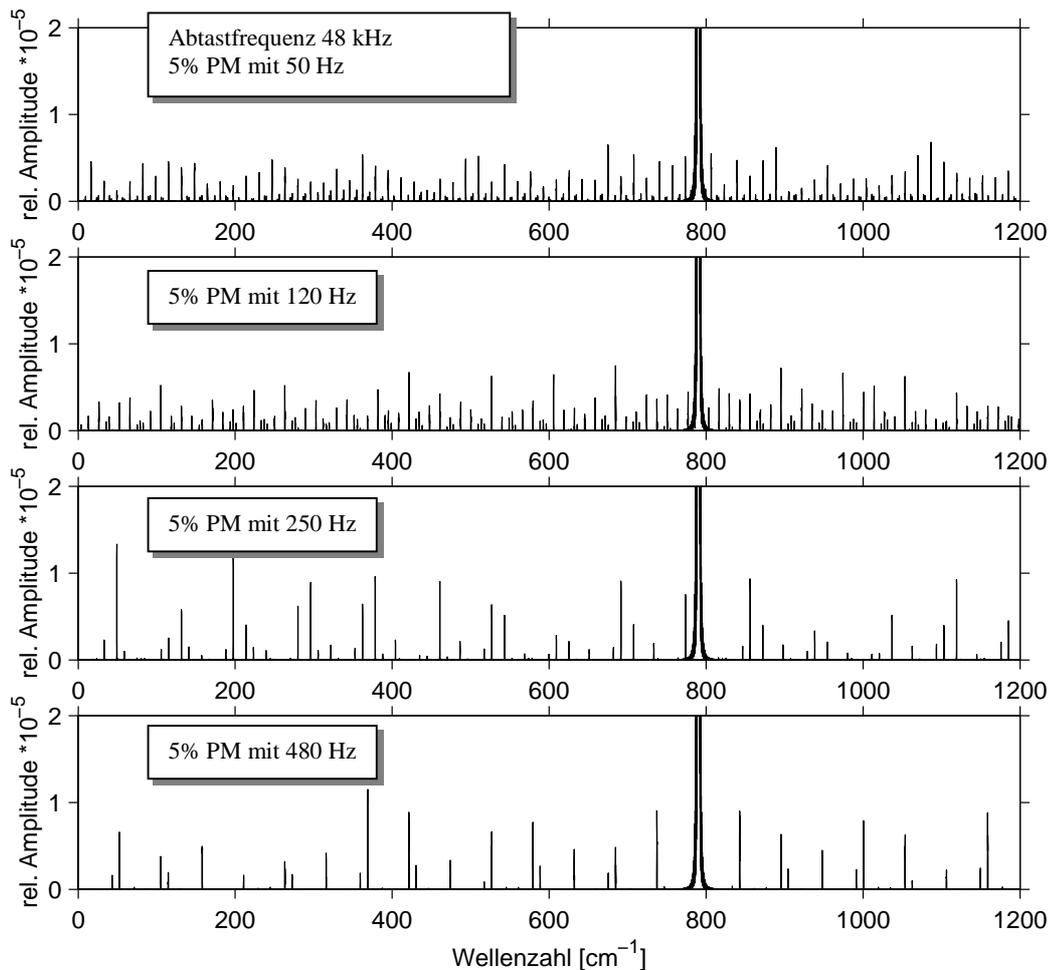


Abb. 7.3 Magnitudenspektren von IPOLTEST-Interferogrammen für verschiedene Störfrequenzen der Phasenmodulation. Die ortsäquidistante Abtastfrequenz ist bei allen Spektren 48 kHz. Die Störfrequenz der Phasenmodulation beeinflusst den spektralen Abstand der neu entstandenen Nebenlinien im Spektrum, die nicht größer als $2.0 \cdot 10^{-5}$ werden.

7.2. Test der Interferometerelektronik mit Signalgeneratoren

In diesem Abschnitt wird das neue Abtastverfahren für Interferogramme ohne den Einfluß des MIPAS-STR Optikmoduls getestet, um die Qualität der Realisierung des Verfahrens in der IFME beurteilen zu können. Die für das Abtastverfahren notwendigen Signale $I(t)$ und LASXA werden durch Signalgeneratoren erzeugt und phasenmoduliert. Die Testmethode besteht darin, die durch die Phasenmodulation entstandenen Geisterlinien durch Änderung der einstellbaren Laufzeitkorrektur zu minimieren. Die minimalen relativen Geisterlinien (auf die Originallinie bezogene Geisteramplituden) sind ein Maß für die Qualität des Verfahrens. Dieser Test setzt allerdings voraus, daß die Phasenmodulation in Phase, Amplitude und Frequenz für $I(t)$ und LASXA exakt gleich ist, da ansonsten ein konstanter, von der eingestellten Laufzeitkorrektur unabhängiger, additiver Beitrag zur Geisteramplitude das Ergebnis verfälscht.

7.2.1. Versuchsaufbau und -durchführung

Die Wahl geeigneter Signalgeneratoren, die eine exakt gleiche Phasenmodulation von zwei verschiedenen Signalen erzeugen können, erwies sich als relativ schwierig. Analoge Signalgeneratoren mit externem FM-Eingang erzeugten bei gleichem Eingangssignal unterschiedliche Störampplituden der Phasenmodulation. Digitale Signalgeneratoren erwiesen sich vor allem bei der Verwendung sogenannter arbiträrer („willkürlicher“) Signale als wesentlich genauer in der Störampplitude. Die Störphase ist jedoch von Generator zu Generator unterschiedlich und nur geringfügig korrigierbar.

Arbiträre Signale werden mit einem PC berechnet und über eine RS-232-Schnittstelle in einen nicht flüchtigen Speicher des Signalgenerators übertragen. Diese Signale können bei guten Generatoren aus maximal 65536 Punkten bestehen und werden mit der am Generator eingestellten Frequenz wiederholt. Die phasenmodulierten Signale $I(t)$ und LASXA wurden für eine Periode der Störfrequenz der Phasenmodulation mit der maximalen Punktezahl berechnet. Diese Vorgehensweise hat zur Folge, daß die Signalfrequenz von $I(t)$ und die ortsäquidistante Abtastfrequenz Vielfache der Störfrequenz sein müssen, damit keine Sprünge im Signal auftreten. Beide Signale wurden mit der gleichen Frequenz – der Störfrequenz – wiederholt. Der Vorteil der arbiträren Signale ist, daß der Unterschied der PM-Störampplituden von zwei Signalen als unabhängige Fehlerquelle beseitigt wird. Dieser Unterschied hängt nur noch von der Differenz der an den Signalgeneratoren eingestellten Wiederholfrequenz ab. Diese Differenz ist im allgemeinen bei digitalen Signalgeneratoren vernachlässigbar klein.

Der verbleibende Fehler durch unterschiedliche Störphasen und sehr kleine Frequenzunterschiede konnte mit dem 2-Kanal-Signalgenerator WAVETEK 195 (technische Daten s. Anhang D) fast vollständig beseitigt werden. Bei diesem Signalgenerator können beide Kanäle mit der selben Taktfrequenz betrieben werden. Wenn die arbiträren Signale aus gleich vielen Punkten bestehen und ohne Phasendifferenz mit der gleichen Frequenz wiederholt werden, so sind Störphase und Störfrequenz der beiden erzeugten Signale nicht mehr zu unterscheiden. Mit dieser Konfiguration wurden die besten Ergebnisse, d.h. die kleinsten Geisterlinien, erzielt.

Die Signalstrecke der Versuchsanordnung mit dem WAVETEK 195 ist in Abb. 7.4 entsprechend der Signalstrecke aus Abb. 5.2 dargestellt. Die grau unterlegten Felder sind die für das Abtastverfahren relevanten Elemente der IFME, die getestet werden sollen.

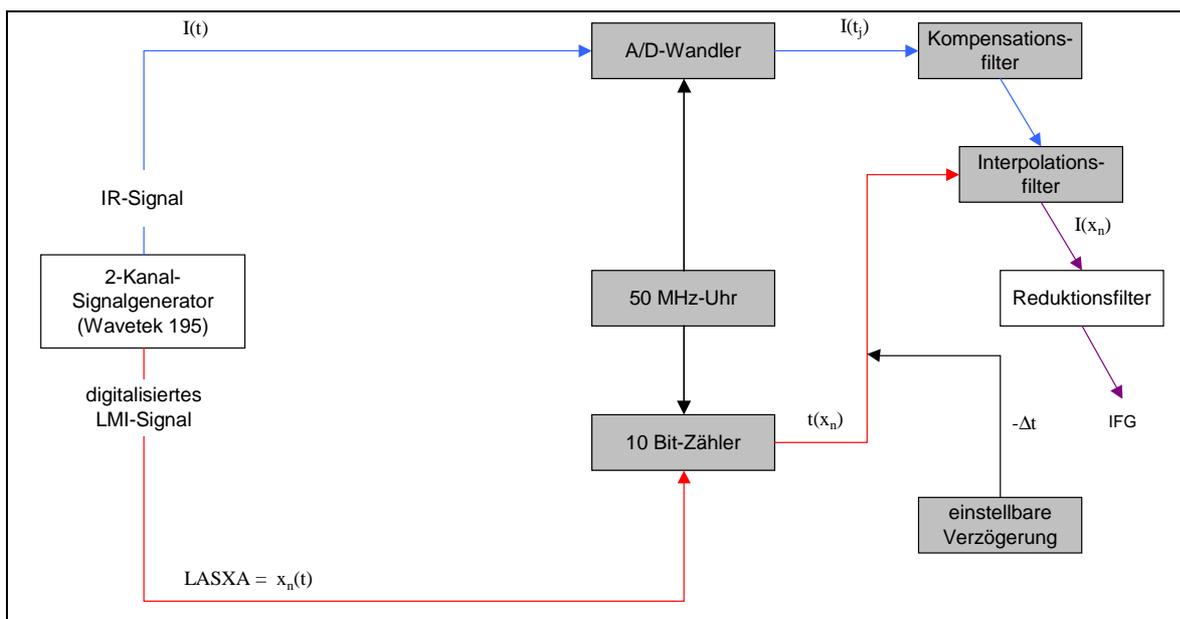


Abb. 7.4 Signalstrecke der Versuchsanordnung für den Test der IFME mit einem zwei-Kanal-Signalgenerator. Die grau unterlegten Felder sind die für das Abtastverfahren relevanten Elemente der IFME.

Damit die Logik der IFME die Datenaufnahme des IR-Interferogramms freigibt, müssen die Signale LASER A und B das Phasen- und Amplitudenkriterium erfüllen (s. Kapitel 5.2.1) und eine fehlerfreie Initialisierungsphase durchlaufen. Die Signale LASER A und LASER B wurden vom Interferometer des MIPAS-STR verwendet. Das daraus berechnete LASXA-Signal wurde durch eine kleine Änderung im FPGA des DSP-Boards nicht berücksichtigt, statt dessen wurde das an einem Testpunkt des DSP-Boards anliegende Signal des Signalgenerators unverändert als Abtastsignal verwendet. Das Abtastsignal vom Signalgenerator mußte folglich ein Rechtecksignal mit TTL-Pegel (TTL = Transistor-Transistor-Logik) sein. Die wichtigsten mit dem Signalgenerator WAVETEK 195 durchgeführten Messungen sind in Tab. 7.1 aufgelistet. Als IR-Signal wurde meistens ein Sinussignal mit einer Signalfrequenz von 2.4 kHz verwendet, da diese Frequenz im Bereich von Kanal 1 des MIPAS-STR liegt, der in Kapitel 7.3 untersucht wird. Die ortsäquidistante Abtastfrequenz betrug 48 kHz und die Meßzeit ca. 10 s pro Interferogramm. Für jeden Versuch wurden 10 Interferogramme gemessen.

Nr.	Signal- frequenz [kHz]	Laufzeit- korrektur [µs]	Reduktions- faktor	Interpolations- filter	Stör- amplitude [%]	Stör- frequenz [Hz]
1.	2.4	0	1	OFF	0	-
2.	2.4	0	1	ON	0	-
3.	2.4	0	22	OFF	0	-
4.	2.4	0	22	ON	0	-
5.	12.0	0	1	OFF	0	-
6.	12.0	0	1	ON	0	-
7.	2.4	0 – 40	1	ON	5	120
8.	2.4	0 – 40	1	ON	20	120
9.	12.0	0 – 40	1	ON	5	120
10.	2.4	0 – 40	22	ON	5	120
11.	2.4	0 – 40	1	ON	5	480

Tab. 7.1 Die wichtigsten Messungen zum Test der Interferometerelektronik für eine ortsäquidistante Abtastfrequenz von 48 kHz und 10 s Meßzeit. Es wurden je 10 Interferogramme aufgezeichnet.

7.2.2. Auswertung und Ergebnisse

Die Meßergebnisse werden wieder als Magnitudenspektren dargestellt, die entsprechend Kapitel 7.1 berechnet wurden. Die x-Achse der Spektren wurde in Wellenzahlen umgerechnet. Bei der Darstellung der mit ausgeschaltetem Interpolationsfilter gemessenen Spektren macht sich der Unterschied zwischen der zeitäquidistanten (48.8 kHz) und der ortsäquidistanten (48.0 kHz) Abtastfrequenz störend bemerkbar. Damit die Spektren vergleichbar werden, d.h. daß die Originallinie sich an derselben Stelle im Spektrum befindet, wird die Wellenzahlachse bei ausgeschaltetem Interpolationsfilter mit dem Verhältnis der Abtastfrequenzen gedehnt.

Qualität des ungestörten Kosinussignals

Zuerst wird die Signalqualität des zeitäquidistanten Kosinussignals des Signalgenerators anhand der Messungen ohne Phasenmodulation und mit ausgeschaltetem Interpolationsfilter untersucht (s. Tab. 7.1 Messung 1). In Abb. 7.5 ist ein normiertes Magnitudenspektrum einer Einzelmessung dieses Kosinussignals dargestellt. Es sieht wie eine Deltafunktion aus. Dieses Spektrum ist in Abb. 7.6A und a in der Amplitude ca. 10000-fach vergrößert abgebildet und erst in diesem Größenbereich werden andere Linien, die alle Artefakte des Signalgenerators sind, erkennbar. Im niederfrequenten Bereich bis 100 cm^{-1} , der für diese Validierung des Abtastverfahrens nicht weiter wichtig ist, sind Linien mit einer Amplitude im Bereich von

10^{-4} vorhanden. In der spektral vergrößerten Darstellung in Abb. 7.6a sind Geisterlinien ungeradzahligter Vielfache von 50 Hz mit einer Amplitude kleiner als $3.0 \cdot 10^{-5}$ zu sehen. Eine Betrachtung von Real- und Imaginärteil zeigt, daß es sich dabei um Amplitudenmodulationen des Kosinussignals handelt.

In einem zweiten Schritt werden die Auswirkungen des eingeschalteten Interpolationsfilters untersucht (s. Tab. 7.1 Messung 2 und Abb. 7.6B und b). Auch ohne Phasenmodulation kommen einige Linien im Vergleich zu Abb. 7.6A hinzu. Im wesentlichen sind es drei relativ große Linien weit außerhalb des eigentlichen Signalbereichs und ein Kamm von sehr kleinen Linien mit einer Amplitude von $1.0 \cdot 10^{-5}$. Im Vergleich mit den Ergebnissen aus den numerischen Tests (s. Abb. 7.1 oben) zeigt sich, daß bei den Tests der Interferometerelektronik mehr und etwas größere Linien durch die Verwendung des Interpolationsfilters entstehen. Im Spektralbereich von $700 - 900 \text{ cm}^{-1}$ (s. Abb. 7.6a und b) sind dagegen keine Störungen durch den Interpolationsfilter zu beobachten. Die Messungen ohne Phasenmodulation mit Reduktionsfaktor 22 (s. Tab. 7.1 Messung 3 und 4) und die entsprechenden Messungen mit einer Signalfrequenz von 12 kHz (s. Tab. 7.1 Messung 5 und 6) liefern ähnliche Ergebnisse.

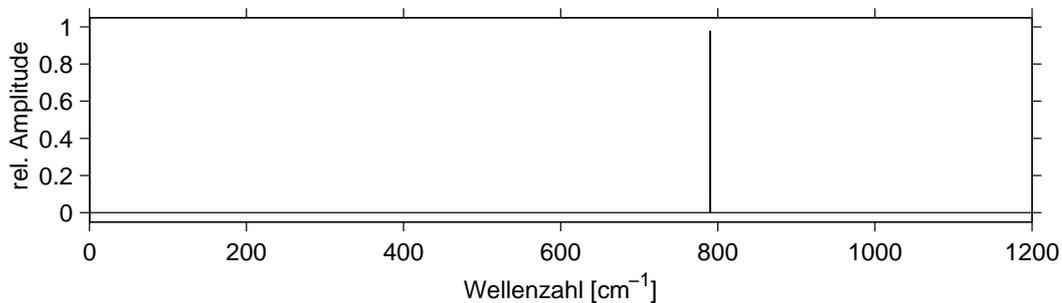


Abb. 7.5 Magnitudenspektrum des Kosinussignals des WAVETEK 195 ohne Phasenmodulation mit ausgeschaltetem Interpolationsfilter. Vergrößerungen dieses Spektrums sind in Abb. 7.6A und a dargestellt.

In einem dritten Schritt werden die Veränderungen des Spektrums durch eine Phasenmodulation von 5% bei 120 Hz und einer Laufzeitkorrektur von $21.88 \mu\text{s}$ betrachtet (s. Tab. 7.1 Messung 7 und Abb. 7.6C und c). Die Amplituden des Linienkamms erreichen bei diesen Einstellungen Werte bis zu $8.5 \cdot 10^{-5}$. Im Bereich von $700 - 900 \text{ cm}^{-1}$ (s. Abb. 7.6c) sind die bei dieser Laufzeitkorrektur verbleibenden Geisterlinien 1. und 2. Ordnung zu erkennen. Im Vergleich mit Abb. 7.6b ist zu erkennen, daß auch ohne Phasenmodulation, Linien an den Positionen der mit 120 Hz Störfrequenz erzeugten Geisterlinien vorhanden sind. Diese Linien haben eine Amplitude von $5.0 \cdot 10^{-6}$ und sind ebenfalls Artefakte des Signalgenerators, die wahrscheinlich mit der am Generator eingestellten Frequenz zusammen hängen. Eine relative Geisteramplitude von $5.0 \cdot 10^{-6}$ kann folglich bei den Messungen mit einer Störfrequenz von 120 Hz mit diesem Signalgenerator nicht unterschritten werden.

Minimierung der relativen Geisteramplituden

Durch Optimieren der einstellbaren Korrektur der elektrischen Laufzeitdifferenz zwischen IR- und LMI-Signal wurden die relativen Geisteramplituden minimiert. Die Magnitudenspektren der Messungen mit 120 Hz Störfrequenz und 5% relativer Störampplitude (s. Tab. 7.1 Messung 7) sind als Wasserfalldiagramm in Abb. 7.7 dargestellt. Die Geisterlinien 1. Ordnung befinden sich in einem Abstand von ca. 40 cm^{-1} von der auf eins normierten Originallinie bei 790 cm^{-1} . In Abb. 7.7A ist zu sehen, wie die relativen Geisteramplituden 1. und 2. Ordnung mit der Laufzeitkorrektur abnehmen und wieder zunehmen. Abb. 7.7B ist eine Vergrößerung um den Bereich der kleinsten relativen Geisterlinie bei $21.9 \mu\text{s}$, die zeigt, daß die linken und rechten Geisterlinien 1. Ordnung unterschiedliche Amplituden haben.

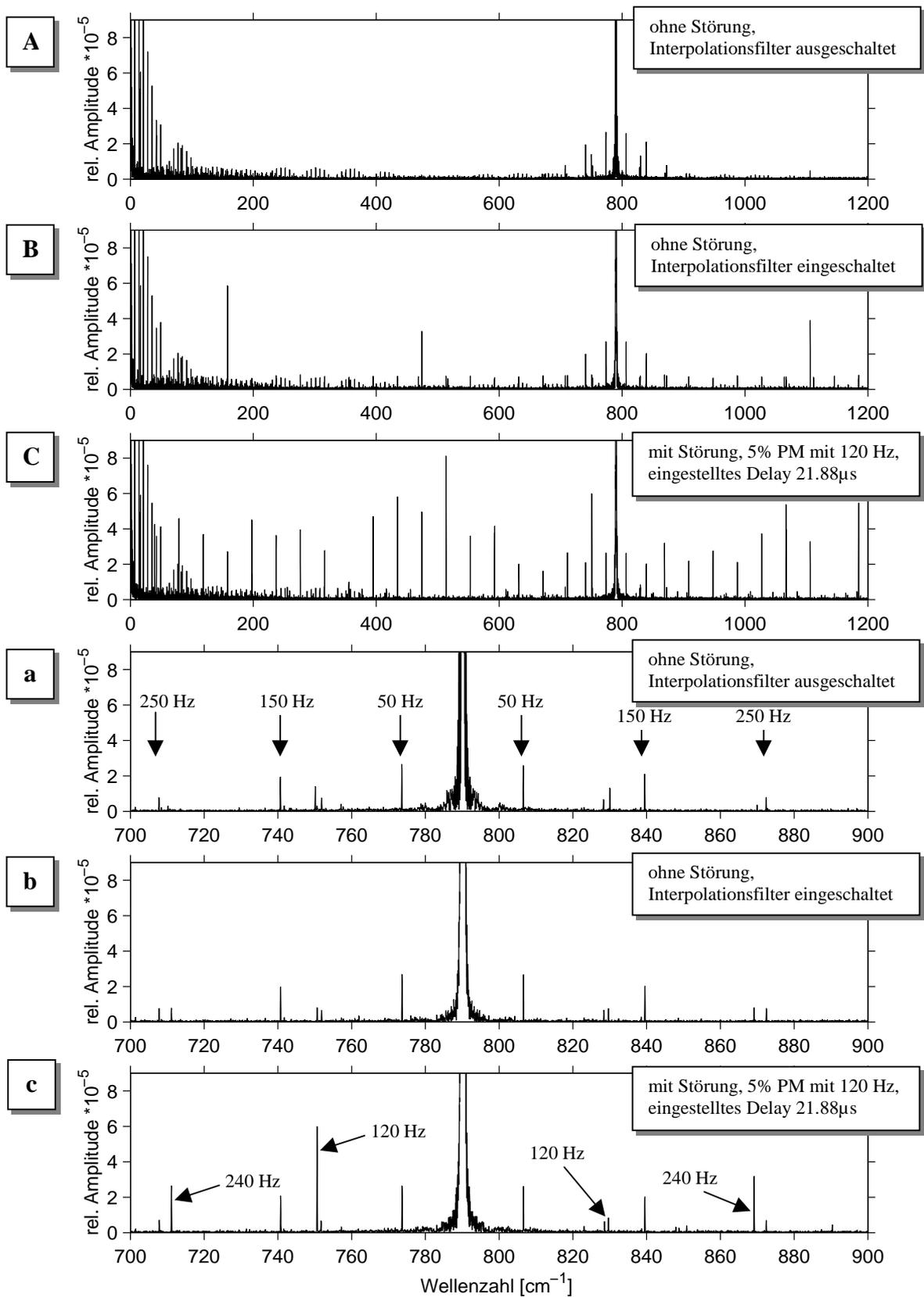


Abb. 7.6 Ausgewählte Magnitudenspektren zur Qualitätsbestimmung der Messungen mit WAVETEK 195. A) ohne Phasenmodulation und mit zeitäquidanter Abtastung (Interpolationsfilter ausgeschaltet). B) ohne PM und mit eingeschaltetem Interpolationsfilter. C) mit 5% PM mit 120 Hz und einer eingestellten Laufzeitkorrektur von 21.88µs. a, b und c sind Ausschnittsvergrößerungen der Bilder mit dem entsprechenden Großbuchstaben. Ein Vergleich von a, b und c zeigt, daß es bereits im ungestörten Fall Störungen mit 120 Hz gibt.

In Abb. 7.8 sind die über 10 Messungen gemittelten relativen Amplituden der Geisterlinien 1. Ordnung aus Messung 7 über der eingestellten Laufzeitkorrektur aufgetragen. Die Werte stammen aus Messungen, die an verschiedenen Tagen durchgeführt wurden, wodurch sich der kleine Sprung im Verlauf der Meßdaten zwischen 21.6 μs und 21.7 μs erklären läßt. Die Werte für die minimalen relativen Geisterlinien 1. Ordnung können Tab. 7.2 entnommen werden. Die Standardabweichung der relativen Amplituden für 10 Messungen ist in Abb. 7.8 eingetragen und ist kleiner als $1.5 \cdot 10^{-6}$. Die gestrichelte Kurve wurde mit dem Simulationsprogramm GHOST_SIM (s. Kapitel 4) berechnet und beschreibt den Verlauf der Amplituden für eine reine Phasenmodulation. Die Abweichung zwischen dieser Kurve und den gemessenen kann durch eine zusätzliche Amplitudenmodulation und eine kleine Differenz der PM-Störampplituden von I(t) und LASXA (Phasenmodulation 2. Art) erklärt werden, wenn zusätzlich noch eine Phasenverschiebung zwischen den einzelnen Modulationsarten auftritt. Diese Störung entspricht der Kombination A aus Kapitel 4.5.1. Die grüne und die schwarze Kurve in Abb. 7.8 sind das Ergebnis einer entsprechenden Simulation mit GHOST_SIM. Die Simulation zeigt, daß durch eine Kombination A mit den Werten $6 \cdot 10^{-5}$ für die AM-Störampplitude und $3.5 \cdot 10^{-6}$ für die Differenz der PM-Störampplituden der Verlauf der Geisterampplituden gut wiedergegeben werden kann. Diese Störampplituden sind sehr klein und werden höchstwahrscheinlich durch die Signalfehler des WAVETEK 195 hervorgerufen (s. auch Anhang D).

	Wellenzahl der Originallinie [cm^{-1}]	rel. Störampplitude [%]	optimale Laufzeitkorrektur [μs]	minimale rel. Geisterampplitude [10^{-5}]
linke Geisterlinie	790	5	21.92 ± 0.05	5.7 ± 0.07
rechte Geisterlinie	790	5	21.86 ± 0.05	0.5 ± 0.03
linke Geisterlinie	790	20	22.00 ± 0.05	12.5 ± 0.06
rechte Geisterlinie	790	20	22.00 ± 0.05	14.5 ± 0.07
rel. Geisterampplituden aus Kapitel 7.1:	790	5	-	0.4
	790	20	-	1.3

Tab. 7.2 Vergleich der minimalen relativen Geisterampplituden 1. Ordnung mit den Ergebnissen der numerischen Tests aus Kapitel 7.1. Die Fehlerangabe bei der relativen Geisterampplitude beinhaltet nur die Standardabweichung der 10 Meßwerte.

Messung 8 aus Tab. 7.1 wurde mit einer relativen PM-Störampplitude von 20 % durchgeführt. Der Quotient der relativen Geisterampplituden von Messung 8 zu Messung 7 sollte entsprechend den Störampplituden den Wert vier ergeben. In Abb. 7.9 sind die Quotienten der Geisterampplituden 1. Ordnung aufgetragen. Im Bereich der optimalen Laufzeitkorrektur weichen die Quotienten erheblich vom Wert vier ab (ausgefüllte Dreiecke und Quadrate). Diese ungewöhnliche Abweichung vom Wert vier ist durch die Kombination A mit den o.g. Parametern, die aus Messung 7 ermittelt wurden, erklärbar. Mit Hilfe des Programms GHOST_SIM wurden die Quotienten der Geisterampplituden unter der Annahme berechnet, daß sich nur die Störampplitude der Phasenmodulation von 5% auf 20% ändert und die anderen Störparameter bei beiden Messungen gleich geblieben sind. Die grüne und die schwarze Kurve in Abb. 7.9 zeigen das Ergebnis der Simulation, das im Rahmen der Annahmen gut mit den Meßwerten übereinstimmt. Die Auswertung der Messung mit 5-facher Signalfrequenz und 5% PM (s. Tab. 7.1 Messung 9)) lieferte ein entsprechendes Ergebnis.

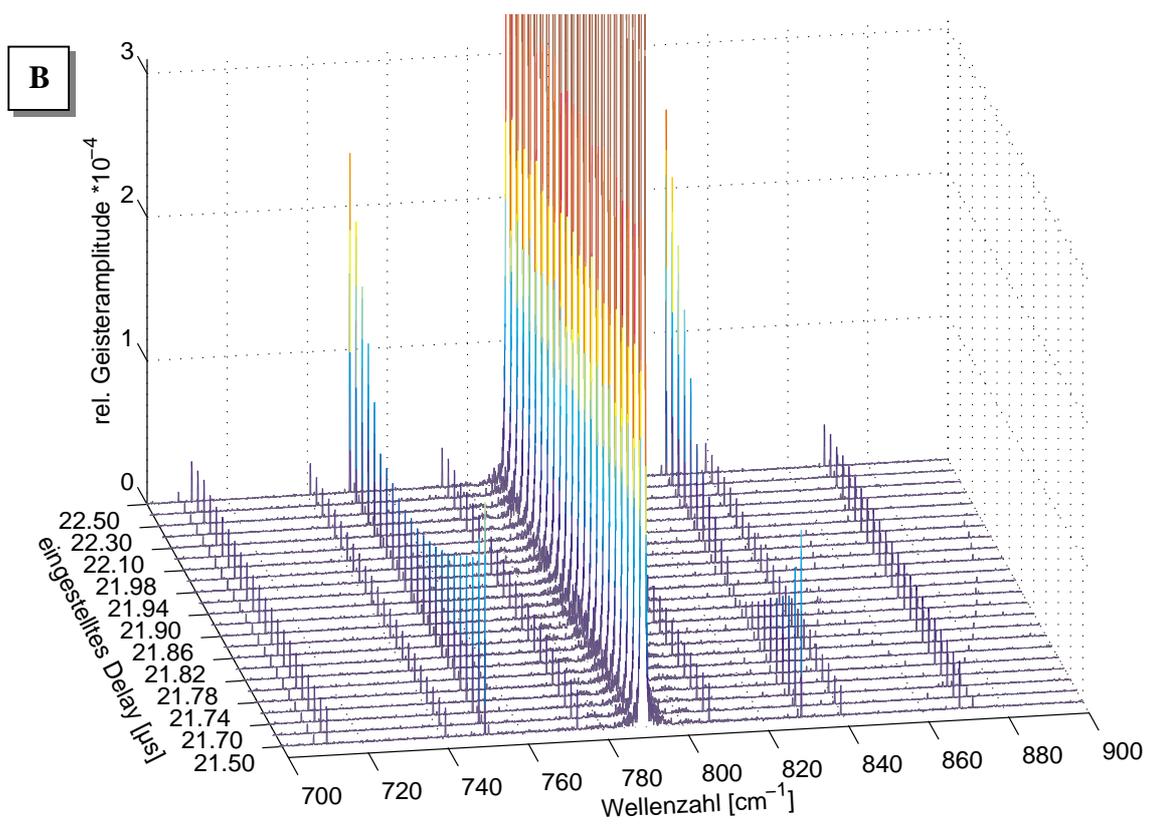
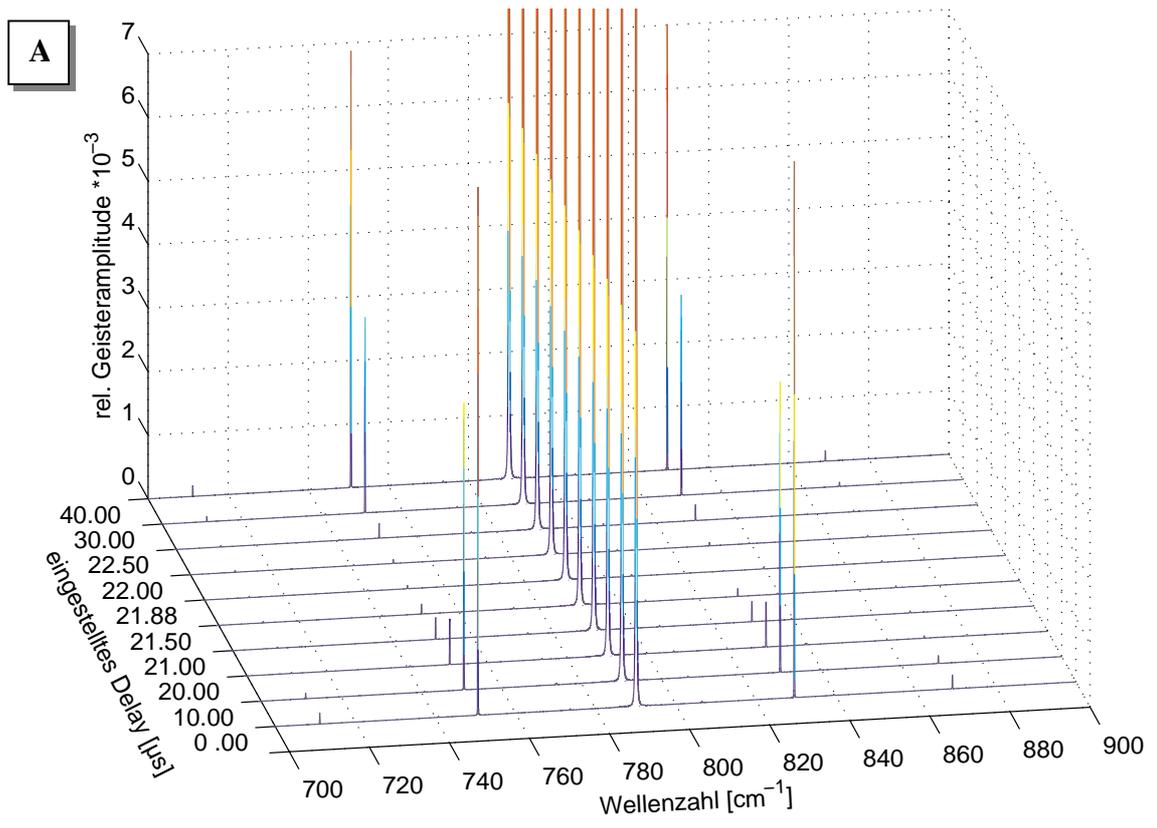


Abb. 7.7 Wasserfalldiagramm der durch PM gestörten Spektren für unterschiedlich eingestellte Laufzeitkorrekturen. Die Störfrequenz betrug 120 Hz, die Störampplitude der Phasenmodulation war 5 % von $48 \text{ kHz} \cdot \lambda_L$ (s. Tab. 7.1 Messung 7). A) Übersichtsdarstellung von 0-40 μs . B) Vergrößerte Darstellung des optimalen Bereichs um 21.9 μs . Die Achsen der eingestellten Laufzeitkorrektur sind nicht äquidistant.

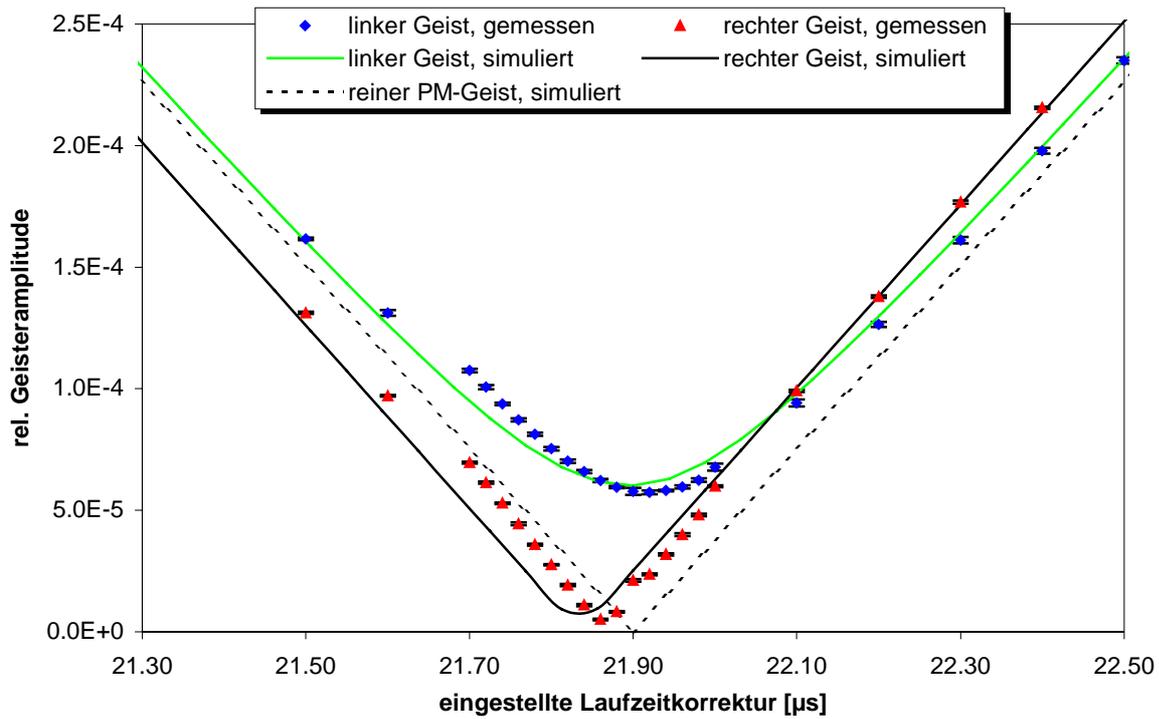


Abb. 7.8 Relative Amplituden der rechten und linken Geisterlinien im Bereich der optimalen Laufzeitkorrektur bei 5 % Phasenmodulation (s. Tab. 7.1 Messung 7). Zum Vergleich sind berechnete Kurven eingetragen. Die schwarz gestrichelte Kurve wurde aus einer reinen Phasenmodulation mit 5% Störampplitude berechnet. Die grüne und die schwarze Kurve ergaben sich aus einer zusätzlichen AM-Störampplitude von $6.0 \cdot 10^{-5}$ mit einer Phasenverschiebung von $\pi/4$ und einer unterschiedlichen rel. Störampplitude der PM von $3.5 \cdot 10^{-6}$ mit einer Phasenverschiebung von $7\pi/8$.

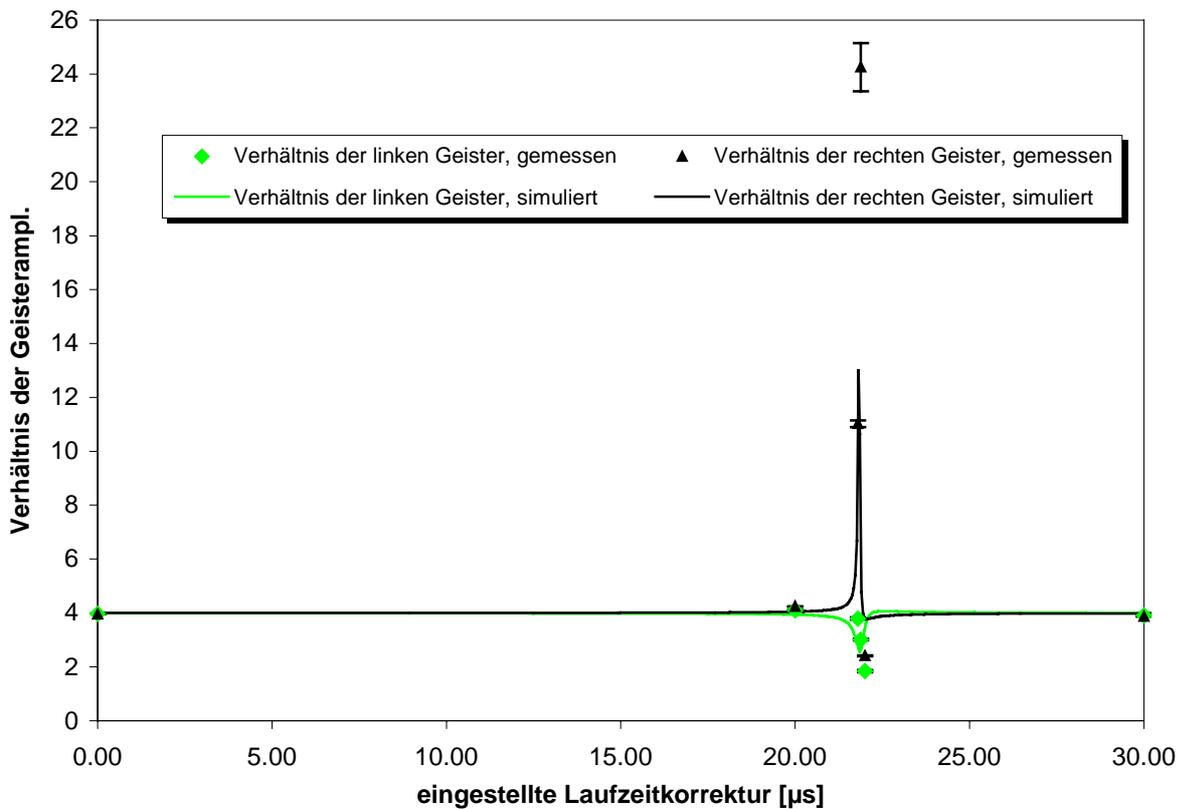


Abb. 7.9 Der Quotient der Geisteramplituden aus den Messungen mit 20% und 5% Phasenmodulation (s. Tab. 7.1 Messung 8 und 7). Die Abweichung vom Wert 4 wird durch die Simulation mit GHOST_SIM (grüne und schwarze Kurve) gut wiedergegeben. Zur Simulation des Quotienten wurden die Parameter der Kombination A aus Abb. 7.8 für beide Messungen verwendet. Es wurde dabei nur die Störampplitude der Phasenmodulation 1. Art angepaßt.

Laufzeitkorrektur [μs]	0	10.0	20.0	21.0	21.5	21.7	21.8	21.9	22.0	30.0	40.0
Messung 7:											
linke Geisterlinie [10^{-4}]	83.1	45.2	7.23	3.46	1.62	1.07	0.75	0.57	0.68	30.8	68.7
rechte Geisterlinie [10^{-4}]	84.0	45.7	7.11	3.24	1.31	0.70	0.28	0.21	0.60	31.5	70.2
Messung 10 (red.):											
linke Geisterlinie [10^{-4}]	80.1	43.6	6.98	3.33	1.56	0.92	-	-	0.66	29.7	66.3
rechte Geisterlinie [10^{-4}]	81.2	44.0	6.84	3.12	1.26	0.51	-	-	0.60	30.4	67.5
Messung 11 ($f_{\text{PM}} = 480 \text{ Hz}$):											
linke Geisterlinie [10^{-4}]	81.5	-	7.02	-	-	-	0.33	0.14	0.48	30.3	67.6
rechte Geisterlinie [10^{-4}]	83.4	-	7.05	-	-	-	0.36	0.35	0.69	31.1	69.3

Tab. 7.3 Vergleich der gemessenen relativen Geisteramplituden für verschiedene Störfrequenzen und verschiedene Reduktionsfilterfaktoren. Die Bemerkung „red.“ bei Messung 10 steht für Reduktionsfaktor 22. Die anderen Daten wurden aus unreduzierten Messungen (mit Reduktionsfaktor 1) ermittelt. Messung 7 und 10 wurden mit 120 Hz Störfrequenz durchgeführt (weitere Einstellungen s. Tab. 7.1).

In Tab. 7.3 sind die relativen Geisteramplituden für die Messungen mit Reduktionsfilterfaktor 22 (Tab. 7.1 Messung 10) und mit der Störfrequenz 480 Hz (Tab. 7.1 Messung 11) zusammen mit einigen Werten aus Messung 7 dargestellt. Die relativen Geisteramplituden von Messung 7 und 10 weichen kaum voneinander ab. Der Reduktionsfilter beeinflusst folglich die Geisteramplitude nicht. Der Vergleich mit Messung 11 zeigt Unterschiede im Bereich von 21.8 μs bis 22.0 μs . Diese Unterschiede könnten dadurch erklärt werden, daß der Signalgenerator bei Messung 11 mit einer anderen Frequenz betrieben wurde und dadurch die sehr kleinen Störampplituden der AM und der PM 2. Art, die bei der Simulation der Ergebnisse von Messung 7 ermittelt wurden, sich leicht veränderten.

Die wichtigsten Ergebnisse der Tests der Interferometerelektronik sind in Tab. 7.2 zusammengestellt. Ein Vergleich mit den Ergebnissen aus Kapitel 7.1 zeigt, daß die minimalen relativen Geisteramplituden bei den Messungen mit WAVETEK 195 ca. 10 mal größer sind als die Ergebnisse der numerischen Tests des Interpolationsfilters. Zusammenfassend kann gesagt werden, daß sich das neue Abtastverfahren in der Interferometerelektronik entsprechend der Theorie verhält, wenn zusätzliche sehr kleine störende Modulationen durch den Signalgenerator angenommen werden.

7.3. Test des Gesamtsystems mit einem IR-Diodenlaser

In diesem Abschnitt wird das komplette MIPAS-STR mit einem IR-Diodenlaser (TDL, Tunable Diode Laser) als monochromatische Quelle untersucht. Die Vorgehensweise zur Validierung des Brauttschen Abtastverfahrens ist identisch mit der aus Kapitel 7.2. Es wird ein phasenmoduliertes Signal erzeugt, und durch Veränderung der einstellbaren Laufzeitkorrektur werden die relativen Geisterlinien minimiert. Die Phasenmodulation des Interferogramms wird durch erzwungene harmonische Geschwindigkeitsschwankungen des Pendelverschiebs erreicht. Vor der Beschreibung des Versuchsaufbaus und der Ergebnisse werden noch kurz Prinzip und Aufbau eines Diodenlasers sowie das verwendete Diodenlaserspektrometer erklärt.

7.3.1. Prinzip und Aufbau eines Diodenlasers

Diodenlaser sind Halbleiterlaser, die aus mehreren Schichten p- und n-dotierter Materialien zusammengesetzt sind (s. z.B. Abb. 7.12). Die Anregung eines Diodenlasers erfolgt durch Anlegen eines Stroms und dadurch hervorgerufene Ladungstransporte entlang des p-n-Übergangs. Durch Rekombination der Ladungsträger (Elektronen und Löcher) entsteht elektromagnetische Strahlung (s. Abb. 7.10). Diese spontane Emission hat eine Linienbreite von mehreren hundert cm^{-1} , und die Wellenlänge ist durch die Energiedifferenz zwischen den an der Emission beteiligten Halbleiterniveaus bestimmt. Oberhalb einer Schwellwertstromstärke tritt die Rekombination von angeregten Elektronen im Leitungsband mit Löchern im Valenzband überwiegend durch induzierte Emission auf und erzeugt kohärente Laserstrahlung (s. Abb. 7.11).

Diodenlaser werden im Wellenlängenbereich von $0.8 - 50 \mu\text{m}$ eingesetzt. Die Halbleitermaterialien, aus denen die Laserdiode aufgebaut ist, bestimmen den möglichen Wellenlängenbereich der emittierten Strahlung. Im mittleren Infrarot werden hauptsächlich ternäre Halbleiterverbindungen mit den Elementen Blei, Cadmium, Schwefel, Selen, Tellur und Germanium, die sogenannten Bleisalze (z.B. $\text{Pb}_{1-x}\text{Cd}_x\text{S}$, $\text{PbS}_{1-x}\text{Se}_x$, $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$, wobei $0 \leq x \leq 1$ das stöchiometrische Verhältnis angibt), verwendet.

Diodenlaser sind durch Änderung des Energieabstands der Laserniveaus in der Wellenlänge durchstimmbare. Der Energieabstand kann am einfachsten durch die Diodentemperatur und den Diodenstrom, der indirekt wieder die Diodentemperatur beeinflusst, verändert werden. In der Regel können Diodenlaser im mittleren infraroten Spektralbereich über einen Bereich von ca. 100cm^{-1} durchgestimmt werden. Die Durchstimmung ist jedoch nicht kontinuierlich über den gesamten Bereich möglich, da jede Resonatormode nur ca. 1cm^{-1} breit ist und zwischen zwei Moden eine Lücke von einigen Wellenzahlen liegt, in der der Laser nicht emittiert. Die Modensprünge rühren daher, daß die Resonatormoden nicht synchron mit dem Verstärkungsprofil verschoben werden [s. auch *Demtröder, 1991*].

In Abb. 7.12 ist ein typischer Aufbau einer Laserdiode in Doppelheterostruktur dargestellt. Doppelheterostruktur bedeutet, daß die Laserdiode oberhalb der aktiven Schicht aus verschiedenen stark dotierten p-Halbleitern und unterhalb der aktiven Schicht aus verschiedenen stark dotierten n-Halbleitern aufgebaut ist. Durch die unterschiedlichen Brechungsindizes der verschiedenen Schichten läßt sich die Laserstrahlung auf einen engen Abstrahlbereich fokussieren. Die emittierende Grenzschicht wirkt wie ein enger Spalt, wodurch die Laserstrahlung aufgrund der Beugung stark divergent wird (s. Abb. 7.12a). Ein paralleles Strahlenbündel wird in der Regel mit Hilfe eines Parabolspiegels erzeugt.

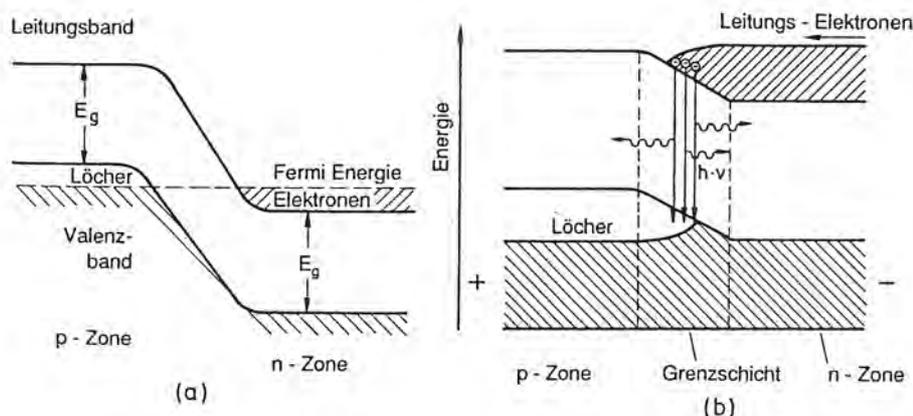


Abb. 7.10 Die Bandlückenstruktur eines pn-Übergangs a) ohne äußere Spannung, b) mit in Durchlaßrichtung angelegter äußerer Spannung (aus [Demtröder 1991]).

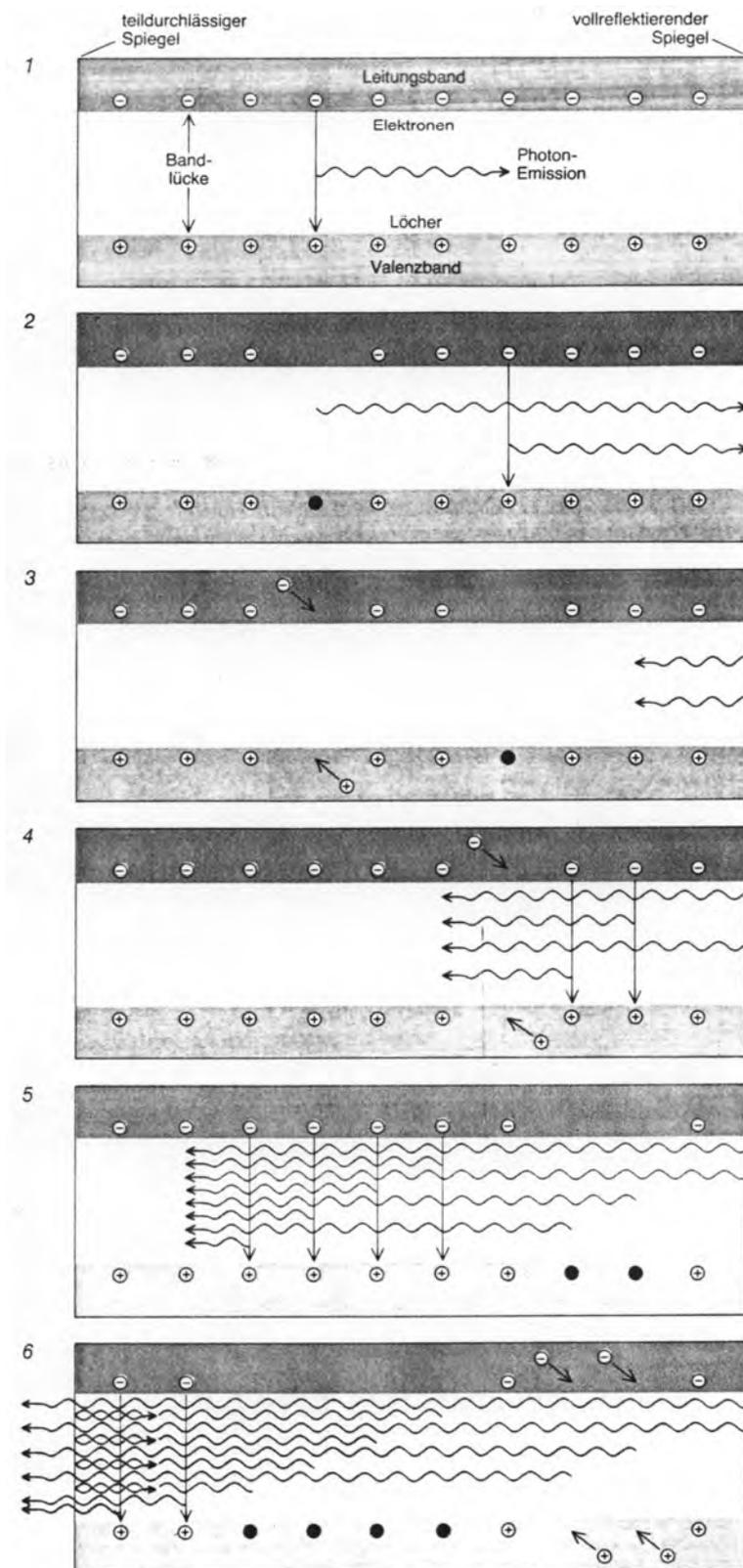


Abb. 7.11 Entstehung von Laserstrahlung in einer Halbleiterdiode (aus [Rowell, 1986]). In (1) recombiniert ein angeregtes Elektron aus dem Leitungsband spontan mit einem Loch aus dem Valenzband. Die frei werdende Energie wird als Photon emittiert. Das emittierte Photon stimuliert die Rekombination eines zweiten Elektrons mit einem Loch (2). Die Energie der Photonen ist identisch und damit auch ihre Frequenz. Die zwei Photonen laufen in gleicher Phase und überlagern sich. Die ebenen und planparallelen Endflächen des Halbleiterkristalls wirken wie Spiegel und reflektieren die Photonen (3). Auf dem weiteren Weg durch den Halbleiter stimulieren die Photonen weitere Rekombinationen. Es baut sich eine kohärente Welle (alle Teilwellen sind in Phase) auf (4, 5). Die linke Seite des Kristalls wirkt als teilreflektierender Spiegel und lässt einen Teil der Strahlung aus dem Kristall hinaus (6). Ist der Strom, der durch den Halbleiter fließt und immer neue Elektronen und Löcher herbeiführt oberhalb eines Schwellstroms, so arbeitet die Diode als Laser.

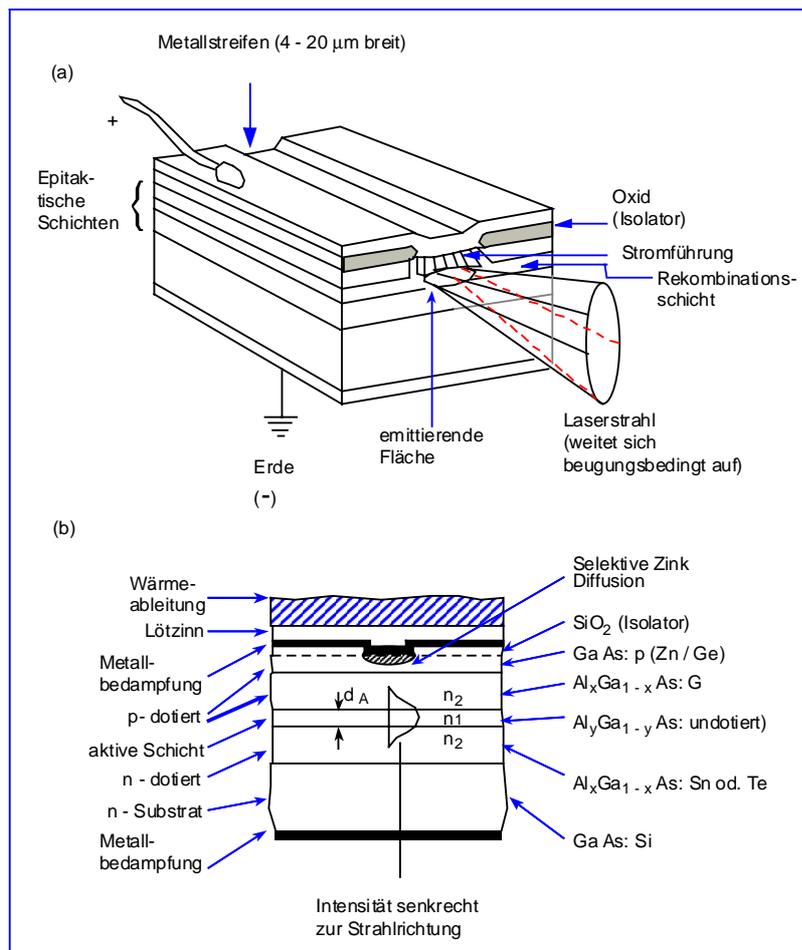


Abb. 7.12 a) Typischer Aufbau und b) Querschnitt einer Laserdiode in Doppelheterostruktur (aus [Falbe und Regietz, 1995]).

7.3.2. Das Gießener Diodenlaserspektrometer als IR-Quelle

Als monochromatische IR-Quelle für die Untersuchungen des Abtastverfahrens des MIPAS-STR wurde das Diodenlaserspektrometer der Arbeitsgruppe für Molekülspektroskopie des Physikalisch-Chemischen Instituts der Justus-Liebig-Universität Gießen, welches dankenswerterweise zur Verfügung gestellt wurde, verwendet. Es besteht im wesentlichen aus drei kommerziellen Modulen der Firma Spectra Physics: dem Laser-Source-Modul (SP 5740), dem Modenselektor-Modul (SP 5151) und dem Detektor-Modul (SP 5152-3). Für die Messungen mit MIPAS wurde das Detektor-Modul nicht benötigt, da die IR-Laserstrahlung durch das MIPAS-STR selbst detektiert wurde. Abb. 7.13 zeigt die verwendeten Bauteile des Gießener Diodenlaserspektrometers mit optischem Strahlengang.

Das Laser-Source-Modul ist für die MIPAS-Messungen die wichtigste Einheit. Im Kühlkopf dieses Moduls können bis zu vier Laserdioden montiert werden. Durch einen 2-stufigen Stirling-Kühler (SP 5731) kann der Kühlkopf bis auf 10 K abgekühlt werden. Die Kühlung erfolgt über einen geschlossenen Helium-Kühlkreislauf. Das Heliumgas wird mit einem Kompressor (SP 5710) auf ca. 1,9 MPa komprimiert und anschließend im Kühlkopf [CTI-Cryogenics, 1985] expandiert. Der Stirling-Kühler arbeitet mit einem akustisch deutlich wahrnehmbaren Takt von 3 Hz. Die Temperatureinstellung im Bereich von 10-80 K erfolgt mittels eines Heizdrahtes in der Nähe der Laserdioden. Die Temperatur wird mit zwei Siliziumdioden gemessen und durch einen hochstabilen Temperaturregler (SP 5720) langfristig bis auf weniger als 1 mK konstant gehalten. Die Steuerung bzw. Einstellung des Diodenstroms (max. 0-2,0 A) erfolgt mit dem Laserkontroll-Modul (SP 5820). Die Rauschamplitude der Stromquelle ist kleiner als 25 µA. Normalerweise wird zur Aufnahme eines

Spektrums der Diodenstrom verändert, während die Temperatur der Dioden konstant bleibt. Zur Variation des Diodenstroms stehen verschiedene Modulationsarten (Dreieck, Sägezahn, Rechteck) zur Verfügung. Für die Validierungsmessungen des neuen Abtastverfahrens wurde der Strom nicht moduliert, um ein möglichst monochromatisches IR-Signal zu erhalten. Die emittierte divergente Laserstrahlung wird über ein KRS-5-Fenster ausgekoppelt und mit einem Off-Axis-Parabolspiegel (OAP), der in drei Raumrichtungen justierbar ist, kollimiert. Mit Hilfe eines 4 mW He-Ne-Lasers, der über einen Strahlteiler in das Zentrum des kollimierten IR-Strahls eingekoppelt werden kann, wird das Spektrometer justiert.

Das Modenselektor-Modul ist ein Czerny-Turner-Gittermonochromator mit einer Auflösung von ca. 0.5 cm^{-1} . Die Auflösung des Monochromators ist ausreichend, da der Modenabstand im allgemeinen größer als 0.5 cm^{-1} ist. Bei guten Laserdioden ist es möglich, bei sehr kleinen Diodenströmen und niedrigen Temperaturen eine Einstellung zu finden, bei der nur eine einzige Lasermode emittiert. In diesem Fall ist die Verwendung des Monochromators nicht nötig, was den Vorteil hat, daß die Intensität des IR-Signals durch diesen nicht abgeschwächt wird. Bei den MIPAS-Messungen wurde fast ausschließlich ohne Monochromator gemessen, was ein Signal-zu-Rausch-Verhältnis von 4000 für die Laserlinie ermöglichte. Es können folglich aus einer Einzelmessung Geisterlinien bis zu einer relativen Amplitude von $5 \cdot 10^{-4}$ erkannt werden.

Für alle Messungen mit MIPAS-STR wurde die Laserdiode 9090-14 verwendet (s. Tab. 7.4). Es dabei wurde immer eine Lasermode angeregt, die fast ausschließlich¹⁾ monochromatische Strahlung bei 875.0 cm^{-1} emittiert (s. Tab. 7.4). Bei einer Änderung des Diodenstroms um $25 \text{ }\mu\text{A}$ ergibt sich mit der Durchstimmrate dieser Laserdiode eine Verschiebung der Laserlinie um $2.7 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$.

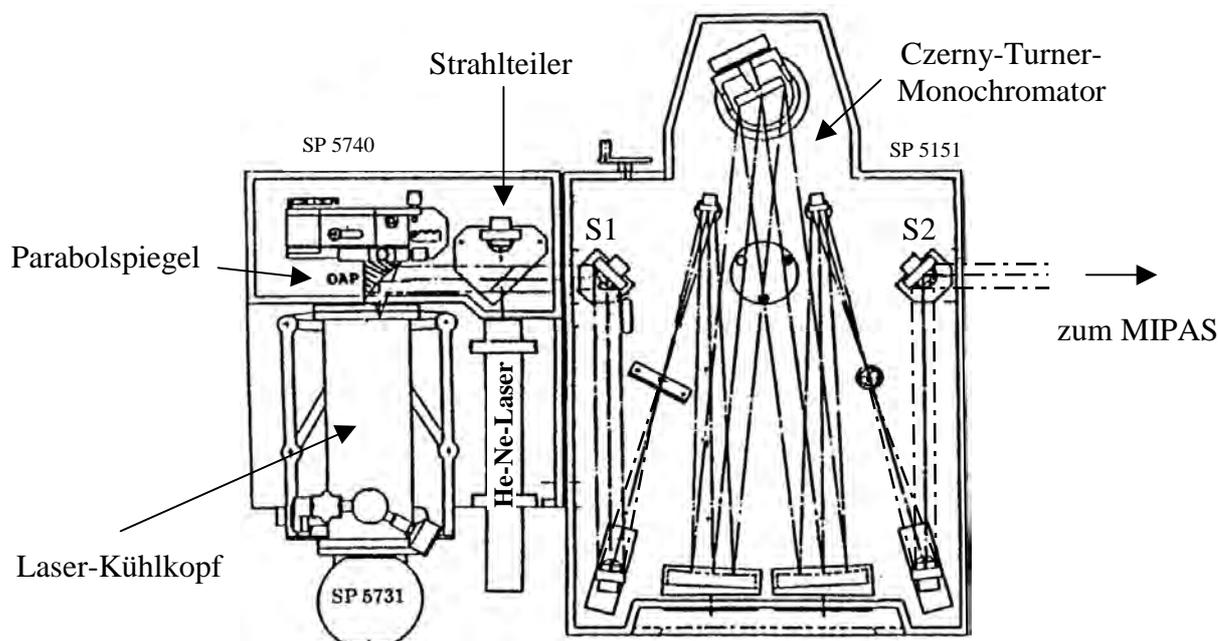


Abb. 7.13 Die verwendeten Elemente des Gießener Diodenlaserspektrometers mit Strahlengang. Der He-Ne-Laser dient als Justierhilfe für den IR-Laser und wird über den Strahlteiler parallel zur IR-Strahlung in den Strahlengang eingekoppelt. Nach dem Justieren wurde der Strahlteiler aus dem Strahlengang entfernt. Bei den meisten Messungen wurde der Monochromator umgangen, indem die Planspiegel S1 und S2 herausgenommen wurden.

¹⁾ Es konnten im gemessenen Spektrum keine weiteren Laserlinien beobachtet werden (vgl. Abb. 7.17). Die Intensitäten der Laserstrahlung bei anderen Wellenzahlen als 875.0 cm^{-1} sind folglich kleiner als $1 \cdot 10^{-3}$ der Intensität bei 875.0 cm^{-1} .

Nummer der Laserdiode	9090-14
max. Spektralbereich der emittierten Strahlung	860 – 990 cm^{-1}
Schwellstromstärke	80 mA
max. Betriebsstromstärke	500 mA
max. Betriebstemperatur	80 K
Durchstimmrate	323 MHz / mA oder 0.01077 cm^{-1} / mA
Parameter der verwendeten Lasermode:	
eingestellter Strom	90.2 mA
eingestellte Temperatur	26.1 K
emittierte Strahlung	875.0 cm^{-1}

Tab. 7.4 Charakteristische Daten der verwendeten Laserdiode 9090-14 und die Parameter der verwendeten Lasermode.

7.3.3. Versuchsaufbau und -durchführung

Der Versuch mit dem Gesamtsystem wurde so konzipiert, daß Geisterlinien eindeutig und mit einem großen Signal-zu-Rausch-Verhältnis beobachtet werden können. Nur mit einem ausreichend großen Signal-zu-Rausch-Verhältnis können die Ergebnisse dieser Versuche mit denen der Tests der Interferometerelektronik aus Kapitel 7.2 verglichen werden. Eine weitere Anforderung an den Versuchsaufbau war die Erzeugung von harmonischen Geschwindigkeitsschwankungen, mit möglichst geringen zusätzlichen störenden Effekten.

Diese Anforderungen wurden folgendermaßen umgesetzt:

- Ein Signal-zu-Rausch-Verhältnis von 4000 wurde durch die Verwendung eines IR-Diodenlasers als monochromatische intensitätsstarke Quelle erreicht (s. Kapitel 7.3.2).
- Die harmonischen Geschwindigkeitsschwankungen wurden mit Hilfe eines Signalgenerators erzeugt, dessen Ausgangsspannung direkt zur Antriebsspannung des Pendelvorschubs addiert wurde. Die Antriebsregelung konnte die Störung mit 120 Hz nicht kompensieren, da diese Störfrequenz für den Regelkreis zu hochfrequent ist.
- Zur Vermeidung unerwünschter Störungen des Geschwindigkeitssignals, z.B. durch den 3 Hz Takt des Stirling-Kühlers des Diodenlasers, wurde das MIPAS-STR durch Luftdämpfer vibrationsisoliert.

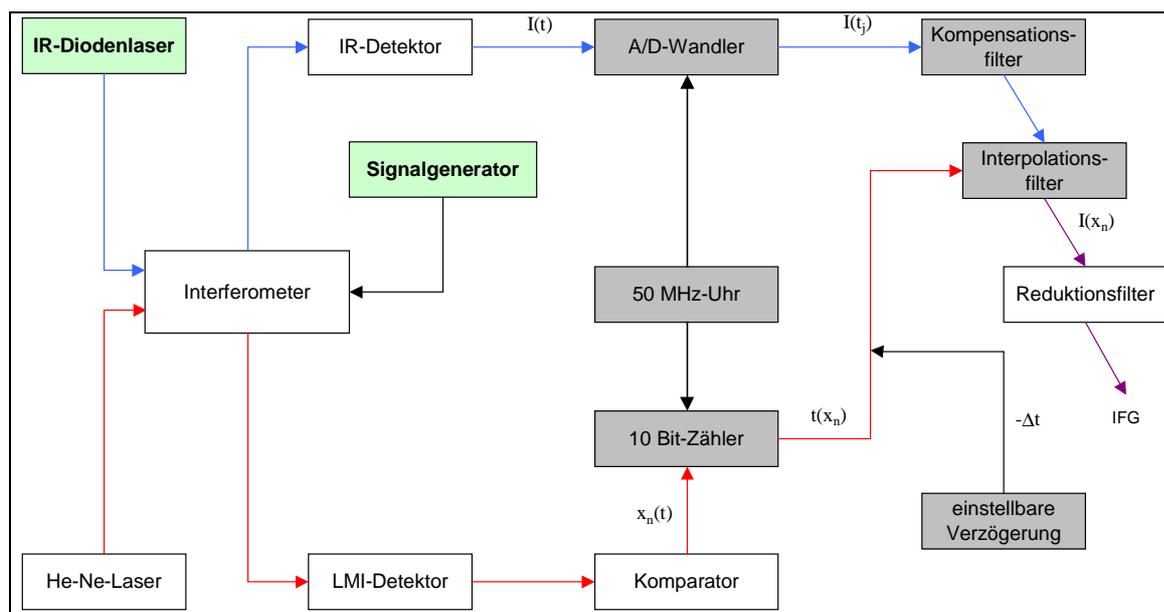


Abb. 7.14 Signalstrecke der Versuchsanordnung für den Test des Gesamtsystems mit einem TDL. Die Grafik entspricht fast vollständig Abb. 5.2. Die grün unterlegten Felder wurden für den Versuchsaufbau verändert. Die grau unterlegten Felder sind die für das Abtastverfahren relevanten Elemente.

Die Signalstrecke des Versuchsaufbaus ist schematisch in Abb. 7.14 dargestellt und entspricht fast vollständig Abb. 5.2. Die Einkopplung der IR-Laserstrahlung des Diodenlasers in das MIPAS-STR erfolgte über zwei justierbare Planspiegel. Auf eine Kühlung der Optik des MIPAS-STR mit Trockeneis wurde aus Gründen der Zugänglichkeit und der einfacheren Einkopplung des IR-Laserstrahls verzichtet. Außerdem sollte die Kühlung der Optik für die Ergebnisse dieser Untersuchungen keine wesentliche Rolle spielen.

Meßprogramm

Die wichtigsten mit dem Diodenlaserspektrometer durchgeführten Messungen sind in Tab. 7.5 aufgelistet. Die Messungen wurden mit IR-Strahlung für Kanal 1 ($765\text{-}986\text{ cm}^{-1}$) durchgeführt und die emittierte Laserstrahlung war bei allen Messungen 875.0 cm^{-1} . Die nominelle ortsäquidistante Abtastfrequenz betrug, wenn nicht anders erwähnt, 50 kHz und der maximale optische Gangunterschied $\pm 12.0\text{ cm}$. Für jeden Versuch wurden 10 Interferogramme aufgenommen.

Nr.	σ_{IR} [cm^{-1}]	Laufzeit- korrektur [μs]	Verstärkungs- faktoren ¹	AC- / DC- Kopplung	LMI-IR- Abstand [cm]	Interpolations- filter	Stör- amplitude [%]
1.	o.L. ²	0	1 · 1	DC	4.3	OFF	0
2.	o.L. ²	0	1 · 1	DC	4.3	ON	0
3.	875	0	1 · 1	DC	4.3	OFF	0
4.	875	0	1 · 1	DC	4.3	ON	0
5.	875	0 – 40	1 · 1	DC	4.3	ON	25
6.	875	0 – 30	1 · 1	DC	4.3	ON	5.1
7.	875	0 – 40	1 · 4	DC	4.3	ON	25
8.	875	0 – 50	10 · 1	DC	4.3	ON	25
9.	875	0 – 50	10 · 1	AC	4.3	ON	25
10.	875	0 – 30	1 · 1	DC	2.8-6.5	ON	25
11.	SK ³	0, 22	1 · 1	DC	4.3	ON	25
12.	SK ³	0, 22	10 · 1	DC	4.3	ON	25

Tab. 7.5 Die wichtigsten Messungen zum Test des Gesamtsystems. Die nominelle Pendelgeschwindigkeit betrug bei allen Messungen 50 kHz, die Störfrequenz 120 Hz, der Reduktionsfilterfaktor 1 und der max. optische Gangunterschied $\pm 12\text{ cm}$.
¹Die IR-Interferogramme können im IR-Vorverstärker (erster Faktor) und in der IFME (zweiter Faktor) verstärkt werden.
²o.L. bedeutet „ohne Laserstrahlung“. ³SK steht für „Schwarzkörperspektrum mit $T=1000\text{ °C}$ “.

Die Messungen 1-4 aus Tab. 7.5 liefern eine Aussage über die Signalqualität des IR-Lasers, das Rauschen und über vorhandene Störungen. Bei Messung 5 wurde die Laufzeitkorrektur in kleinen Schritten variiert und durch die Beobachtung des kleinsten relativen Geistes die optimale Korrektur bestimmt. Messung 6 wurde mit kleinerer Störampplitude durchgeführt. Bei Messung 7 bis 9 wurden verschiedene Verstärkungsfaktoren und Kopplungsarten verwendet, wobei beachtet werden muß, daß der Verstärkungsfaktor 4 in der IFME eingestellt wird und der Faktor 10 im IR-Vorverstärker. Für verschiedene Abstände des LMI- und IR-Strahls wurden bei Messung 10 die relativen Geisteramplituden bestimmt. Messung 11 und 12 zeigen exemplarisch die Auswirkungen auf Schwarzkörperspektren.

7.3.4. Auswertung und Ergebnisse

Die Berechnung der Spektren aus den gemessenen Interferogrammen erfolgt entsprechend der Auswertung der Tests der Interferometerelektronik. Die Darstellung und die Reihenfolge der Ergebnisse orientiert sich an Kapitel 7.2.2. Es werden auf die Amplitude der Laserlinie normierte Magnitudenspektren von Einzelmessungen sowie über 10 Spektren gemittelte relative Geisteramplituden in Abhängigkeit von der eingestellten Laufzeitkorrektur präsentiert. Die

eingetragenen Fehlerbalken entsprechen der Standardabweichung der relativen Geisteramplituden über 10 Messungen. Vor der Präsentation der Ergebnisse der einzelnen Versuche wird die Qualität des Geschwindigkeitssignals und die des IR-Lasersignals untersucht.

Qualität des Geschwindigkeitssignals

Das Geschwindigkeitssignal mit und ohne Störungen durch den Signalgenerator ist in Abb. 7.15 dargestellt. Ohne Störung durch den Signalgenerator bestehen 0.2% Geschwindigkeitsschwankungen (s. Abb. 7.15A). Den größten Beitrag zum Spektrum dieses Geschwindigkeitssignals liefert die Frequenz 10 Hz. Weitere Beiträge stammen von 30 Hz und Vielfachen von 67 Hz. Diese Beiträge sind alle sehr klein und stammen von Vibrationen der Umgebung sowie sehr kleinen Schwingungen des Regelkreises.

Das mit dem Signalgenerator gestörte Geschwindigkeitssignal (s. Abb. 7.15B) besteht aus einer harmonischen 120 Hz Störung mit einer Störampplitude von 25% der mittleren Geschwindigkeit. Das Spektrum sieht wie eine perfekte Deltafunktion aus, wobei die kleinen Störungen aus Abb. 7.15A auch in diesem Fall vorhanden sind. Bemerkenswert ist, daß die

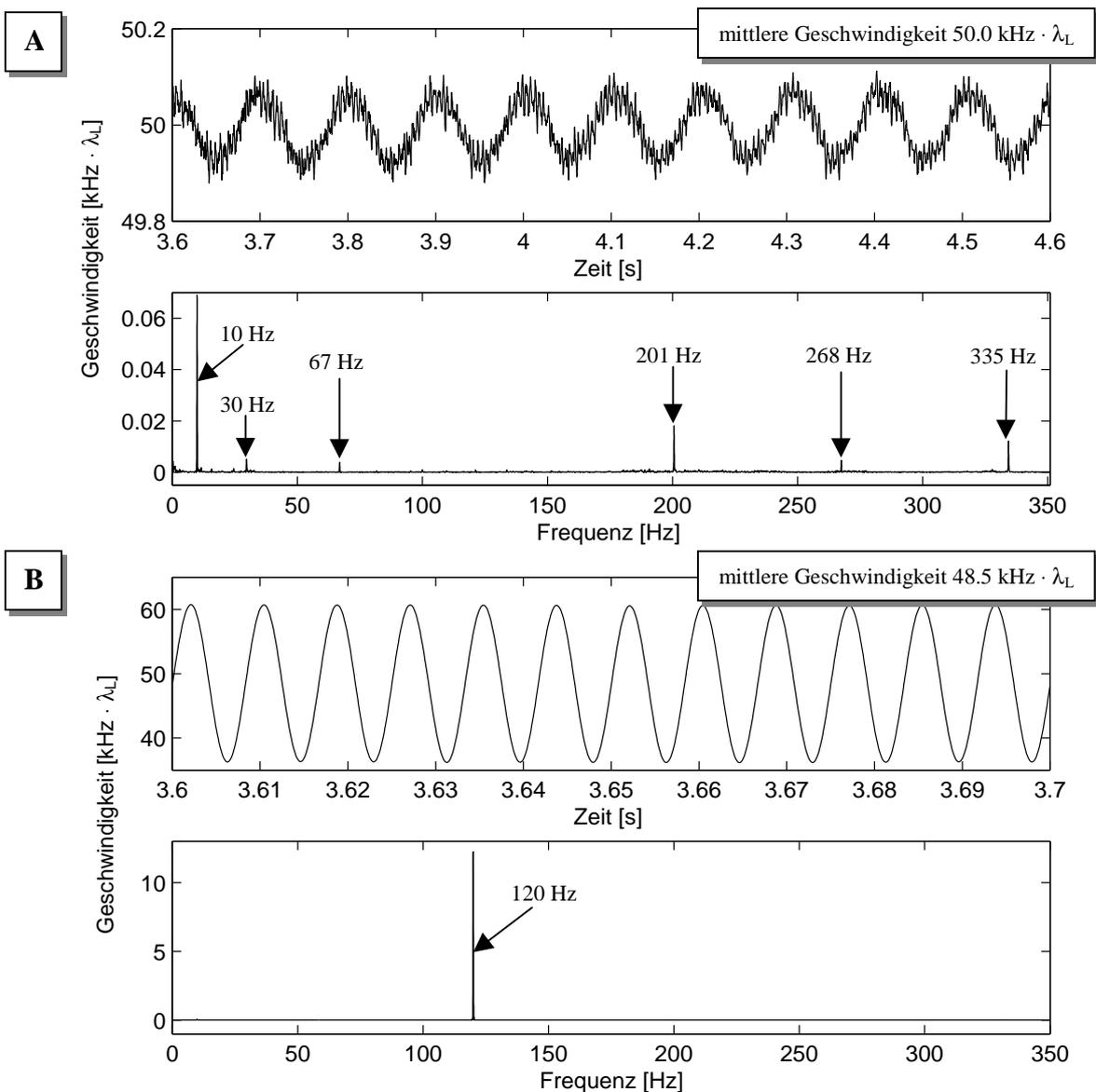


Abb. 7.15 Zeitliche Änderung des optischen Gangunterschieds ohne Störung (A) und mit Störung (B) durch den Signalgenerator. Es ist jeweils das Zeitsignal und das Spektrum dargestellt. Ohne Störungen durch den Signalgenerator bestehen Geschwindigkeitsschwankungen von 0.2% der mittleren Geschwindigkeit. Mit Störungen durch den Signalgenerator werden exakt 25% Geschwindigkeitsschwankungen mit einer Störfrequenz von 120 Hz erzeugt. Die nominelle mittlere Geschwindigkeit beträgt in beiden Fällen 50 kHz.

nominelle mittlere Geschwindigkeit in beiden Fällen $50 \text{ kHz} \cdot \lambda_L$ ist, aber die gemessene mittlere Geschwindigkeit sich unterscheidet. Dies wird durch die Geschwindigkeitsregelung hervorgerufen, die dafür sorgt, daß die über den Ort gemittelte Geschwindigkeit $50 \text{ kHz} \cdot \lambda_L$ entspricht. Normalerweise werden Geschwindigkeiten jedoch über der Zeit gemittelt und diese Mittelwerte hängen bei dieser Art der Regelung vom Störniveau ab. Je größer die Geschwindigkeitsschwankung, desto kleiner wird die über der Zeit gemittelte Geschwindigkeit.

Qualität des ungestörten IR-Lasersignals

Das normierte Magnitudenspektrum eines ungestörten Interferogramms der IR-Laserstrahlung mit eingeschaltetem Interpolationsfilter (s. Tab. 7.5 Messung 4) ist in Abb. 7.16 dargestellt. Es sieht aus wie eine Deltafunktion und ist kaum vom Spektrum des Kosinussignals des WAVETEK 195 (s. Abb. 7.5) zu unterscheiden.

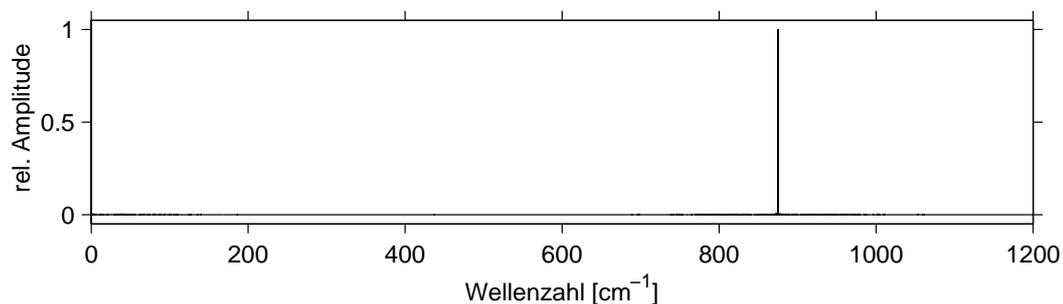


Abb. 7.16 Magnitudenspektrum eines ungestörten IR-Lasersignals mit eingeschaltetem Interpolationsfilter (s. Tab. 7.5 Messung 4). Vergrößerungen dieses Spektrums sind in Abb. 7.17C und E dargestellt.

Für eine detaillierte Untersuchung der Qualität des IR-Lasersignals sind in Abb. 7.17 in der Amplitude vergrößerte Spektren der Messungen 2-5 aus Tab. 7.5 dargestellt. Die ungestörte Messung ohne Laserstrahlung mit ausgeschaltetem Interpolationsfilter (s. Tab. 7.5 Messung 1) lieferte genau dasselbe Spektrum wie mit eingeschaltetem Interpolationsfilter (s. Tab. 7.5 Messung 2 und Abb. 7.17A) und ist deshalb nicht dargestellt. Abb. 7.17A zeigt das mit der Amplitude der Laserlinie aus Messung 4 normierte Spektrum der Hintergrundstrahlung, das so gut wie keine Störungen aufweist. Die gemessenen Spektren sind folglich frei von Linien durch elektrische Störungen.

In Abb. 7.17B und D sind Ausschnitte der ungestörten Spektren des Lasersignals mit ausgeschaltetem Interpolationsfilter (d.h. das Interferogramm wird zeitäquidistant abgetastet) zu sehen (s. Tab. 7.5 Messung 3). Abb. 7.17D zeigt Linien im Spektrum, die eindeutig durch die sehr kleinen Störungen des Geschwindigkeitssignals mit Störfrequenzen von 67 Hz, 201 Hz, 335 Hz (s. Abb. 7.15A) hervorgerufen werden. Ein Vergleich mit den entsprechenden Spektren mit eingeschaltetem Interpolationsfilter (s. Tab. 7.5 Messung 4) in Abb. 7.17C und E zeigt, daß die Störungen im Bereich der Laserlinie kleiner geworden sind und die Linien im Abstand von ungeradzahligem Vielfachen von 67 Hz nicht mehr zu erkennen sind. Die Geschwindigkeitsschwankungen wirken sich bei einer reinen zeitäquidistanten Interferogrammaufnahme wesentlich stärker aus als bei einer ortsäquidistanten Abtastung (d.h. mit eingeschaltetem Interpolationsfilter) mit Hilfe eines Referenz-Lasers (auch bei einer großen Laufzeitdifferenz).

Es zeigt sich weiterhin, daß es im sogenannten ungestörten Fall Störungen im Abstand von $35\text{-}45 \text{ cm}^{-1}$ (bzw. von $107\text{-}138 \text{ Hz}$) zur Laserlinie gibt (s. Abb. 7.17D und E). Im niederfrequenten Bereich bei $35\text{-}45 \text{ cm}^{-1}$ sind ebenfalls Linien zu erkennen (s. Abb. 7.17B und C). Die Position dieser Störungen ändert sich durch eine zusätzliche Phasenmodulation von 25% nicht (s. Tab. 7.5 Messung 5 und Abb. 7.17F). Eine weitere Vergrößerung von Abb. 7.17F ist in Abb. 7.18A dargestellt. Bei der Betrachtung von Real- und Imaginärteil in

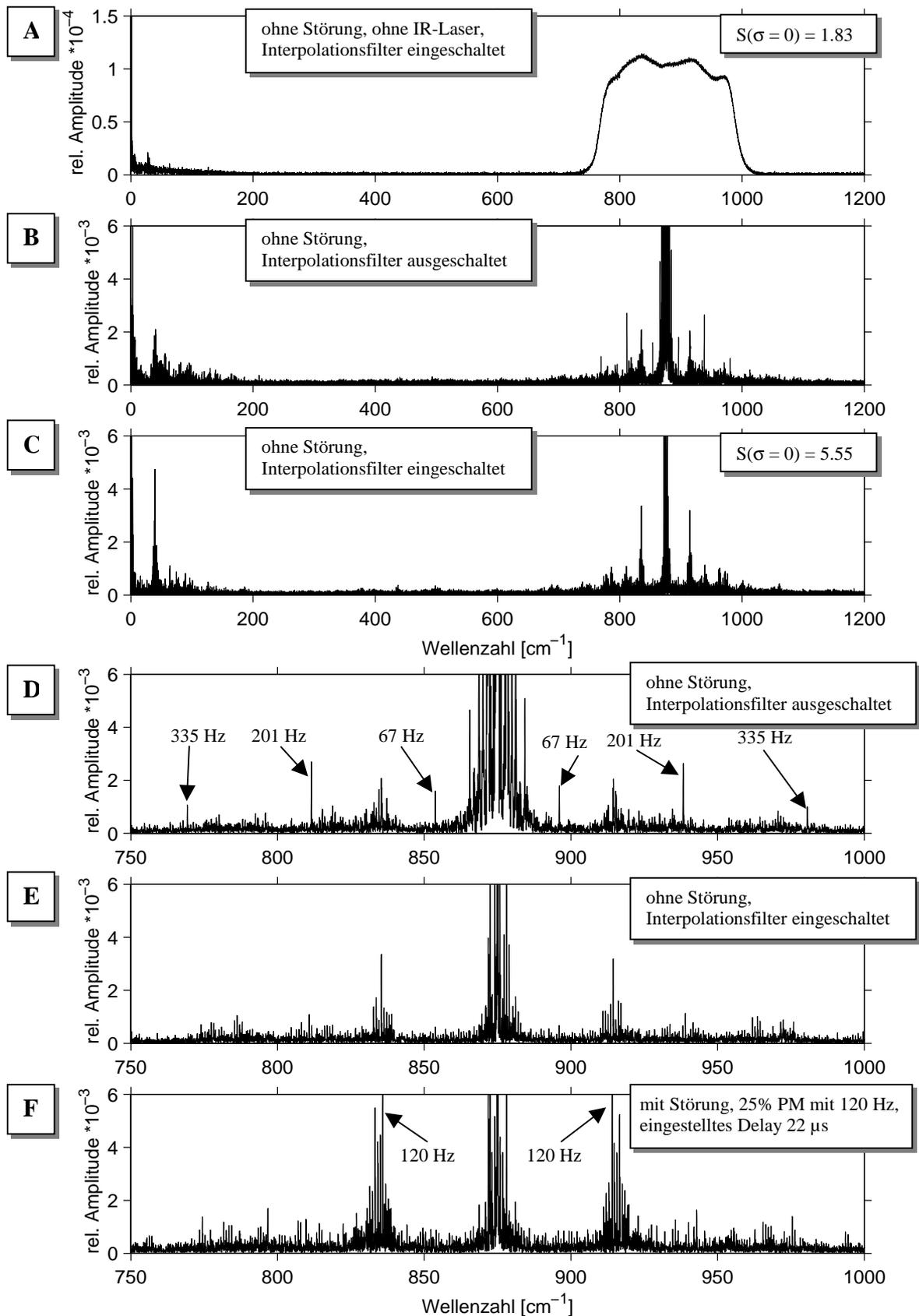


Abb. 7.17 Ausgewählte Magnitudenspektren zur Qualitätsbestimmung der TDL-Messungen (s. Tab. 7.5 Messung 2-5). A) ohne PM und ohne IR-Laserstrahlung mit zeitäquidanter Abtastung. B) IR-Lasersignal ohne PM mit ausgeschaltetem Interpolationsfilter. Aus Vergleichsgründen wurde die Frequenzachse des Spektrums in eine Wellenzahlachse umgerechnet. C) wie B), aber mit eingeschaltetem Interpolationsfilter. D) und E) sind Vergrößerungen von B) und C). F) IR-Lasersignal mit 25% PM mit 120 Hz und einer eingestellten Laufzeitkompensation von 22 μ s. Ein Vergleich von E und F zeigt, daß es bereits im ungestörten Fall Störungen im Bereich von 120 Hz gibt. Die Werte $S(\sigma = 0)$ geben die Amplitude des Spektrums bei der Wellenzahl null an und werden für eine Abschätzung der AM 1. Art gebraucht.

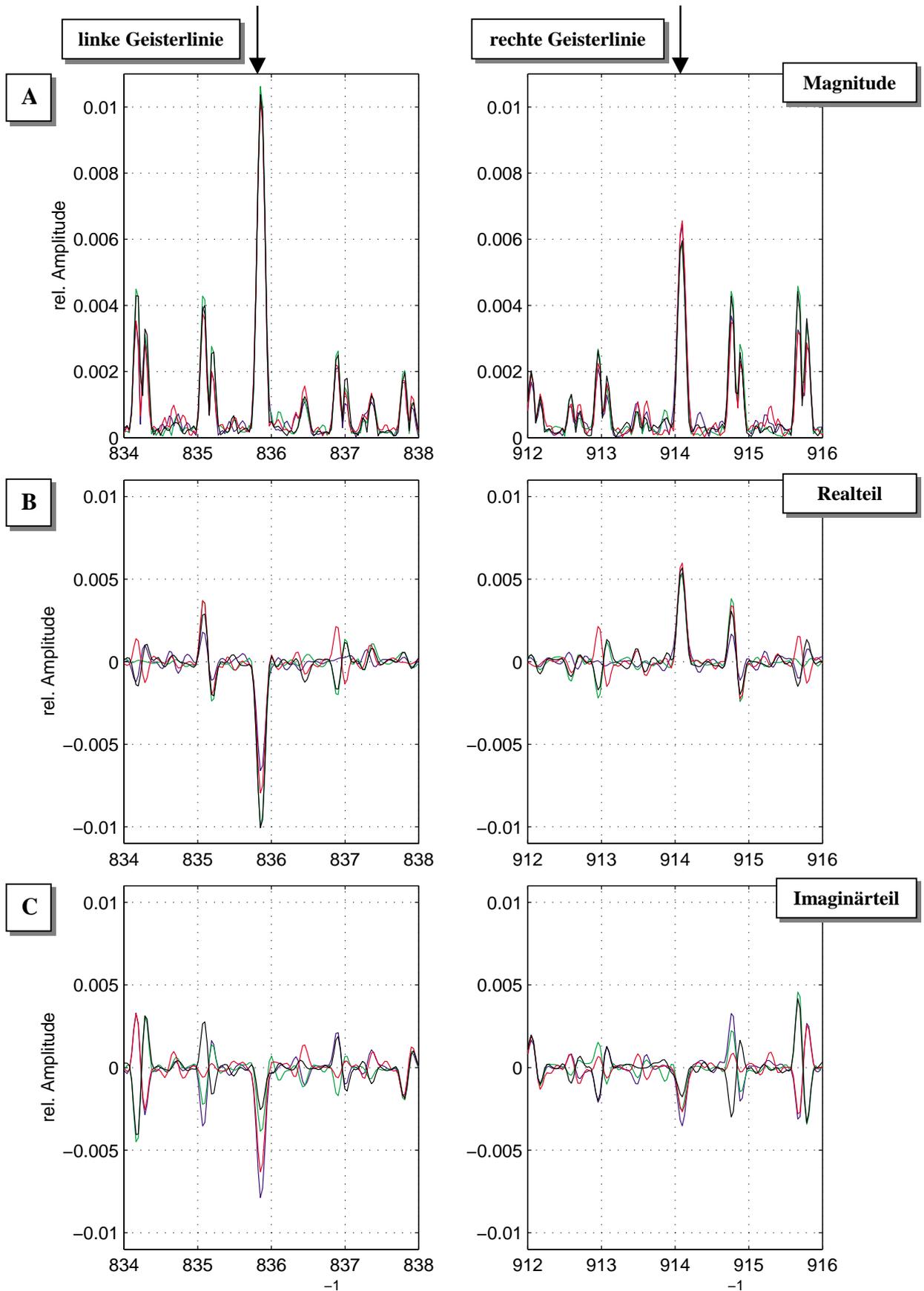


Abb. 7.18 Detailansicht des rechten und linken Geistes 1. Ordnung für Verstärkungsfaktor 1 und eine Laufzeitkorrektur von 22 μs bei 25% PM (s. Tab. 7.5 Messung 5). Es sind jeweils vier aufeinander folgende Spektren mit unterschiedlichen Störphasen dargestellt. Im Realteil sind die absichtlich erzeugten Geisterlinien antisymmetrisch und im Imaginärteil symmetrisch, was auf eine Phasenmodulation als hauptsächliche Ursache hinweist. Neben den PM-Geisterlinien sind WM-Geisterlinien mit einer punktsymmetrischen Linienform zu erkennen, die durch Schwankungen des Diodenlaserstroms entstanden sind.

Abb. 7.18B und C wird deutlich, daß es sich bei den unerwünschten Störungen um Wellenzahlmodulationen handelt. Die WM-Geisterlinien können an ihrer punktsymmetrischen Linienform erkannt werden (vgl. Kapitel 4.3). Weiterhin ist zu beobachten, daß die absichtlich erzeugten Geisterlinien zum größten Teil aus einer Phasenmodulation bestehen (vgl. Kapitel 4.1) und nicht von den WM-Geisterlinien überlagert werden. Trotz der Wellenzahlmodulation im Frequenzbereich um 120 Hz sind die Amplituden der absichtlich erzeugten Geisterlinien unverfälscht.

Die Wellenzahlmodulation entsteht bei durchstimmbaren Diodenlasern durch Schwankungen des Diodenstroms. Aus Tab. 7.6 wird ersichtlich, daß die maximale beobachtete relative Amplitude der WM-Geisterlinien von $5.5 \cdot 10^{-3}$ durch eine Schwankung des Diodenstroms um $65 \mu\text{A}$ erklärt werden kann. Dieser Wert liegt Faktor 2-3 über der Spezifikation des Herstellers, ist allerdings mit dieser Rauschamplitude nur auf den Frequenzbereich von 107-138 Hz beschränkt. Außerhalb dieses Bereichs ist die Spezifikation erfüllt.

maximale relative Amplitude der WM-Geisterlinien (s. Abb. 7.17F)	$5.5 \cdot 10^{-3}$
max. optischer Gangunterschied	$\pm 12 \text{ cm}$
resultierende Variation der Wellenzahl (berechnet mit GHOST_SIM)	$7 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$
Durchstimmrate der verwendeten Laserdiode (s. Kapitel 7.3.2)	$0.01077 \text{ cm}^{-1}/\text{mA}$
resultierende Schwankungsamplitude des Diodenstroms	$65 \mu\text{A}$
Rauschamplitude des Diodenstroms laut Hersteller	$25 \mu\text{A}$

Tab. 7.6 Zusammenstellung der Werte zur Erklärung der beobachteten Wellenzahlmodulation.

Eine Änderung des Diodenstroms ändert nicht nur die Wellenzahl der emittierten Strahlung, sondern auch die Intensität der emittierten Strahlung. Zusätzlich zur Wellenzahlmodulation tritt folglich noch eine Amplitudenmodulation 1. Art auf (Kombination B, s. Anhang B.1). Dadurch kann auch die Ursache der Linien im niederfrequenten Bereich bei $35\text{-}45 \text{ cm}^{-1}$ erklärt werden. Die relative Störampplitude der AM 1. Art berechnet sich mit Hilfe der Amplituden der Spektrallinien an der Stelle $\sigma = 0$ aus Abb. 7.17A und C und der maximalen Geisterampplitude bei 40 cm^{-1} zu $2.7 \cdot 10^{-3}$ (s. Gleichung (4.13)).

Die AM 1. Art könnte nach dem in Kapitel 4.2 beschriebenen Verfahren korrigiert werden. Dies wurde nicht durchgeführt, da die relative Amplitude des AM-Geistes nur ca. 25% der relativen Amplitude des WM-Geistes ausmacht und somit in der Kombination B die WM-Geisterampplitude nur sehr wenig verändert (s. Abb. B.3). Außerdem wäre diese Korrektur für die absichtlich erzeugten Geisterlinien nicht relevant, da die Geisterlinien verschiedener Ursache sich nicht überlagern (s. Abb. 7.18). In bezug auf die Korrektur der Detektor-Nichtlinearität gilt dasselbe (vgl. Abb. B.11). Die relativen Amplituden der absichtlich erzeugten Geisterlinien einer reinen Phasenmodulation sind wie in Kapitel 4.4 beschrieben invariant gegenüber Nichtlinearitäten und müssen somit nicht korrigiert werden.

Minimierung der relativen Geisteramplituden bei Verstärkungsfaktor 1

Magnitudenspektren aus Messung 5 (s. Tab. 7.5) sind für verschiedene Laufzeitkorrekturen in Abb. 7.19 als Wasserfalldiagramm dargestellt. Es ist zu sehen, wie die relative Amplitude der Geisterlinien 1. und 2. Ordnung mit der eingestellten Laufzeitkorrektur ab- und wieder zunimmt. In Abb. 7.20 werden gemittelte relative Geisteramplituden gezeigt, die den Magnitudenspektren entnommen wurden. Auch bei den Messungen mit dem kompletten MIPAS sind Unterschiede der relativen Amplituden der rechten und linken Geisterlinien zu erkennen. Diese Unterschiede treten entsprechend der Theorie aus Kapitel 4.5.1 nur auf, wenn eine Phasenmodulation 2. Art mit einer Amplitudenmodulation kombiniert wird (Kombination A). Die in Abb. 7.20 eingezeichneten Simulationen veranschaulichen diese Tatsache. Eine reine Phasenmodulation 1. Art (25% Störampplitude) liefert bei optimaler Laufzeitkorrektur eine verschwindende Geisterampplitude (graue Kurve). Eine zusätzliche Phasenmodulation 2. Art

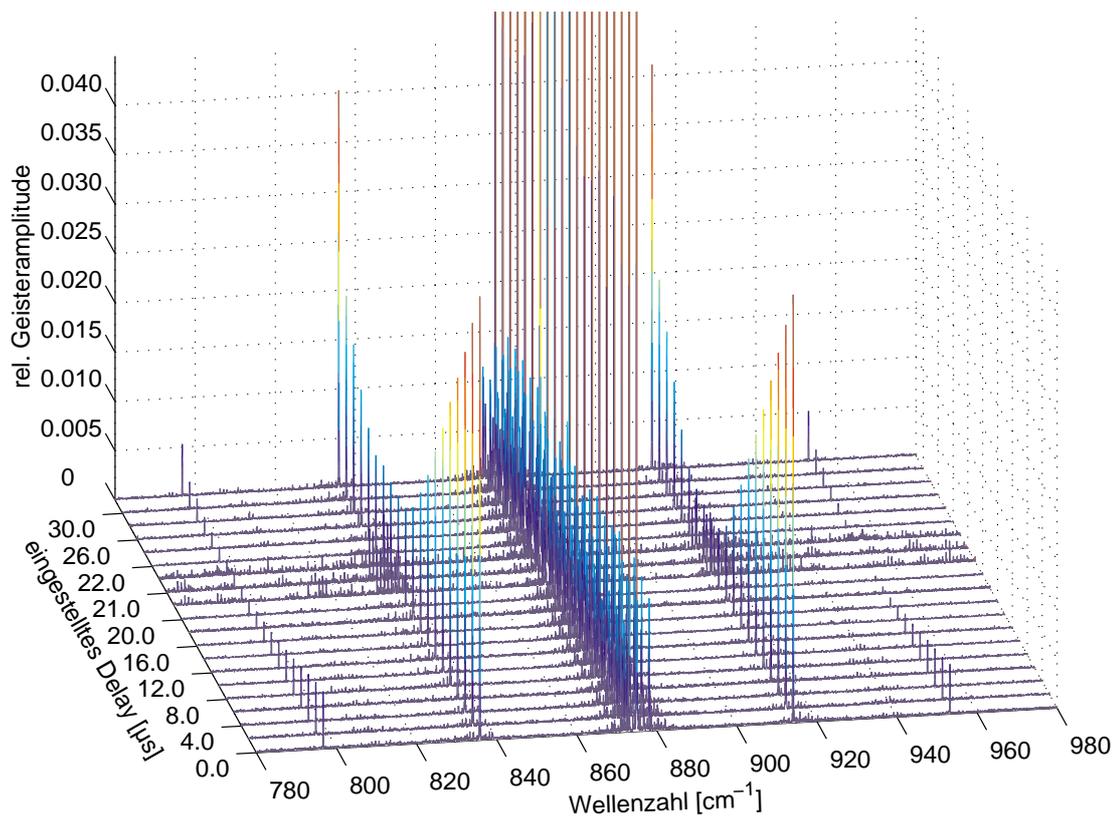


Abb. 7.19 Wasserfalldiagramm der durch PM gestörten Spektren für unterschiedlich eingestellte Laufzeitkorrekturen (s. Tab. 7.5, Messung 5). Die Störfrequenz betrug 120 Hz, die Stör-Amplitude der Phasenmodulation war 25% von $48.5 \text{ kHz} \cdot \lambda_L$. Die Achse der eingestellten Laufzeitkorrektur ist nicht äquidistant. Geisterlinien 1. und 2. Ordnung sind zu sehen.

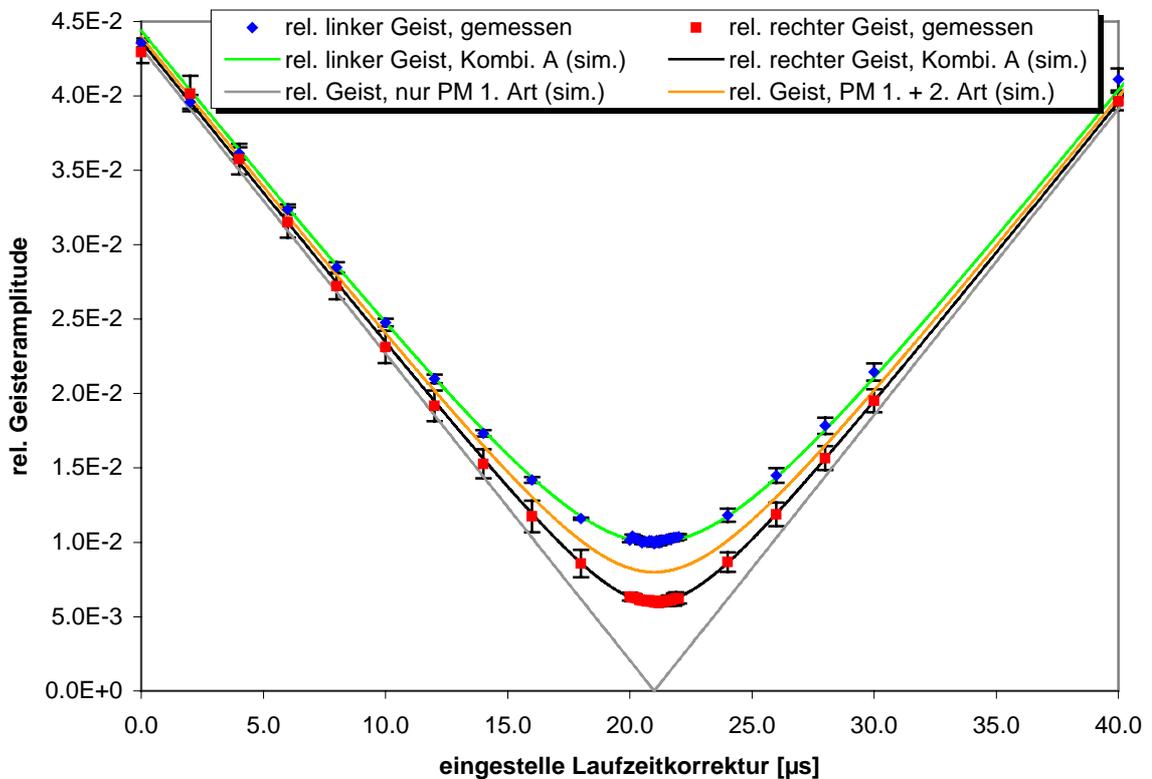


Abb. 7.20 Gemittelte rel. Amplituden der rechten und linken Geisterlinien mit 25% PM bei 120 Hz Störfrequenz und $\nu_0 = 48.5 \text{ kHz} \cdot \lambda_L$ (s. Tab. 7.5, Messung 5). Zum Vergleich sind berechnete Kurven eingetragen. Die graue Kurve entspricht einer reinen PM 1. Art mit 25% rel. Stör-Amplitude. Die orangefarbene Kurve stammt von der PM 1. Art kombiniert mit einer PM 2. Art (Parameter s. Tab. 7.7). Die optimale Anpassung an die Messung (grün und schwarz) ergab sich durch die PM 1. und 2. Art kombiniert mit einer AM 2. Art (Kombination A). Die Werte dieser Anpassung stehen in Tab. 7.7.

mittlere Geschwindigkeit des optischen Gangunterschieds v_0 [kHz · λ_L]		48.5
rel. Geschwindigkeitsschwankung des LMI-Signals	$v_{PM,LMI} / v_0$	0.250
rel. Störamplitude der AM 2. Art	A_{AM} / A_0	0.004
rel. Differenz der Geschwindigkeitsschwankungen	$(v_{PM,IR} - v_{PM,LMI}) / v_0$	$7.3 \cdot 10^{-4}$
rel. Geschwindigkeitsschwankung des IR-Signals	$v_{PM,IR} / v_0$	0.25073

Tab. 7.7 Parameter der optimalen Anpassung an Messung 5 (s. Tab. 7.5).

mit einer relativen Differenz der Geschwindigkeitsschwankungen von nur 0.073% führt trotz optimaler Laufzeitkorrektur zu Geisterlinien in der Größenordnung von 1% (orange Kurve in Abb. 7.20; s. auch Abb. 4.4). Die Magnituden der linken und rechten Geisterlinien bleiben allerdings gleich groß. Erst wenn zusätzlich zur PM 1. und 2. Art eine Amplitudenmodulation 2. Art (0.4% Störamplitude) hinzukommt, werden die Magnituden der rechten und linken Geisterlinien unterschiedlich (grüne und schwarze Kurve). Der Mittelwert der Geisteramplituden ändert sich durch die zusätzliche Amplitudenmodulation kaum (s. auch Abb. 4.20). Die relativen Geisteramplituden der Simulationen mit GHOST_SIM passen mit den Parametern aus Tab. 7.7 sehr gut zu den Meßwerten.

Die Messung mit 5% Phasenmodulation (s. Tab. 7.5 Messung 6) lieferte im Vergleich zur Messung mit 25% PM kleinere relative Geisteramplituden und für die optimale Laufzeitkorrektur denselben Wert (s. Tab. 7.8). Das Verhältnis der Geisteramplituden von Messung 5 (25% PM, $v_0 = 48.5$ kHz · λ_L) zu Messung 6 (5.1% PM, $v_0 = 49.9$ kHz · λ_L) entspricht im Rahmen der statistischen Fehler dem Verhältnis der absoluten Geschwindigkeitsschwankungen von 4.8. Für die Geisteramplituden ist die absolute und nicht die relative Geschwindigkeitsschwankung ausschlaggebend. Bemerkenswert an der kleineren Geisteramplitude bei 5% PM ist, daß die bei Messung 5 beobachteten Störparameter der PM 2. Art und AM 2. Art ebenfalls mit der absoluten Geschwindigkeitsschwankung kleiner wurden. Bei der induzierten Amplitudenmodulation 2. Art entspricht dies der Theorie. Bei der Phasenmodulation 2. Art ist dies ein Indiz dafür, daß die Ursache der PM 2. Art mechanische Schwingungen sind, die durch die Anregung des Doppelpendels erzeugt werden.

Die Messung mit Verstärkungsfaktor 4 in der IFME (s. Tab. 7.5 Messung 7) lieferte dieselben Ergebnisse wie Messung 5, d.h. der Verstärkungsfaktor 4 in der IFME verstärkt die vorhandene Amplitudenmodulation 2. Art nicht.

Im Vergleich mit den Tests der Interferometerelektronik sind die minimalen relativen Geisterlinien ca. 50 mal größer (auf gleiche Störamplitude und Wellenzahl umgerechnet). Die Werte der minimalen Geisterlinien und der optimalen Laufzeitkorrektur sind in Tab. 7.8 zusammengestellt. Der Vergleich mit den *Ergebnissen aus Kapitel 6.2* zeigt eine sehr gute Übereinstimmung mit der dort bestimmten *elektrischen Laufzeitdifferenz von 20.9 μ s* und dem dort bestimmten Amplitudengang, der bei 25% PM eine *Amplitudenmodulation von 0.4%* für Verstärkungsfaktor 1 induziert.

	Wellenzahl der Originallinie [cm ⁻¹]	rel. Störamplitude [%]	optimale Laufzeitkorrektur [μ s]	minimale rel. Geisteramplitude [10 ⁻³]
linke Geisterlinie	875	25.0	21.0 ± 0.4	10.0 ± 0.2
rechte Geisterlinie	875	25.0	21.0 ± 0.4	6.0 ± 0.2
linke Geisterlinie	875	5.1	21.0 ± 0.4	2.2 ± 0.1
rechte Geisterlinie	875	5.1	21.0 ± 0.4	1.4 ± 0.1
aus Kapitel 7.2:				[10 ⁻⁵]
linke Geisterlinie	790	20	22.00 ± 0.05	12.5 ± 0.06
rechte Geisterlinie	790	20	22.00 ± 0.05	14.5 ± 0.07

Tab. 7.8 Vergleich der minimalen relativen Geisteramplituden 1. Ordnung für 25% PM (Messung 5 aus Tab. 7.5) und 5% PM (Messung 6) mit den Ergebnissen aus Kapitel 7.2.

Minimierung der relativen Geisteramplituden bei Verstärkungsfaktor 10

Die Messungen für Verstärkung 10 im IR-Vorverstärker wurden AC- und DC-gekoppelt durchgeführt (s. Tab. 7.5 Messung 8 und 9). Die Ergebnisse dieser Messungen zeigen keine nennenswerten Unterschiede. Da der Amplitudengang des IR-Vorverstärkers, der zu Vergleichszwecken benötigt wird, nur für den AC-gekoppelten Zweig gemessen wurde, werden in Abb. 7.21 die Ergebnisse der AC-gekoppelten Messung dargestellt.

Im Vergleich mit Abb. 7.20 wird deutlich, daß die optimale Laufzeitkorrektur einen anderen Wert hat und die verbleibenden relativen Geisterlinien ca. 4 mal größer sind (s. auch Tab. 7.9). Die in Abb. 7.21 dargestellten simulierten Werte wurden mit denselben Störparametern für die Kombination A wie bei Messung 5 berechnet (s. Tab. 7.7) mit Ausnahme der *AM-Störampplitude*, die auf 7.0% vergrößert wurde. Die Simulation für diese Störparameter stimmt sehr gut mit den Meßwerten überein, folglich änderte sich die Störampplitude der PM 2. Art nicht. Dies deutet darauf hin, daß die PM 2. Art im Gegensatz zur AM 2. Art nicht von Änderungen der elektrischen Signalstrecke beeinflusst wird.

Ein weiteres Indiz für die stärkere Amplitudenmodulation bei Verstärkung 10 ist direkt am Symmetrieverhalten der Geisterlinien in Real- und Imaginärteil in Abb. 7.22 erkennbar (vgl. Kapitel 4.2 und Abb. 7.18).

	Wellenzahl der Originallinie [cm ⁻¹]	rel. Störampplitude [%]	optimale Laufzeitkorrektur [µs]	minimale rel. Geisterampplitude [10 ⁻²]
linke Geisterlinie	875	25.0	43 ± 1	4.3 ± 0.02
rechte Geisterlinie	875	25.0	43 ± 1	2.7 ± 0.02

Tab. 7.9 Ergebnisse der minimalen relativen Geisteramplituden 1. Ordnung für Verstärkung 10 (s. Tab. 7.5 Messung 9).

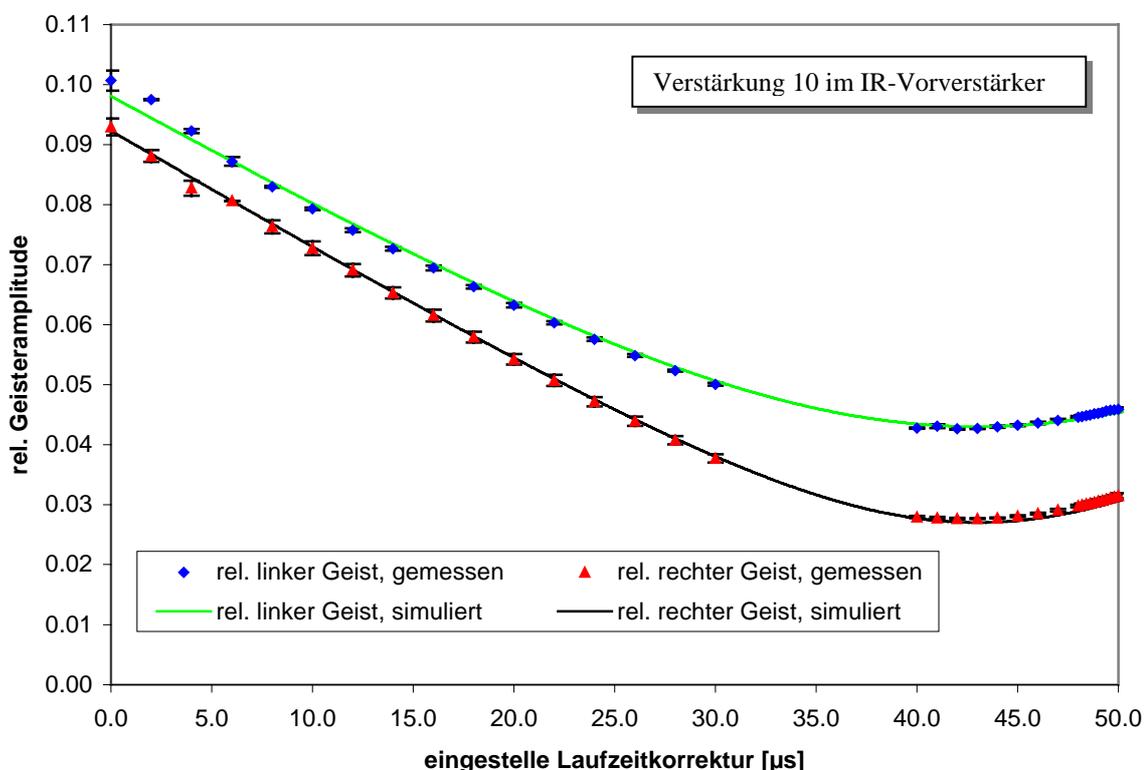


Abb. 7.21 Relative Amplituden der rechten und linken Geisterlinien bei 25% PM mit Verstärkungsfaktor 10 für AC-gekoppelte Interferogramme ($f_{PM} = 120$ Hz, $\nu_0 = 48.5$ kHz $\cdot \lambda_L$). Die eingezeichneten simulierten Kurven ergaben sich durch die gleichen Einstellungen wie bei Verstärkungsfaktor 1, jedoch mit 7.0% AM.

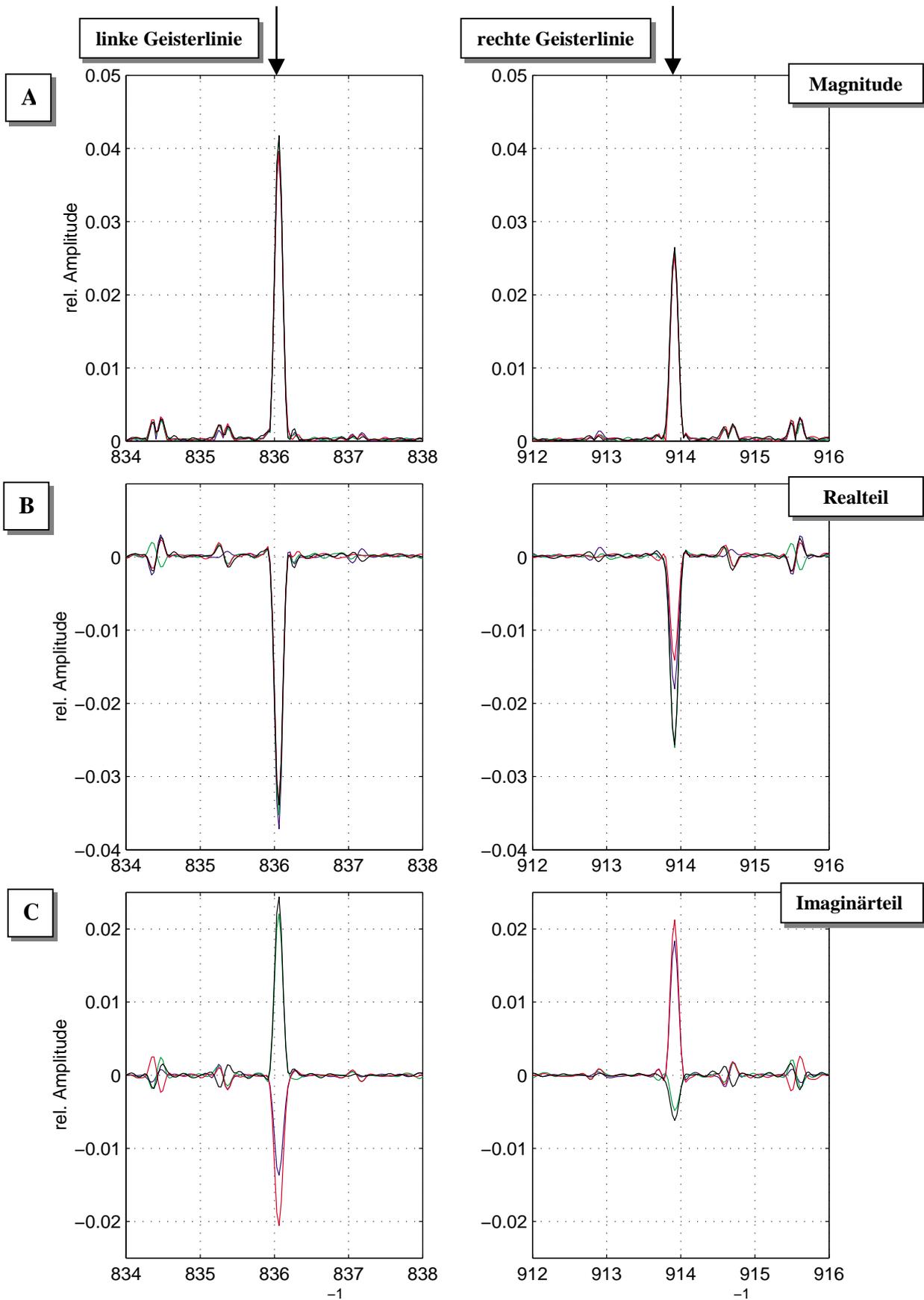


Abb. 7.22 Detailansicht des rechten und linken Geistes 1. Ordnung für Verstärkungsfaktor 10 und eine Laufzeitkorrektur von 46 μs bei 25% PM. Im Realteil sind die Geisterlinien in diesem Fall symmetrisch und im Imaginärteil antisymmetrisch, was auf eine Amplitudenmodulation als hauptsächliche Ursache hinweist. Die punktsymmetrischen WM-Geisterlinien sind auch in dieser Abbildung zu erkennen.

Vergleiche der AM-Störampplitude aus der Simulation mit aus gemessenen Amplitudengängen für Verstärkung 10 ermittelten Störampplituden ermöglichen eine Überprüfung des Simulationsergebnisses. Der Amplitudengang der gesamten Signalstrecke für Verstärkung 10 wurde in Kapitel 6.2 ermittelt (s. Abb. 6.3B). Eine Phasenmodulation von $\pm 25\%$ um die Signalfrequenz 2.7 kHz ergibt eine Amplitudenänderung von $\pm 7.3\%$. Die aus Schwarzkörpermessungen bestimmte elektrische Laufzeitdifferenz für Verstärkung 10 stimmt ebenfalls gut mit den Ergebnissen der Messung 9 überein (s. Tab. 7.10).

Der gemessene Amplitudengang des IR-Vorverstärkers für Verstärkung 10 ist in Abb. 7.23 dargestellt. Eine entsprechende Bestimmung der AM-Störampplitude aus diesem Amplitudengang zeigt auch eine gute Übereinstimmung mit der Simulation (s. Tab. 7.10). Dies zeigt, daß bei Verstärkung 10 der nicht konstante Amplitudengang und die resultierende Amplitudenmodulation von $\pm 7\%$ durch den IR-Vorverstärker verursacht werden.

	Elektrische Laufzeitdifferenz der LMI- u. IR-Signale	AM-Störampplitude
Aus Schwarzkörpermessungen mit verschiedenen Pendelgeschwindigkeiten:	43.5 μs	$\pm 7.3\%$
Aus dem Amplitudengang des IR-Vorverstärkers:	-	$\pm 7.0\%$
Mit GHOST_SIM ermittelte Werte aus den Diodenlasermessungen	$43 \pm 1 \mu\text{s}$	$\pm 7.0\%$

Tab. 7.10 Vergleich der ermittelten elektrischen Laufzeitdifferenzen und der rel. AM-Störampplituden für Verstärkung 10. Die Werte wurden für eine Signalfrequenz von 2.7 kHz und 25 % PM aus den Ergebnissen der Schwarzkörpermessungen in Kapitel 6.2 und aus dem Amplitudengang des IR-Vorverstärker (s. Abb. 7.23) ermittelt.

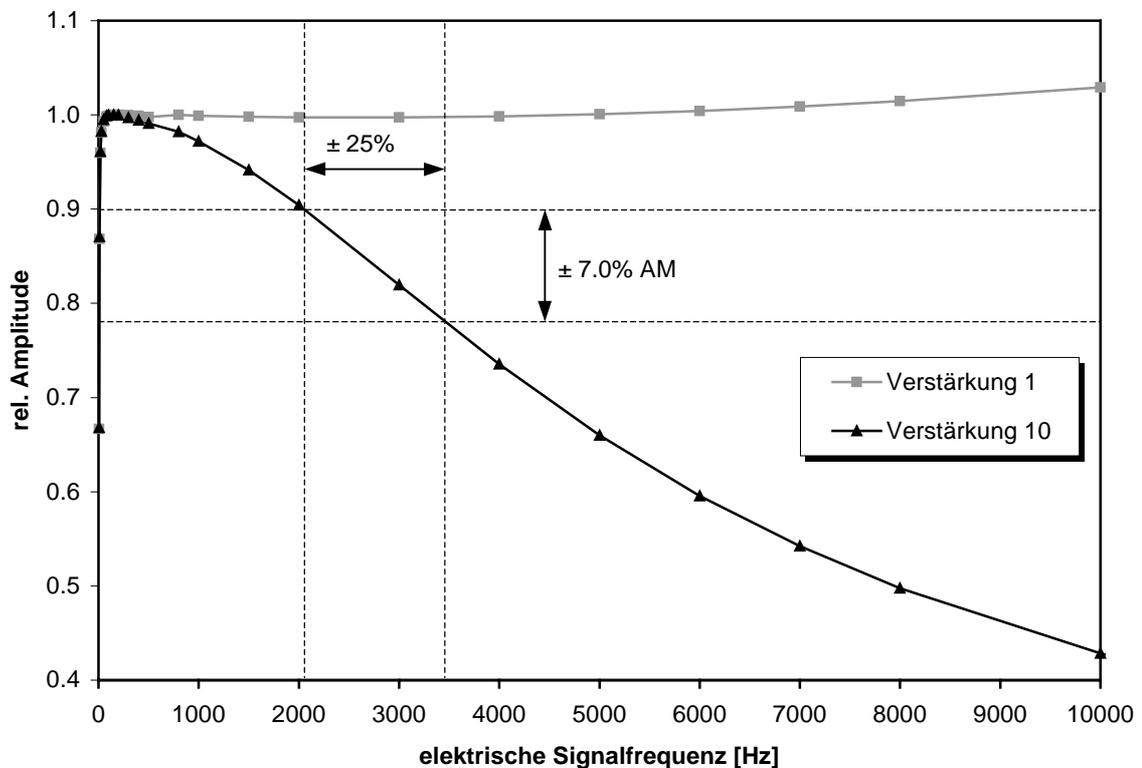


Abb. 7.23 Gemessener Amplitudengang des IR-Vorverstärkers für Kanal 1. 25% Phasenmodulation um die Signalfrequenz 2.7 kHz ($= 875 \text{ cm}^{-1} \cdot 3.1 \text{ cm/s}$) erzeugen bei Verstärkungsfaktor 10 eine Amplitudenmodulation von $\pm 7\%$.

Der Amplitudengang des IR-Vorverstärkers für Verstärkung 1 zeigt keine Änderung im relevanten Spektralbereich. Die Amplitudenänderung von $\pm 0.4\%$ aus der Simulation von Messung 5 ist jedoch im aus Schwarzkörpermessungen ermittelten Amplitudengang der gesamten Signalstrecke zu beobachten (s. Abb. 6.3A). Diese relativ kleine Amplitudenänderung wird folglich von anderen elektrischen Komponenten verursacht.

Variation der Abstände zwischen LMI- und IR-Strahl

Die minimalen relativen Geisteramplituden von ca. 1% bei Verstärkungsfaktor 1 werden hauptsächlich durch die unterschiedlichen Amplituden der Geschwindigkeitsschwankungen von LMI- und IR-Strahl hervorgerufen. Diese unterschiedlichen Geschwindigkeitsschwankungen können nur entstehen, wenn beide Strahlen parallel versetzt an unterschiedlichen Orten das Interferometer durchlaufen (s. Abb. 3.4) oder beide Strahlen gegeneinander geneigt sind. Letzteres würde eine Verzerrung der Wellenzahlachse erzeugen, die bei der Auswertung der Atmosphärenmessungen [Höpfner, 2000] jedoch nicht beobachtet wurde.

Zur Klärung des Effekts eines Parallelversatzes von LMI- und IR-Strahl auf die minimalen relativen Geisteramplituden wurden Messungen mit verschiedenen Abständen zwischen beiden Strahlen durchgeführt. Dazu wurde der IR-Strahl des Diodenlasers, der im Interferometer einen Strahldurchmesser von 1.0 cm hat, parallel verschoben in das MIPAS eingekoppelt. Die Messungen konnten für Abstände von 2.8 – 6.5 cm durchgeführt werden.

In Abb. 7.24 und Abb. 7.25 ist zu erkennen, daß die minimalen relativen Geisteramplituden durch einen kleineren Abstand zwischen LMI- und IR-Strahl reduziert werden (beste Werte s. Tab. 7.11). Anschaulich ist dieser Effekt sehr einfach zu verstehen, wenn davon ausgegangen wird, daß durch die harmonische Anregung des Doppelpendels auch die Strahlteilereinheit in Schwingung versetzt wird. Wenn die Strahlteilereinheit eine Taumbewegung als Starrkörper um ihre Befestigungspunkte ausführt, wird der von den Befestigungspunkten weiter entfernte IR-Strahl stärker gestört als der näher gelegene LMI-Strahl. Eine solche Ursache hätte eine lineare Abnahme der relativen Geisteramplituden mit dem LMI-IR-Abstand zur Folge. In 1. Näherung ist in Abb. 7.25 ein linearer Zusammenhang zu beobachten.

	Wellenzahl der Originallinie [cm^{-1}]	rel. Störampplitude [%]	optimale Laufzeitkorrektur [μs]	minimale rel. Geisterampplitude [10^{-3}]
linke Geisterlinie	875	25.0	21.0 ± 0.4	5.5 ± 1.3
rechte Geisterlinie	875	25.0	21.0 ± 0.4	2.6 ± 1.0

Tab. 7.11 Ergebnisse der minimalen relativen Geisteramplituden 1. Ordnung für einen LMI-IR-Abstand von 2.8 cm.

Für die Anpassung mit GHOST_SIM an die Messung wurden verschiedene Abhängigkeiten der Differenz der Geschwindigkeitsschwankungen des LMI- und IR-Strahls vom Abstand zwischen den Strahlen untersucht. Die bereits ermittelten Störparameter der Kombination A aus Messung 5 (s. Tab. 7.7) wurden dazu unverändert übernommen. Ein linearer Zusammenhang lieferte unter diesen Annahmen keine gute Anpassung an die Meßwerte, da die simulierte Geisteramplitude bei einem Abstand der Strahlen von null den Wert $2 \cdot 10^{-3}$ hat, der durch die induzierte AM 2. Art resultiert. Eine quadratische Abhängigkeit vom LMI-IR-Abstand liefert bessere Ergebnisse (s. dicke blaue und schwarze Kurve in Abb. 7.25).

Die relativ großen Standardabweichungen bei diesen Messungen werden durch unterschiedliche Mittelwerte zwischen den Vorwärts- und Rückwärtsmessungen verursacht. Die Standardabweichungen bei gleicher Bewegungsrichtung sind wesentlich kleiner. Die Ursache dafür ist nicht verstanden. An den beobachteten Effekten ändert sich dadurch jedoch nichts.

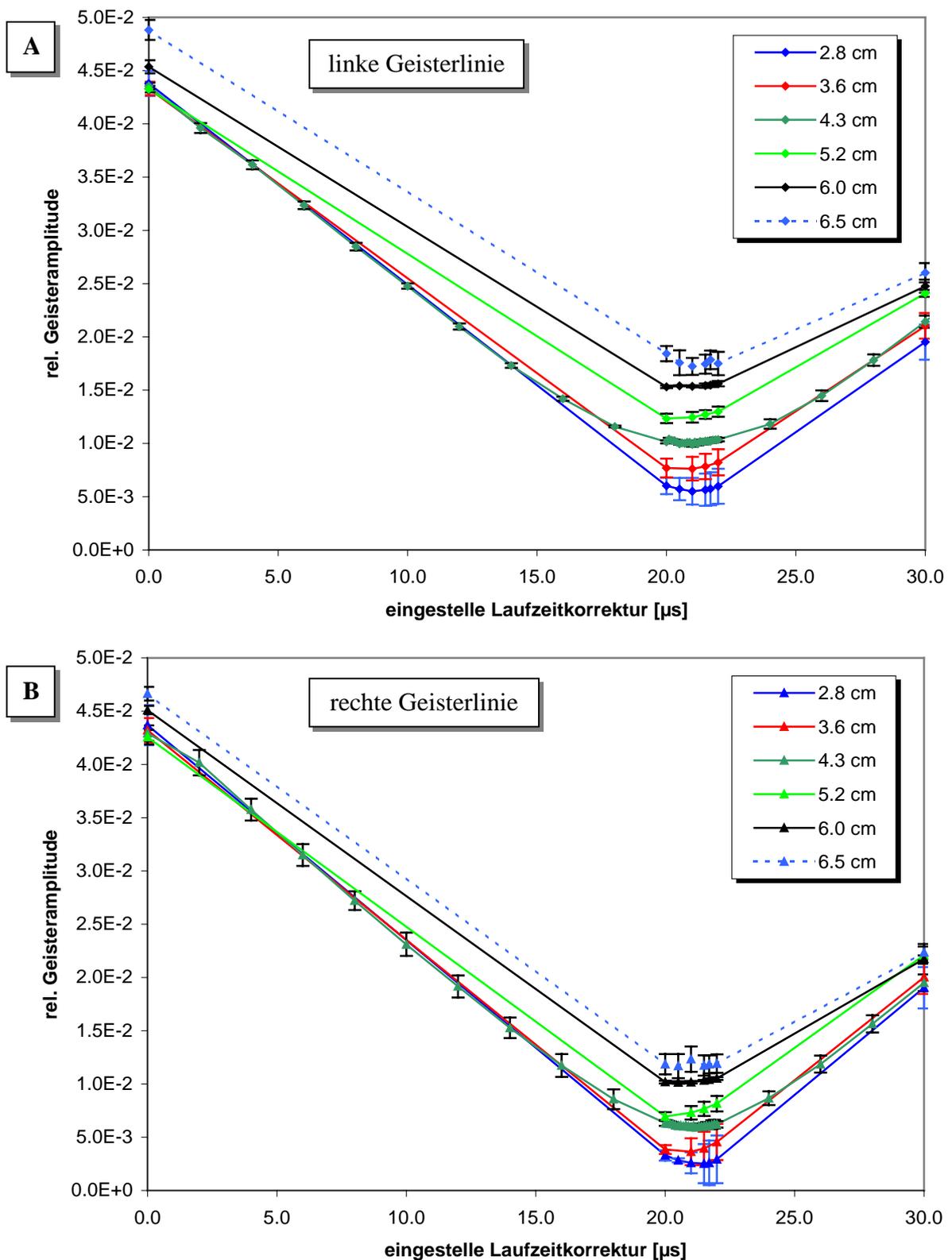


Abb. 7.24 Relative Geisteramplituden für verschiedene Abstände des IR-Strahls zum LMI-Strahl getrennt für die linke Geisterlinie (A) und die rechte Geisterlinie (B). Die rechte Geisteramplitude ist immer kleiner als die linke und beide nehmen mit vermindertem LMI-IR-Abstand ab.

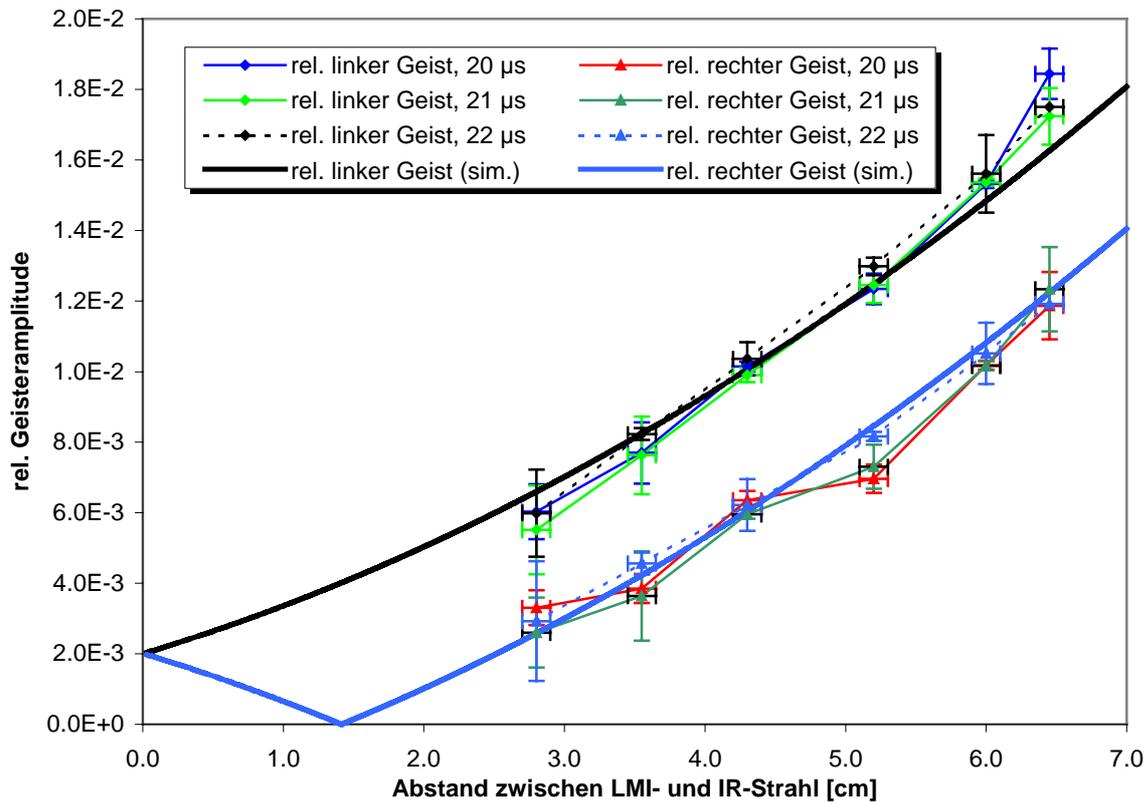


Abb. 7.25 Relative Geisteramplitude für eine optimale Laufzeitkorrektur in Abhängigkeit vom LMI-IR-Abstand. Die nichtlineare Abhängigkeit vom LMI-IR-Abstand ist zu erkennen. Die simulierten Geisteramplituden ergaben sich für $v_{PM,IR} - v_{PM,LMI} = (1.1 \cdot 10^{-4} \Delta x_{LMI,IR} + 1.4 \cdot 10^{-5} \Delta x_{LMI,IR}^2) v_0$ und $a_{AM} = 4.0 \cdot 10^{-3}$ mit $v_0 = 3 \text{ cm/s}$ und $v_{PM} = 25\% v_0$ bei optimaler Laufzeitkorrektur.

Das Auftreten der Phasenmodulation 2. Art und die daraus resultierenden relativ großen Geisterlinien bei optimaler Laufzeitkorrektur wurden eindeutig nachgewiesen. Die besten Ergebnisse liefert folglich ein optischer Aufbau bei dem LMI- und IR-Strahl immer den gleichen optischen Weg zurücklegen.

Auswirkungen auf Schwarzkörperspektren

In Kapitel 6 wurde mit Hilfe von Schwarzkörpermessungen elektrische Laufzeitdifferenzen bestimmt, die in Kapitel 7.3 durch Messungen mit einem IR-Diodenlaser überprüft wurden. In diesem Abschnitt werden die Auswirkungen von Geschwindigkeitsschwankungen auf Schwarzkörperspektren bei verschiedenen Laufzeitkorrekturen untersucht.

In Abb. 7.26 sind durch Phasenmodulation gestörte Schwarzkörperspektren dargestellt. Abb. 7.26A zeigt mehrere Spektren, die mit einer Laufzeitkorrektur von null aufgenommen wurden. Das typische Verhalten phasenmodulierter Kontinuumspektren mit den größten Abweichungen bis zu 40 cm^{-1} links und rechts der Filterflanken ist zu beobachten (s. auch Abb. 4.5). In Abb. 7.26B ist dieselbe Anzahl von gestörten Spektren mit optimaler Laufzeitkorrektur dargestellt. Durch Vergleich von Abb. 7.26A und B wird deutlich, wie wirksam eine optimale Laufzeitkorrektur ist. Die gemessenen Spektren passen sehr gut zur Theorie.

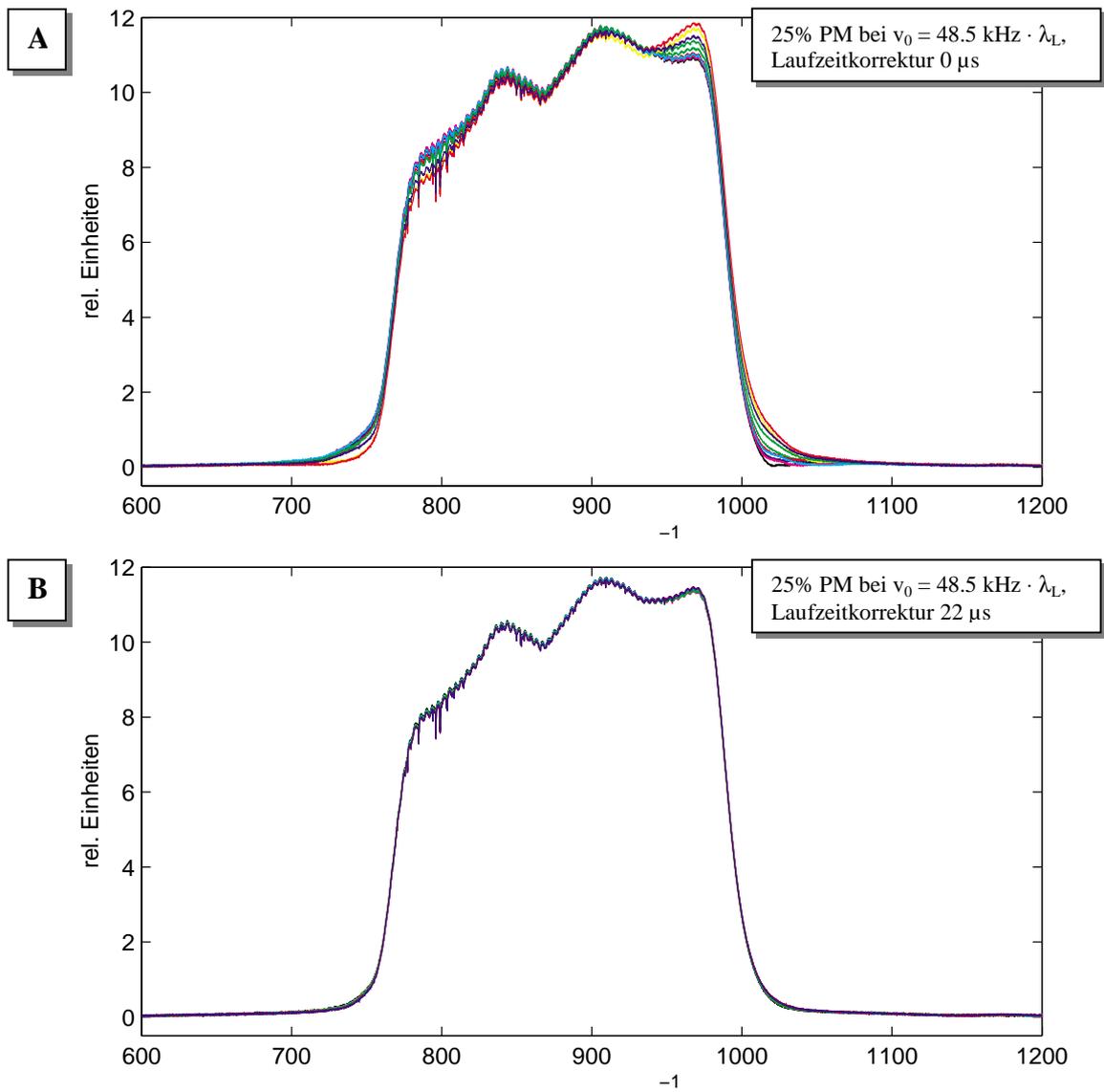


Abb. 7.26 Durch 25% PM gestörte Schwarzkörpermagnitudenspektren ($T = 1000 \text{ }^\circ\text{C}$). A) und B) unterscheiden sich durch die eingestellte Laufzeitkorrektur $0 \mu\text{s}$ und $22 \mu\text{s}$. Die Auswirkungen der optimalen Korrektur in B) sind außerhalb des Filterbereichs zu sehen. Es sind jeweils 10 Spektren dargestellt und die Messungen wurden mit Verstärkung 1 durchgeführt. Die gut sichtbaren Schwingungen im Durchlaßbereich des optischen Filters (sogenanntes Channeling) werden durch Vielfachreflexionen im Detektorsubstrat erzeugt

8 Schlußbemerkungen und Ausblick

Das neue Abtastverfahren für Interferogramme wurde in drei Stufen auf seine Fähigkeit untersucht, Geisterlinien bei einer vorgegebenen Phasenmodulation zu unterdrücken. Zum Verständnis der dabei aufgetretenen Effekte wurde eine Theorie der Geisterlinien für verschiedene Modulationsarten erstellt. Das dafür entwickelte Programm GHOST_SIM erwies sich bei der Bestimmung der an den Geisterlinien beteiligten Modulationsarten und der entsprechenden Störampplituden als sehr hilfreich.

Die Ergebnisse der Validierung des Abtastverfahrens sind in Tab. 8.1 und Tab. 8.2 zusammengestellt und wurden auf identische PM-Störampplituden und auf dieselbe Wellenzahl der Originallinie umgerechnet. Der Interpolationsfilter präsentierte eine hervorragende Qualität. Die Geisterlinien bei 25% PM sind erst ab einem Signal-zu-Rausch-Verhältnis von 10^6 zu erkennen. Die Realisierung des Abtastverfahrens in der Interferometerelektronik lieferte bei 25% PM und optimaler Laufzeitkorrektur Geisterampplituden, die erst ab einem Signal-zu-Rausch-Verhältnis von 10000 beobachtbar werden. Dieses Ergebnis zeigt, daß das in der Interferometerelektronik des MIPAS-STR implementierte neue Abtastverfahren Geisterlinien gut unterdrücken kann.

Bei den Untersuchungen des kompletten MIPAS-STR mit einem Diodenlaser ergaben sich für die optimale Laufzeitkorrektur Werte, die sehr gut mit den aus Schwarzkörpermessungen mit verschiedenen Pendelgeschwindigkeiten bestimmten elektrischen Laufzeitdifferenzen übereinstimmen (s. Tab. 8.2). Die minimalen relativen Geisterlinien waren bei diesen Messungen mit dem Gesamtsystem 50 mal größer als bei den Messungen allein mit der Interferometerelektronik. Die Ursache dafür waren in erster Linie geringfügig unterschiedliche Geschwindigkeitsschwankungen des LMI- und IR-Signals (PM 2. Art), die durch den parallelen Versatz des LMI-Strahls zum IR-Strahl hervorgerufen wurden. Durch Verringerung des Abstands der beiden Strahlen konnten die Geisterlinien weiter reduziert werden (s. Tab. 8.1). Gleichzeitig wurde eine Amplitudenmodulation 2. Art beobachtet, deren Ursache der nicht konstante Amplitudengang der Signalstrecke ist. Das Auftreten der Kombination der Phasenmodulation 2. Art mit einer Amplitudenmodulation 2. Art (Kombination A) wurde durch die unterschiedlichen Amplituden der Geisterlinien 1. Ordnung im Betragsspektrum festgestellt. Diese Beobachtung kann entsprechend der Theorie der Geisterlinien (s. Kapitel 4.5.1) nur durch die Kombination A erklärt werden.

Eine Erhöhung der Verstärkung des IR-Vorverstärkers vergrößerte die Geisterampplituden um Faktor 4. Dies konnte durch den Amplitudengang, der sich bei größerer Verstärkung wesentlich stärker mit der Signalfrequenz ändert, erklärt werden. Die mit GHOST_SIM aus den Geisterlinien ermittelten AM-Störampplituden passen gut zum Amplitudengang des IR-Vorverstärkers und zu dem aus Schwarzkörpermessungen bestimmten Amplitudengang des Gesamtsystems (s. Tab. 8.2).

Untersuchungsstufe	rel. Geisterampplitude bei optimaler Laufzeitkorrektur
1. Interpolationsfilter	$1.8 \cdot 10^{-5}$
2. Interferometerelektronik	$2.0 \cdot 10^{-4}$
3. MIPAS-STR komplett:	
nom. LMI-IR-Abstand (4.3 cm), Verstärkung 1	$1.0 \cdot 10^{-2}$
nom. LMI-IR-Abstand (4.3 cm), Verstärkung 10	$4.3 \cdot 10^{-2}$
min. LMI-IR-Abstand (2.8 cm), Verstärkung 1	$5.5 \cdot 10^{-3}$

Tab. 8.1 Minimale relative Geisterampplituden für die verschiedenen Untersuchungsstufen des neuen Abtastverfahrens umgerechnet für 25 % PM und eine Originallinie bei 875 cm^{-1} . Es wurde jeweils die größere Amplitude der beiden Geisterlinien 1. Ordnung angegeben.

Untersuchungsvariante	Elektrische Laufzeitdifferenz der LMI- u. IR-Signale	AM-Störampplitude
Schwarzkörpermessungen mit verschiedenen Pendelgeschwindigkeiten: Verstärkung 1 Verstärkung 10	20.9 μ s 43.5 μ s	$\pm 0.4\%$ $\pm 7.3\%$
Mit GHOST_SIM ermittelte Werte aus den Diodenlasermessungen: Verstärkung 1 Verstärkung 10	$21 \pm 0.4 \mu$ s $43 \pm 1.0 \mu$ s	$\pm 0.4\%$ $\pm 7.0\%$

Tab. 8.2 Vergleich der ermittelten elektrischen Laufzeitdifferenzen und der rel. AM-Störampplituden aus Kapitel 6.2 und Kapitel 7.3. Die Werte der Schwarzkörpermessungen wurden für eine Signalfrequenz von 2.7 kHz und 25 % PM aus den Ergebnissen in Kapitel 6.2 berechnet.

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß sich das in der Interferometerelektronik realisierte Abtastverfahren gut zur Vermeidung von Geisterlinien erwiesen hat. Die Quellen der Phasenmodulation 2. Art und der Amplitudenmodulation 2. Art des MIPAS-STR wurden gefunden und verstanden.

Zur Minimierung bzw. Vermeidung von Geisterlinien hat sich folgendes als wichtig erwiesen:

- Der Referenz-Laser-Strahl sollte so in das Interferometer eingekoppelt werden, daß für beliebige Bewegungen der optischen Komponenten der IR-Strahl und der LMI-Strahl exakt dieselbe Störung erfahren. Der einfachste Aufbau dafür ist ein LMI-Strahl, der in der Mitte des IR-Strahls verläuft.
- Der Amplitudengang der gesamten Signalstrecke sollte über den Frequenzbereich des Nutzsignals konstant sein. Dies kann dadurch erreicht werden, daß die bei der Verstärkung verwendeten Tiefpaßfilter eine ausreichend hohe Eckfrequenz haben oder der nicht konstante Amplitudengang mit dem digitalen Kompensationsfilter korrigiert wird.
- Die Kenntnis der elektrischen Laufzeitdifferenz zwischen IR- und LMI-Signal ist für die Optimierung des Braultschen Abtastverfahrens notwendig. Die elektrische Laufzeitdifferenz sollte deshalb nach Änderungen an der Signalstrecke zu Kontrollzwecken bestimmt werden. Die Methode der Schwarzkörpermessungen mit verschiedenen Pendelgeschwindigkeiten ist dafür ein zuverlässiges Instrument und liefert außerdem den Amplitudengang. Eine frequenzabhängige Laufzeitdifferenz spielt nach den bisherigen Untersuchungen bei MIPAS-STR eine untergeordnete Rolle, könnte aber ggf. mit dem digitalen Kompensationsfilter korrigiert werden.

Damit die Möglichkeiten des neuen Abtastverfahrens in der Interferometerelektronik ganz ausgenutzt werden können, sollten in zukünftigen Arbeiten weitere Algorithmen zur Berechnung der Koeffizienten des Kompensationsfilters entwickelt werden. Diese Algorithmen sollten Koeffizienten liefern, die sowohl eine frequenzabhängige Laufzeitdifferenz als auch einen nicht konstanten Amplitudengang kompensieren können. Zur Qualitätskontrolle der berechneten Koeffizienten können Amplituden- und Phasengang des MIPAS-STR bei eingeschaltetem Kompensationsfilter mit der Methode der Schwarzkörpermessungen mit verschiedenen Pendelgeschwindigkeiten überprüft werden.

Literaturverzeichnis

M. C. Abrams, G. C. Toon und R. A. Schindler, „Practical example of the correction of Fourier-transform spectra for nonlinearity“, Applied Optics, Vol. 33, Nr. 27, S. 6307-6314, September 1994

R. J. Bell, „Introductory Fourier Transform Spectroscopy“, Academic Press, 1972

C. E. Blom, T. Gulde, C. Keim, W. Kimmig, C. Piesch, C. Sartorius und H. Fischer, „MIPAS-STR: Entwicklung eines Instruments für Stratosphärenflugzeuge“, Statusseminar des Ozonforschungsprogramms, Juni 1998

M. Born und E. Wolf, „Principles in Optics“, Pergamon Press, 4. Auflage, 1970

J. W. Brault, „Fourier Transform Spectroscopy“ in „High Resolution in Astronomy“, Lecture Notes of the 15th Advanced Course of the Swiss Society of Astrophysics and Astronomy, Saas-Fee, 1985

J. W. Brault, „New approach to high-precision Fourier transform spectrometer design“, Applied Optics, Vol. 35, Nr. 16, S. 2891-2896, Juni 1996

E. O. Brigham, „FFT - Schnelle Fourier-Transformation“, Oldenbourg Verlag, München, Wien, 1982

I. N. Bronstein und K. A. Semendjajew, „Taschenbuch der Mathematik“, Verlag Harri Deutsch, Thun und Frankfurt/Main, 24. Auflage, 1989

P. Burkert, F. Fergg und H. Fischer, „A Compact High Resolution Michelson interferometer for Passive Atmospheric Sounding (MIPAS)“, IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing, GE-21, Nr. 3, S. 345-349, 1983

B. Carli, U. Cortesi, C. E. Blom, M. P. Chipperfield, G. de Rossi, G. Redaelli, „Airborne Polar Experiment: Geophysica Aircraft in Antarctica (APE-GAIA)“, SPARC Newsletter, Nr. 15, S. 21-24, Juli 2000

J. Chamberlain, „The Principles of Interferometric Spectroscopy“, John Wiley & Sons, 1979

D. C. Champeney, „Fourier Transforms and their Physical Applications“, Academic Press Inc., New York, 1973

D. B. Chase, „Nonlinear Detector Response in FT-IR“, Applied Spectroscopy, Vol. 38, Nr. 4, S. 491-494, 1984

Chrystal Semiconductor Corp., „CS5390 – 20-Bit, Stereo A/D Converter for Digital Audio“ in „Audio Databook“, S. 3.155-3.177, Oktober 1993

J. W. Cooley und J. W. Tukey, „An algorithm for the machine calculation of complex Fourier series“, Mathematics of computation, 19, S. 297-301, 1965

CTI-Cryogenics, „Installation, Operation and Servicing Instructions – Model 22C Cryodyne Cryocooler“, Appendix E, Kelvin Park, Waltham, Massachusetts, 1985

- L. Delbouille und G. Roland, „Study of the effect of intensity fluctuations and transmission quality on spectrum retrieval in MIPAS“, Final Report, ESA Contract AOP/OL/RB/309203, 1992
- L. Delbouille, „Source Noise: Origins, Effects and Remedies“, Proceedings of the 7th International Workshop on Atmospheric Science from Space Using Fourier Transform Spectroscopy, 1997
- M. J. Demler, „High-Speed Analog-to-Digital Conversion“, Academic Press Inc., San Diego, California, 1991
- W. Demtröder, „Laserspektroskopie“, Springer Verlag, 2. Auflage, 1991
- J. Falbe und M. Regitz (Hrsg.), „Römpp – Chemielexikon A-Z“, Version 1.0, 9. Auflage, Thieme Verlag, Stuttgart, New York, 1995
- J. C. Farman, B. G. Gardiner und J. D. Shanklin, „Large losses of total ozone in Antarctica reveal seasonal ClO_x/NO_x interaction“, Nature, 315, S. 207-210, 1985
- P. B. Fellgett, „On the Theory of Infrared Sensitivities and its Application to the Investigation of Stellar Radiation in the Near Infrared“, Dissertation, University of Cambridge, 22. November 1951
- H. Fischer, „Remote Sensing of Atmospheric Trace Constituents using Fourier Transform Spectroscopy“, Berichte der Bunsen-Gesellschaft f. phys. Chemie, Vol. 96, Nr. 3, S. 306-314. 1992
- M. L. Forman, W. H. Steel und G. Vanasse, „Correction of Asymmetric Interferograms Obtained in Fourier spectroscopy“, Journal of the Optical Society of America, Vol. 56, Nr. 1, S. 59-63, Januar 1966
- J. Fourier, „Théorie analytique de la chaleur“, Didot, Paris, 1822
- F. Friedl-Vallon, G. Maucher, H. Oelhaf, M. Seefeldner, „The new balloon-borne MIPAS-B2 limb emission sounder“, Proceedings of the International Geoscience and Remote Sensing Symposium 1995, IEEE Cat.-No. 95CH35770, S. 242-244, 1995
- I. Grattan-Guinness, „Joseph Fourier 1768 - 1830: a survey of his life and work, based on a critical edition of his monograph on the propagation of heat, presented to the Institut de France in 1807“, MIT Press, Cambridge, Massachusetts, 1972
- P. R. Griffiths, J. A. de Haseth, „Fourier Transform Infrared Spectrometry“, John Wiley & Sons, 1986
- G. Guelachvili, „Distortion free interferograms in Fourier transform spectroscopy with nonlinear detectors“, Applied Optics, Vol. 25, S. 4644-4648, 1986
- F. Hase, „Inversion von Spurengasprofilen aus hochaufgelösten bodengebundenen FTIR-Messungen in Absorption“, Dissertation im Fach Physik, IMK, Universität und Forschungszentrum Karlsruhe, Wissenschaftliche Berichte des Forschungszentrums Karlsruhe FZKA 6512, Oktober 2000

- E. Hecht, „Optics“, Addison-Wesley Publishing Company, 2. Auflage, 1987
- W. Hess, „Digitale Filter“, B.G. Teubner, Stuttgart, 2. Auflage, 1993
- M. Höpfner, „Das flugzeuggetragene Fernerkundungsexperiment MIPAS-FT: Auswertung und Interpretation der arktischen Meßkampagnen 1991/92 und 1992/93“, Dissertation im Fach Physik, IMK, Universität Karlsruhe und Kernforschungszentrum Karlsruhe, Wissenschaftliche Berichte des Kernforschungszentrums Karlsruhe KfK 5438, Dez. 1994
- M. Höpfner, C. E. Blom, T. v. Clarmann, H. Fischer, N. Glatthor, T. Gulde, F. Hase, C. Keim, W. Kimmig, K. Lessenich, C. Piesch, C. Sartorius, G. P. Stiller, „MIPAS-STR data analysis of APE-GAIA measurements“, Proceedings of the International Radiation Symposium IRS 2000: Current Problems in Atmospheric Radiation, St. Petersburg, Russia, 24-29 Juli 2000
- P. Jacquinet und C. Dufour, J. Rech. Du Centre Nat. Rech. Sci., Lab. Bellevue (Paris), 6, S. 91-103, 1948
- P. Jeseck, C. Camy-Peyret, S. Payan und T. Hawat, „Detector nonlinearity correction scheme for the LPMA balloonborne Fourier transform spectrometer“, Applied Optics, Vol. 37, Nr. 27, S. 6544-6549, September 1998
- K. D. Kammeyer, K. Kroschel, „Digitale Signalverarbeitung“, B.G. Teubner, Stuttgart, 3. Auflage, 1996
- A. Keens und N. Rapp, „Method of obtaining an optical FT spectrum“, U.S. Patent No.: 5.923.422, 13. Juli 1999
- C. Keim, „Entwicklung und Verifikation der Sichtlinienstabilisierung für MIPAS auf dem hochfliegenden Forschungsflugzeug M55-Geophysica“, Dissertation im Fach Physik, IMK, Universität Karlsruhe und Forschungszentrum Karlsruhe, 2001
- W. Kimmig, „Auswirkungen von Vibrationen auf die Funktionsfähigkeit des MIPAS-FT“, Diplomarbeit im Fach Physik, IMK, Universität und Forschungszentrum Karlsruhe, Dezember 1995
- W. Kimmig und C. E. Blom, „Real and Imaginary Ghosts: A Complex Correction for Interferograms with Large Sampling Errors“, Proceedings of the 7th International Workshop on Atmospheric Science from Space Using Fourier Transform Spectroscopy, 1997
- A. Kleinert, „Charakterisierung des IR-Detektorsystems der MIPAS-Emissionsexperimente“, Diplomarbeit im Fach Physik, IMK, Universität Karlsruhe und Forschungszentrum Karlsruhe, März 1998
- R. C. M. Learner, A. P. Thorne und J. W. Brault, „Ghosts and artifacts in Fourier-transform spectrometry“, Applied Optics, Vol. 35, Nr. 16, S. 2947-2954, Juni 1996
- H. D. Lüke, „Signalübertragung“, Springer-Verlag, 3. Auflage, 1985
- L. Mertz, „Transformations in Optics“, John Wiley & Sons, New York, 1965

- A. A. Michelson, „Visibility of interference-fringes in the focus of a telescope“, Phil. Mag. (5), 31, S. 256 ff, 1891
- R. H. Norton und R. Beer, „New apodizing functions for Fourier spectroscopy“, Journal of the Optical Society of America, Vol. 66, Nr. 3, S. 259-264, März 1976
- R. H. Norton und R. Beer, „Erratum to New apodizing functions for Fourier spectroscopy“, Journal of the Optical Society of America, Vol. 67, Nr. 3, S. 419, März 1977
- H. Nyquist, „Certain Topics in Telegraph Transmission Theory“, Transactions A. I. E. E., S. 617-644, Februar 1928
- C. Piesch, T. Gulde, C. Sartorius, F. Friedl-Vallon, M. Seefeldner, M. Wölfel, C. E. Blom und H. Fischer, „Design of a MIPAS instrument for high-altitude aircraft“, Proceedings of the 2nd International Airborne Remote Sensing Conference and Exhibition, ERIM, Ann Arbor, MI, Vol. II, S. 199-208, 1996
- J. M. Rowell, „Werkstoffe für die Photonik“, Spektrum der Wissenschaft, S. 116-128, Dezember 1986
- H. Rubens und R. W. Wood, Phil. Mag. 21, S. 249 ff, 1911
- C. E. Shannon, „Communication in the Presence of Noise“, Proceedings Institute of Radio Engineers, Vol. 37, S. 10-21, Januar 1949
- S. D. Stearns, „Digitale Verarbeitung analoger Signale, 5. Auflage, Oldenbourg Verlag, München, Wien, 1991
- O. Trieschmann, „Phasenkorrektur und Radiometrie gekühlter Fourierspektrometer: Charakterisierung des Instruments MIPAS-B2“, Dissertation im Fach Physik, IMK, Universität Karlsruhe und Forschungszentrum Karlsruhe, Wissenschaftliche Berichte des Forschungszentrums Karlsruhe FZKA 6411, 2000
- O. Trieschmann, C. Weddigen, „Thermal emission from dielectric beam splitters in Michelson interferometers: a schematic analysis“, Applied Optics, Vol. 39, Nr. 31, S. 5834-5842, November 2000
- A. Turner, R. A. Hoult und M. D. Forster, „Digitisation of interferograms in Fourier transform spectroscopy“, U.S. Patent No.: 5.914.780, 22. Juni 1999
- R. Unbehauen, „Systemtheorie“, Oldenbourg Verlag, München, Wien, 6. Auflage, 1993
- G. Vanasse, „Spectroscopic Techniques“, Vol. I+II, Academic Press, New York, 1977
- C. Weddigen, C. E. Blom, M. Höpfner, „Phase correction for the emission sounder MIPAS-FT“, Applied Optics, Vol. 32, Nr. 24, S. 4586-4589, August 1993
- A. S. Zachor, „Drive nonlinearities: their effects in Fourier spectroscopy“, Applied Optics, Vol. 16, Nr. 5, S. 1412-1424, Mai 1977

Abbildungsverzeichnis

Abb. 1.1	Die Fourierspektrometer des IMK und ihre verschiedenen Meßgeometrien.	2
Abb. 2.1	Schematischer Aufbau eines Doppelpendel-Interferometers.	5
Abb. 3.1	Das russische Höhenforschungsflugzeug GEOPHYSICA.	10
Abb. 3.2	3-D-Ansicht des gekühlten Bereichs des Optikmoduls des MIPAS-STR.	12
Abb. 3.3	Lineare Darstellung des optischen Strahlengangs des MIPAS-STR.	12
Abb. 3.4	Seitenansicht des Doppelpendelinterferometers.	13
Abb. 3.5	Ansicht der Fokalebene des Detektorkryostaten.	13
Abb. 3.6	Schematische Übersicht über die Elektronik des MIPAS-STR.	14
Abb. 3.7	Schematische Übersicht über die Interferometerelektronik.	14
Abb. 4.1	Besselfunktionen 0., 1., 2., 3. und 4. Ordnung.	19
Abb. 4.2	Realteil des Spektrums eines phasenmodulierten Interferogramms (PM 1. Art) für unterschiedliche Störphasen.	21
Abb. 4.3	Imaginärteile der Spektren aus Abb. 4.2.	22
Abb. 4.4	Betrag der rel. Amplitude der Geisterlinien 1. Ordnung in Abhängigkeit von der el. Laufzeitdifferenz.	23
Abb. 4.5	Realteile von zwei durch PM gestörten Kontinuumspektren und dem ungestörten Spektrum.	24
Abb. 4.6	Realteil des Spektrum eines amplitudenmodulierten Signals für unterschiedlichen Störphasen.	27
Abb. 4.7	Imaginärteile der Spektren aus Abb. 4.6.	28
Abb. 4.8	Realteile von zwei durch AM gestörten Kontinuumspektren und einem ungestörten Spektrum.	29
Abb. 4.9	Betragspektrum eines amplitudenmodulierten monochromatischen Signals mit Gleichlichtanteil.	30
Abb. 4.10	Korrektur eines amplitudenmodulierten Interferogramms mit einem Gleichlichtanteil von 1.	31
Abb. 4.11	Auswirkungen der Wellenzahlmodulation auf den Realteil des Spektrums für unterschiedliche Störphasen.	33
Abb. 4.12	Imaginärteile der Spektren aus Abb. 4.11.	34
Abb. 4.13	Auswirkungen einer Nichtlinearität mit quadratischen und kubischen Termen.	36
Abb. 4.14	Ein durch NL verzerrtes Interferogramm und das dazugehörige mit NL_COR korrigierte Interferogramm und die jeweiligen Spektren.	38
Abb. 4.15	NL-Korrektur eines gemessenen Schwarzkörperspektrums ($T = 600^{\circ}\text{C}$).	39
Abb. 4.16	Auswirkungen der Kombination von PM 1. Art mit AM 2. Art auf den Realteil des Spektrums für unterschiedliche Störphasen.	43
Abb. 4.17	Imaginärteile der Spektren aus Abb. 4.16	44
Abb. 4.18	Auswirkungen der Kombination von PM 2. Art mit AM 2. Art auf den Realteil des Spektrums für unterschiedliche Störphasen.	45
Abb. 4.19	Imaginärteile der Spektren aus Abb. 4.18	46
Abb. 4.20	Auswirkungen der Kombination von PM 1. und 2. Art mit AM 2. Art auf die Magnituden der Geisterlinien 1. Ordnung für unterschiedliche Geschwindigkeitsschwankungen und verschiedene Phasendifferenzen	47
Abb. 5.1	Prinzip der Braultschen Abtastverfahrens.	48
Abb. 5.2	Signalstrecke zur Erzeugung des ortsäquidistanten IR-Interferogramms bei MIPAS-STR.	50
Abb. 5.3	Signalverarbeitung des LMI-Signals (schematisch).	51
Abb. 5.4	Schematische Darstellung des zeitlicher Bezugs der analogen und digitalen Laser-Signale.	52

Abb. 5.5	Auswirkungen von Rauschen und impulsartigen Störungen auf LASXA und LASDA.	53
Abb. 5.6	Schematische Darstellung der Entstörung und Weiterverarbeitung der digitalen Lasersignale.	54
Abb. 5.7	Darstellung von LASER A, LASDA LASDB und UPDOWN während der linken und der rechten Umkehrphase.	55
Abb. 5.8	Signalverarbeitung des IR-Signals (schematisch).	56
Abb. 5.9	Das L/R-Signal (linker Kanal – rechter Kanal) in zeitlichem Bezug zum Meßdatenstrom SDATA des ADC.	58
Abb. 5.10	Schematische Darstellung der Erhöhung der Abtastfrequenz um einen ganzzahligen Faktor.	59
Abb. 5.11	Funktionsprinzip des Interpolationsfilters der IFME.	61
Abb. 6.1	Bestimmung des Phasengangs der Signalelektronik für Kanal 1 mit Verstärkung 1.	65
Abb. 6.2	Bestimmung des Phasengangs und der frequenzabhängigen elektrischen Laufzeitdifferenz der Signalelektronik für Kanal 1 mit Verstärkung 10.	66
Abb. 6.3	Amplitudengang des Kanal 1 für Verstärkung 1 und 10.	67
Abb. 7.1	Magnitudenspektren von IPOLTEST-Interferogrammen für verschiedene Störampplituden der Phasenmodulation.	69
Abb. 7.2	Magnitudenspektren von IPOLTEST-Interferogrammen für verschiedene ortsäquidistante Abtastfrequenzen.	70
Abb. 7.3	Magnitudenspektren von IPOLTEST-Interferogrammen für verschiedene Störfrequenzen der Phasenmodulation.	71
Abb. 7.4	Signalstrecke der Versuchsanordnung für den Test der IFME mit einem zwei-Kanal-Signalgenerator.	72
Abb. 7.5	Magnitudenspektrum des Kosinussignals des WAVETEK 195 ohne Phasenmodulation mit ausgeschaltetem Interpolationsfilter.	74
Abb. 7.6	Ausgewählte Magnitudenspektren zur Qualitätsbestimmung der Messungen mit WAVETEK 195.	75
Abb. 7.7	Wasserfalldiagramm der durch PM gestörten Spektren für unterschiedlich eingestellte Laufzeitkorrekturen.	77
Abb. 7.8	Relative Amplituden der rechten und linken Geisterlinien im Bereich der optimalen Laufzeitkorrektur bei 5 % Phasenmodulation.	78
Abb. 7.9	Der Quotient der Geisteramplituden aus den Messungen mit 20% und 5% Phasenmodulation.	78
Abb. 7.10	Die Bandlückenstruktur eines pn-Übergangs.	80
Abb. 7.11	Entstehung von Laserstrahlung in einer Halbleiterdiode	81
Abb. 7.12	Typischer Aufbau und Querschnitt einer Laserdiode in Doppelheterostruktur	82
Abb. 7.13	Die verwendeten Elemente des Gießener Diodenlaserspektrometers mit Strahlengang.	83
Abb. 7.14	Signalstrecke der Versuchsanordnung für den Test des Gesamtsystems mit einem TDL.	84
Abb. 7.15	Geschwindigkeit des optischen Gangunterschieds ohne und mit Störung durch den Signalgenerator.	86
Abb. 7.16	Magnitudenspektrum eines ungestörten IR-Lasersignals mit eingeschaltetem Interpolationsfilter.	87
Abb. 7.17	Ausgewählte Magnitudenspektren zur Qualitätsbestimmung der TDL-Messungen	88
Abb. 7.18	Detailansicht des rechten und linken Geistes 1. Ordnung für Verstärkungsfaktor 1.	89
Abb. 7.19	Wasserfalldiagramm der durch PM gestörten Spektren für unterschiedlich eingestellte Laufzeitkorrekturen.	91
Abb. 7.20	Gemittelte relative Amplituden der rechten und linken Geisterlinien für verschiedene Laufzeitkorrekturen bei 25% PM.	91

Abb. 7.21 Relative Amplituden der rechten und linken Geisterlinien bei 25% PM mit Verstärkungsfaktor 10.	93
Abb. 7.22 Detailansicht des rechten und linken Geistes 1. Ordnung für Verstärkungsfaktor 10.	94
Abb. 7.23 Gemessener Amplitudengang des IR-Vorverstärkers für Kanal 1.	95
Abb. 7.24 Relative Geisteramplituden für verschiedene Abstände des IR-Strahls zum LMI-Strahl getrennt für die linke Geisterlinie und die rechte Geisterlinie.	97
Abb. 7.25 Relative Geisteramplitude für eine optimale Laufzeitkorrektur in Abhängigkeit vom LMI-IR-Abstand.	98
Abb. 7.26 Durch 25% PM gestörte Schwarzkörpermagnitudenspektren	99

Tabellenverzeichnis

Tab. 3.1	Technische Daten der Geophysica und typische Werte eines Meßflugs.	11
Tab. 3.2	Charakteristische Daten des MIPAS-STR.	11
Tab. 4.1	Parameter für die Simulation der Phasenmodulation 1. Art mit GHOST_SIM.	20
Tab. 5.1	Die wichtigsten Eingangs- und Ausgangssignale der LMI-Signalstrecke.	50
Tab. 5.2	Technische Daten des CS 5390.	57
Tab. 5.3	Inhalt eines 32-Bit Wortes für die j-te Abtastperiode.	58
Tab. 7.1	Die wichtigsten Messungen zum Test der Interferometerelektronik.	73
Tab. 7.2	Vergleich der minimalen relativen Geisteramplituden 1. Ordnung mit den Ergebnissen der numerischen Tests aus Kapitel 7.1.	76
Tab. 7.3	Vergleich der gemessenen relativen Geisteramplituden für verschiedene Störfrequenzen und verschiedene Reduktionsfilterfaktoren.	79
Tab. 7.4	Charakteristische Daten der verwendeten Laserdiode 9090-14 und die Parameter der verwendeten Lasermode.	84
Tab. 7.5	Die wichtigsten Messungen zum Test des Gesamtsystems.	85
Tab. 7.6	Zusammenstellung der Werte zur Erklärung der beobachteten Wellenzahlmodulation.	90
Tab. 7.7	Parameter der optimalen Anpassung an Messung 5.	92
Tab. 7.8	Vergleich der minimalen relativen Geisteramplituden 1. Ordnung für 25% PM und 5% PM mit den Ergebnissen aus Kapitel 7.2.	92
Tab. 7.9	Ergebnisse der minimalen relativen Geisteramplituden 1. Ordnung für Verstärkung 10.	93
Tab. 7.10	Vergleich der ermittelten elektrischen Laufzeitdifferenzen und der rel. AM-Störamplituden für Verstärkung 10.	95
Tab. 7.11	Ergebnisse der minimalen relativen Geisteramplituden 1. Ordnung für einen LMI-IR-Abstand von 2.8 cm.	96
Tab. 8.1	Minimale relative Geisteramplituden für die verschiedenen Untersuchungsstufen des neuen Abtastverfahrens.	100
Tab. 8.2	Vergleich der ermittelten elektrischen Laufzeitdifferenzen und der rel. AM-Störamplituden aus Kapitel 6.2 und Kapitel 7.3.	101

Anhang

A Die modifizierte „Norton-strong“-Apodisationsfunktion

Die Multiplikation des Interferogramms mit einer Apodisationsfunktion reduziert die Seitenschwingungen der Sinc-Funktion, verbreitert jedoch die Halbwertsbreite der Spektrallinie. Zum Vergleich sind in Abb. A.1 die Auswirkungen auf das Spektrum einer monochromatischen Linie für vier verschiedene Apodisationsfunktionen dargestellt:

1. Rechteckfunktion (entspricht einer Sinc-Funktion im Spektralraum):

$$\text{Apod}_{\text{RECT}}(x) = 1 \quad (\text{A.1})$$

2. Apodisationsfunktion nach [Norton und Beer, 1976], starke Apodisation (Norton strong):

$$\text{Apod}_{\text{N_strong}}(x) = 0.045335 - 0.554883 \cdot \left(1 - \left[\frac{x}{L}\right]^2\right)^2 + 0.399782 \cdot \left(1 - \left[\frac{x}{L}\right]^2\right)^4 \quad (\text{A.2})$$

3. modifizierte Norton-strong-Apodisationsfunktion:

$$\text{Apod}_{\text{mod_N_strong}}(x) = 0.581233 \cdot \left(1 - \left[\frac{x}{L}\right]^2\right)^2 + 0.418767 \cdot \left(1 - \left[\frac{x}{L}\right]^2\right)^4 \quad (\text{A.3})$$

4. Apodisationsfunktion nach Blackmann und Harris, 4 Terme:

$$\text{Apod}_{\text{BlaHa}}(x) = 0.35875 + 0.48829 \cdot \cos\left(\frac{\pi x}{L}\right) + 0.14128 \cdot \cos\left(\frac{2\pi x}{L}\right) + 0.01168 \cdot \cos\left(\frac{3\pi x}{L}\right) \quad (\text{A.4})$$

Die modifizierte Norton-strong-Apodisationsfunktion in Gleichung (A.3) geht aus der Funktion in Gleichung (A.2) hervor, indem der konstante Term abgezogen und die Summe der Koeffizienten auf eins normiert wird. An den Stellen $\pm L$ hat diese Funktion somit den Wert null im Gegensatz zum Original. Dies führt dazu, daß die Spektrallinie nur geringfügig breiter wird und im Nahbereich der Spektrallinie leicht vergrößerte Seitenschwingungen hat (s. Abb. A.1A). Im Fernbereich der Spektrallinie (bei Abb. A.1 im Abstand größer als $\pm 5 \text{ cm}^{-1}$) liefert die modifizierte Norton-strong-Apodisationsfunktion genauso wie die Blackmann-Harris-Funktion Werte kleiner als $6 \cdot 10^{-7}$ (mehr als Faktor 1000 kleiner als mit der Norton-Strong-Funktion aus Gleichung (A.2)). Die modifizierte Norton-strong-Funktion und die Blackmann-Harris Apodisationsfunktion lassen folglich eine Beobachtung von Geisterlinien mit relativen Amplituden kleiner als $1.0 \cdot 10^{-4}$ zu.

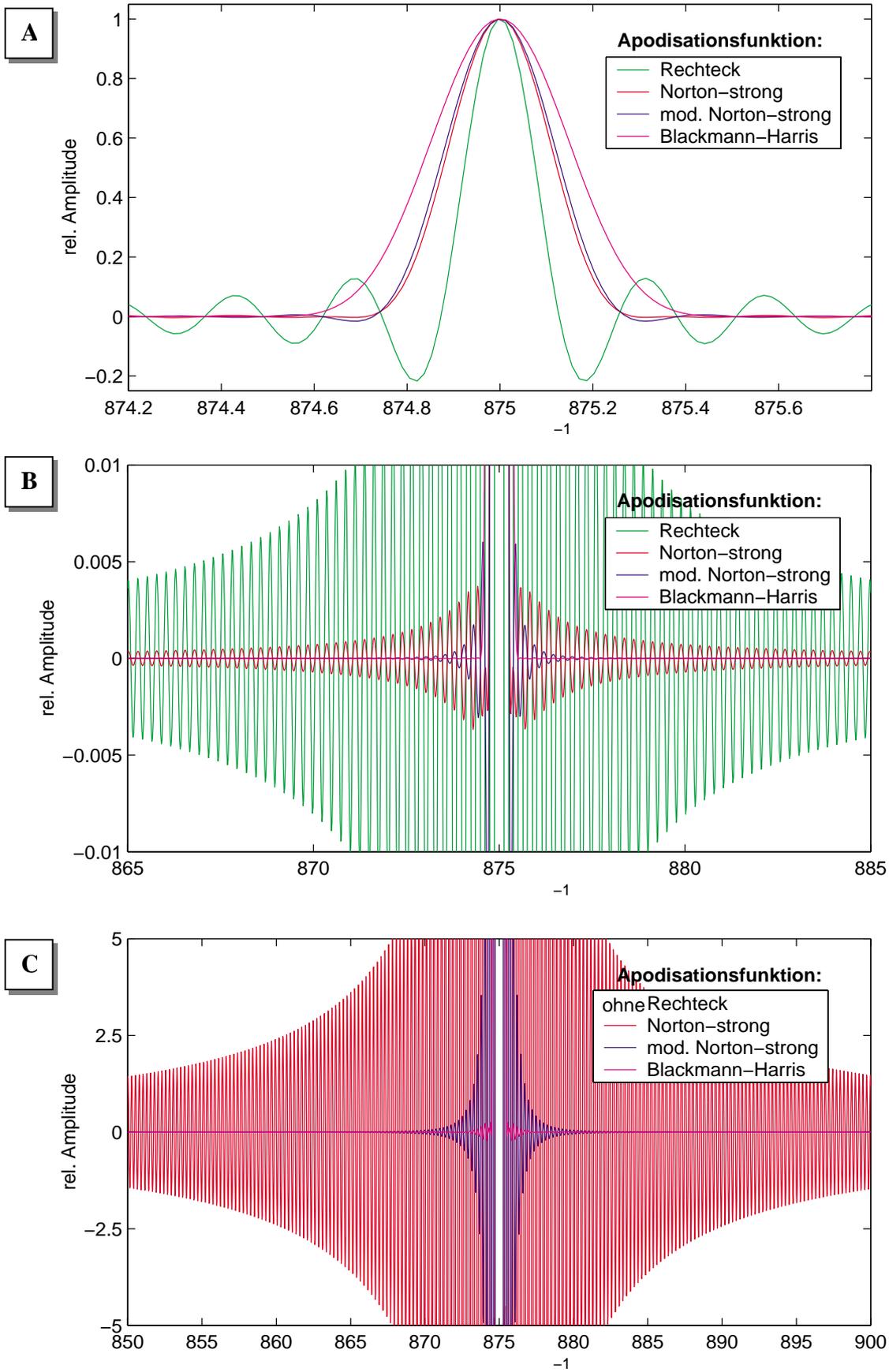


Abb. A.1 Vergleich verschiedener Apodisationsfunktionen im Wellenzahlraum. Die Blackmann-Harris Apodisationsfunktion und die modifizierte Norton-strong-Funktion lassen eine Beobachtung von Spektrallinien mit relativen Amplituden kleiner als $1.0 \cdot 10^{-4}$ zu. Außerhalb eines Bereichs von $\pm 5 \text{ cm}^{-1}$ um die Spektrallinie liefern beide Funktionen Werte kleiner als $6 \cdot 10^{-7}$.

B Weitere Kombinationen verschiedener Störungsarten

B.1 Kombination B:

Wellenzahl- und Amplitudenmodulation 1. Art (TDL-Effekt)

In Kapitel 4.3 wurde bereits erwähnt, daß Schwankungen in der Stromversorgung der IR-Laserdiode eines TDL sowohl die Wellenlänge der emittierten Strahlung als auch deren Intensität ändern. Harmonische Stromschwankungen führen folglich zu einer Wellenzahl- und einer Amplitudenmodulation 1. Art. Aus Gleichung (4.25) ergibt sich für Kombination B folgendes Interferogramm:

$$\begin{aligned} \tilde{I}_B(x) &= \left\{ A_1(t) \cdot \cos[2\pi\sigma_{WM}(t)x] + A_1(t) \cdot I_0 \right\} \cdot \text{RECT}\left(\frac{x}{2L}\right) \\ &= \left\{ \left[A_0 + A_{AM1} \sin\left(2\pi \frac{f_{WM}}{v_0} x + \phi_{WM}\right) \right] \cdot \cos\left[2\pi \left(\sigma_{IR} + \Delta\sigma \cos\left(2\pi \frac{f_{WM}}{v_0} x + \phi_{WM}\right) \right) x \right] \right. \\ &\quad \left. + \left[A_0 + A_{AM1} \sin\left(2\pi \frac{f_{WM}}{v_0} x + \phi_{WM}\right) \right] \cdot I_0 \right\} \cdot \text{RECT}\left(\frac{x}{2L}\right) \end{aligned} \quad (\text{B.1})$$

Es ist in Gleichung (B.1) zu erkennen, daß die Wellenzahlmodulation die Geisterlinien der AM 1. Art, die durch den Gleichlichtanteil entstehen, nicht verändert. Deshalb werden im weiteren nur die Geisterlinien direkt in der Nähe der Originallinie betrachtet. In Abb. B.1 und Abb. B.2 sind Real- und Imaginärteile für verschiedene Phasenlagen mit einer AM-Störampplitude von $0.5 A_0$ und einer WM-Störampplitude von 1.2 cm^{-1} dargestellt. Die Amplituden der Geisterlinien der einzelnen Modulationsart liegen für diese Werte in der gleichen Größenordnung. Ein Vergleich mit den entsprechenden Abbildungen für reine WM (Abb. 4.11, Abb. 4.12) und reine AM (Abb. 4.6, Abb. 4.7) zeigt, daß den Geisterlinien der Kombination B dieselben Entstehungsprinzipien wie bei Kombination A zu Grunde liegen. Der Faltungssatz liefert direkt, daß jede Linie im WM-Spektrum zwei AM-Geisterlinien erzeugt, die sich zum reinen WM-Spektrum addieren. Besonders deutlich wird dies bei den Phasenlagen $\pi/2$ bzw. $3\pi/2$ im Realteil und 0 bzw. π im Imaginärteil, bei denen WM-Geisterlinien von mehreren Ordnungen null sind. Bemerkenswert ist, daß bei dieser Kombination an der Stelle der Originallinie keine Linie im Imaginärteil entsteht. Dies läßt sich dadurch erklären, daß die WM-Geisterlinien 1. Ordnung im Realteil an der Stelle der Originallinie im Imaginärteil AM-Geisterlinien mit verschiedenen Vorzeichen erzeugen. Die Form der Geisterlinien 1. Ordnung der Kombination B im Magnitudenspektrum ist für verschiedene AM-Störampplituden in Abb. B.3 zu sehen. Eine sehr große AM-Störampplitude verwischt die typische Signatur der WM-Geisterlinien und bewirkt, daß eine breite Linie entsteht. Dadurch kann die Identifikation der Wellenzahlmodulation erschwert werden.

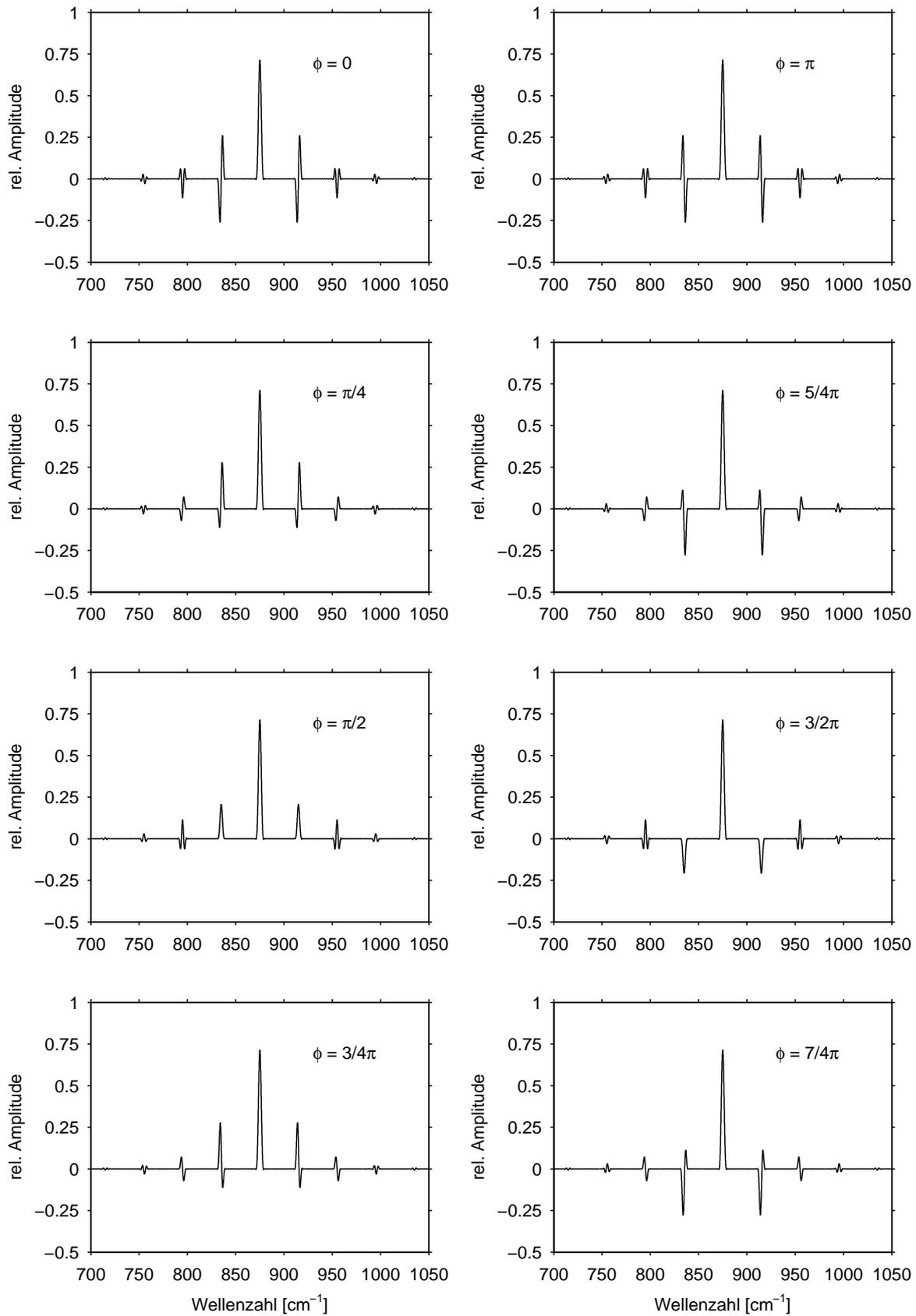


Abb. B.1 Auswirkungen der Kombination von WM mit AM 1. Art auf den Realteil des Spektrums für unterschiedliche Störphasen mit einer Störfrequenz von 120 Hz, einer Amplitude der WM von 1.2 cm⁻¹, einem maximalen OPD von ± 0.43 cm und einer Störampplitude der AM von 50%. Die Originallinie befindet sich bei 875 cm⁻¹.

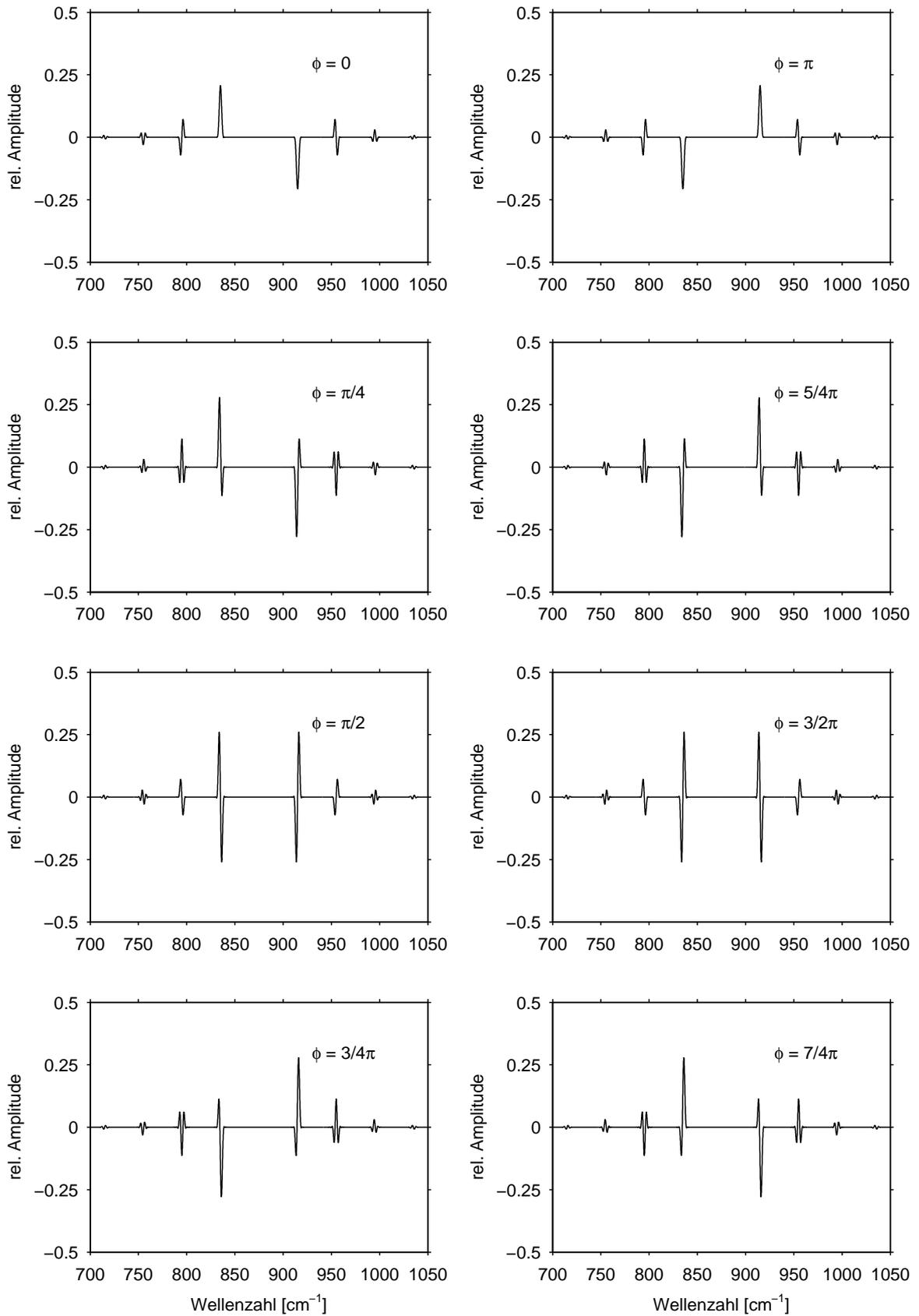


Abb. B.2 Imaginärteile der Spektren aus Abb. B.1.

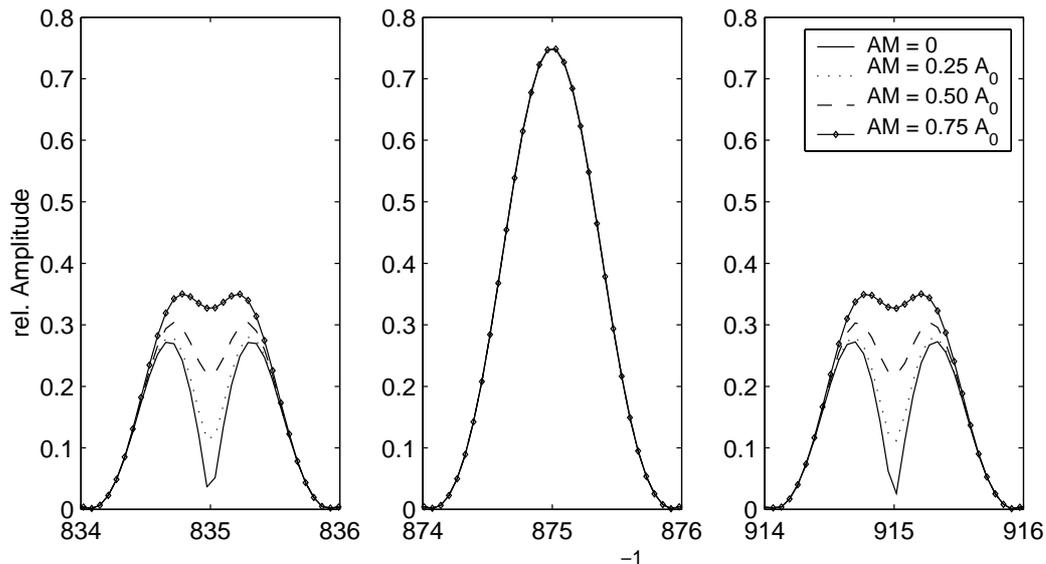


Abb. B.3 Auswirkungen der Kombination von WM mit AM 1. Art auf die Magnituden der Geisterlinien 1. Ordnung für unterschiedliche AM-Störampplituden. Die Amplitude der WM beträgt 1.2 cm^{-1} , die Störfrequenz ist 120 Hz, $L = 0.43 \text{ cm}$ und die mittlere Geschwindigkeit 3.0 cm/s .

B.2 Kombination C: Amplituden-, Phasen- und Wellenzahlmodulation

In ungünstigen Fällen kann es vorkommen, daß alle drei Modulationsarten mit derselben Frequenz auftreten, da die Störfrequenzen der TDL-Stromschwankungen so gut wie nicht beeinflußt werden können. Um diesen Fall zu erkennen, werden in diesem Abschnitt beispielhaft für unterschiedlichste Parametereinstellungen Geisterlinien berechnet. Das Interferogramm ergibt sich aus Gleichung (4.25).

In Abb. B.4 und Abb. B.5 sind für die Kombination C mit PM 1. Art für verschiedene Phasenlagen, wobei $\varphi_{AM} = \varphi_{PM} = \varphi_{WM}$, die entsprechenden Real- und Imaginärteile aufgetragen. Die Störampplituden wurden so gewählt, daß die Geisterlinien der einzelnen Modulationsarten in der gleichen Größenordnung liegen. Interessant sind die Änderungen der Linienform der Geisterlinien 1. Ordnung im Magnitudenspektrum für verschieden zusammengesetzte Störampplituden. Abb. B.6 zeigt die Auswirkungen unterschiedlich großer Amplituden der AM, PM und WM während die jeweils anderen Parameter festgehalten werden. Bei diesen Beispielen wurde keine Phasendifferenz zwischen den einzelnen Modulationsarten angenommen. Abb. B.7 wurde für die PM 2. Art berechnet ($\Delta\varphi = -\pi/2$), wobei in Bild A die Auswirkung unterschiedlicher AM-Störampplituden dargestellt ist und in Bild B der Effekt unterschiedlicher Phasendifferenzen zwischen Kombination A und B ($\Delta\varphi_2 = \varphi_{WM} - \varphi_{PM}$). Die AM-Störampplituden A_{AM1} und A_{AM2} wurden dabei gleich groß gewählt. Diese Bilder zeigen, daß im Falle der Kombination C die Vielfalt der Linienformen so groß ist, daß die Anteile der einzelnen Modulationsarten an den resultierenden Geisterlinien auch mit einem Simulationsprogramm wie GHOST_SIM nur noch schwer eindeutig bestimmt werden können.

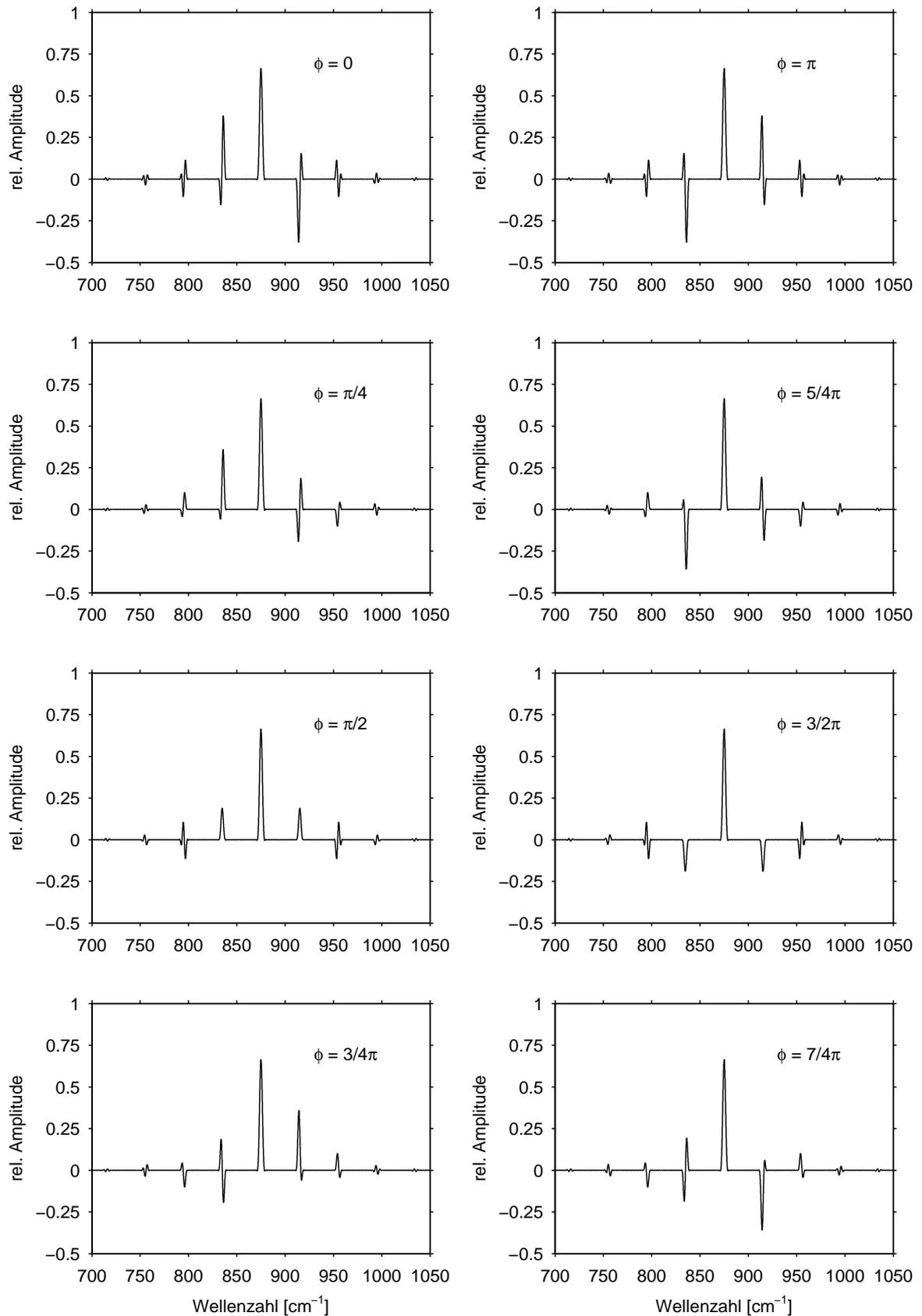


Abb. B.4 Auswirkungen der Kombination C mit PM 1. Art auf den Realteil des Spektrums für unterschiedliche Störphasen mit einer Störfrequenz von 120 Hz, einer Geschwindigkeitsschwankung von 30% von 3.0 cm⁻¹ bei einer el. Laufzeitdifferenz von 100μs, einer Amplitude der WM von 1.2 cm⁻¹, L = 0.43 cm und einer Stör-Amplitude der AM von 50%. Die Originallinie befindet sich bei 875 cm⁻¹.

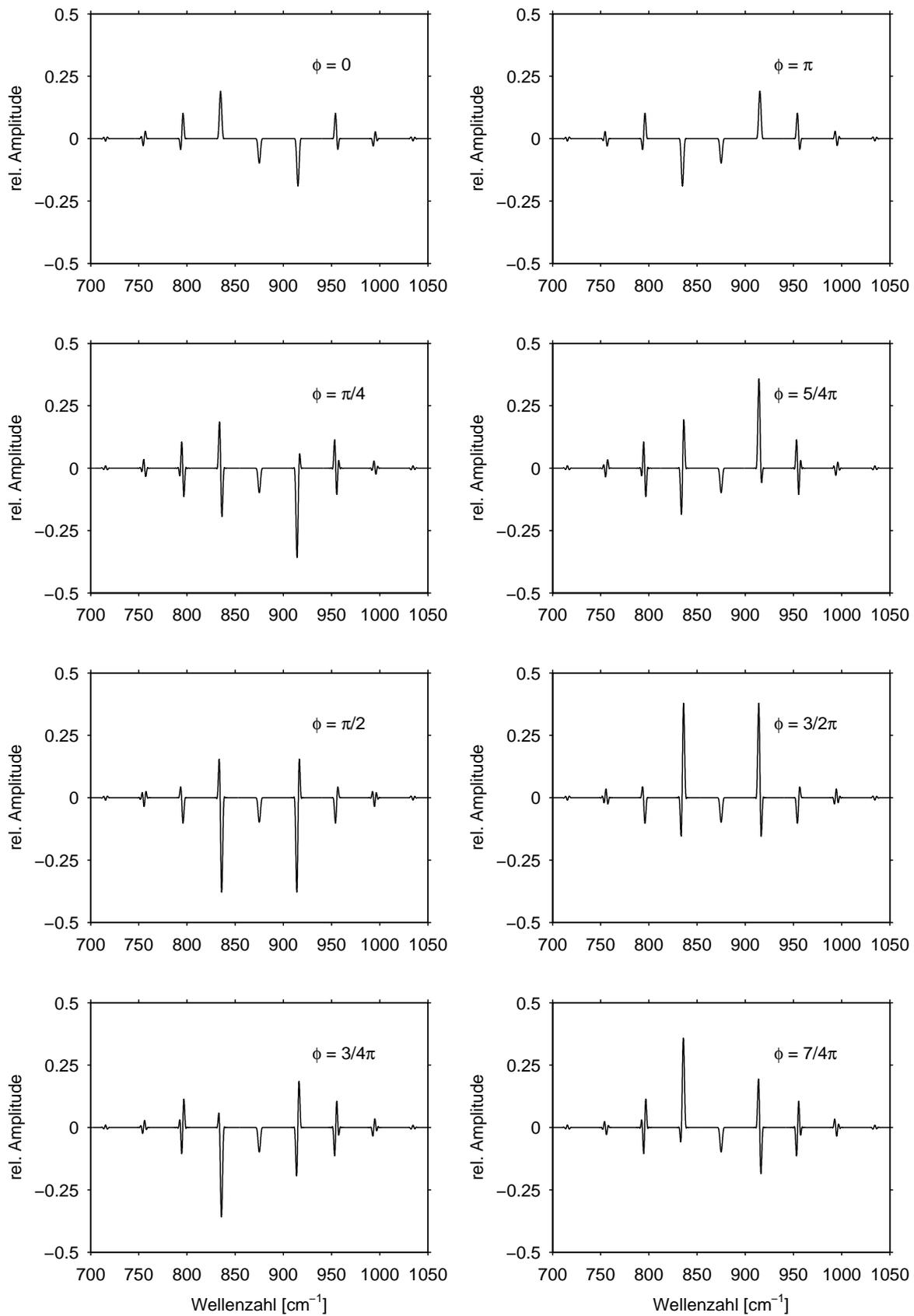


Abb. B.5 Imaginärteile der Spektren aus Abb. B.4.

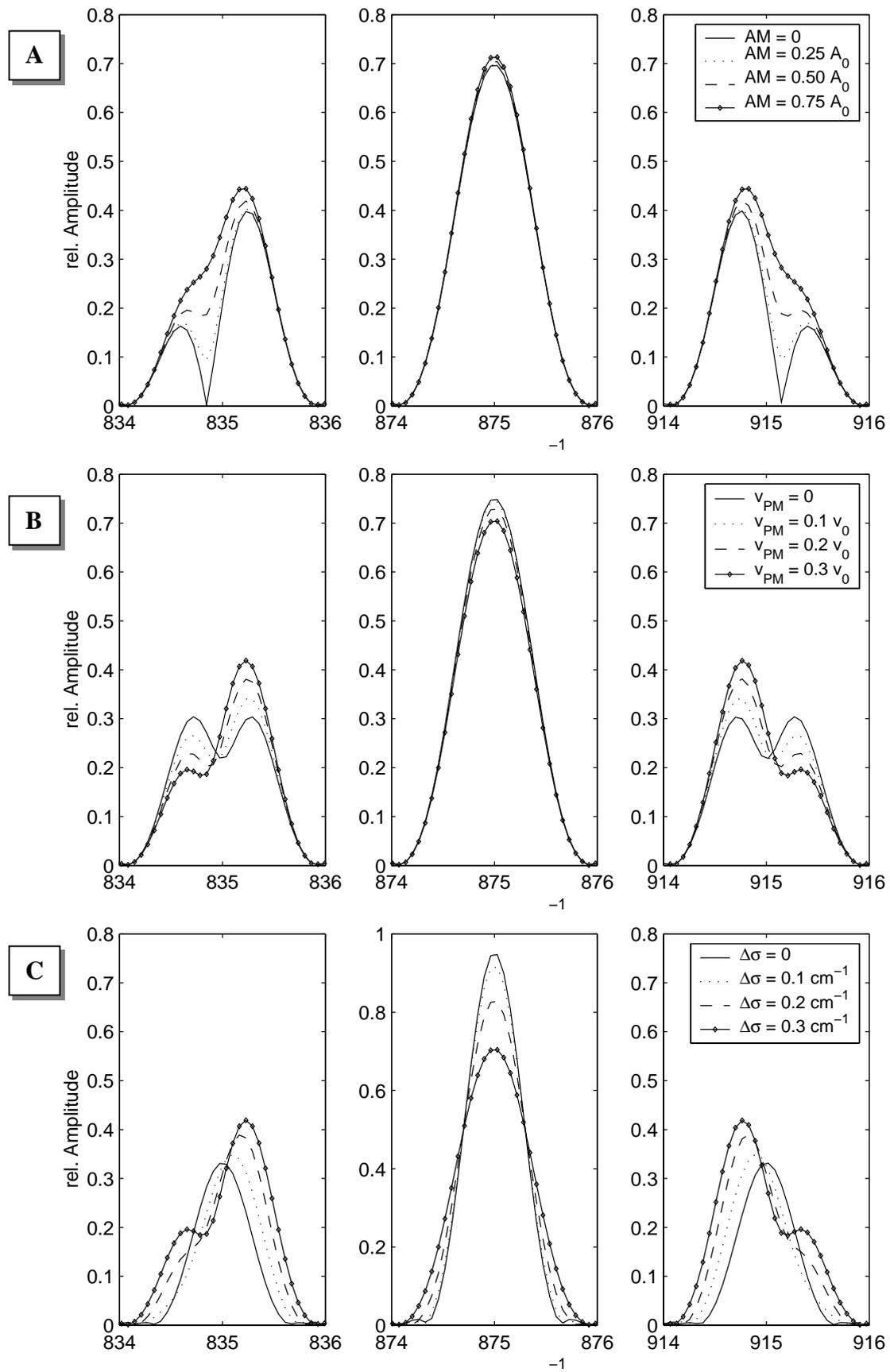


Abb. B.6 Auswirkungen der Kombination C mit PM 1. Art auf die Magnituden der Geisterlinien 1. Ordnung für unterschiedliche Störampplituden. In der Grundeinstellung beträgt die Störampplitude der AM $0.5 A_0$, die Geschwindigkeitsschwankung 30% von 3.0 cm s^{-1} bei einer el. Laufzeitdifferenz von $100 \mu\text{s}$, die Amplitude der WM 1.2 cm^{-1} , $L = 0.43 \text{ cm}$ und die Störfrequenz 120 Hz.

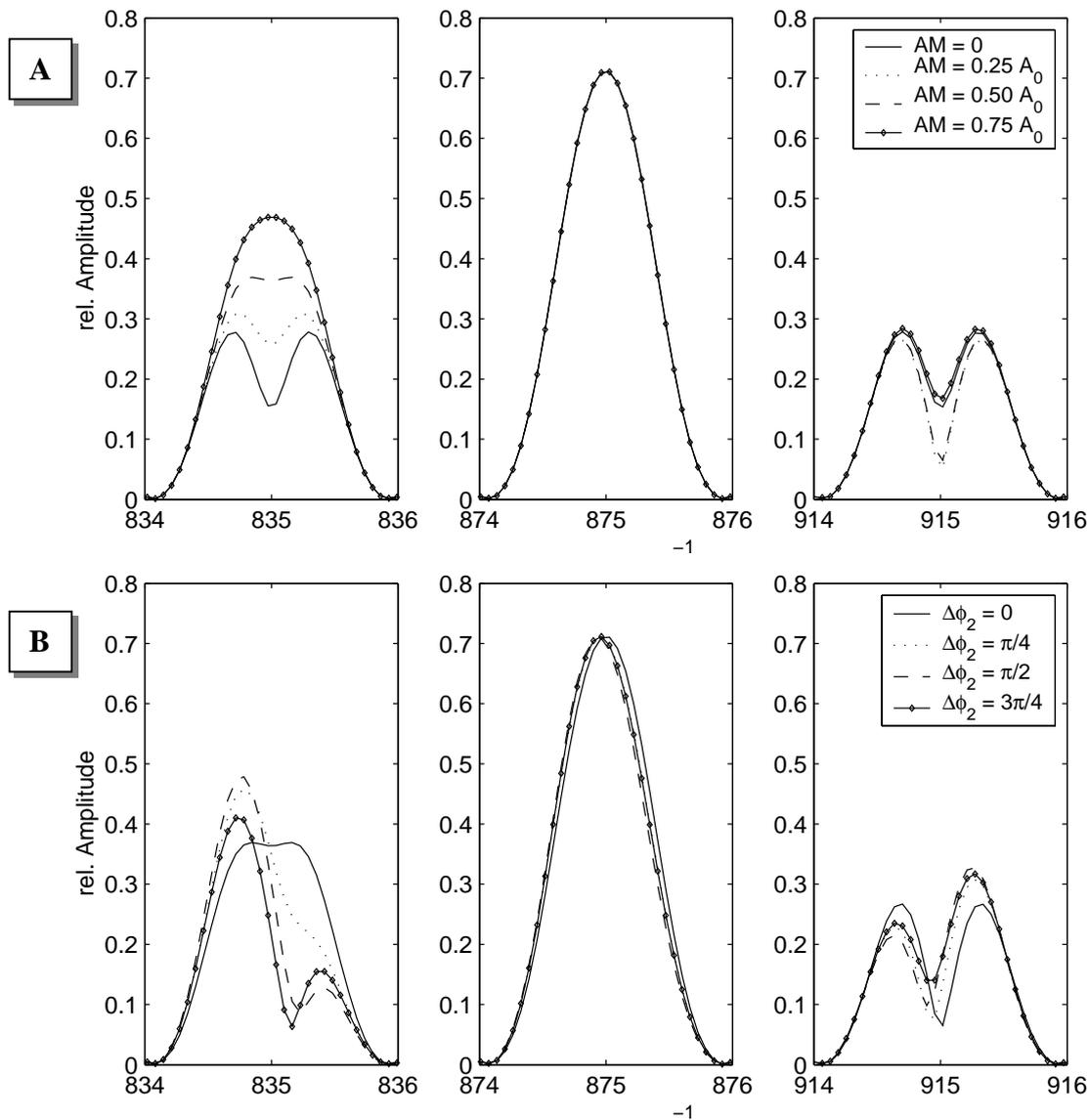


Abb. B.7 Auswirkungen der Kombination C mit PM 2. Art ($\Delta\phi = -\pi/2$) auf die Magnituden der Geisterlinien 1. Ordnung. Die Grundeinstellungen sind dieselben wie in Abb. B.6. In Bild A wurden verschiedene AM-Störampplituden verwendet, wobei $\varphi_{AM} = \varphi_{PM} = \varphi_{WM}$. In Bild B wurden unterschiedliche Phasendifferenzen zwischen den Kombinationen A und B eingeführt ($\Delta\phi_2 = \varphi_{WM} - \varphi_{PM}$). Für die AM-Störampplituden gilt dabei $A_{AM1} = A_{AM2} = 0.25 A_0$.

B.3 Kombination D: Amplituden-, Phasen- und Wellenzahlmodulation mit NL

In diesem Abschnitt werden die Auswirkungen von Nichtlinearitäten auf Spektren, die durch AM, PM, WM und die Kombination C entstehen, beschrieben. Als ungestörtes Signal wird dabei immer das Interferogramm einer monochromatischen Strahlungsquelle betrachtet. Gesucht wird die Antwort auf die Frage, unter welchen Bedingungen Nichtlinearitäten bei diesen Spektren Veränderungen im eigentlichen Nutzsignalbereich erzeugen und dadurch das Verhältnis der Amplituden der Geisterlinien zur Originallinie verfälschen.

Zuerst wird nur die Auswirkung einer NL auf die Kombination von PM und WM betrachtet. Diese Modulation wirkt nur im Argument der Kosinusfunktion. Potenzen dieses Interferogramms erzeugen Vielfache des Arguments entsprechend dem Ergebnis von Gleichung (4.21), haben ansonsten jedoch keine Veränderungen des Interferogramms zur Folge. D.h. im Nutzsignalbereich des Spektrums werden alle Amplituden der Spektrallinien mit $\frac{1}{2}(1+3/4 a_2)$ multipliziert, was für die relativen Geisteramplituden jedoch ohne

Bedeutung ist. PM und WM sind in bezug auf die relativen Geisteramplituden invariant gegenüber Nichtlinearitäten.

Anders verhält sich dies bei einer Amplitudenmodulation. Diese wirkt sich sowohl in 1. wie auch in 2. Art in Verbindung mit Nichtlinearitäten auf den Nutzsinalbereich aus. Der Effekt ist im Falle einer AM 1. Art wesentlich größer als bei einer AM 2. Art. Dies wird nach einer kurzen Rechnung deutlich. Dazu wird ein monochromatisches Interferogramm mit AM 1. Art (s. Gleichung (4.12)), jedoch ohne den Term $A_0 I_0$, entsprechend Gleichung (4.20) bis zur dritten Potenz nichtlinear verzerrt:

$$\begin{aligned}
 I_{NL,AM}(x) = & A_0 \cos(2\pi\sigma_{IR}x) + A_{AM} \sin(2\pi \frac{f_{AM}}{v_0} x + \varphi_{AM}) \cdot [\cos(2\pi\sigma_{IR}x) + I_0] \\
 & + a_1 \left\{ A_0 \cos(2\pi\sigma_{IR}x) + A_{AM} \sin(2\pi \frac{f_{AM}}{v_0} x + \varphi_{AM}) \cdot [\cos(2\pi\sigma_{IR}x) + I_0] \right\}^2 \\
 & + a_2 \left\{ A_0 \cos(2\pi\sigma_{IR}x) + A_{AM} \sin(2\pi \frac{f_{AM}}{v_0} x + \varphi_{AM}) \cdot [\cos(2\pi\sigma_{IR}x) + I_0] \right\}^3
 \end{aligned} \tag{B.2}$$

Der Term $A_0 I_0$ wurde vor der Verzerrung abgezogen, damit NL-Parameter, die aus gemessenen Spektren mit NL_COR berechnet wurden, für eine möglichst realistische Simulation der Auswirkungen einer Nichtlinearität verwendet werden können. Diese NL-Parameter gelten nur für mittelwertfreie Interferogramme (s. Abschnitt 4.4).

Nach dem Ausmultiplizieren der Quadrate und Kuben der Summen werden die Potenzen der trigonometrischen Funktionen umgeformt. Beim Zusammenfassen der Terme werden nur diejenigen berücksichtigt, die sich auf den Nutzsinalbereich (NSB) auswirken. Dies führt zu folgendem Interferogramm:

$$\begin{aligned}
 I_{NL,AM}^{NSB}(x) = & \left[A_0 + a_1 I_0 A_{AM}^2 + \frac{3}{2} a_2 A_{AM}^2 A_0 \left(\frac{3}{4} + I_0^2 \right) \right. \\
 & + \sin(2\pi \frac{f_{AM}}{v_0} x + \varphi_{AM}) \cdot \left\{ 1 + 2a_1 I_0 A_0 + \frac{9}{4} a_2 \left(A_0^2 + A_{AM}^2 \left(\frac{1}{4} + I_0^2 \right) \right) \right\} \cdot A_{AM} \\
 & - \cos(4\pi \frac{f_{AM}}{v_0} x + 2\varphi_{AM}) \cdot \left\{ a_1 I_0 + \frac{3}{2} a_2 A_0 \left(\frac{3}{4} + I_0^2 \right) \right\} \cdot A_{AM}^2 \\
 & \left. - \sin(6\pi \frac{f_{AM}}{v_0} x + 3\varphi_{AM}) \cdot \left\{ \frac{3}{4} a_2 A_{AM}^3 \left(\frac{1}{4} + I_0^2 \right) \right\} \right] \cdot \cos(2\pi\sigma_{IR}x)
 \end{aligned} \tag{B.3}$$

Im Vergleich mit Gleichung (4.12) fällt auf, daß durch die NL vier neue Geisterlinien im NSB entstanden sind, die den doppelten und dreifachen Abstand zur Originallinie haben. Spielen noch höhere Potenzen bei der NL-Funktion eine nicht vernachlässigbare Rolle, so entstehen noch mehr Linien in entsprechend größerem Abstand zur Originallinie (s. Abb. B.8). Der unterschiedliche Effekt der NL bei Amplitudenmodulation 1. und 2. Art wird deutlich, wenn berücksichtigt wird, daß bei AM 2. Art der modulierte Gleichlichtanteil null ist, d.h. $I_0 = 0$ und bei AM 1. Art ist $I_0 \geq A_0$. Abb. B.9 zeigt diesen Effekt sehr deutlich für die NL-Parameter, die aus dem gemessenen Schwarzkörperspektrum ($T = 600^\circ\text{C}$) aus Abb. 4.15 bestimmt wurden.

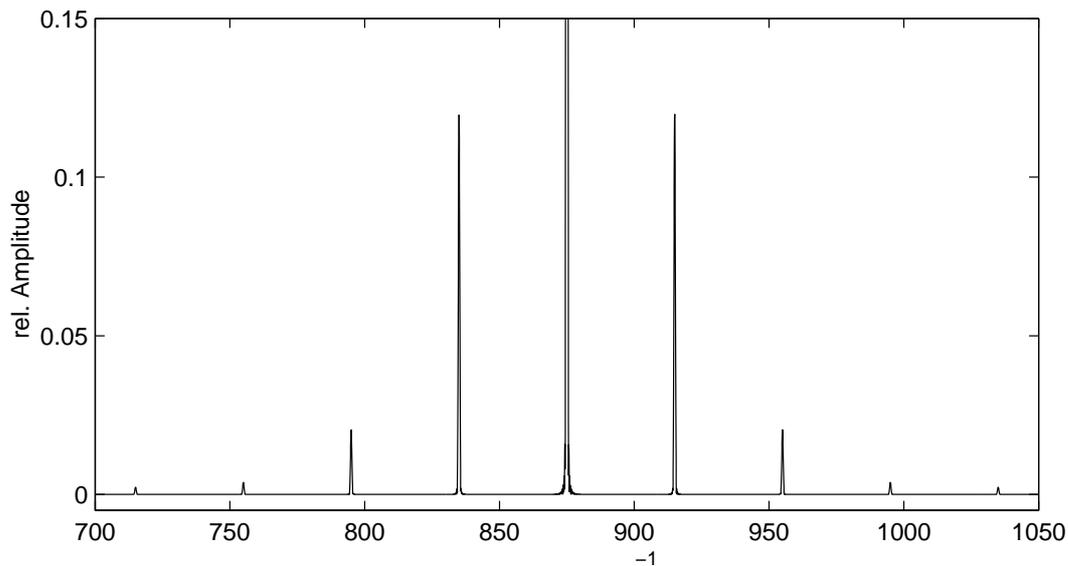


Abb. B.8 Magnitudenspektrum eines durch NL und AM 1. Art gestörten monochromatischen Interferogramms. Die Originallinie wurde auf die Amplitude 1 skaliert. Die Amplitude der AM beträgt 0.5, die NL-Parameter sind $a_1 = -0.12$, $a_2 = +0.04$, $a_3 = -0.015$ und der Gleichlichtanteil $I_0 = 2$. Die Störfrequenz liegt wie immer bei 120 Hz und die Originallinie bei 875 cm^{-1} .

Interessant ist, daß in diesem Fall bei der AM 2. Art die relative Amplitude zunimmt und bei der AM 1. Art abnimmt. Der Grund dafür ist das unterschiedliche Vorzeichen der Koeffizienten a_1 und a_2 . Bei der AM 2. Art wirkt sich nur der Parameter a_2 aus (s. Gleichung (B.3)) und führt, da er in diesem Beispiel positiv ist, zu einer Vergrößerung der Geisteramplitude. Bei der AM 1. Art wirkt sich zusätzlich noch a_1 aus und da dieser Parameter hier negativ ist und den größeren Beitrag zur Summe liefert, wird die Geisteramplitude verkleinert. In Abb. B.10 sind die durch die NL veränderten relativen Geisteramplituden für beide Arten der AM und unterschiedliche Gleichlichtanteile über der relativen Störamplitude der AM dargestellt. Für sehr große Störamplituden der AM 1. Art nähern sich die relativen Geisteramplituden mit und ohne NL wieder einander an. Bei relativen Störamplituden kleiner 10% ist die relative Abweichung der Geisteramplituden mit und ohne NL nahezu konstant. Für die AM 2. Art ergibt sich eine Vergrößerung der Linien um 9%, bei der AM 1. Art und $I_0 = 2$ werden die Linien um 39% verkleinert. Anhand derartiger Betrachtungen kann bei den gemessenen Spektren entschieden werden, ob es nötig ist für jedes Interferogramm eine NL-Korrektur durchzuführen.

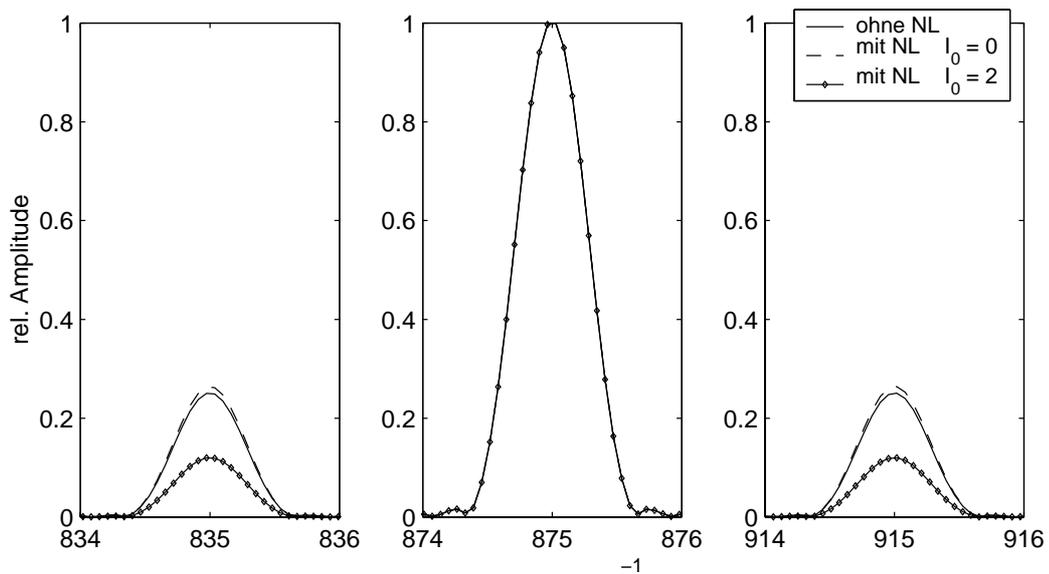


Abb. B.9 Auswirkungen von Nichtlinearitäten auf die Magnituden der Geisterlinien 1. Ordnung für AM 1. und 2. Art Die Spektren wurden so skaliert, daß die Originallinie immer die Amplitude 1 hat. Die eingestellten Parameter entsprechen denen aus Abb. B.8.

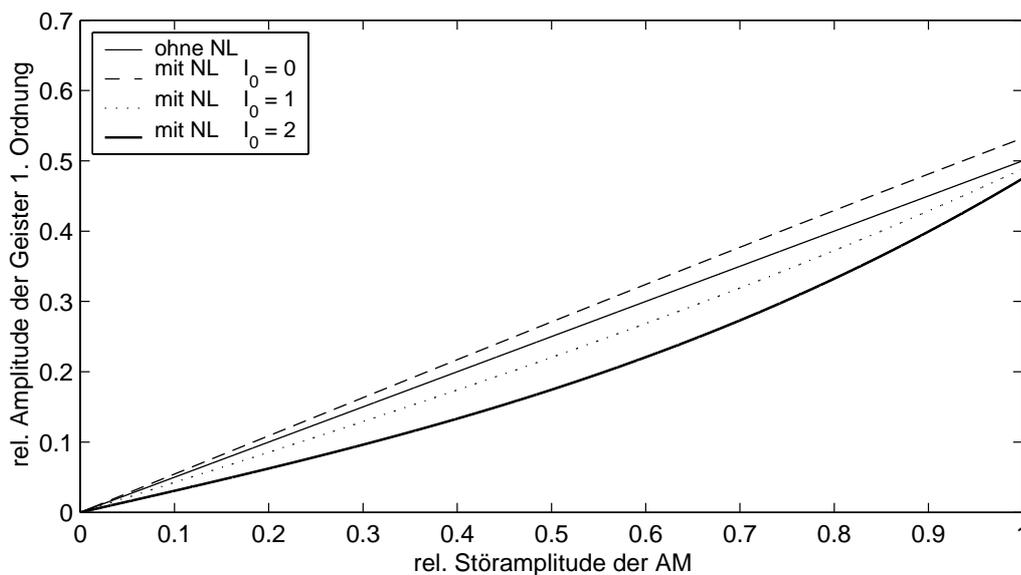


Abb. B.10 Auswirkungen von Nichtlinearitäten auf die Magnituden der Geisterlinien 1. Ordnung für verschiedene Störampplituden und Gleichlichtanteile. Die NL-Parameter entsprechen denen aus Abb. B.8

Zum Schluß werden noch exemplarisch die Auswirkungen der NL auf die Spektren der Kombination C betrachtet. In Abb. B.11 sind die Auswirkungen für die PM 1. Art für verschiedene AM-Störampplituden und verschiedene AM-Arten dargestellt. Die durch die Nichtlinearität entstandenen Unterschiede in Form und Amplitude der Geisterlinien kann im Vergleich mit Abb. B.6 direkt auf eine Änderung der Störampplitude der AM zurückgeführt werden. Auch bei der Kombination mit PM und WM bewirkt die NL für diese Parameter bei AM 1. Art, daß die AM-Geisterampplituden verkleinert werden (Bild A) und bei AM 2. Art, daß sie leicht vergrößert werden (Bild B). Die nichtlineare Verzerrung einer Kombination verschiedener Modulationsarten wirkt sich folglich wie eine Änderung der AM-Störampplitude aus.

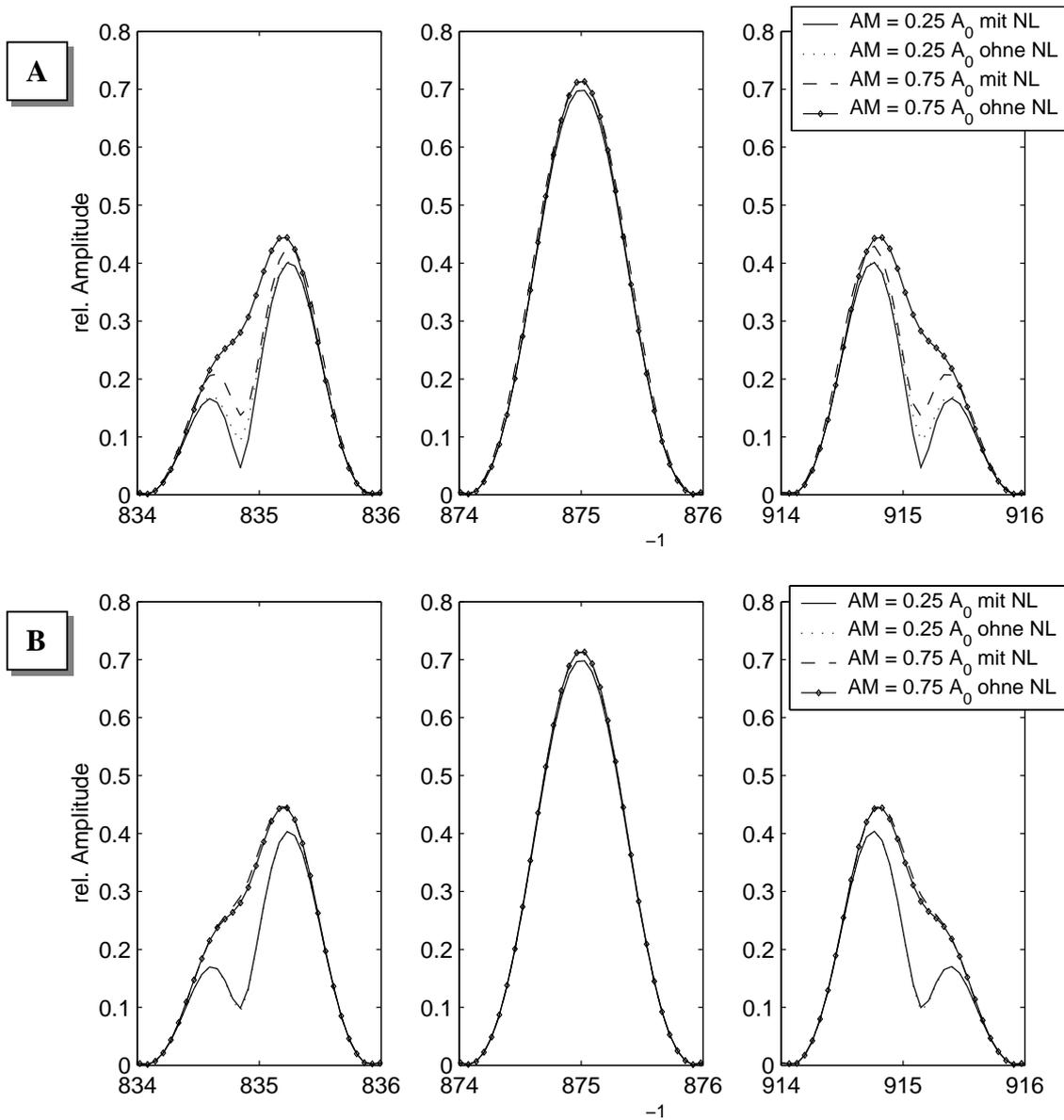


Abb. B.11 Auswirkungen der NL aus Abb. B.8 auf die Magnituden der Geisterlinien 1. Ordnung resultierend aus Kombination C mit PM 1. Art für A) $I_0 = 2$ und B) $I_0 = 0$. Die Störparameter der Kombination C entsprechen den Grundeinstellungen aus Abb. B.6.

C Verschiedene elektrische Phasengänge

C.1 Phasengänge des Bruker 120M im Herbst 1997

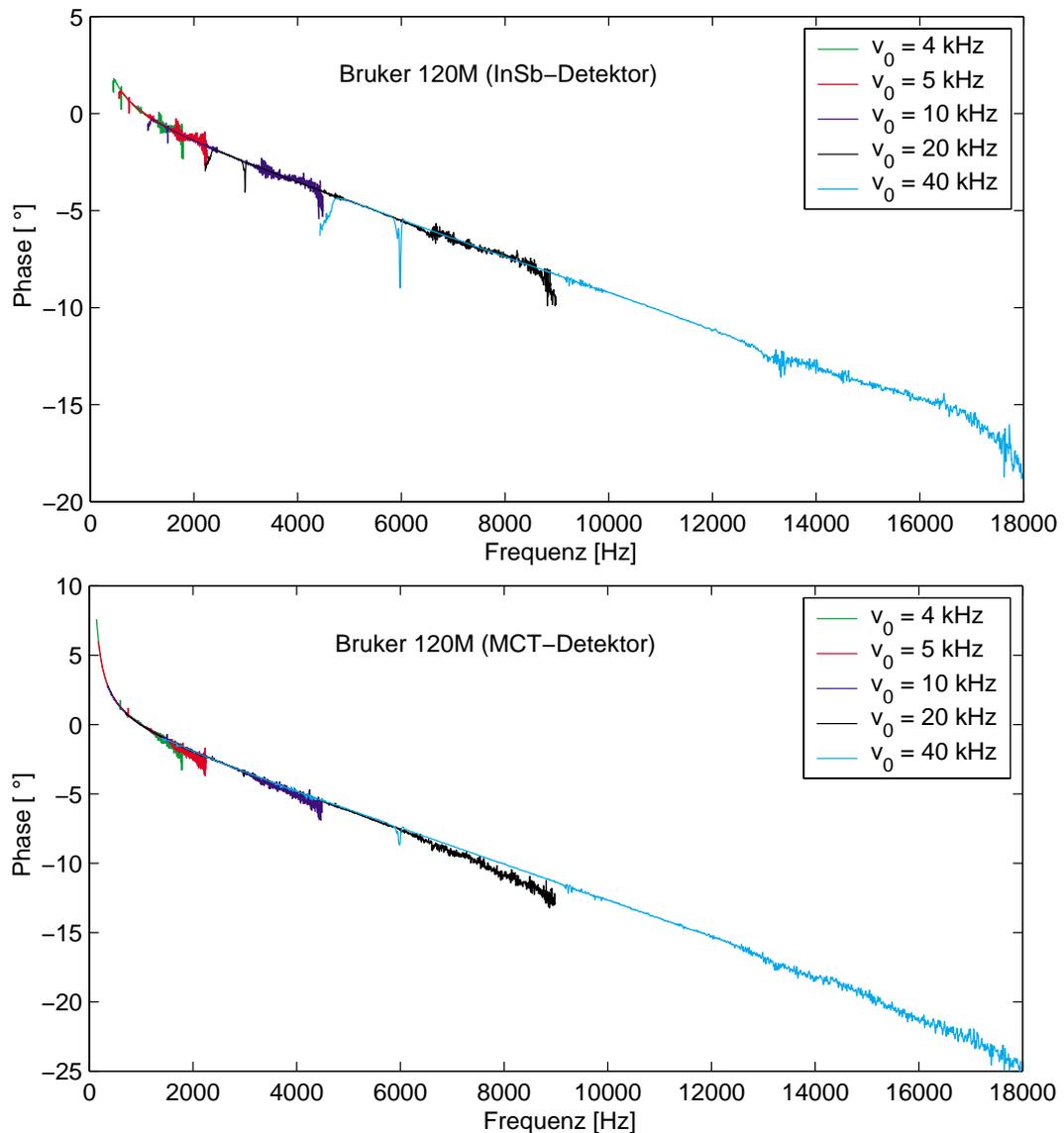


Abb. C.1 Oben: Phasengang des Bruker 120M mit einem InSb-Detektor. Die resultierende elektrische Laufzeitdifferenz nimmt im Bereich von 500 Hz – 3.0 kHz von 13 μ s auf 3 μ s ab, von 3 - 12 kHz bleibt sie fast konstant zwischen Werten von 2.5 μ s und 3 μ s. Unten: Phasengang des Bruker 120M mit einem MCT-Detektor. Die Laufzeitdifferenz fällt im Bereich von 140 Hz - 2 kHz von 120 μ s auf 4 μ s ab, im Bereich von 2 - 12 kHz bleibt der Wert konstant bei ca. 4 μ s.

C.2 Phasengänge des MIPAS-STR Kanal 1-4 im Frühjahr 1999

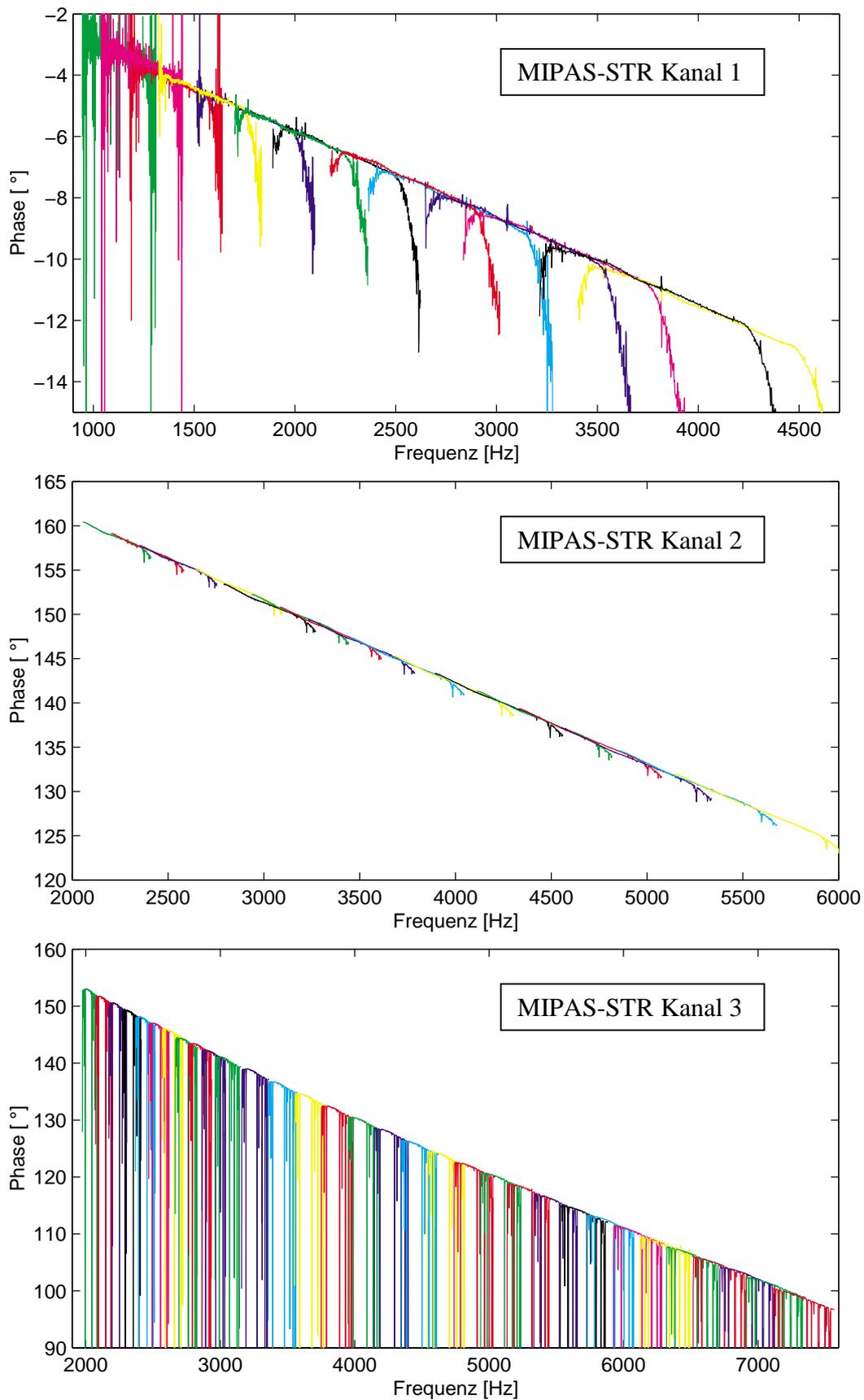


Abb. C.2 Phasengänge des MIPAS-STR für Kanal1-3 (aus 13, 18 und 32 verschiedenen Pendelgeschwindigkeiten).

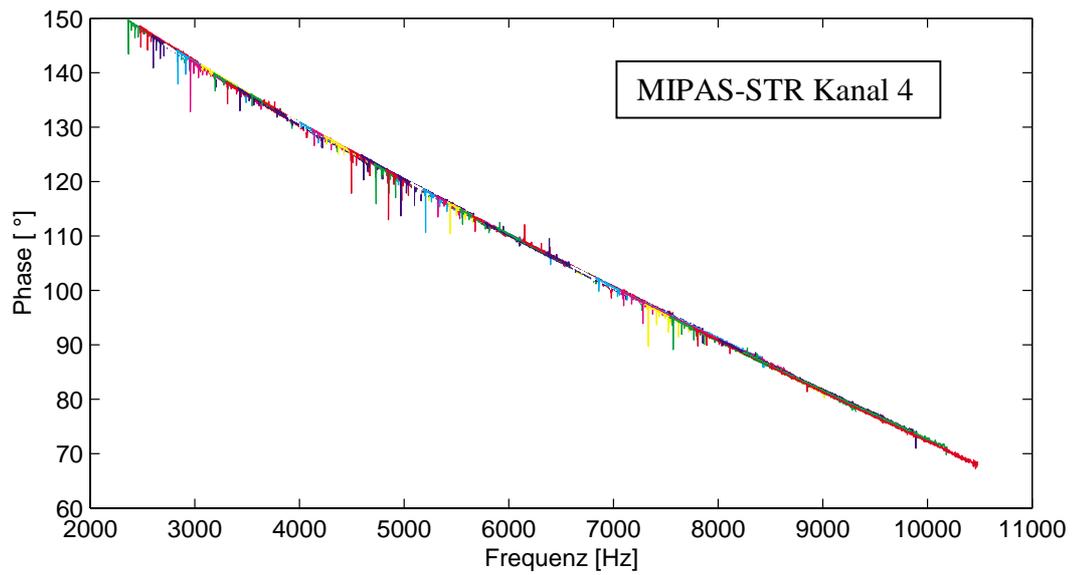


Abb. C.3 Phasengang des MIPAS-STR für Kanal4 (aus 42 verschiedenen Pendelgeschwindigkeiten).

	Frequenzbereich [kHz]	Laufzeitdifferenz [μs]
Kanal 1	1.0 – 4.5	22.9
Kanal 2	2.0 – 6.0	25.6
Kanal 3	2.0 – 7.3	fallend von 32.6 – 23.4
Kanal 4	2.4 – 9.5	fallend von 31.5 – 24.5

Tab. C.1 Aus den Phasengängen von Abb. C.2 und C.3 resultierende frequenzabhängige Laufzeitdifferenzen für Kanal 1-4.

D Technische Daten des WAVETEK 195

Standard Signalformen	Sinus, Rechteck, Dreieck, DC, positive Rampe, negative Rampe, Sinc, Rechteckpuls, Kosinus, Halbsinus, Halbkosinus
Arbiträre Signale:	
max. Punktezahl	65536
Vertikale Auflösung	12 bits
Taktfrequenzbereich	100 mHz bis 40 MHz
Daten des Ausgangssignals:	
Amplitudengenauigkeit	2% ± 1 mV bei 1 kHz
Flachheit des Amplitudengangs	± 0.2 dB (= 1 ± 2.3%) bis 200 kHz
Zwei-Kanal-Synchronisation:	
Laufzeitdifferenz der zwei Signale	< ± 10 ns
Einstellgenauigkeit der Phase	0.1° oder 360° / Punktezahl des arb. Signals

Tab. D.1 Technische Daten des Wavetek 195.

Symbole und Abkürzungen

Abkürzungen und Eigennamen

AC	Alternating Current
ADC	Analog/Digital-Wandler
AM	Amplitudenmodulation
AM_COR	Programm zur Korrektur von AM 1. Art
BIB	Blocked Impurity Band
CPU	Central Processing Unit
DAC	Digital/Analog-Wandler
DC	Direct Current
DPI	Doppelpendelinterferometer
DSP	Digitaler Signal-Prozessor
EMV	Elektromagnetische Verträglichkeit
FCKW	Fluorchlorkohlenwasserstoffe
FM	Frequenzmodulation
FOV	Field of View
FPGA	Field Programmable Gate Array
FFT	Fast Fourier-Transformation
FT	Fourier-Transformation
GHOST_SIM	Programm zur Simulation von Geisterlinien und NL-Artefakten
HK	Housekeeping
IFG	Interferogramm
IFM	Interferometer
IFME	Interferometerelektronik
ILS	Instrumental Line Shape
IMK	Institut für Meteorologie und Klimaforschung
IR	Infrarot
LMI	Längenmeß-Interferogramm
LOS	Line of Sight
M-55	Flugzeugtyp des Höhenforschungsflugzeugs GEOPHYSICA
MCT	Mercury-Cadmium-Telluride
MIPAS-B2	Michelson Interferometer für passive atmosphärische Sondierung – Ballonversion Modell 2
MIPAS-FT	MIPAS – Flugzeug Transall
MIPAS-LM	MIPAS – Labormodell
MIPAS-S	MIPAS – Satellit
MIPAS-STR	MIPAS - Stratosphärenflugzeug
NESR	Noise Equivalent Spectral Radiance
NL	Nichtlinearität
NL_COR	Programm zur Korrektur von Intensitätsverzerrungen durch NL
NSB	Nutzsignalbereich
OPD	Optical Path Difference
PGA	Programmable Gain Amplifier
PM	Phasenmodulation
TDL	Tunable Diode Laser
VVS	Vorverstärker
WM	Wellenzahlmodulation
ZPD	Zero Optical Path Difference

Formelzeichen

a_i	Parameter, die die nichtlineare Detektorkennlinie beschreiben
A_0	mittlere Amplitude eines Interferogramms
A_{AM}	Störamplitude der Amplitudenmodulation
Apod	Apodisationsfunktion
δx	räumlicher Abstand der Abtastpunkte im Interferogramm
$\Delta\sigma$	Störamplitude der Wellenzahlmodulation
Δt	elektrische Laufzeitdifferenz zwischen IR- und LMI-Signal
Δx	Abtastfehler des Interferogramms
f	Frequenz
f_{AM}, f_{PM}, f_{WM}	Störfrequenz der AM, PM oder WM
F	Fouriertransformierte des Eingangssignals
G	Fouriertransformierte des Ausgangssignals
Γ	spektrale Auflösung des Interferometers
H	Übertragungsfunktion
i	imaginäre Einheit = $\sqrt{-1}$
I	Interferogramm
I_0	Gleichlichtanteil des Interferogramms
I_{50MHz}	mit 1023 Nullen zwischen 2 Meßwerten aufgefülltes Interferogramm
I_{AM}	amplitudenmoduliertes Interferogramm
I_{DC}	Interferogramm mit Gleichlichtanteil
I_{digit}	digitalisiertes Interferogramm
I_{LMI}	Interferogramm des Referenz-Lasers
I_{NL}	nichtlinear verzerrtes Interferogramm
I_{WM}	wellenzahlmoduliertes Interferogramm
I_{pol}	Koeffizienten des Interpolationsfilters
j_n	Nummer der zeitäquidistanten Abtastperiode beim n-ten aufsteigenden Lasernulldurchgang
L	maximaler optischer Gangunterschied
λ	Wellenlänge
λ_L	Wellenlänge des He-Ne-Lasers (632.8 nm)
m_n	Zählerwert des 10-Bit-Zählers in der Abtastperiode j_n
N	Zahl der ortsäquidistanten Abtastpunkte
\mathbb{N}_0	Menge der natürlichen Zahlen incl. Null
φ	Phase
$\varphi_{AM}, \varphi_{PM}, \varphi_{WM}$	Phasenlage der AM, PM oder WM bei ZPD
$\varphi_{el}, \varphi_{opt}$	durch elektrische bzw. optische Komponenten verursachte Anteile am Phasenspektrum
$\varphi_{fwd}, \varphi_{bwd}$	Phasenspektrum eines Vorwärts- bzw. Rückwärtsinterferogramms
π	Kreiszahl
S	spektrale Intensitätsverteilung
\tilde{S}	Spektrum mit einem linearen Phasenfehler
S_{digit}	Spektrum des digitalisierten Interferogramms
S_{mess}	Spektrum eines Interferogramms endlicher Länge
S_{AM}	Spektrum eines amplitudenmodulierten Interferogramms
S_{PM}	Spektrum eines phasenmodulierten Interferogramms
S_{WM}	Spektrum eines wellenzahlmodulierten Interferogramms
σ	Wellenzahl
σ_{IR}	Wellenzahl der monochromatischen IR-Strahlung

σ_{LMI}	Wellenzahl der Strahlung des Referenz-Lasers
σ_{Nyquist}	Nyquist-Wellenzahl
σ_{WM}	Momentanwellenzahl der Wellenzahlmodulation
t	Zeit
t_j	äquidistante Abtastzeitpunkte
t_g	Gruppenlaufzeit
T	Temperatur
$\tau_{\text{IR}}, \tau_{\text{LMI}}$	elektrische Signallaufzeit des IR- bzw. des LMI-Signals
v	Geschwindigkeit bzw. zeitliche Änderung des optischen Gangunterschieds
v_0	mittlere zeitliche Änderung des optischen Gangunterschieds
$v_{\text{IR}}, v_{\text{LMI}}$	zeitliche Änderung des optischen Gangunterschieds des IR- bzw. LMI-Signals
$v_{\text{PM,IR}}, v_{\text{PM,LMI}}$	Amplitude der Geschwindigkeitsschwankung des IR- bzw. des LMI-Signals
ω	Kreisfrequenz
x	optischer Gangunterschied
x_0	ungestörter, linear mit der Zeit zunehmender optischer Gangunterschied
$x_{\text{fwd}}, x_{\text{bwd}}$	Verschiebung des Vorwärts- bzw. Rückwärtsinterferogramms in Vielfachen von $\lambda_L/2$
x_n	äquidistante Orte
x_{PM}	Störampitude des optischen Gangunterschieds
\mathbb{Z}	Menge der ganzen Zahlen

Funktionen

$\text{COMB}(x)$	Diracsche Kammdistribution
$\delta(x)$	Diracsche Deltadistribution
$\text{FT}()$	Fouriertransformation
$\text{FT}^{-1}()$	inverse Fouriertransformation
$J_n(x)$	Besselfunktion 1. Art und n-ter Ordnung
$\text{RECT}(x)$	Rechteckfunktion: $\text{RECT}(x) = 1$ für $-0.5 \leq x \leq 0.5$ und 0 sonst
$\text{sinc}(x)$	Sinc-Funktion: $\sin(\pi x) / \pi x$
\otimes	Faltung