

Aufbau eines Michelson-Interferometer-Versuchs
im nahen Infrarotbereich für das Physikalische
Praktikum für Fortgeschrittene

Schriftliche Hausarbeit im Rahmen der Ersten
Staatsprüfung für das Lehramt für die Sekun-
darstufe II, vorgelegt dem Staatlichen Prü-
fungsamt für Erste Staatsprüfungen für Lehr-
ämter an Schulen-Düsseldorf

Inhaltsangabe

Seite

1. <u>Einleitung</u>	2
2. <u>Allgemeine Grundlagen des Experimentes</u>	2
2.1 <u>Funktionsprinzip eines Michelson-Interferometers</u>	2
2.2 <u>Interferogramme mono- und polychromatischer Strahlung</u>	5
3. <u>Aufbau des Experimentes</u>	9
3.1 <u>Strahlungsquellen</u>	9
3.1.1 <u>Helium-Neon-Laser</u>	9
3.1.2 <u>Quecksilberhochdrucklampe</u>	12
3.1.3 <u>Schmalbandfilter</u>	15
3.1.4 <u>Einspiegelung und Abschwächung der IR - Strahlung</u>	16
3.2 <u>Michelson-Interferometer</u>	21
3.2.1 <u>Optische Elemente des Interferometers</u>	21
3.2.2 <u>Motorantrieb des beweglichen Spiegels</u>	23
3.3 <u>Detektorvorrichtung</u>	25
3.3.1 <u>Detektorjustiereinrichtung</u>	25
3.3.2 <u>Funktionsprinzip des pyroelektrischen Detektors</u>	27
3.3.3 <u>Detektorcharakteristika</u>	27
3.3.4 <u>Detektorvorverstärker</u>	30
3.4 <u>Chopper und Lock-in-Verfahren</u>	33
3.4.1 <u>Funktion des Lock-in-Verstärkers</u> ..	35

4. <u>Justierung des Experimentes</u>	39
5. <u>Interferogramm monochromatischer Strahlung</u> ..	41
5.1 <u>Aufnahme des Interferogramms</u>	41
5.2 <u>Bestimmung der Laserwellenlänge</u>	43
6. <u>Interferogramm polychromatischer Strahlung</u> (Bestimmung der Weißlichtposition)	45
7. <u>Interferogramm eines Schmalbandspektrums</u>	46
7.1 <u>Aufnahme des Interferogramms</u>	46
7.2 <u>Bestimmung der Wellenlänge maximaler</u> <u>Transmission und 1/e-Breite des Schmal-</u> <u>bandfilters</u>	46
8. <u>Interferogramm von Laser- und Schmalbandspek-</u> <u>trum</u>	49
8.1 <u>Aufnahme des Interferogramms</u>	49
8.2 <u>Wellenlängenbestimmung für beide Strah-</u> <u>lungsquellen aus den Schwebungen des In-</u> <u>terferogramms</u>	50
9. <u>Abschätzung des realen Auflösungsvermögens</u> <u>des Michelson-Interferometers</u>	54
10. <u>Schlußbetrachtung</u>	57
11. <u>Literaturverzeichnis</u>	59

1. Einleitung

Das experimentelle Ziel meiner Staatsexamensarbeit besteht im Aufbau eines Michelson-Interferometer-Versuchs für den spektralen Bereich des nahen Infrarot (0,8 bis $5\mu\text{m}$) unter Ausnutzung von speziellen Techniken, die in der Infrarot-Spektroskopie von grundlegender Bedeutung sind.

Durch die Superposition von frequenzmäßig dicht benachbarter Strahlung zweier Infrarotquellen ($3,31\mu\text{m}$ und $3,39\mu\text{m}$) soll eine Schwebung erzeugt und mit der Meßapparatur nachgewiesen werden.

Mit dem Michelson-Interferometer sollen neben dem Schwebungsinterferogramm noch weitere übersichtliche Interferogramme wie z.B. von monochromatischer Strahlung oder einem Schmalbandspektrum aufgenommen werden.

Durch Fourier-Transformation sollen aus den Interferogrammen schließlich spektrale Daten der Strahlungsquellen bestimmt werden.

Da das Experiment im Physikalischen Praktikum für Fortgeschrittene eingesetzt werden soll, habe ich mich bemüht, einen möglichst übersichtlichen Versuchsaufbau zu wählen und diejenigen Bauteile selbst zu fertigen, bei denen sich dies als didaktisch sinnvoll erwies.

2. Allgemeine Grundlagen des Experimentes

2.1 Funktionsprinzip eines Michelson-Interferometers

Die Grundlage der Struktur von Interferogrammen bildet die Interferenz elektromagnetischer Wellen gemäß dem Superpositionsprinzip für Schwingungen und Wellen. Mit Hilfe eines von Michelson (1852 - 1931) im Jahre 1882 entworfenen Interferometers können Interferenzen elektromagnetischer Wellen erzeugt werden. Die Abbildungen 1 und 2 zeigen den Aufbau und Strahlengang dieses Interferometers, das heute in vielerlei Varianten seine Anwendung in der spektroskopischen Forschung findet.

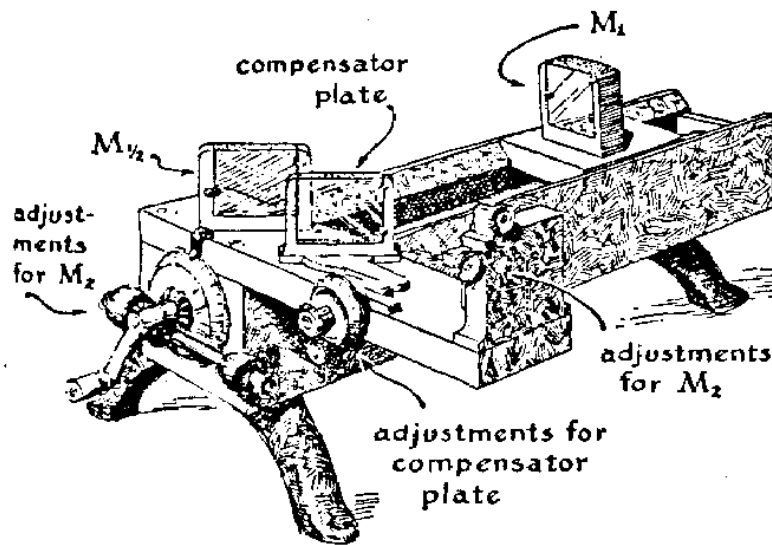


Abb. 1: Michelson's Interferometer
Quelle: J. Strong, S. 235

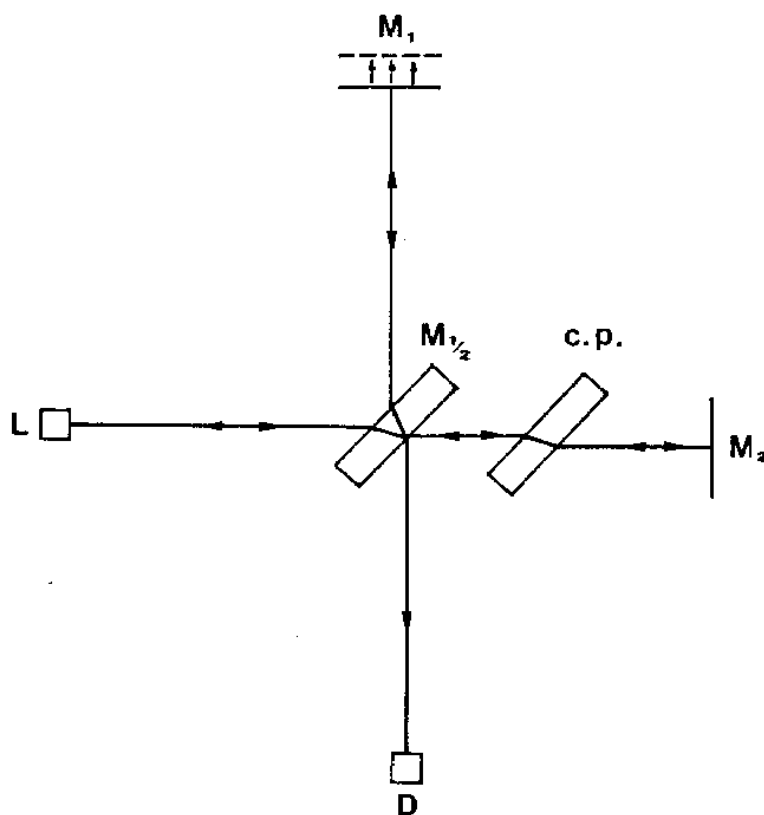


Abb. 2: Strahlengang im Michelson-Interferometer

Zu den wesentlichen Bestandteilen des Interferometers gehören zwei senkrecht zueinander angeordnete Planspiegel (M_1 und M_2), von denen einer (M_2) fest mit dem Interferometergehäuse verbunden ist, wogegen der zweite in einer Richtung senkrecht zu seiner Oberfläche über eine mechanische Justiereinrichtung beweglich ist. Am Schnittpunkt der beiden Spiegelnormalen befindet sich eine Strahlteilerplatte (bei Michelson eine an einer Oberfläche halbversilberte Glasplatte), die mit diesen einen Winkel von 45 Grad bildet. Trifft ein von der Lichtquelle L ausgesandter Lichtstrahl auf diese Strahlteilerplatte, so wird er im Idealfall in zwei Teilstrahlen gleicher Intensität aufgespalten, von denen einer zum festen Spiegel transmittiert und der andere zum beweglichen Spiegel reflektiert wird. Nach einer Reflexion an den Spiegeln werden die beiden Strahlen durch den Strahlteiler wiederum partiell transmittiert und reflektiert, so daß bei geeigneter Justierung jeweils zwei Strahlen in Richtung auf den Detektor D und in Richtung auf die Lichtquelle zurück miteinander interferieren. Da die beiden Strahlenpaare in beiden Richtungen eine identische physikalische Bedeutung besitzen, bezeichnet man das Michelson-Interferometer als zweiarbiges Interferometer. Wegen der Schwierigkeit, den einfallenden und den zur Lichtquelle zurückreflektierten Strahlungsanteil voneinander zu trennen, benutzt man jedoch in der Regel das andere Strahlungspaar zur Messung von Interferenzen.

Auf den Strahlengang im Interferometer bezogen muß noch erwähnt werden, daß die Strahlung, die vom beweglichen Spiegel zum Detektor gelangt, das Strahlteilersubstrat insgesamt dreimal durchläuft, bevor sie zum Detektor gelangt. Der Strahlungsanteil hingegen, der vom festen Spiegel zum Detektor gelangt durchläuft das Substrat nur einmal. Bei monochromatischer Strahlung kann diese optische Wegdifferenz durch eine Verschiebung des beweglichen Spiegels ausgeglichen werden, so daß beide optische Wegstrecken gleich lang werden. Bei polychromatischer Strahlung ist dieses wegen der dispergierenden

Eigenschaften des Strahlteilersubstrates nur für eine Wellenlänge möglich, wodurch es notwendig wird, eine Kompensationsplatte aus demselben Material und derselben Dicke wie die Strahlteilerplatte in den Strahlengang zum festen Spiegel einzubauen (J.Strong, S.235 f).

2.2 Interferogramme mono- und polychromatischer Strahlung

Trifft monochromatische Strahlung auf ein Michelson-Interferometer, so ergibt sich die Intensität der Gesamtstrahlung am Ort des Detektors aus der jeweiligen Phasenbeziehung der beiden Teilstrahlen an der strahlteilenden Schicht in Abhängigkeit vom Gangunterschied δ (doppelter Betrag der relativen Verschiebung der Spiegel zueinander). Für die Intensität $I^*(\delta)$ am Detektor gilt bei monochromatischer Strahlung der Wellenzahl $\bar{\nu}$ ($\bar{\nu} = \lambda^{-1}$) :

$$I^*(\delta) = 0,5 I(\bar{\nu}) \{ 1 + \cos(2\pi\bar{\nu}\delta) \} \quad (1)$$

$I(\bar{\nu})$ = Intensität der in das Michelson-Interferometer einfallenden Strahlung

(P.R. Griffith, S. 12)

Beträgt der Gangunterschied δ ein geradzahliges Vielfaches von $\lambda/2$, so besitzt der cos-Term den Wert 1 und die gesamte, auf das Interferometer einfallende Strahlung trifft auf den Detektor. Beträgt der Gangunterschied δ jedoch ein ungeradzahliges Vielfaches von $\lambda/2$, so besitzt der cos-Term den Wert -1 und das Detektorsignal wird Null. In diesem Fall wird die gesamte Strahlung zur Lichtquelle zurückgestrahlt. Bezogen auf die Gleichung (1) bezeichnet man nur den Ausdruck :

$$I(\delta) = 0,5 I(\bar{\nu}) \cos 2\pi\bar{\nu}\delta \quad (2)$$

als das Interferogramm unter Vernachlässigung des konstanten Strahlungsanteiles (P.R. Griffith, S. 12).

Im folgenden werde ich mich auf diese Definition des Interferogramms beziehen.

An dieser Stelle sei darauf hingewiesen, daß die obige Gleichung (2) eine idealisierte Darstellung ist, bei der Absorptionsverluste in den optischen Bauelementen, unexakte Strahlteilereigenschaften etc. nicht berücksichtigt sind. Vor allem, wenn man mit breitbandiger, polychromatischer Strahlung arbeitet, können auch frequenzabhängige Detektor- oder Verstärkercharakteristika von Bedeutung sein, die es notwendig machen, einen frequenzabhängigen Korrekturfaktor $H (\bar{\nu})$ einzuführen, so daß gilt :

$$I (\delta) = 0,5 H (\bar{\nu}) I (\bar{\nu}) \cos 2\pi \bar{\nu} \delta \quad (3)$$

und nach Substitution von $0,5 H (\bar{\nu}) I (\bar{\nu})$ durch $B (\bar{\nu})$ sich die einfache Beziehung

$$I (\delta) = B (\bar{\nu}) \cos 2\pi \bar{\nu} \delta \quad (4)$$

ergibt.

Durch Fouriertransformation läßt sich nun aus dem Interferogramm $I (\delta)$ das Spektrum $B (\bar{\nu})$ ermitteln (P.R. Griffith, S. 12 f).

Betrachtet man an Stelle von monochromatischer Strahlung eine Anzahl diskreter Wellenlängen im Spektrum der Strahlung, die in das Interferometer gelangt, so ergibt sich das resultierende Interferogramm durch die Addition der Interferogramme aller diskreter Wellenlängen. Einen Überblick über einige einfache Spektren und deren Interferogramme verschafft die bei G.F. Lottian auf Seite 120 abgedruckte Abbildung 3 aus einer Arbeit von A.A. Michelson (" Light Waves and their Uses ", University of Chicago Press, reprinted 1961), in der er einige Ergebnisse seiner Arbeit mit einem mechanischen Schwingungsanalysator dargestellt hat. Die monochromatische Strahlung, wie sie im Spektrum 1 dargestellt ist, liefert ein kosinusförmiges Interfe-

rogramm, wie es nach Gleichung (1) auch zu erwarten ist. Spektren mehrerer diskreter benachbarter Wellenlängen liefern je nach ihrer Anzahl und Amplitudenbeziehung unterschiedliche Schwebungsinterferogramme mit theoretisch unendlicher Periodizität. Kontinuierliche Spektren (z.B. Gaußprofil) liefern hingegen endlich ausgedehnte Interferogramme in Abhängigkeit von ihrer spektralen Bandbreite.

Zur mathematischen Beschreibung des Interferogramms kontinuierlicher Strahlung muß über alle Wellenzahlen $\bar{\nu}$ von 0 bis ∞ integriert werden, so daß gilt :

$$I(\delta) = \int_0^{\infty} B(\bar{\nu}) \cos 2\pi\bar{\nu}\delta \, d\bar{\nu} \quad (5)$$

Dieses Integral stellt eine Hälfte eines Fourier-Transformationspaares dar. Für die andere Hälfte gilt :

$$B(\bar{\nu}) = \int_{-\infty}^{+\infty} I(\delta) \cos 2\pi\bar{\nu}\delta \, d\delta \quad (6)$$

Da $I(\delta)$ eine gerade Funktion ist, kann $B(\bar{\nu})$ dargestellt werden durch :

$$B(\bar{\nu}) = 2 \int_0^{+\infty} I(\delta) \cos 2\pi\bar{\nu}\delta \, d\delta \quad (7)$$

(P.R. Griffith, S. 15)

Die letzte Umformung veranschaulicht die Tatsache, daß das resultierende Interferogramm zur sogenannten Weißlichtposition (relativer Gangunterschied gleich Null) symmetrisch ist.

Die Gleichung (5) verdeutlicht, daß es theoretisch möglich sein müßte, daß gesamte Strahlungsspektrum mit Wellenzahlen von 0 bis ∞ mit unendlich hoher Auflösung zu messen. Wie Gleichung (7) zeigt, müßte dazu jedoch der bewegliche Spiegel über eine unendliche Wegdifferenz verschoben werden können. In der Schwierig-

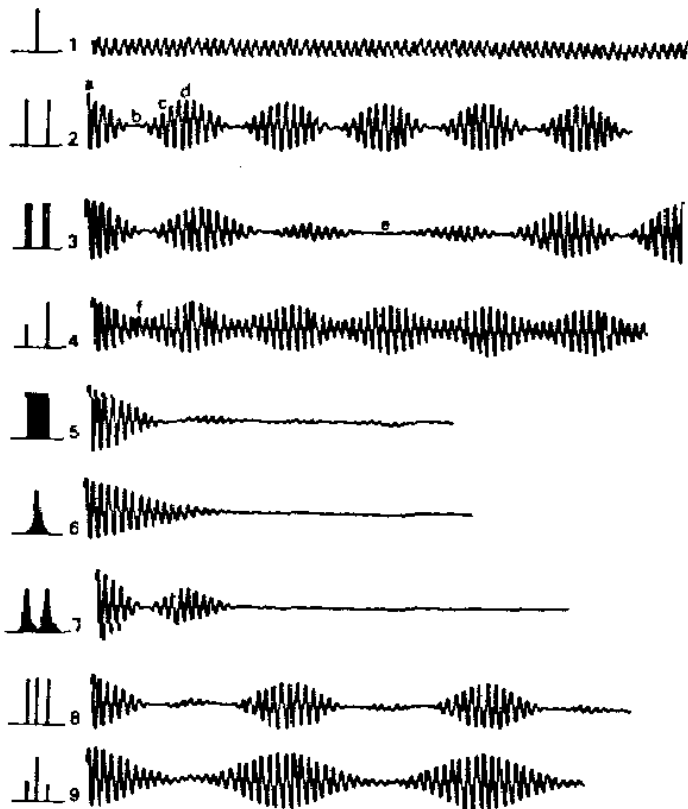


Abb. 3: Interferogramme einfacher Spektren

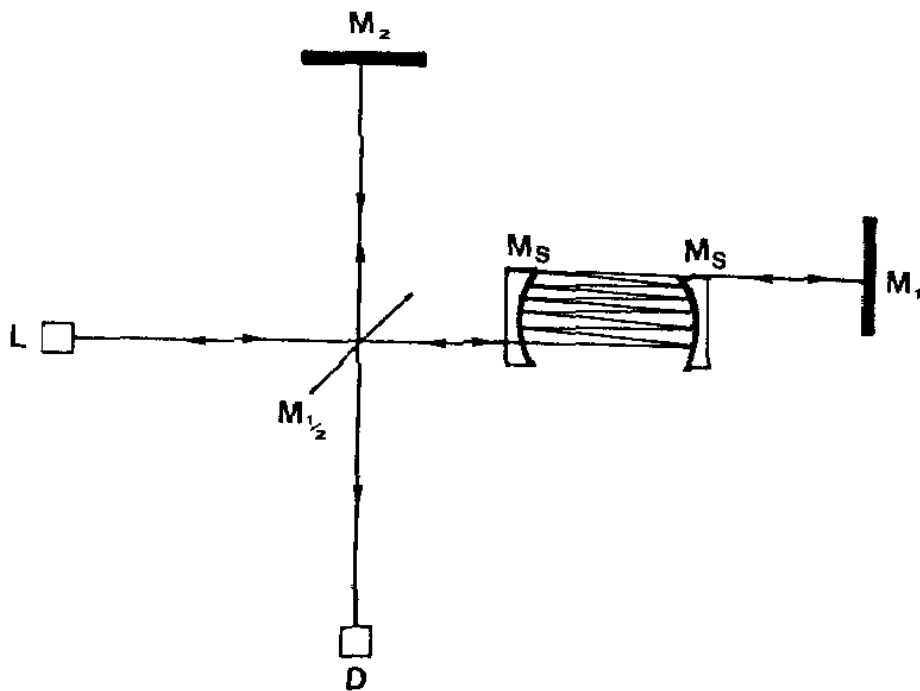


Abb. 4: Michelson-Interferometer mit sehr großem Gangunterschied

keit, den beweglichen Spiegel über große Wegstrecken exakt zu führen, liegt somit die Begrenzung des theoretischen Auflösungsvermögens des Michelson-Interferometers begründet. Für die Auflösung $\Delta\bar{\nu}$ gilt in Abhängigkeit vom maximal möglichen Gangunterschied $\Delta_{\max}$:

$$\Delta\bar{\nu} = (\Delta_{\max})^{-1} \text{ cm}^{-1} \quad (8)$$

(P.R. Griffith, S. 15 ff)

Es sei an dieser Stelle darauf hingewiesen, daß es z.B. möglich ist, durch Hin- und Herreflexion der Strahlung zwischen sphärischen Spiegeln, die sich gemäß der Abbildung 4 zwischen Strahlteiler und beweglichem Spiegel befinden, den maximalen Gangunterschied gegenüber anderen Interferometeranordnungen erheblich zu vergrößern. Auf diese Weise wurden Gangunterschiede bis zu 350 Metern realisiert, was einem spektralen Auflösungsvermögen $\bar{\nu}/\Delta\bar{\nu}$ von etwa 10^{12} entspricht (W. Demtröder, S. 61 f).

3. Aufbau des Experimentes

3.1 Strahlungsquellen

3.1.1 Helium-Neon-Laser

Eine der beiden Infrarot-Strahlungsquellen, deren Strahlung im Michelson-Interferometer überlagert werden sollen, stellt ein Helium-Neon-Laser dar, der im nahen Infrarotbereich bei einer Wellenlänge von $3,3913 \mu\text{m}$ (W. Kleen / R. Müller, S. 319) Strahlung emittiert. Die Anregungsmechanismen, die zur Emission dieser Strahlung führen, werden durch Abbildung 5 verdeutlicht (D.C. O'Shea / W.R. Callen / W.T. Rhodes, S. 127).

Hauptbestandteil des Lasers ist ein Gasentladungsrohr, in dem sich ein Gasgemisch aus Helium und Neon im Ver-

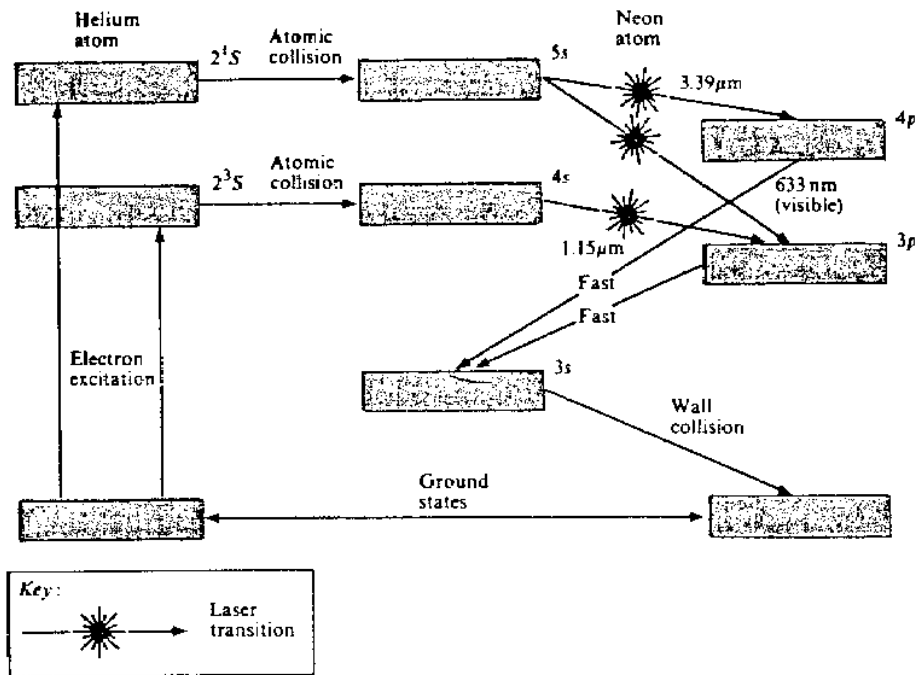


Abb. 5: Energieniveaus eines He-Ne-Lasersystems

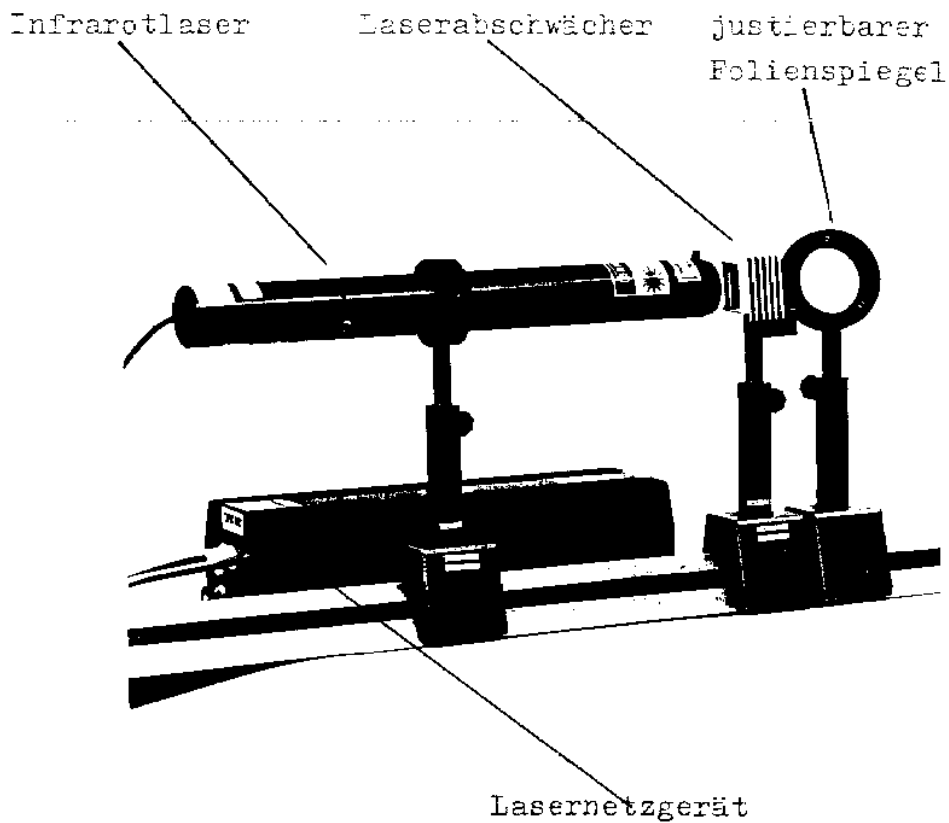


Abb. 6: Infrarotlaser, Laserabschwächer und Folienspiegel

hältnis von etwa 10 : 1 befindet. Die bei einer Gasentladung frei werdenden und im Hochspannungsfeld zwischen zwei Elektroden beschleunigten Elektronen regen durch Stoßanregung verschiedene metastabile Energieniveaus der neutralen He-Atome an. Die metastabilen Anregungsniveaus 2^1S und 2^3S der Heliumatome liegen energetisch sehr dicht bei den Elektronenniveaus 5 s und 4 s der Neon-Atome, so daß die Heliumatome ihre Anregungsenergie mit einer hohen Wechselwirkungswahrscheinlichkeit durch Stöße zweiter Art auf die Neon - Atome übertragen können. Vom 5 s - Niveau des Ne - Atoms können nun Strahlungsübergänge zum 4p- und zum 3p-Elektronenniveau stattfinden, wobei der erste Übergang Infrarotstrahlung bei einer Wellenlänge von $3,3913 \mu m$ und der zweite sichtbare (rote) Strahlung mit einer Wellenlänge von $632,82 nm$ (W. Kleen/R. Müller, S. 318) liefert. Da das 5s-Anregungsniveau eine größere Lebensdauer besitzt als die 3p und 4p-Niveaus, wobei Elektronen der letzteren Niveaus sehr schnell auf das 3 s - Niveau und von dort durch Stöße mit der Rohrwandung des Lasers in den Grundzustand übergehen, kommt es zu einer Besetzungsinversion zwischen p- und s-Zuständen, durch die eine Verstärkung durch induzierte Emission möglich wird. Durch eine gute Reflexionsbeschichtung des teilweise durchlässigen Resonatorspiegels des Lasers für eine Wellenlänge von $3,3913 \mu m$ und eine gute Transmission des Spiegels bei $632,82 nm$ erreicht man die Konstruktion eines Infrarotlasers, wie er in meinem Experiment seine Anwendung findet (s. Abbildung 6). Mit einem entsprechend umgekehrten Beschichtungsverfahren erreicht man den Bau eines Lasers im sichtbaren Spektralbereich, wie er in meinem Experiment als Justierlaser verwendet wird (D.C. O'Shea / W.R. Callen / W.T. Rhodes, S. 126 ff). Wie ich mit einem geeichten Wattmeter nachgewiesen habe, besitzt der Infrarotlaser eine kontinuierliche Strahlungsleistung von 2,3 mW. Zur Bestimmung der Strahlbreite habe ich einen pyroelektrischen Infrarotdetektor (Beschreibung in Kapitel 3.3.2) auf eine mit Mikrometerschrau-

be versehene, in einer Richtung verschiebbare Justiereinrichtung montiert und quer zum Strahl das Strahlprofil durch Bestimmung der Detektorspannung gemessen. Dieses dicht hinter der Auskoppelöffnung des Lasers gemessene Strahlprofil ist in der Abbildung 7 dargestellt und ergibt eine $1/e$ - Breite des Strahls von 2 mm.

3.1.2 Quecksilberhochdrucklampe

Als zweite Strahlungsquelle dient mir in meinem Experiment eine Quecksilberhochdrucklampe (s. Abb. 8), die im spektralen Bereich des nahen Infrarot eine kontinuierliche Strahlung emittiert. Diese Strahlung stammt zum einen vom erhitzten Quarzkolben der Quecksilberhochdrucklampe und zum anderen von dem in diesem enthaltenen Plasma (G.W. Chantry, S. 83). Im Bereich des nahen Infrarot habe ich das Spektrum dieser Lampe analysiert, indem ich mit ihr den Eintrittsspalt eines Spektralapparates (Mc Pherson 218) ausgeleuchtet habe, der diese Strahlung kontinuierlich in Abhängigkeit von der zu analysierenden Wellenlänge auf den Austrittsspalt fokussierte. Die Intensität der spektral zerlegten Strahlung habe ich mit einer Golay-Zelle nachgewiesen und aufgezeichnet. Die Abbildung 9 zeigt die relative Intensität der Strahlung der Quecksilberhochdrucklampe in Abhängigkeit von der Wellenlänge.

Zunächst bestätigt diese Messung den kontinuierlichen Strahlungsverlauf im Bereich des nahen Infrarot. Darüber hinaus zeigen sich in diesem Spektrum markante Strahlungsmaxima, die auf Gasbeimischungen anderer Elemente als Quecksilber hinweisen. So weist z.B. das Strahlungsmaximum bei einer Wellenlänge von $3,39 \mu\text{m}$ auf eine Strahlungsemission des Neons hin, wie sie gemäß dem Termschema des Neons in Abbildung 5 zu erwarten ist. Die Beimischung verschiedener Gase in Entladungslampen ist eine häufig angewandte Methode, um über große Wellenlängenbereiche hinweg eine dichtere Linienvielfalt zu erzeugen. Bei den anderen Strahlungs-

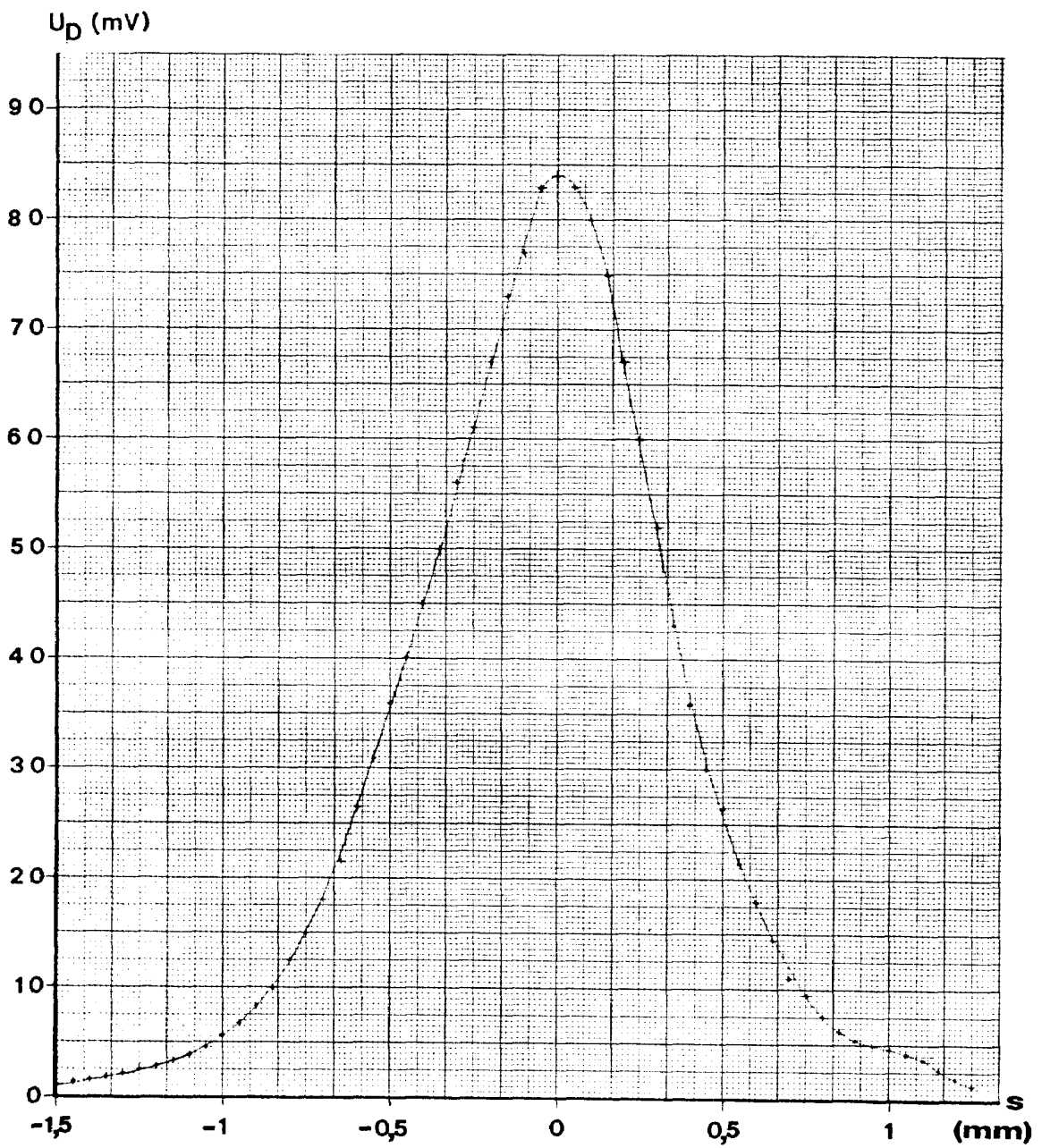


Abb. 7: Strahlprofil des Helium-Neon-Laserstrahls ($3,391 \mu\text{m}$)

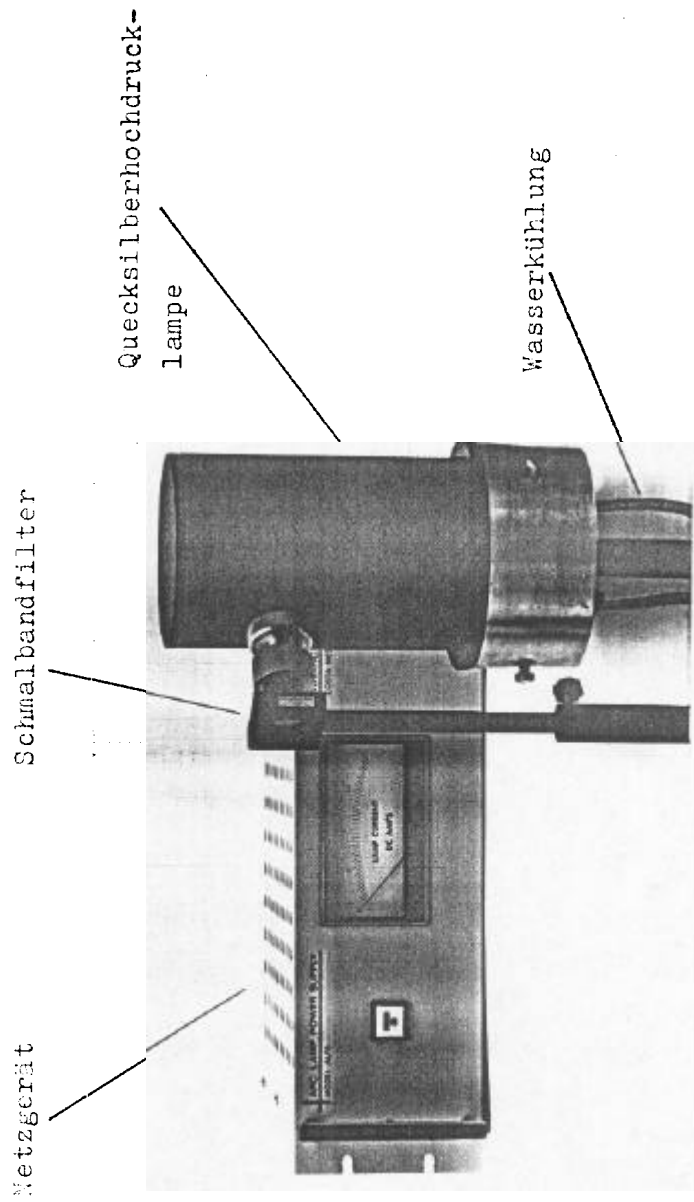


Abb. 8: Quecksilberhochdrucklampe mit Netzgerät und Schmalbandfilter

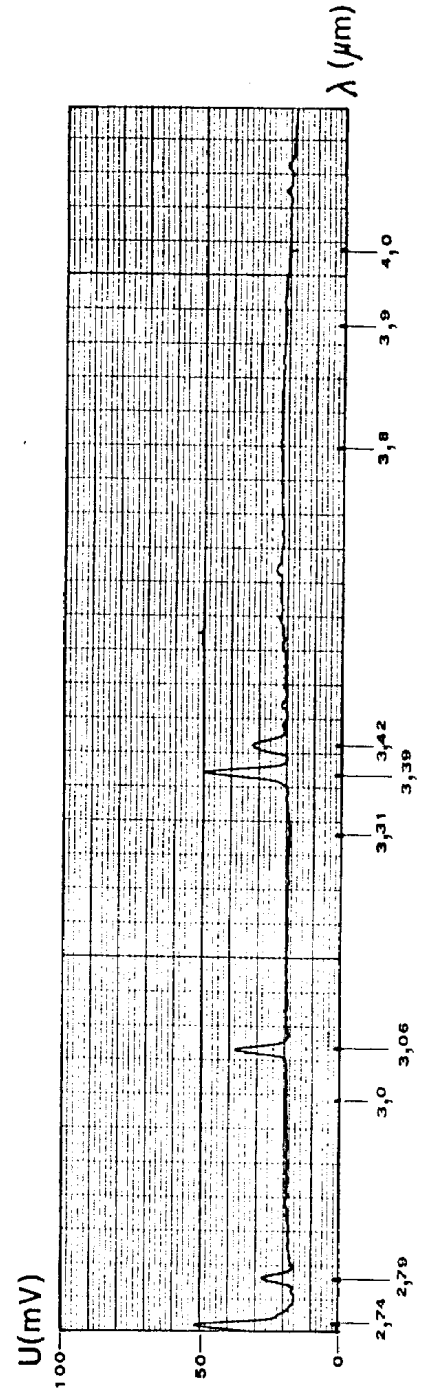


Abb. 9: Infrarotspektrum der Quecksilberhochdrucklampe

maxima handelt es sich offenbar um die in der nachfolgenden Tabelle aufgeführten Gase und Strahlungsübergänge.

Quelle : W. Kleen / R. Müller, S. 323-331

Element	Übergang	Wellenlänge	
		gemessen	Literatur
Ar	$3p_2 - 3s_1$	2,74 μm	2,7357 μm
Kr	$3p_{10} - 2s_5$	3,06 μm	3,0664 μm
J	$(^3P)5d\ 4\ 7/2 - (^3P)6p\ 3\ 5/2^0$	3,42 μm	3,4296 μm

Jod wird fast allen Entladungslampen beigemischt, um über Halogenverbindungen verschiedene Elemente schon bei relativ niedrigen Temperaturen verdampfen zu können (H. Albrecht, S. 188 ff). Neben der Vergrößerung der Linienvielfalt hat das Argon in der Quecksilberhochdrucklampe eine wichtige technische Funktion. Da das Quecksilber erst verdampfen muß, bevor die Lampe nach etwa 3-5 Minuten Einbrennzeit ihre volle Strahlungsleistung abgeben kann, muß zuerst eine Hilfsentladung über das Argon gezündet werden, um die Verdampfungstemperatur des Quecksilbers zu erreichen (H. Albrecht, S. 179).

3.1.3 Schmalbandfilter

Um neben dem Infrarotlaser eine möglichst schmalbandige zweite Strahlungsquelle zu erhalten, deren emittierte Strahlung in der Nähe meiner Laser-Wellenlänge liegt, habe ich die oben beschriebene Quecksilberhochdrucklampe mit einem Schmalbandfilter kombiniert. Es hat die Aufgabe, aus dem weitgehend kontinuierlichen Spektrum der Lampe einen engen Spektralbereich herauszufiltern. Dieses Filter gehört zur Gruppe der Interferenzfilter, bei dem auf ein Substrat (Quarz) je nach gewünschter

Wellenlänge maximaler Transmission dünne Filme bestimmter Dicke und Brechungsindizes aufgetragen sind. Diese Filme sind so ausgewählt, daß bei einer bestimmten Wellenlänge die partiell transmittierte und die von Vielfachreflexionen herrührende Strahlung in den dünnen Filmen konstruktiv interferieren und somit die Filtertransmission hoch ist. Bei allen anderen Wellenlängen verursachen die Filme destruktive Interferenz (Kruse / Mc Glauchlin/ Mc Quistan, S.136). Mit einem Zweistrahl-Spektrographen (Beckman IR 4250) habe ich die Transmissionseigenschaften des von mir verwendeten Schmalbandfilters ausgemessen. Das Ergebnis dieser Messung ist in Abbildung 10 dargestellt. Die Transmission des Filters in Abhängigkeit von der Wellenzahl zeigt einen schmalbandigen Transmissionsbereich mit einem Transmissionsmaximum von 73 % bei einer Wellenlänge von $3,31\mu\text{m}$. Die Halbwertsbreite des Filters beträgt $0,04\mu\text{m}$ und die $1/e$ - Breite $0,06\mu\text{m}$. Außerhalb des Transmissionsmaximums ist die Transmission des Filters vernachlässigbar gering. Diese geringe Transmission habe ich in einem Wellenlängenbereich von 2,5 bis $50\mu\text{m}$ nachmessen und bestätigen können.

3.1.4 Einspiegelung und Abschwächung der IR - Strahlung

Um den Laserstrahl und die gefilterte Strahlung der Quecksilberhochdrucklampe gleichzeitig in das Michelson-Interferometer einkoppeln zu können, habe ich die Transmissions- und Reflexionseigenschaften einer Polyäthylenfolie ausgenutzt. Die Abbildung 11 zeigt die Transmissionseigenschaften dieser Folie im nahen Infrarotbereich für einen Strahlungseinfall unter 45 Grad (Messung mit Beckman IR 4250).

Die Polyäthylenfolie zeigt im Wellenlängenbereich zwischen $3,3\mu\text{m}$ und $3,8\mu\text{m}$ eine stark ausgeprägte Absorptionsstruktur (C - N - Absorptionsbande), bei der die Transmission bis auf 5 Prozent zurückgeht. Im

T(%)

- 11 -

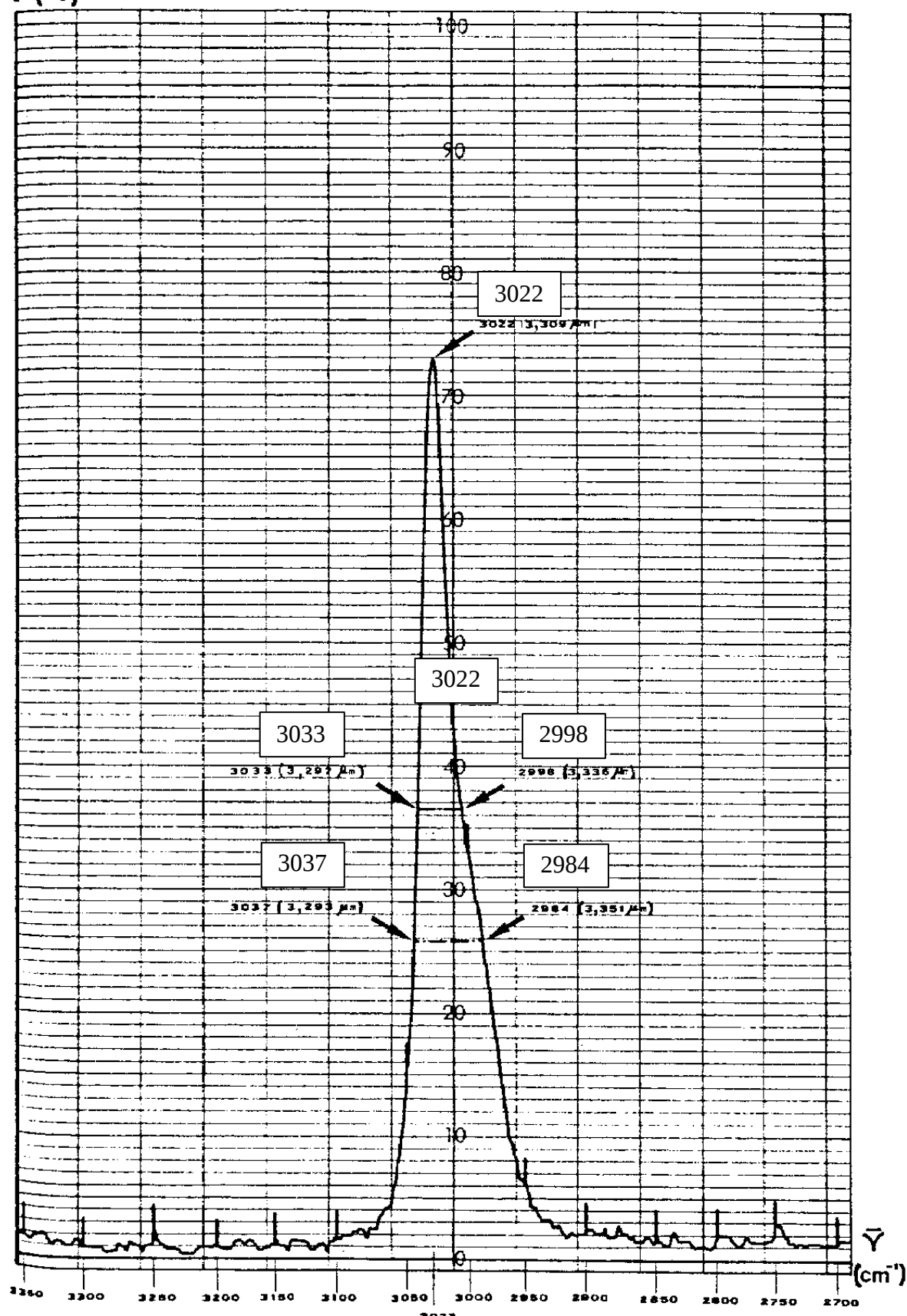


Abb. 10: Transmissionscharakteristik des Schmalbandfilters

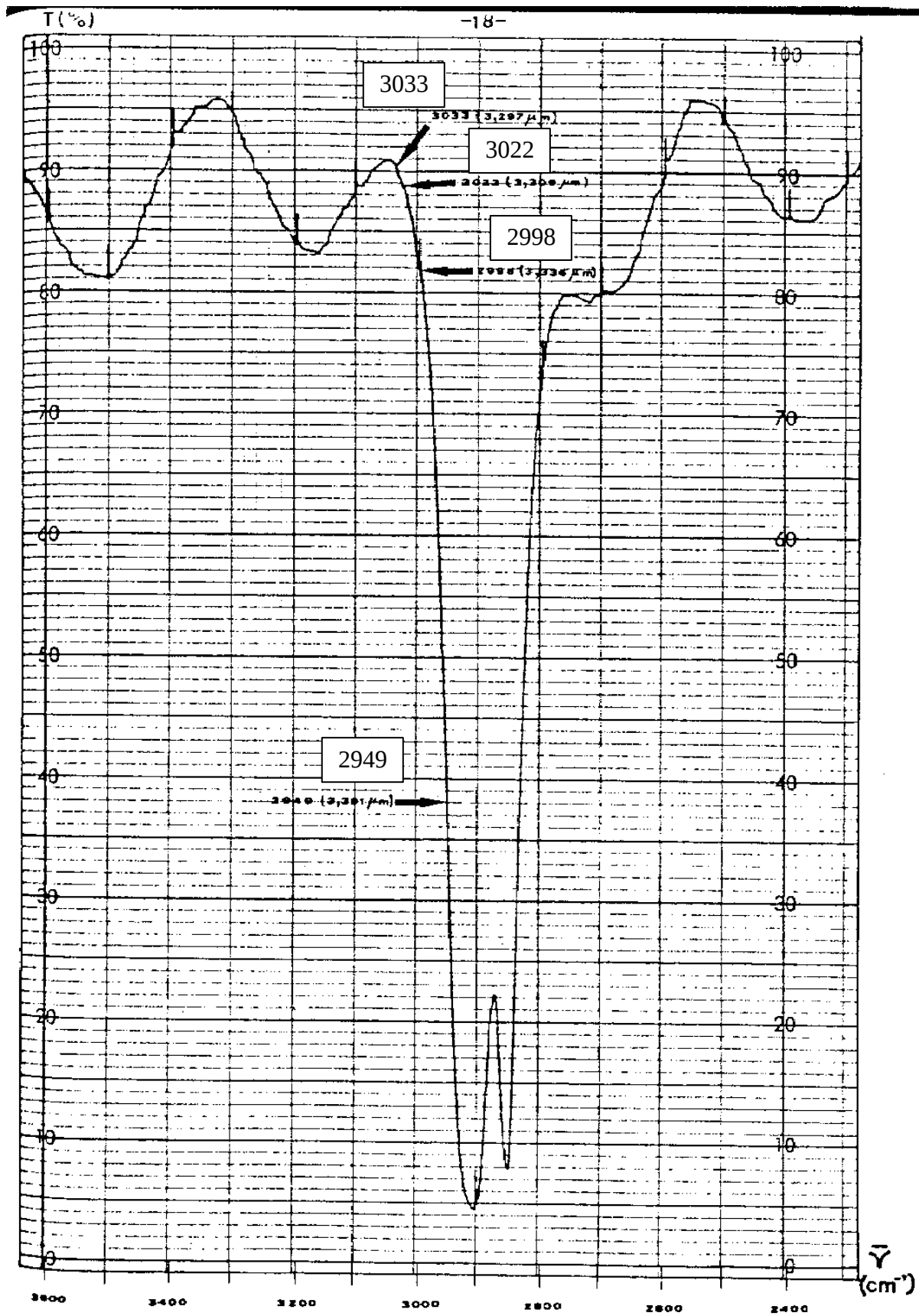


Abb. 11: Transmissionscharakteristik der Polyäthylenfolie für einen Strahlungseinfall unter 45 Grad

Wellenlängenbereich des Schmalbandfilters (in der Abbildung ist deren Halbwertsbreite eingezeichnet) beträgt die Transmission der Folie etwa 89%, wogegen die Transmission bei der Laserwellenlänge von $3,39\text{ }\mu\text{m}$ nur etwa 37% beträgt. Die Reflexion der Folie liegt über einen größeren Wellenlängenbereich hinweg bei etwa 5 - 10%. Diese Eigenschaften sind hervorragend geeignet, um die Strahlung beider Strahlungsquellen gemäß der Abbildung 12 in das Interferometer einzukoppeln.

Die um etwa drei Größenordnungen höhere Strahlungsleistung des Lasers gegenüber der durch das Filter transmittierten wird durch die Reflexionseinkopplung mittels Polyäthylenfolie abgeschwächt. Von der Strahlung des Schmalbandfilters wird hingegen nur sehr wenig absorbiert und reflektiert.

Damit der in das Interferometer eingespiegelte Laserstrahl möglichst in verschiedene Richtungen feinjustiert werden kann, habe ich einen justierbaren Folihalter gebaut (Abbildung 6). Dieser besteht aus zwei Metallringen, von denen einer fest auf einen Stift montiert ist, während der zweite gegenüber diesem mit 3 Schrauben und zwischen den Ringen befindlichen Druckfedern justierbar ist. Die auf den beweglichen Ring aufgeklebte Folie ist nun in verschiedene Richtungen justierbar.

Damit die Intensität des Laserstrahls noch weiter abgeschwächt und der Strahlung des Schmalbandfilters angepaßt werden kann, habe ich desweiteren Polyäthylenfolie in kleine Rahmen eingepaßt. Diese können nun nach und nach in einen Rahmenhalter (Abbildung 6) und schließlich in den Laserstrahl hineingeschoben werden, um diesen abzuschwächen. Durch Drehung des Rahmenhalters gegenüber dem Laserstrahl kann eine Feinabschwächung erfolgen.

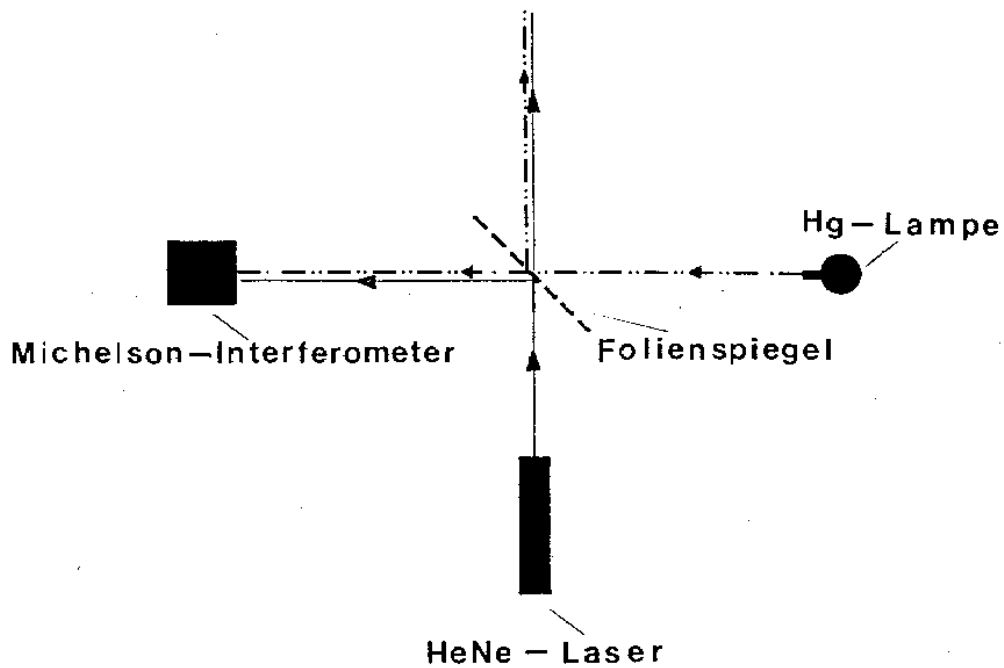


Abb. 12: Strahlungseinkoppelung in das Michelson - Interferometer

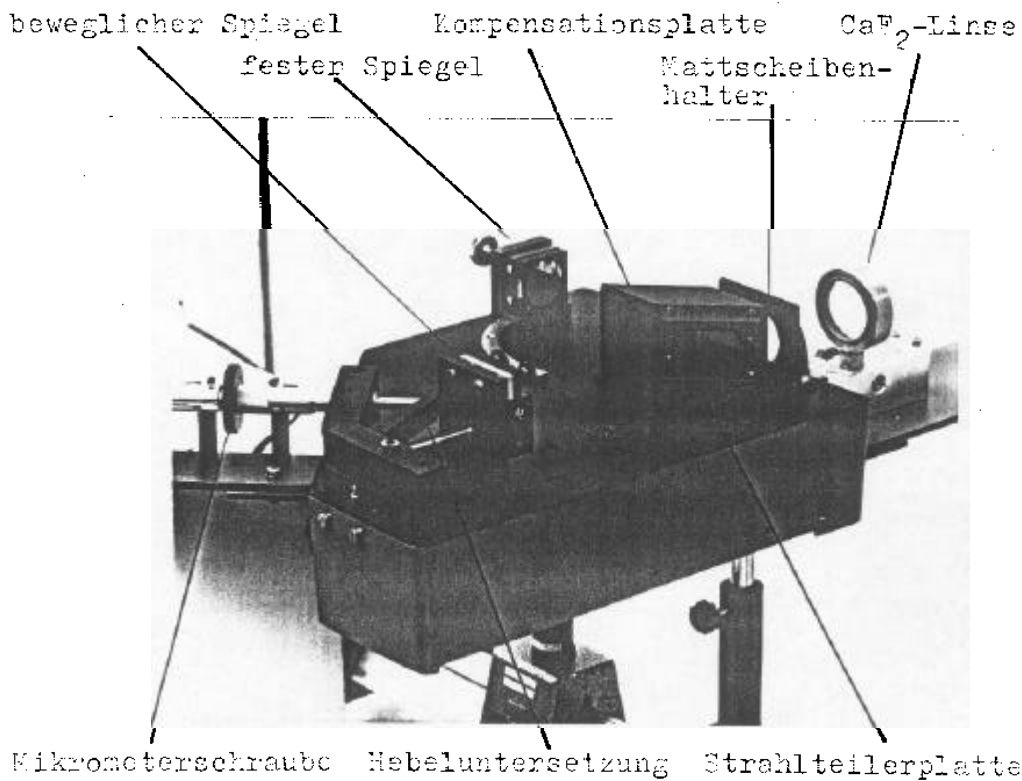


Abb. 13: Michelson-Interferometer

3.2 Michelson-Interferometer

3.2.1 Optische Elemente des Interferometers

Die Abbildung 13 zeigt das von mir verwendete Michelson-Interferometer, dessen Funktionsweise bereits in Kapitel 2.1 behandelt wurde. In dieses Interferometer habe ich eine ZnSe-Strahlteilerplatte eingebaut, die speziell für eine Wellenlänge von $3,39\mu\text{m}$ und einen Strahlungseinfall unter 45° beschichtet wurde. Während die der Strahlungsquelle zugewandte Oberfläche dieser Platte eine Anti-Reflexionsbeschichtung besitzt, ist die andere Plattenoberfläche für 50% Transmission und 50% Reflexion beschichtet worden. Die Kompensationsplatte gleicher Dicke besteht ebenfalls aus ZnSe und wurde beidseitig antireflexionsbeschichtet. Die Transmissionseigenschaften dieser beiden ZnSe-Platten sind für einen Strahlungseinfall unter 45° in der Abbildung 14 dargestellt (Messung mit Beckman IR 4250).

Der feste Spiegel des Interferometers hat einen Durchmesser von 28 Millimetern und kann über zwei Justierschrauben in seiner Neigung verstellt werden. Der bewegliche Spiegel gleichen Durchmessers kann nur in Richtung auf die Strahlteilerplatte zu verschoben, aber nicht in seiner Neigung verändert werden. Der Vorschub dieses Spiegels erfolgt über einen Hebelmechanismus, der mit Hilfe einer Mikrometerschraube mit beweglicher Spindel betätigt wird. Der Hebelmechanismus untersetzt den Spindelvorschub in einem Verhältnis von 5:1. Durch das im nachfolgenden Kapitel beschriebene Antriebssystem bedingt, beträgt der maximal mögliche Gangunterschied zwischen den beiden Spiegeln des Interferometers 3,26 mm von der Weißlichtposition aus gerechnet. Diesem Gangunterschied entspricht gemäß der Gleichung (8) eine theoretische Auflösung von $3,1\text{ cm}^{-1}$.

T (%)

- 22 -

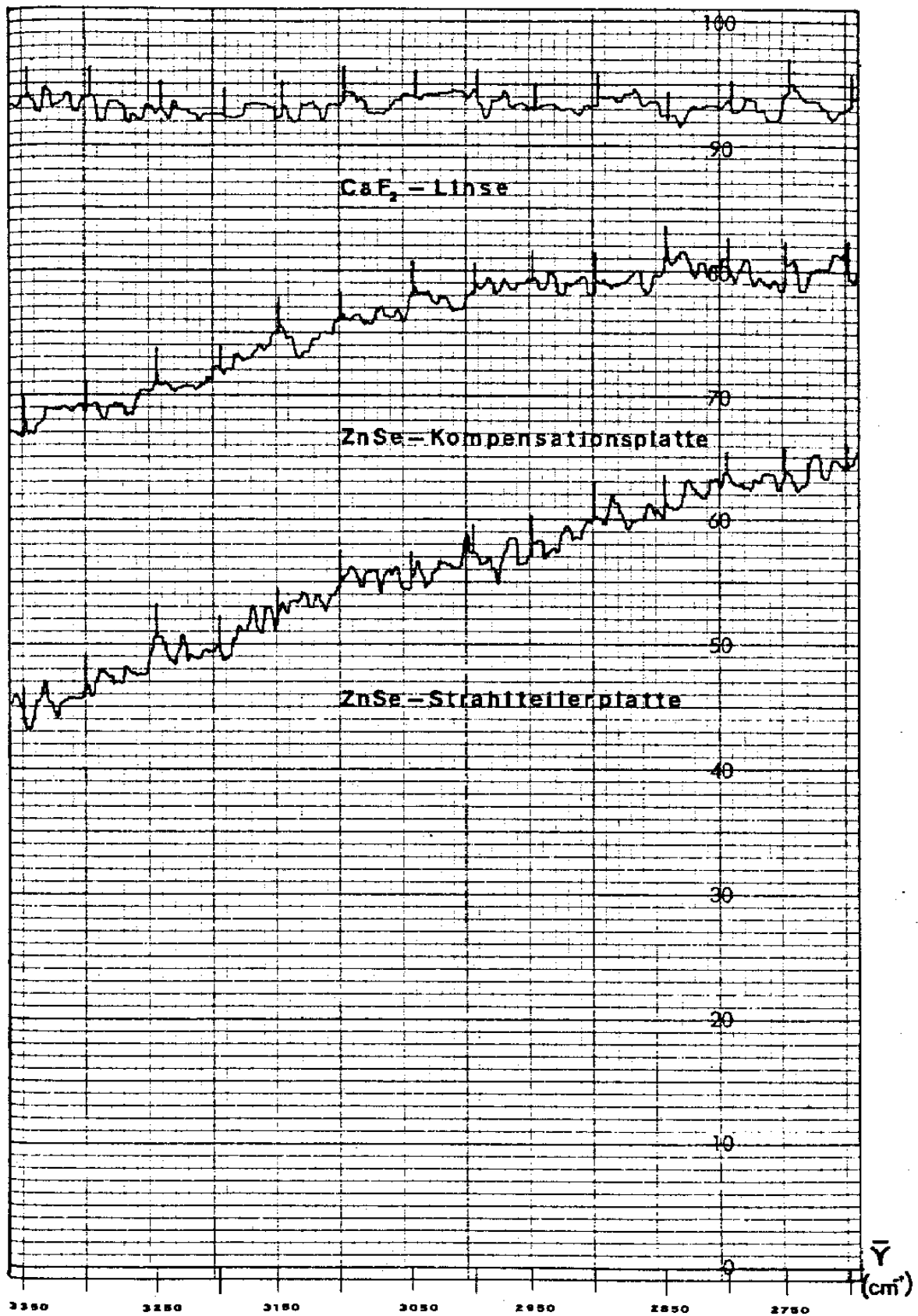


Abb. 14: Transmissionscharakteristika der ZnSe-Strahlteiler- und Kompensationsplatte (45°-Einfall) und CaF₂-Linse (90°-Einfall)

3.2.2 Motorantrieb_des_beweglichen_Spiegels

Um einen langsamen und gleichmäßigen Spiegelvorschub bewerkstelligen zu können, habe ich ein Antriebssystem gebaut (Abb. 15), dessen Hauptkomponente ein kleiner Gleichstrom-Getriebemotor (Betriebsspannung $\leq 6V$) mit einem Untersetzungsverhältnis von 128 000 : 1 darstellt. Über eine starre Kupplung ist dieser fest mit der Achse eines 20-Wendel-Potentiometers verbunden, die beidseitig durch das Potentiometer hindurchgeführt ist. Die rückwärtige Potentiometerachse ist über eine Ausgleichkupplung mit der beweglichen Spindel einer Mikrometerschraube verbunden, die den eigentlichen Spiegelvorschub bewirkt. Das Potentiometer mit einem Maximalwiderstand von 30 k Ω ist an eine Gleichspannung von 6 Volt angeschlossen und hat die Funktion eines Wegaufnehmers für den Spiegelvorschub. Jede mit diesem korrelierte Drehung der Mikrometerschraube bewirkt eine Spannungsänderung am Potentiometer, die den Vorschub eines X-Y-Schreibers bei der Aufnahme von Interferogrammen steuert. Ein Vorteil dieser Kombination von Getriebemotor und Potentiometer liegt im Ausgleich etwaiger Ungleichförmigkeiten im Spiegelvorschub durch den damit direkt korrelierten Schreibervorschub. Um zu vermeiden, daß beim Betreiben des Antriebs im Physikalischen Praktikum der Vorschubmechanismus gegen seinen Anschlag läuft und das Getriebe des Motors zerstört wird, habe ich zwei Sicherheitsendabschalter in den Motorstromkreis eingebaut, die diesen automatisch unterbrechen, wenn die Rändelscheibe der Mikrometerschraube gegen sie anstößt. Über eine Diode wird der Motorstromkreis wieder geschlossen, sobald die Polung des Motors umgekehrt wird. Der Motor, die Endabschalter und das Potentiometer werden an eine Motorsteuerung angeschlossen (Abb. 15), in die ich einen Umpol-schalter für die Drehrichtung des Motors und eine Drehzahlregelung mit Spannungsmesser integriert habe. Einen Überblick über die Abhängigkeit der Geschwin-

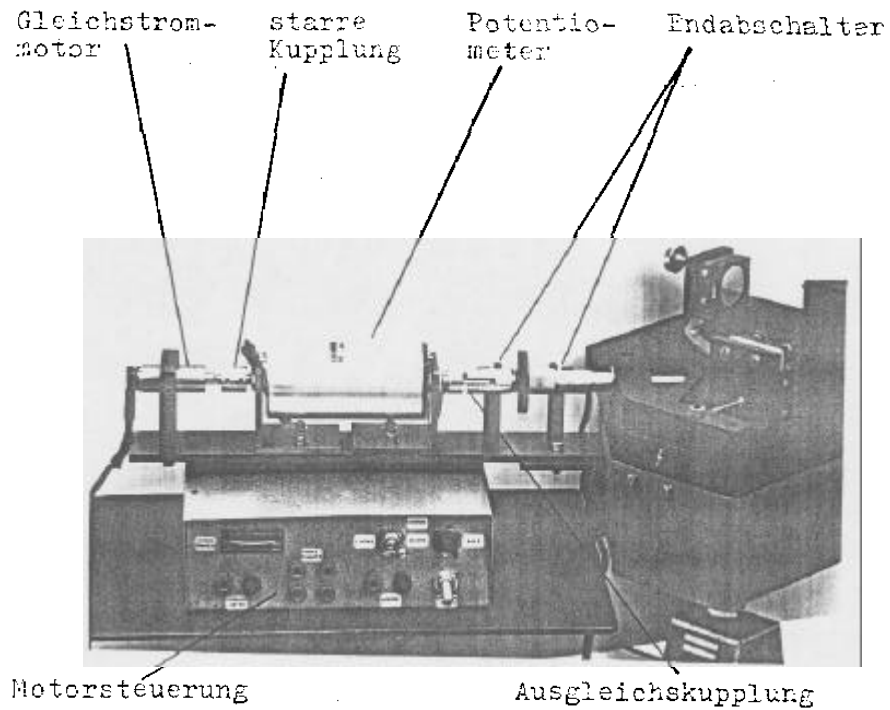


Abb. 15: Spiegelantriebssystem

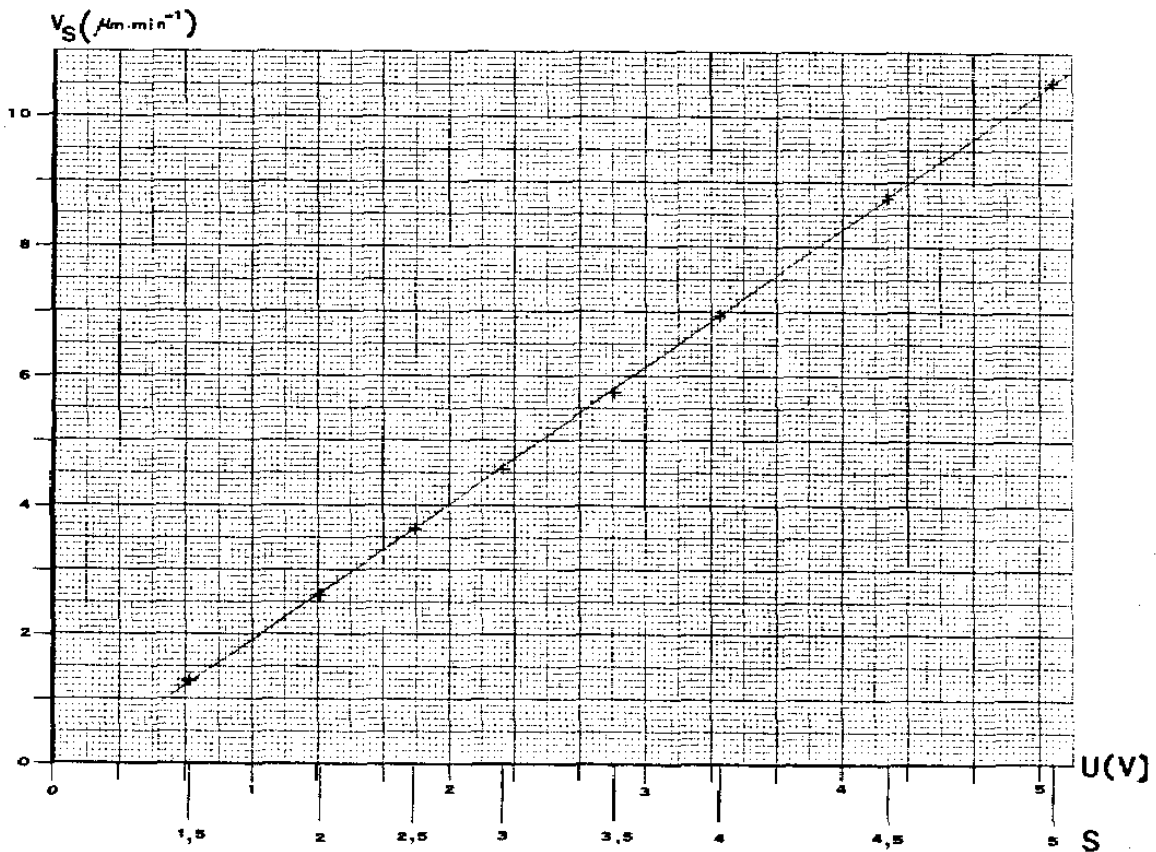


Abb. 16: Geschwindigkeit des Spiegelvorschubs in Abhängigkeit von der Motorspannung U . Die nichtlineare Skala S korreliert die Spannung U mit gut ablesbaren Skalenteilen des Motorsteuerungsmeßgerätes

digkeit des Spiegelvorschubs von der Motorspannung liefert die Abbildung 16. Es sei darauf hingewiesen, daß die untere nichtlineare Spannungsskala die Vorschubgeschwindigkeit des Spiegels bei gut ablesbaren Skalenteilen auf dem Potentiometer der Motorsteuerung wiedergibt.

3.3 Detektorvorrichtung

3.3.1 Detektorjustiereinrichtung

Wie die Abbildung 17 verdeutlicht, trifft die aus dem Michelson-Interferometer austretende Strahlung auf eine Ca F_2 - Linse mit einer Brennweite von 100 Millimetern, die diese auf den Detektor fokussiert. Diese Linse hat den Vorteil, sowohl im sichtbaren als auch im infraroten Spektralbereich transparent zu sein, was der Justierung des Experimentes zugute kommt. Die guten Transmissionseigenschaften dieser Linse im nahen Infrarot können der Abbildung 14 entnommen werden. Damit der Fokus der Linse genau auf die Detektorebene eingestellt werden kann, habe ich eine Justiereinrichtung konstruiert, mit der die Linse in Richtung auf den Detektor verschoben werden kann. Diese besteht aus einem Aluminiumblock, in den ein schrägverzahntes Stirnrad und eine entsprechende Zahnstange eingelassen sind. Über eine, mit dem Stirnrad verbundene Rändelschraube kann die Zahnstange mit der darauf befestigten Linse verschoben werden. Nach dem gleichen Prinzip habe ich die eigentliche Detektoreinrichtung konstruiert, die aus zwei aufeinandermontierten Justierblöcken besteht. Der in eine Messinghalterung eingepaßte Detektor kann nun sowohl in horizontaler als auch in vertikaler Richtung verstellt werden.

CaF₂ - Linse Detektor Detektorjustiereinrichtung

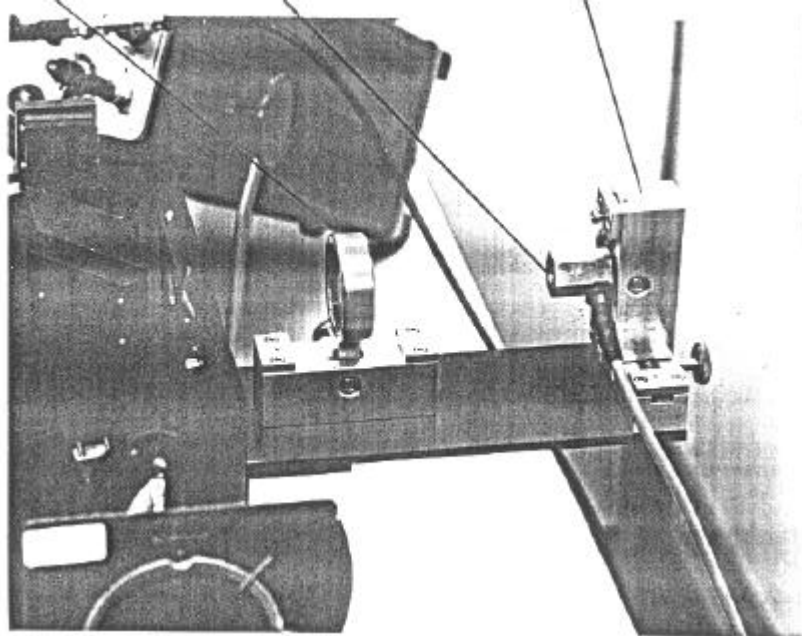


Abb. 17: Detektoreinrichtung

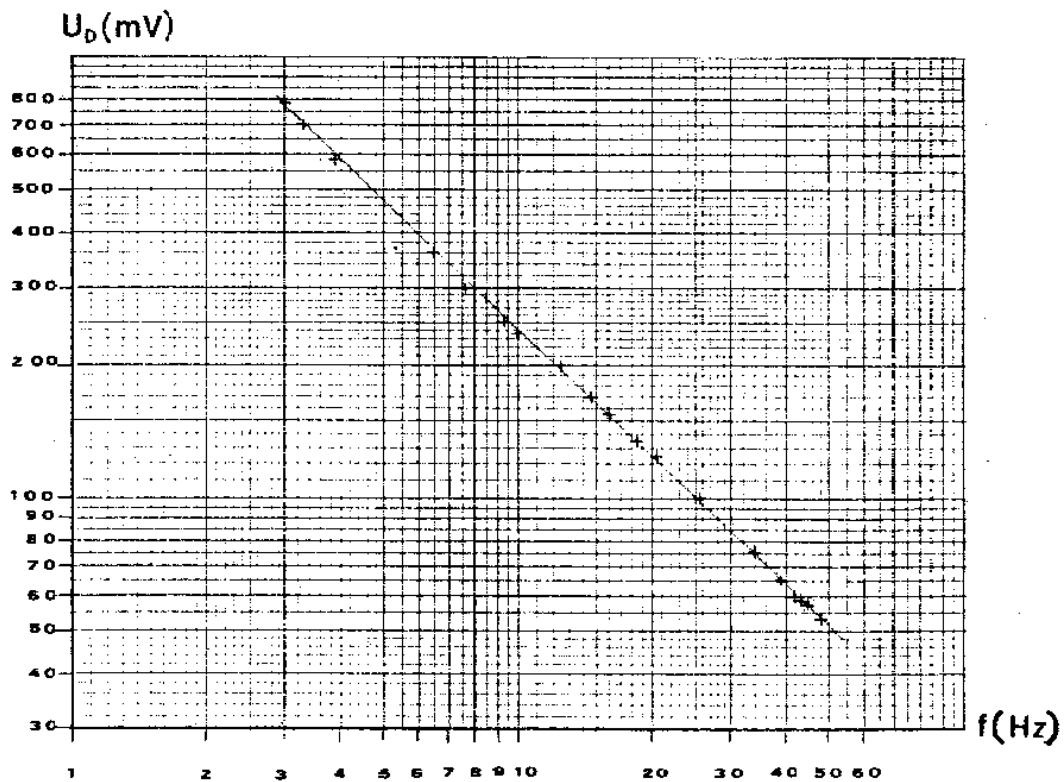


Abb. 18: Detektorspannung in Abhängigkeit von der Chopperfrequenz

3.3.2 Funktionsprinzip des pyroelektrischen Detektors

Als Detektor habe ich in meinem Experiment einen pyroelektrischen Detektor mit einer strahlungsempfindlichen Fläche von 2×2 Millimetern² verwendet. Das pyroelektrische Material besteht aus einem unsymmetrisch gebauten Kristall, der in bestimmten Kristallrichtungen ein permanentes elektrisches Dipolmoment besitzt. Das diesem Dipolmoment entsprechende elektrische Feld wird bei konstanter Temperatur durch Oberflächenladungen neutralisiert. Erfährt der Kristall jedoch eine plötzliche Temperaturänderung, so bewirkt diese eine geringfügige Veränderung der Gitterstruktur und des Dipolmomentes mit kurzfristig nichtneutralisiertem elektrischen Feld. Wird dieser Kristall nun mit periodisch unterbrochener (gechoppeter) Infrarotstrahlung beleuchtet, so kann mittels zweier Elektroden an der Oberfläche des Kristalls eine Wechselspannung nachgewiesen und anschließend verstärkt werden, die proportional zur Änderung der eingestrahlten Strahlungsleistung ist. Dieser wellenlängenunabhängige Detektor wird zu der Gruppe der thermischen Detektoren gerechnet (R.D. Hudson/ J. Wordsworth Hudson, S. 240 ff). Das Detektorgehäuse ist durch ein Silicium-Fenster abgeschlossen, das den Empfindlichkeitsbereich des Detektors auf den spektralen Bereich von $1 - 15 \mu\text{m}$ beschränkt.

3.3.3 Detektorcharakteristika

Ein wichtiges Charakteristikum für die relativ trägen thermischen Detektoren ist deren Variation der Detektorspannung bei konstanter Strahlungsintensität in Abhängigkeit von der Frequenz, mit der die einfallende Strahlung periodisch unterbrochen (ge - choppt) wird. Diese Frequenzabhängigkeit ("frequency-response", P.W. Kruse u.a., S. 273 f) habe

ich gemessen, indem ich die mit einem Chopper (siehe Kapitel 3.4) periodisch unterbrochene Strahlung des IR-Lasers mit der CaF_2 -Linse auf den Detektor fokussiert und die vorverstärkte Detektorspannung mit einem Lock-in-Verstärker (siehe Kapitel 3.4.1) gemessen habe. Die Abbildung 18 zeigt die starke Frequenzabhängigkeit der Detektorspannung im Meßbereich von 3 - 48 Hz. Um bei einer gegebenen Strahlungsintensität eine möglichst hohe Detektorspannung zu erhalten, empfiehlt es sich, eine möglichst kleine Chopperfrequenz für den pyroelektrischen Detektor zu wählen. Eine weitere Kenngröße des Detektors ist dessen Empfindlichkeit (Responsivity), die in V/W gemessen eine Auskunft über die Detektorspannung in Abhängigkeit von der eingestrahlten Strahlungsleistung liefert (P.W. Kruse u.a., S. 272).

Aus den Ergebnissen der frequency-response-Messung läßt sich die Empfindlichkeit des Detektors in Abhängigkeit von der Chopperfrequenz bestimmen, indem man die gemessenen Spannungswerte bezüglich der Transmissionsverluste (7 %) durch die CaF_2 -Linse korrigiert und zu der bekannten Laserleistung von 2,3 mW in Beziehung setzt. Da die Empfindlichkeit (R) des Detektors temperaturabhängig ist, wie man der Abbildung 19 entnehmen kann, muß eine Angabe über die Detektortemperatur erfolgen, bei der die Messung der Empfindlichkeit

$$R (f) = U_S / P \quad (9)$$

durchgeführt wurde.

U_S ----> Signalspannung (korrigierte Spannung U_D)

P ----> Strahlungsleistung

f ----> Chopperfrequenz

Das Ergebnis der Empfindlichkeitsmessung ist in Abbildung 20 dargestellt ($t = 22 \text{ Grad C}$).

Die bisher bestimmten Detektorcharakteristika geben noch keine Auskunft über die Nachweisgrenze des Detektors, d.h. über die durch das Detektor- und Ver-

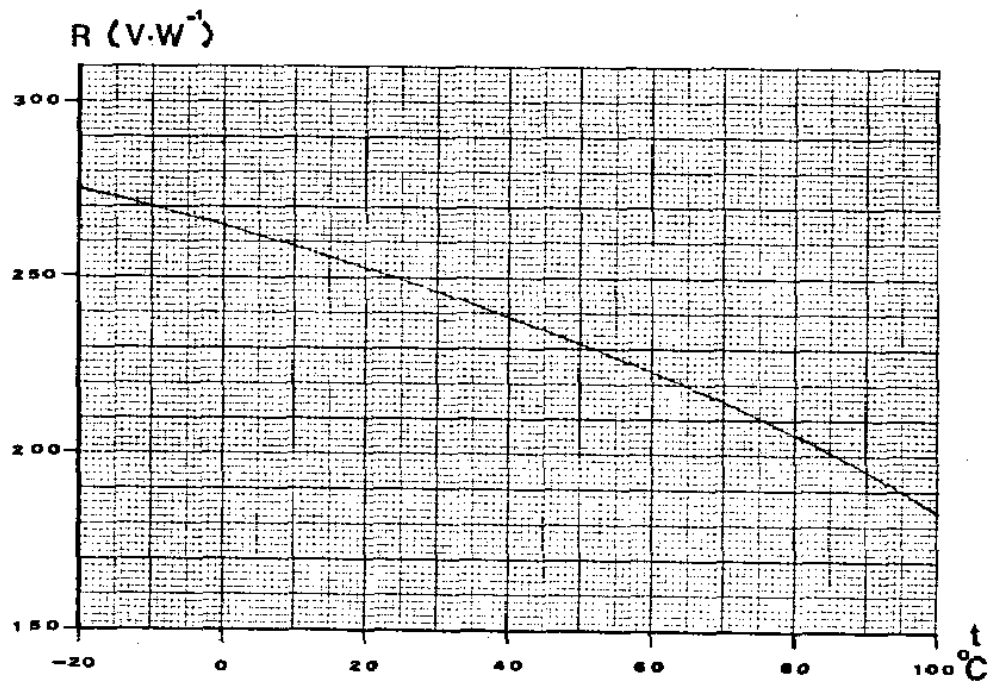


Abb. 19: Abhängigkeit der Detektorempfindlichkeit R von der Temperatur

Quelle: Datenblatt des pyroel. Detektors RPY 89

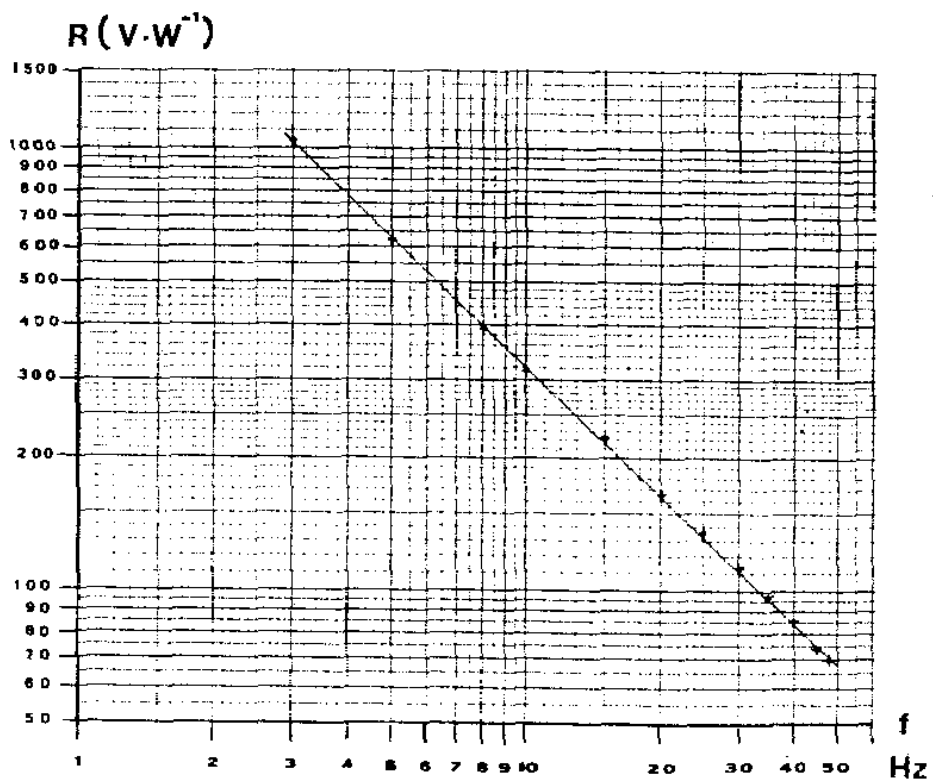


Abb. 20: Abhängigkeit der Detektorempfindlichkeit R von der Chopperfrequenz

stärkerrauschen festgelegte untere Grenze der noch nachweisbaren Strahlungsleistung. Ein Maß für diese Nachweisgrenze ist die als NEP (noise equivalent power) bezeichnete äquivalente Rauschleistung. Sie gibt die Strahlungsleistung an, die auf einen idealen rauschfreien Detektor des zu untersuchenden Typs eingestrahlt werden müßte, um eine der realen Rauschspannung äquivalente Signalspannung zu erzeugen (P.W. Kruse u.a., S. 271). Die NEP des Detektors läßt sich bestimmen, indem man zuerst die bezüglich der Transmissionsverluste in der CaF_2 -Linse korrigierte Signalspannung U_S bei einer bestimmten Strahlungsleistung P und Chopperfrequenz f bestimmt, wie dies bereits bei der Messung der Detektorempfindlichkeit erfolgt ist. Anschließend mißt man bei einer der Chopperfrequenz f entsprechenden Meßfrequenz die Rauschspannung U_N innerhalb einer Bandbreite Δf mit der Rauschspannungsmeßvorrichtung eines Lock-in-Verstärkers. Aus diesen Meßergebnissen läßt sich die NEP über die folgende Beziehung bestimmen :

$$\text{NEP} \equiv P \left(U_N / U_S \right) \Delta f^{-1/2} \quad \{ \text{W Hz}^{-1/2} \} \quad (10)$$

Da für die Empfindlichkeit R die Beziehung $R = U_S/P$ gilt, folgt :

$$\text{NEP} \equiv \left(U_N / R \right) \Delta f^{-1/2} \quad (11)$$

Die Abbildung 21 zeigt das Ergebnis der Rauschspannungsmessung in Abhängigkeit von der Meßfrequenz f bei einer Bandbreite Δf von 1 Hz. Die NEP des Detektors habe ich aus Rauschspannungs- und Empfindlichkeitsmessung ermittelt (Abbildungen 20/21) und als Funktion der Chopperfrequenz in Abb. 22 dargestellt.

3.3.4 Detektorvorverstärker

Um die Signalspannungen des pyroelektrischen Detektors bis in den mV-Bereich verstärken und aus didak-

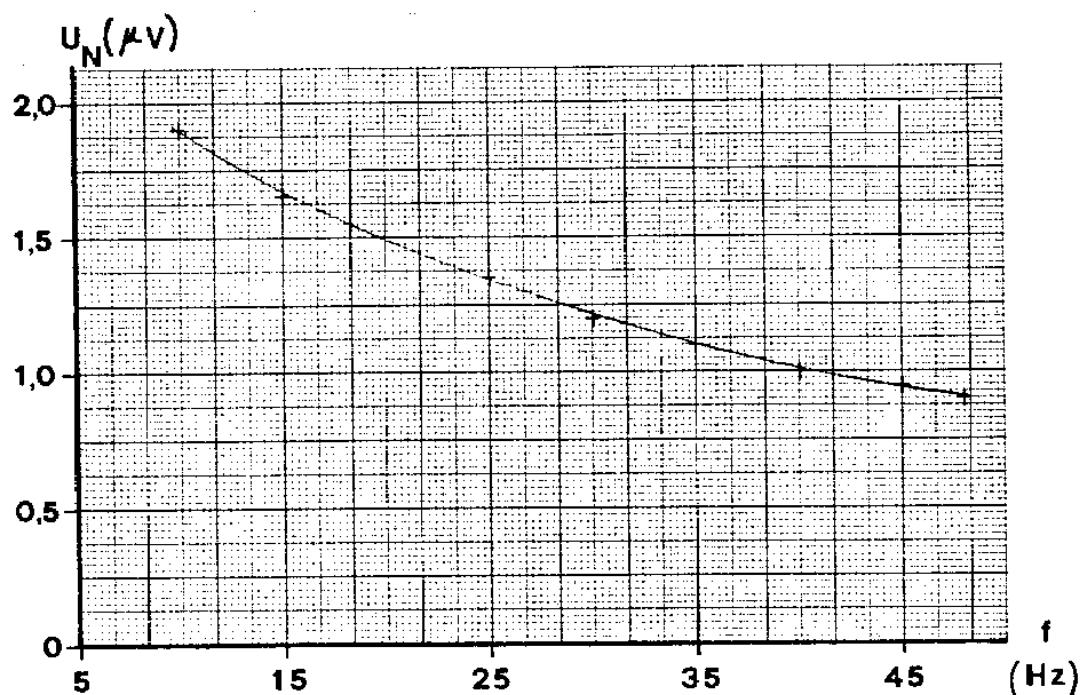


Abb. 21: Rauschspannung des Detektorsystems in Abhängigkeit von der Meßfrequenz (1 Hz Bandbreite)

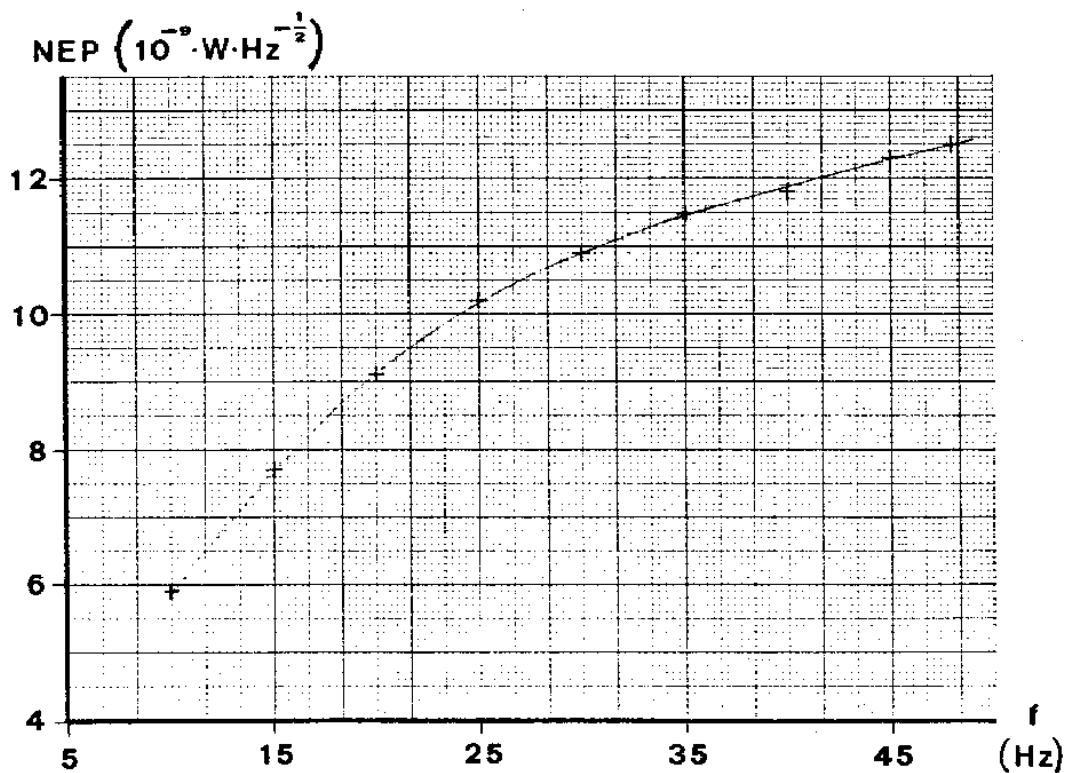


Abb. 22: Abhängigkeit der äquivalenten Rauschleistung (NEP) des Detektorsystems von der Chopperfrequenz

tischen und justiertechnischen Gründen auf einem Oszillographen direkt sichtbar machen zu können, habe ich einen Vorverstärker gebaut, dessen Schaltung in Abb. 23 dargestellt ist. Während der hochohmige Teil des Vorverstärkers im Detektorgehäuse integriert ist, befindet sich der nachfolgende Spannungsverstärker in einem separaten Verstärkergehäuse mit Batteriespannungsversorgung (Abb. 28) und ist mit dem Detektor über ein abgeschirmtes Kabel verbunden. Der separate Spannungsverstärker liefert eine 50- fache Spannungsverstärkung.

3.4 Chopper und Lock-in-Verfahren

Damit die Strahlung, die über das Michelson-Interferometer auf den pyroelektrischen Detektor gelangt, periodisch unterbrochen werden kann, (der Detektor mißt ausschließlich Temperaturänderungen), habe ich einen periodischen Strahlunterbrecher (Chopper) gebaut (siehe Abbildung 24). Dieser besteht prinzipiell aus einem 220 V-Spaltpolmotor, auf dessen Motorachse eine Sektorenscheibe mit zwei sich gegenüberliegenden 90 Grad-Ausschnitten befestigt ist. In Abhängigkeit von der über einen Regeltransformator veränderlichen Motorspannung kann mit der Sektorenscheibe eine periodische Strahlungsunterbrechung mit Frequenzen zwischen 0 und 48 Hz erfolgen. Die Tatsache, daß jeder thermische Detektor auch die Temperatur- und Strahlungsänderungen seiner Umgebung registriert und somit Nullpunktwanderungen ein grundlegendes Problem bei allen IR-Messungen darstellen, hat zu der heute allgemein praktizierten Wechsellichtmethode geführt, in der dem Chopper eine weitere wichtige Funktion zukommt. Da dieser die Infrarotstrahlung periodisch unterbricht, gelangt die Untergrundstrahlung des Experimentes wechselweise mit und ohne zu messender Strahlung auf den Detektor. Ein phasenempfindlicher Verstärker (Lock-in-

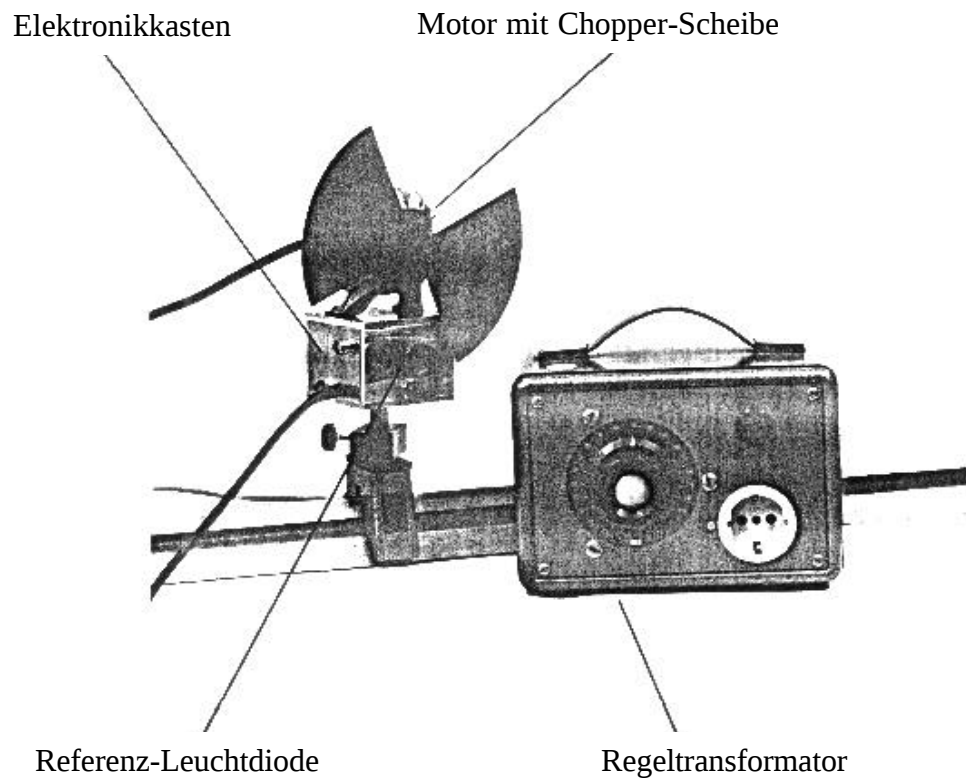


Abb. 24: Chopper mit Regeltransformator

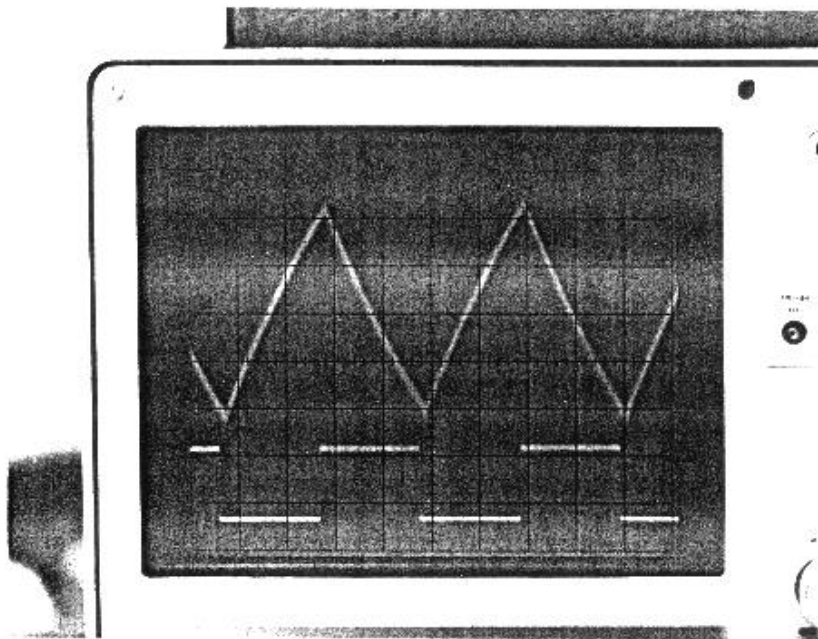


Abb. 25: Referenzsignal (unten) und Detektorsignal

Verstärker) separiert mittels eines Referenzsignals das Nutzsignal aus der Untergrundstrahlung. Dieses Referenzsignal wird durch eine mit dem Chopper gekoppelte Elektronik erzeugt, die ich in den Aluminiumkasten integriert habe, auf dem der Motor befestigt ist. Durch die Wandung dieses Kästchens habe ich eine IR-Leuchtdiode hindurchgeführt, deren Strahlung auf ein Fotoelement trifft, das sich im Ende eines kleinen Röhrchens befindet (s. Abb. 24). Da die Chopperscheibe zwischen IR-Leuchtdiode und Fotoelement hindurchläuft, wird in letzterem eine rechteckförmige, mit der Chopperfrequenz korrelierte Wechselspannung erzeugt, die eine feste Phasenbeziehung zum periodischen Signal des pyroelektrischen Detektors besitzt (s. Abb. 25). Diese Rechteckspannung wird schließlich über einen Spannungsverstärker verstärkt. Die Referenzsignalschaltung ist in Abbildung 26 dargestellt.

3.4.1 Funktion des Lock-in-Verstärkers

Da dem Lock-in-Verstärker in meinem Experiment eine wichtige Aufgabe zukommt (s. Kap. 3.4), sei dessen prinzipielle Funktionsweise durch das in Abb. 27 dargestellte Blockdiagramm erläutert. Zunächst wird die Detektorspannung auf den Lock-in-Verstärker (Abb. 28) gegeben, die sich aus dem gepulsten Signal und der vom Chopper unabhängigen Untergrundstrahlung zusammensetzt. Diese Detektorwechselspannung wird verstärkt und einem phasenempfindlichen Detektor zugeführt, der nur denjenigen Wechselspannungsanteil gleichrichtet, der frequenzmäßig mit einem Steuersignal f_x übereinstimmt. Der dieses Steuersignal erzeugende Rechteckgenerator wird durch das Referenzsignal des Choppers angeregt. Jedes sinus- oder rechteckförmige Referenzsignal erfüllt diese Funktion, das eine Spannungsamplitude von mindestens 200 mV besitzt. Während also alle mit der Chopperfrequenz übereinstimmenden Wechselspannungen (Signalspannung und zufällig mit die-

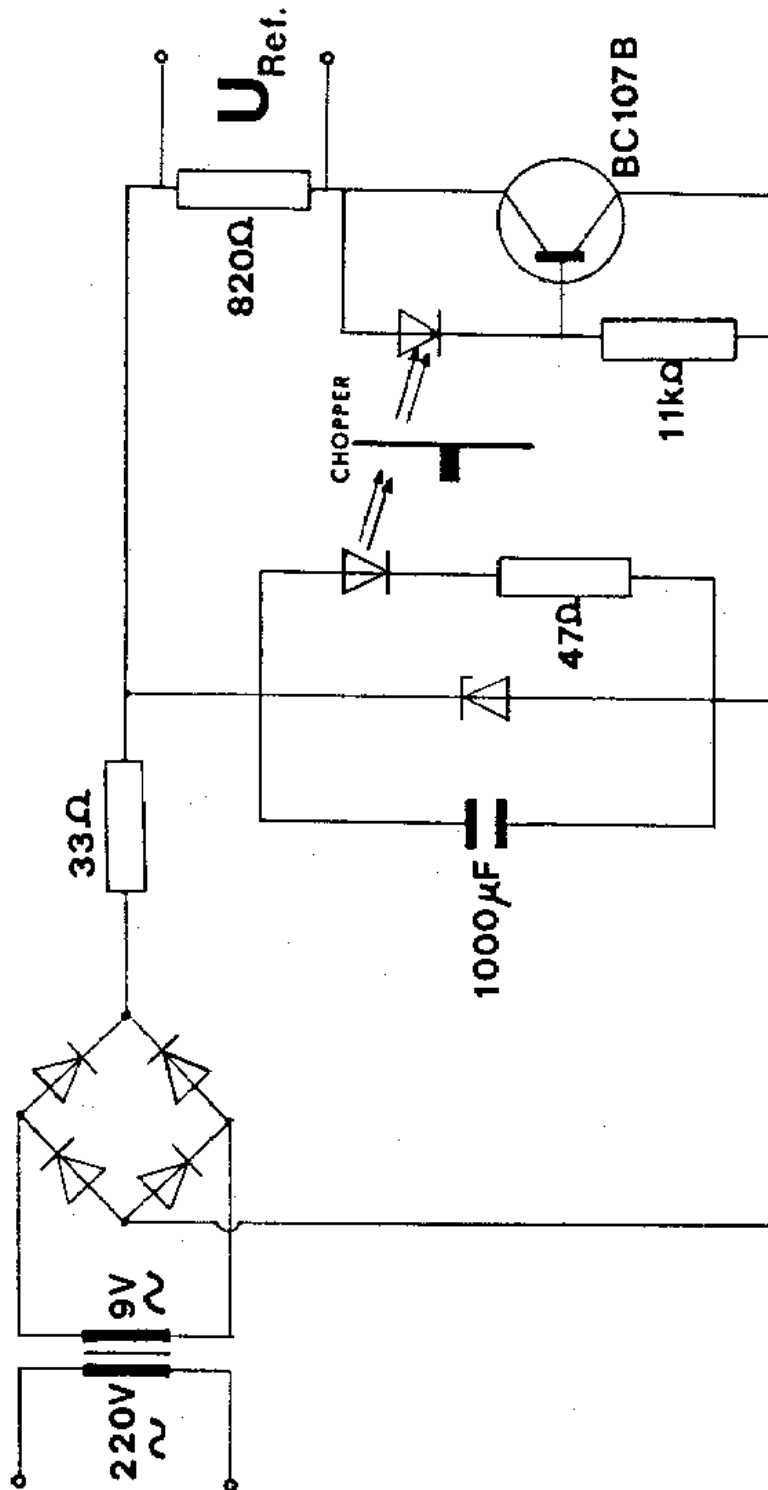


Abb. 26: Schaltung zur Erzeugung eines gechoppten Referenzsignals

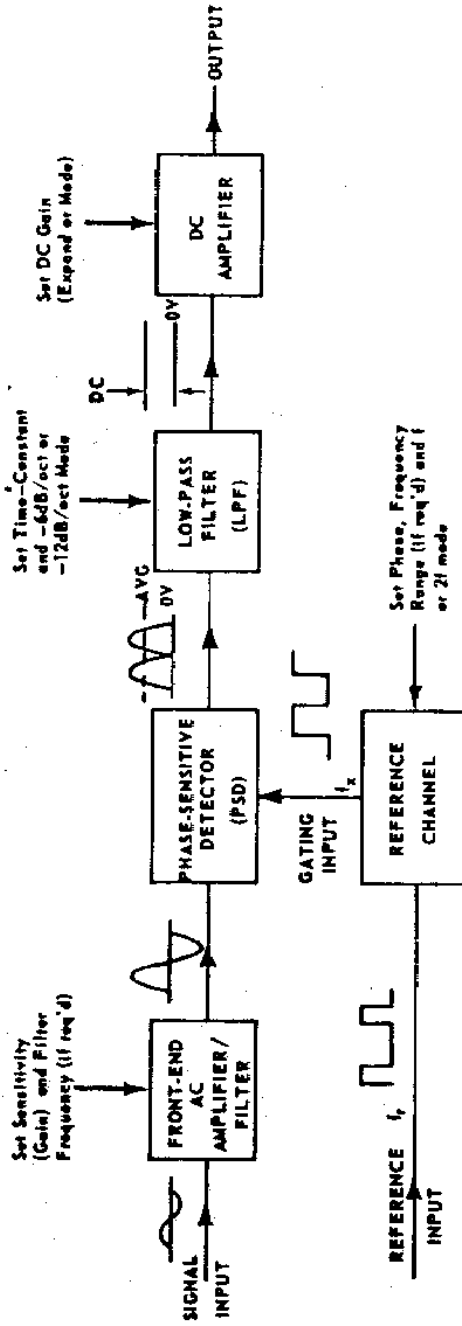


Abb. 27: Funktionsprinzip
des Lock-in-Ver-
stärkers
Quelle: D.Munroe,
Seite 40

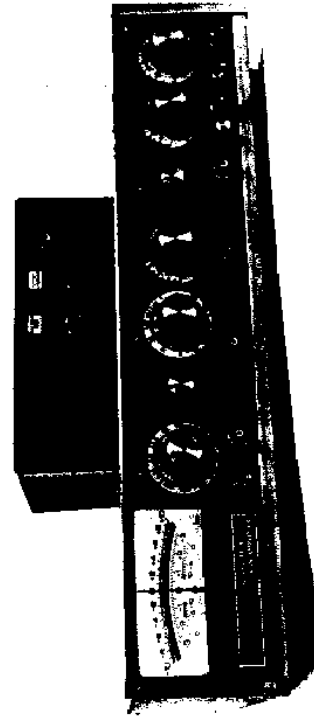


Abb. 28: Lock-in-Verstärker und
Detektorvorverstärker

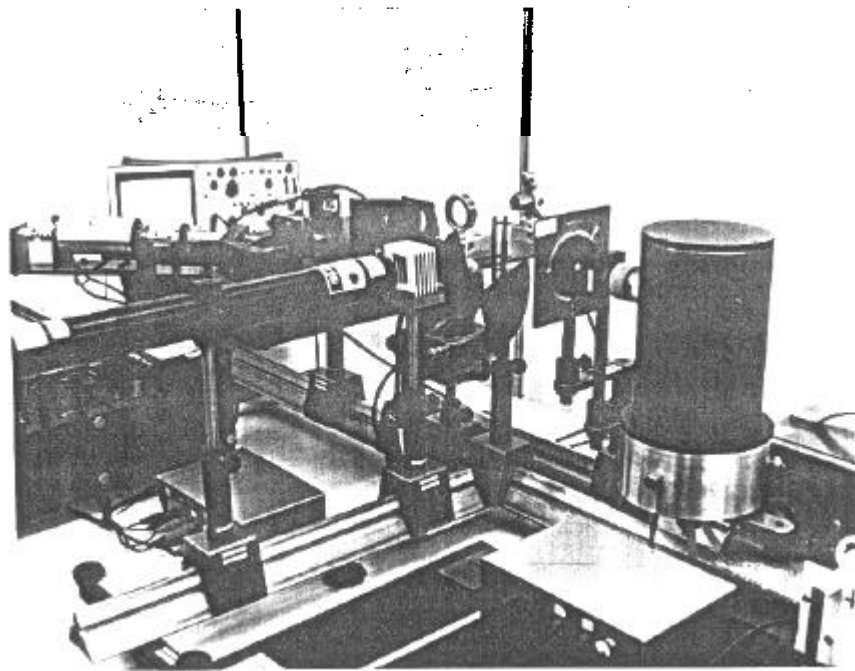
ser Frequenz behafteter Rauschuntergrund) vom phasenempfindlichen Detektor gleichgerichtet werden, bleiben alle Wechselspannungen (Rauschuntergrund) mit anderen Frequenzen unverändert und werden durch ein Tiefpaßfilter herausgefiltert. Das von diesem unverändert durchgelassene Gleichspannungssignal wird von einem nachgeschalteten Gleichspannungsverstärker verstärkt und auf den Ausgang des Lock-in-Verstärkers gegeben, von wo es den Registriergeräten zugeführt werden kann. Bezogen auf das Signal/Rausch-Verhältnis bei der Messung mit einem Lock-in-Verstärker sei noch darauf hingewiesen, daß sich bei größer werdender Zeitkonstante des Tiefpaßfilters die Rauschspannung, die eliminiert werden soll, immer mehr gegen Null herausmittelt. Folglich ist das Signal/Rausch-Verhältnis eine Funktion der Meßzeit. Durch elektronische Filter kann außerdem die effektive Rauschbandbreite verkleinert werden, innerhalb derer die Rauschspannung mitgemessen wird. Um dies zu bewerkstelligen müssen die Zeitkonstanten der Filter vergrößert werden, wodurch sich entsprechend die Meßzeiten verlängern. In allen IR-Experimenten mit Interferometern muß deshalb ein Kompromiß gefunden werden zwischen der Geschwindigkeit, mit der Spiegelpositionen und damit Detektorspannungen sich verändern und den Forderungen an das Signal/Rausch-Verhältnis. Bei den Messungen mit dem oben beschriebenen Michelson-Interferometer hat sich eine Integrationszeit (Zeitkonstante) von 0,4 Sekunden als günstig herausgestellt.

Um der Vollständigkeit willen sei schließlich noch erwähnt, daß Phasenunterschiede zwischen dem Referenzsignal und dem Detektorsignal über einen Phasenschieber ausgeglichen werden können. Da das Gleichspannungssignal am Ausgang des Lock-in-Verstärkers bei Phasendifferenzen von 0 und 180 Grad maximal ist und bei 90 bzw. 270 Grad verschwindet, empfiehlt es sich, die resultierende Signalgleichspannung mit dem Phasenschieber auf Null Volt am Voltmeter zu regulieren. Betätigt man dann anschließend den für Phasenverschiebungen von 90 Grad

fest vorprogrammierten Phasenschalter, so sind Detektor- und Referenzsignal optimal in Phase eingestellt (Donald Munroe, S. 10 ff).

4. Justierung des Experimentes

Im folgenden sei ein zeitsparendes Justierverfahren skizziert, wie es sich während meiner Arbeit mit dem Experiment als nützlich herausgestellt hat. Die nachfolgende Abbildung, die einen Überblick über die wichtigsten Komponenten des Versuchs liefert, diene der Veranschaulichung dieser Ausführungen.



Zunächst ersetze man den auf der T-förmigen optischen Bank befindlichen Infrarot-Laser durch einen Laser mit sichtbarer Strahlung (He-Ne-Laser, 630 nm). Ohne diesen ist es praktisch aussichtslos, den Versuch justieren zu können und hat mich deshalb bewogen, ausschließlich optische Bauelemente in das Experiment zu integrieren, die sowohl im nahen Infrarot als auch im sichtbaren Spektralbereich Strahlung transmittieren. Die Höhe des Lasers sollte zuerst grob auf die Mitte der Strahlteilerplatte und des festen Spiegels des In-

terferometers eingestellt werden. Dann decke man mit einem kleinen Blatt Papier den festen Spiegel ab und justiere den über den Folienspiegel in das Michelson reflektierten Laserstrahl mit den drei Justierschrauben der Folienshalterung nach dem Autokollimationsprinzip; d. h., der Strahl gelangt vom Laser kommend über den Folienspiegel auf den Strahlteiler, den beweglichen Spiegel und wieder zurück zum Strahlteiler. Von diesem wird er partiell in Richtung auf den Detektor transmittiert und zum Folienspiegel reflektiert. Wenn der vom Folienspiegel zum Laser reflektierte schwache Strahl nun auch noch genau in die Auskoppelöffnung des Lasers gelangt, ist die Autokollimation durchgeführt. Zur Justierung des festen Spiegels wird eine Mattscheibe in die dafür vorgesehene Halterung zwischen Strahlteiler und Linse gesetzt. Nach Entfernung der Papierabdeckung erkennt man zwei von den beiden Spiegeln stammende Punktsysteme auf der Mattscheibe, die von Vielfachreflexionen in der nur für 3,39 μ m antireflectionsbeschichteten Strahlteilerplatte herrühren. Mit den Feinjustierschrauben des festen Spiegels werden die beiden Punktsysteme zur Deckung gebracht bis ein System breiter Interferenzstreifen auf der Mattscheibe erscheint. Das Interferometer ist jetzt justiert und die auf den Detektor gerichtete Strahlung kann nach dem Entfernen der Mattscheibe genutzt werden, um diesen mit der Detektorjustiereinrichtung in den Laserstrahl hineinzustellen. Der durch den Folienspiegel zurücktransmittierte Strahl erlaubt die Justierung von Irisblende und Quecksilberhochdrucklampe. Richtet man nun schließlich eine Justiernadel auf die Auskoppelöffnung des Lasers und stellt an dieselbe Stelle den Infrarotlaser, so ist das Experiment justiert.

Zur Überprüfung der Justierung im Infrarotbereich ist es sinnvoll, sich das vorverstärkte Detektorsignal und das Referenzsignal auf einem Zweistrahloszillographen anzusehen (nichtabgeschwächter Laserstrahl). Für eine Chopperfrequenz von 48 Hz sind diese beiden Signale bereits in der Abbildung 25 dargestellt worden. Das Dreiecksig-

nal des Detektors muß nun gemäß der mehrfach belichteten Photographie in Abbildung 29 von einem Maximalwert auf ein verschwindendes Detektorsignal zurückgehen und umgekehrt, wenn man mit dem Getriebemotor den Spiegelvorschub des Interferometers betreibt. Eine nachträgliche Korrektur der Justierung ist durch vorsichtiges Verstellen des festen Spiegels möglich, wobei zum Beispiel die destruktive Interferenzbedingung möglichst genau eingestellt werden sollte. Da die Darstellung des Detektor- und Referenzsignals auf dem Oszillographen sehr schön die Funktionsweise eines thermischen Detektors in gechopptem Betrieb zeigt, empfiehlt es sich auch aus didaktischen Gründen, den Detektorspannungsanstieg und den zunehmenden Sättigungseffekt des Detektors bei sinkender Chopperfrequenz zu betrachten. Die Abbildung 30 zeigt die in den Sättigungsbereich eintretende Detektorspannung bei einer Chopperfrequenz von 3 Hz.

5. Interferogramm monochromatischer Strahlung

5.1 Aufnahme des Interferogramms

Die Aufzeichnung von Interferogrammen mit dem Michelson-Interferometer-Versuch basiert auf der automatischen Registrierung der vom Lock-in-Verstärker selektierten, gleichgerichteten und verstärkten Detektorsignale mit einem X-Y-Schreiber in Abhängigkeit vom motorgesteuerten Spiegelvorschub. Während das Detektorsignal auf die Y-Koordinate des Schreibers gegeben wird, liegt am X-Koordinaten-Eingang des Schreibers die Potentiometerspannung des Antriebssystems an, deren Variation in Abhängigkeit vom Spiegelvorschub den Schreibervorschub bewirkt. Bei der Aufnahme des Interferogramms monochromatischer Laserstrahlung zum Zwecke der Wellenlängenbestimmung empfiehlt es sich, mit Rücksicht auf ein besseres Signal-Rauschverhältnis und der damit verbundenen Möglichkeit der Meßzeitverkürzung, mit einem unabgeschwächten Laserstrahl die Messung durchzuführen. Bei maximaler Vorschub-

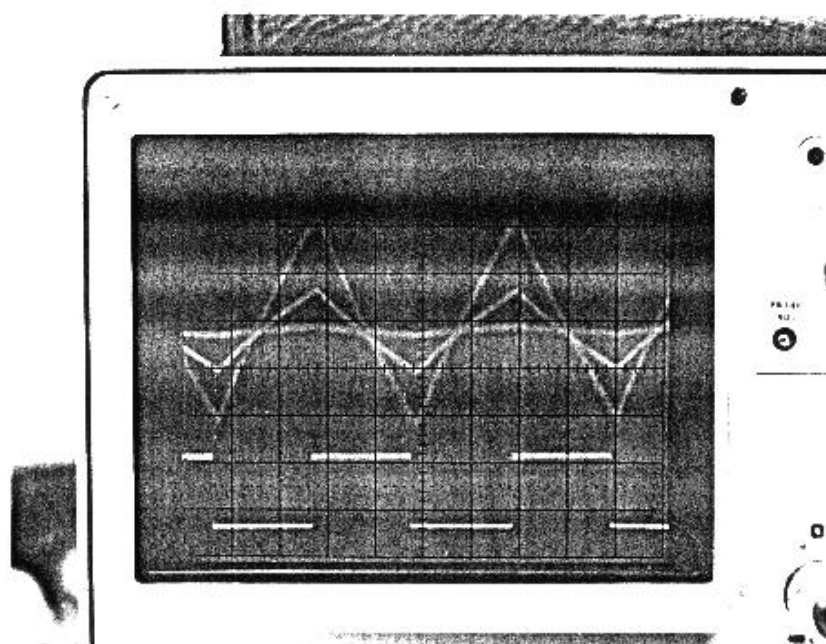


Abb. 29: Mehrfach belichtete Darstellung dreier Interferenzbedingungen am Ort des Detektors (destruktiv bis konstruktiv) in Abhängigkeit vom Gangunterschied des Michelson-Interferometers

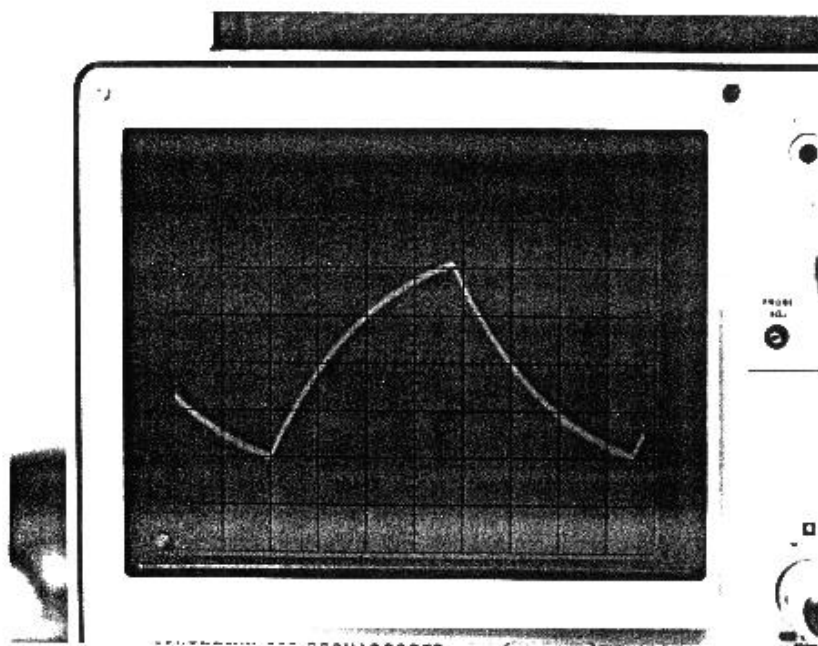


Abb. 30: Detektorsignal bei kleiner Chopperfrequenz

geschwindigkeit kann mit einer Zeitkonstanten von 0,4 Sekunden ein sehr gutes Interferogramm aufgenommen werden. Damit die Auswertung des Interferogramms vereinfacht wird, sollte man möglichst viele Ablesemarken der Mikrometerschraube im Interferogramm kennzeichnen.

5.2 Bestimmung der Laserwellenlänge

Wie bereits schon in Kapitel 2 skizziert, besitzt das Interferogramm monochromatischer Strahlung einen kosinusförmigen Intensitätsverlauf in Abhängigkeit vom Spiegelvorschub. Ein Interferogramm, wie es von mir unter den in Kapitel 5.1 skizzierten Bedingungen aufgezeichnet wurde, ist in der Abbildung 31 dargestellt. Durch Abzählen von etwa 300 Interferenzmaxima zwischen den Ablesemarken der Mikrometerschraube ergibt sich eine Laserwellenlänge von $3,391 \mu\text{m}$. Dieser Wert stimmt exakt mit dem Literaturwert für den Neonübergang überein. Bei der Wellenlängenbestimmung muß darauf geachtet werden, daß die 5:1 Übersetzung des Spiegelvorschubs und der gegenüber dem Spiegelvorschub doppelte Gangunterschied bei der Berechnung berücksichtigt wird. Da sich bei der Zuordnung von gut ablesbaren Mikrometermarken zu Interferenzminima und-maxima des Interferogramms nur Fehler von maximal einem Viertel der Wellenlänge ergeben, kann bei deren Berechnung mittels zweier Ablesemarken und 300 aufgezeichneten Perioden auch nur ein maximaler Fehler von $0,006 \mu\text{m}$ auftreten. Die Tatsache, daß sich durch eine noch größere Anzahl von gemessenen Wellenlängen und entsprechend größere relative Gangunterschiede die Laserwellenlänge noch genauer bestimmen läßt, liegt in der großen Kohärenzlänge der Laserstrahlung begründet. Diese ist umso größer, je kleiner die spektrale Frequenzbreite der Strahlung ist.

Für die Kohärenzlänge gilt: $\Delta s_c = c / \Delta \nu \pi$ (12)

Δs_c --> Kohärenzlänge
 c --> Lichtgeschwindigkeit
 $\Delta \nu$ --> spektrale Frequenzbreite

(W. Demtröder, S. 33)

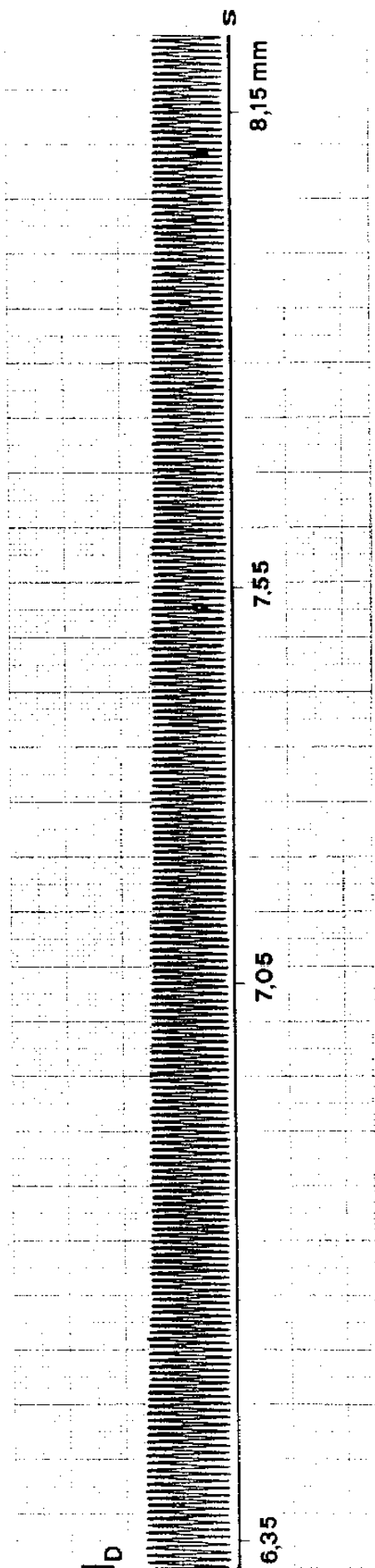


Abb. 31: Interferogramm monochromatischer Laserstrahlung (3,391 m)

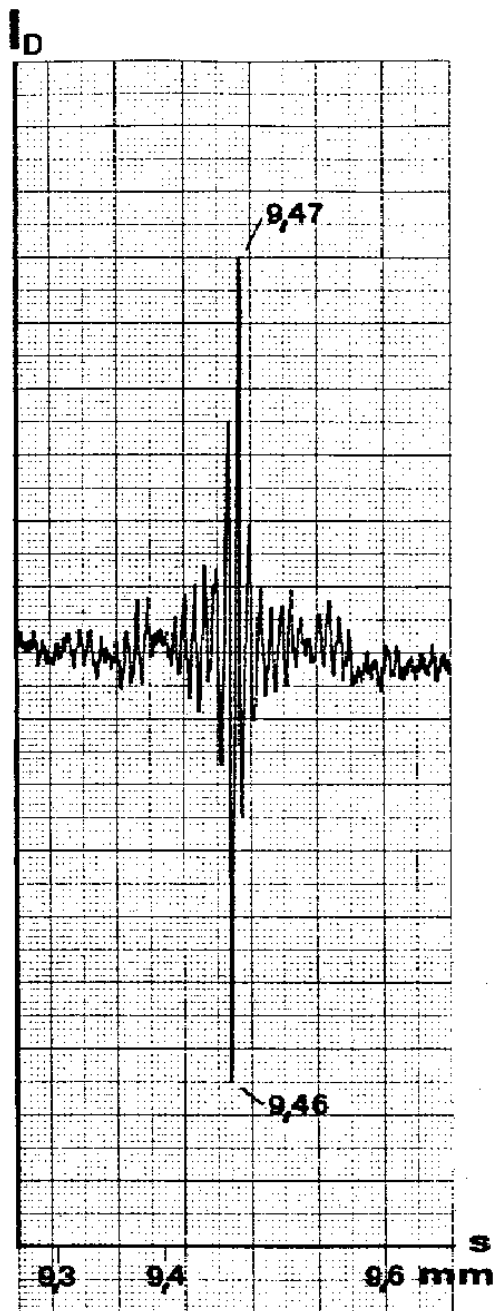


Abb. 32: Interferogramm eines
Weißlichtspektrums

Entsprechend der obigen Beziehung besitzt ein schmalbandiger He-Ne-Laser durch seine Dopplerbreite von ungefähr 10^9 Hz eine Kohärenzlänge von 100 Metern (W. Demtröder, S. 34). Da Interferenzen beim Michelson-Interferometerversuch nur eintreten können, wenn der relative Gangunterschied der beiden Interferometerspiegel nicht größer als die Kohärenzlänge der Strahlung wird, könnte bei der Bestimmung der Laserwellenlänge der maximale Spiegelvorschub ausgenutzt werden.

6. Interferogramm polychromatischer Strahlung

(Bestimmung der Weißlichtposition)

Wenn man Interferogramme von Bandspektren mit kleiner Kohärenzlänge aufnehmen will, ist es notwendig, die Spiegelposition des beweglichen Spiegels zu kennen, bei der der relative Gangunterschied zum festen Spiegel Null ist. Diese Position läßt sich mit breitbandiger, polychromatischer Strahlung (Weißlicht) bestimmen. Beim Gangunterschied Null befindet sich die von beiden Spiegeln stammende Strahlung für alle Wellenlängen des Weißlichtspektrums in Phase und interferiert konstruktiv. Bei kleinen Gangunterschieden fällt die Intensität am Ort des Detektors wegen der nach Gleichung (12) sehr kleinen Kohärenzlänge des Breitbandspektrums rasch ab. Die Abbildung 32 zeigt das Interferogramm eines von der Quecksilberhochdrucklampe ohne Schmalbandfilter emittierten Weißlichtspektrums, das ich mit einer Zeitkonstante von 0,4 Sekunden am Lock-in-Verstärker und einem sehr langsamen Spiegelvorschub aufgenommen habe. Die Weißlichtposition befindet sich bei einer Mikrometerschraubeneinstellung zwischen 9,46 und 9,47 Millimetern.

7. Interferogramm eines Schmalbandspektrums

7.1 Aufnahme des Interferogramms

Zur Aufnahme eines Schmalbandspektrums wird vor die Quecksilberhochdrucklampe das zu analysierende Schmalbandfilter gesetzt. Es empfiehlt sich, den Lock-in-Verstärker und die Amplitude des X-Y-Schreibers an die maximale Detektorspannung bei der Weißlichtposition anzupassen. Da das Interferogramm symmetrisch zu dieser Position ist, würde es aus zeitlichen Gründen genügen, nur eine Hälfte des Interferogramms aufzunehmen. Ein beidseitig zur Weißlichtposition gemessenes Interferogramm ist in der Abb. 33 dargestellt.

7.2 Bestimmung der Wellenlänge maximaler Transmission und 1/e-Breite des Schmalbandfilters

Wie bereits im Kapitel 2 erwähnt wurde, können durch Fouriertransformationen spektrale Daten aus Interferogrammen ermittelt werden. Im folgenden sei eine Methode dargestellt, mit der die Wellenlänge maximaler Transmission und die 1/e-Breite des Schmalbandfilters berechnet werden können. Das gemessene Interferogramm, d.h. die Intensität I in Abhängigkeit vom Gangunterschied δ , läßt sich beiderseits der Weißlichtposition durch den in Abb. 34 charakterisierten Funktionsverlauf $I(\delta)$ darstellen. Diese Funktion besitzt einen hochfrequenten Anteil ($\cos b\delta$), dessen Amplitude mit $e^{-\delta^2/a^2}$ abfällt. Es gilt :

$$I(\delta) = e^{-\delta^2/a^2} \cos b\delta \quad (13)$$

wobei sich die Konstanten a und b aus dem Interferogramm direkt bestimmen lassen. Durch eine Fouriertransformation soll nun aus der Interferogrammfunktion das Spektrum $B(\bar{\nu})$ als Funktion der Wellenzahl $\bar{\nu} = 2\pi/\lambda$ berechnet werden. Für $I(\delta)$ und $B(\bar{\nu})$ gelten die folgenden Transformationsgleichungen :

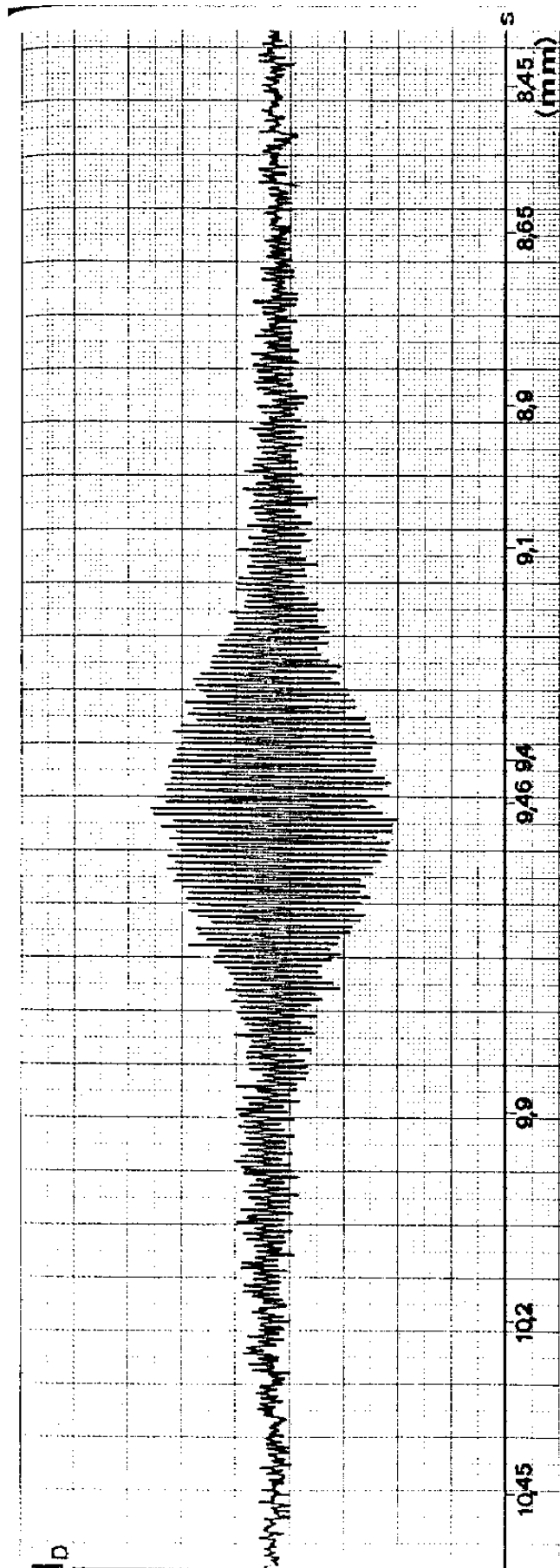


Abb. 33: Interferogramm des schmalbandigen Filterspektrums

-47-

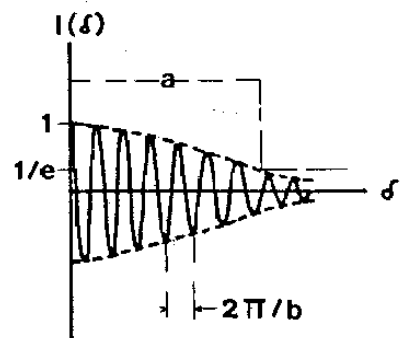


Abb. 34: Funktionsverlauf des Schmalbandfilterinterferogramms

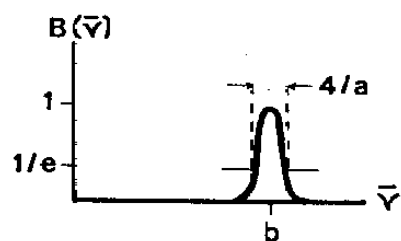


Abb. 35: Durch Fouriertransformation der Gleichung 13 berechnete Spektralparameter des Schmalbandfilters

$$I(\delta) = \int_0^{\infty} B(\bar{v}) \cos \bar{v} \delta \, d\bar{v} \quad (14)$$

und da $I(\delta)$ eine gerade Funktion ist $\{ I(\delta) = I(-\delta) \}$, folgt für $B(\bar{v})$

$$B(\bar{v}) = 2/\pi \int_0^{\infty} I(\delta) \cos \bar{v} \delta \, d\delta \quad (15)$$

(J.M. Stone, S. 306 f)

Aus Gleichung (13) für die zu untersuchende Interferogrammfunction und Gleichung (15) folgt:

$$B(\bar{v}) = 2/\pi \int_0^{\infty} e^{-\delta^2/a^2} \cos b\delta \cos \bar{v}\delta \, d\delta \quad (16)$$

Mit der Beziehung

$$\cos \alpha \cos \beta = 1/2 \{ \cos(\alpha - \beta) + \cos(\alpha + \beta) \} \quad (17)$$

gilt :

$$B(\bar{v}) = 1/\pi \int_0^{\infty} e^{-\delta^2/a^2} \{ \cos(b\delta - \bar{v}\delta) + \cos(b\delta + \bar{v}\delta) \} \, d\delta \quad (18)$$

Die Beziehung

$$\int_0^{\infty} e^{-ax^2} \cos bx \, dx = \sqrt{\pi}/2a \, e^{-b^2/4a^2} \quad a > 0 \quad (19)$$

liefert die Lösung der bestimmten Integrale in Gleichung (18). Es folgt :

$$B(\bar{v}) = a/2\sqrt{\pi} \{ e^{-(b-\bar{v})^2 a^2 / 4} + e^{-(b+\bar{v})^2 a^2 / 4} \} \quad (20)$$

Für positive $\bar{v}$ und b ergibt sich für den durch das Filter transmittierten Spektralbereich eine Gaußfunktion der Form:

$$B(\bar{v}) = (a/2\sqrt{\pi}) e^{-(b-\bar{v})^2 a^2 / 4} \quad (21)$$

mit einem Funktionsmaximum (Exponent = Null) für $\bar{\nu} = b$ (Abbildung 35). Für $\bar{\nu} = b$ besitzt somit das Schmalbandfilter seine größte Transmission. Der direkt aus der hochfrequenten Intensitätsperiode des Interferogramms ermittelbare Wert für b ergibt in guter Übereinstimmung mit der Messung der Transmissions-eigenschaften des Filters (Abbildung 10) ein Transmissionsmaximum bei $3,31 \pm 0,01 \mu m$.

Die 1/e-Breite des Schmalbandfilters ergibt sich aus den beiden Wellenzahlwerten, bei denen die Funktionswerte für $B(\bar{\nu})$ auf 1/e ihres Maximalwertes abfallen. Es gilt:

$$e^{-(b-\bar{\nu})^2 a^2 / 4} = e^{-1} \quad (22)$$

und durch Umformung :

$$2/a = \pm(b-\bar{\nu}) \quad (23)$$

Die Wellenzahlwerte $\bar{\nu}_1 = b - 2/a$ und $\bar{\nu}_2 = b + 2/a$ liefern die Grenzwerte für die Bestimmung der 1/e-Breite des Filters, die $4/a$ beträgt (Abbildung 35).

Aus der direkt aus dem Interferogramm (Abbildung 33) bestimmbaren Größe a ergibt sich eine 1/e-Breite des Filters von $0,06 \pm 0,01 \mu m$. Auch dieser Wert befindet sich in guter Übereinstimmung zur Transmissionsmessung in Abbildung 10.

8. Interferogramm von Laser- und Schmalbandspektrum

8.1 Aufnahme des Interferogramms

Die Aufnahme eines Schwebungsinterferogramms durch gleichzeitige Einkopplung von Laserstrahlung und durch das Schmalbandfilter transmittierte Strahlung in das Michelson-Interferometer unterscheidet sich nur wenig von der Aufnahme der Interferogramme jeder einzelnen Strahlungskomponente. Dennoch ergibt sich die Schwierigkeit, daß die Intensitäten der beiden Strahlungskomponenten genau aneinander angepaßt werden müssen,

wenn man stark ausgeprägte Schwebungsknoten (Gesamtintensität = Null) aufzeichnen möchte, um die Wellenlängen beider Strahlungskomponenten gut bestimmen zu können. Die Intensitätsanpassung der Laserstrahlung an die durch das Filter transmittierte Strahlung erfolgt über den in Kapitel 3.1.4 beschriebenen Strahlabschwächer, wobei durch Einbringen der Polyäthylenfolien in den Laserstrahl die Amplituden der hochfrequenten Intensitätsvariationen aneinander angepaßt werden können. Eine Feinabstimmung der Intensitäten kann zusätzlich durch eine Drehung der Folien gegenüber dem Laserstrahl bewerkstelligt werden. Da beim Interferogramm des Schmalbandspektrums die Amplitude der hochfrequenten Intensitätsvariationen mit wachsendem Gangunterschied im Interferometer abnimmt, muß man sich entscheiden, für welche Amplitude man eine Anpassung der Laserintensität vornehmen will. In den Interferogrammen der Abbildungen 36 und 37 sind die Laserintensitäten einmal an die Maximalintensität des Schmalbandfilterinterferogramms in der Weißlichtposition und zum anderen an die Intensität bei der 9,1 mm-Marke der Mikrometerschraube im flachen Intensitätsverlauf (vgl. Abbildung 33) angepaßt worden. Während im ersten Fall nur wenige schwach ausgeprägte Schwebungsknoten erkennbar sind, können im zweiten Interferogramm Schwebungsknoten bis in den Bereich des Gangunterschiedes nachgewiesen werden, von wo an die Kohärenzlänge der Filterstrahlung überschritten wird und die Amplitude des hochfrequenten Intensitätsverlaufes konstant bleibt. Die Anpassung an den flachen Intensitätsverlauf mit geringerer Amplitude ist somit eindeutig zu empfehlen, obwohl der relative Anteil des Rauschuntergrundes am Gesamtsignal größer ist als bei der Anpassung an das Intensitätsmaximum in der Weißlichtposition.

8.2 Wellenlängenbestimmung für beide Strahlungsquellen aus den Schwebungen des Interferogramms

Das in Abbildung 37 dargestellte Schwebungsinterferogramm, d.h. die gemessene Funktion $I(\delta)$, setzt sich aus drei Funktionskomponenten beiderseits der Weißlichtposition zusammen (siehe dazu Abbildung 38). Die erste Komponente ist ein hochfrequenter cos-Term ($\cos b\delta$),

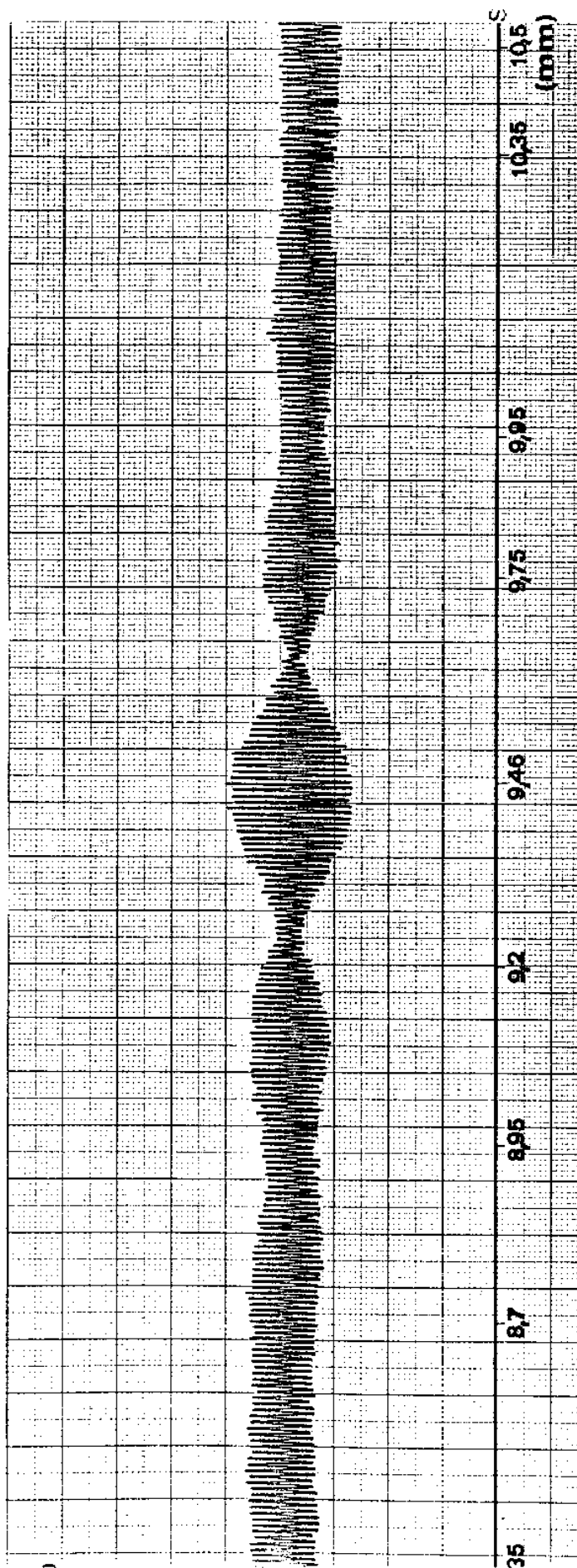


Abb. 36: Schwebungsinterferogramm nach Anpassung der Laserintensitätsamplitude an
die des Filterspektrums in der Weißlichtposition des Interferometers

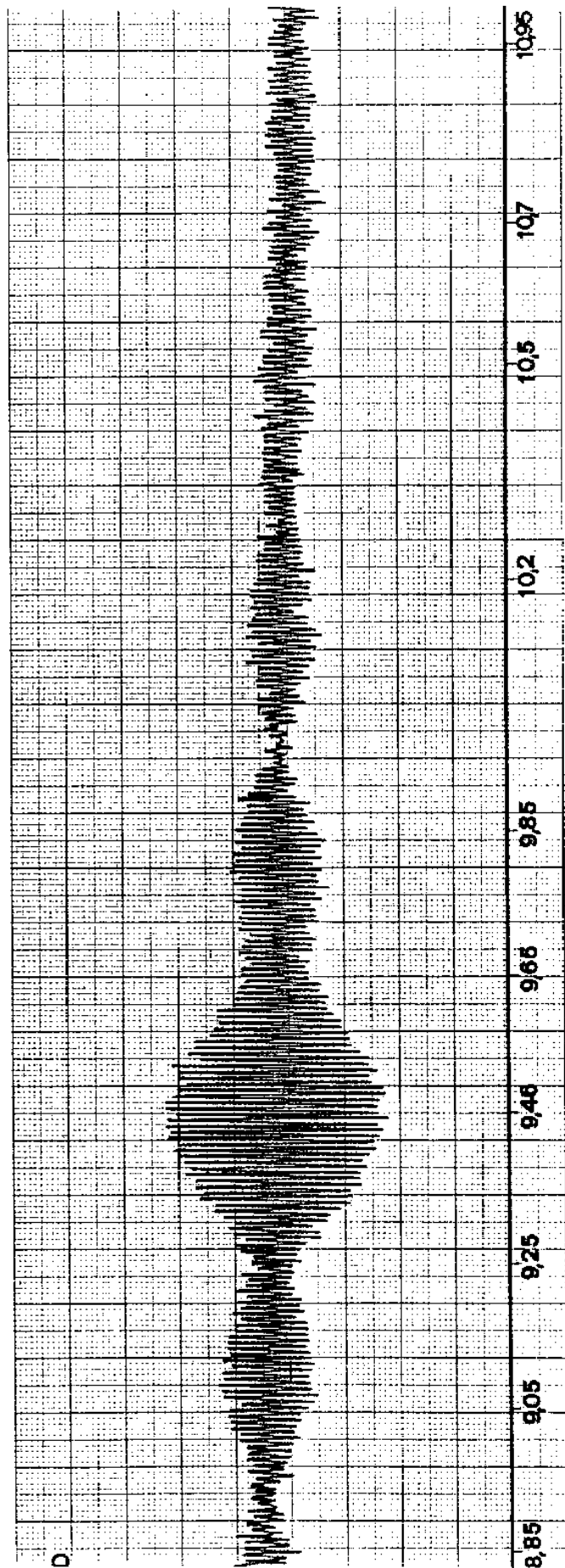


Abb. 37: Schwebungsinterferogramm nach Anpassung der Laserintensitätsamplitude an die des Filterspektrums bei der 9,1 mm - Marke des beweglichen Interferometerspiegels

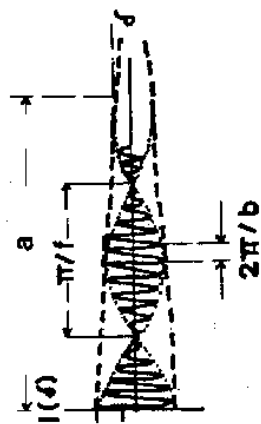
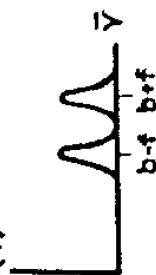


Abb. 38: Funktionsverlauf des Schwebungsinterferogramms

Abb. 39: Durch Fouriertransformation der Gleichung 24 berechnete Spektralparameter der Strahlungsquellen



der durch einen langperiodischen Schwebungsterm ($\cos f \delta$) überformt ist. Da die Amplituden der verschiedenen Schwebungsbäuche nicht für alle Schwebungen konstant sind, sondern exponentiell mit wachsendem Gangunterschied abfallen, kommt noch ein Exponentialterm ($e^{-\delta^2/a^2}$) als dritter Term hinzu. Die Interferogrammfunction $I(\delta)$ lautet folglich:

$$I(\delta) = e^{-\delta^2/a^2} \cos f\delta \cos b\delta \quad (24)$$

Durch Fouriertransformation ergibt sich in Analogie zu den Ausführungen in Kapitel 7.2 aus der obigen Interferogrammfunction die gesuchte spektrale Verteilung $B(\bar{v})$ des in das Interferometer eingestrahnten Spektrums. Für $B(\bar{v})$ gilt mit Gleichung (15) und (24) die folgende Transformationsgleichung:

$$B(\bar{v}) = 2/\pi \int_0^\infty e^{-\delta^2/a^2} \cos f\delta \cos b\delta \cos \delta \bar{v} \, d\delta \quad (25)$$

Mit der Beziehung:

$$\begin{aligned} \cos \alpha \cos \beta \cos \gamma = 1/4 \{ & \cos(\alpha+\beta-\gamma) + \cos(\beta+\gamma-\alpha) \\ & + \cos(\gamma+\alpha-\beta) + \cos(\alpha+\beta+\gamma) \} \end{aligned} \quad (26)$$

folgt:

$$\begin{aligned} B(\bar{v}) = 1/2\pi \, e^{-\delta^2/a^2} \{ & \cos(f\delta+b\delta+\bar{v}\delta) + \cos(b\delta+\bar{v}\delta-f\delta) \\ & + \cos(\bar{v}\delta+f\delta-b\delta) + \cos(f\delta+b\delta+\bar{v}\delta) \} \end{aligned} \quad (27)$$

Mit der Beziehung (19) folgt schließlich für $B(\bar{v})$:

$$\begin{aligned} B(\bar{v}) = a/4\sqrt{\pi} \{ & e^{-(f+b-\bar{v})^2 a^2/4} + e^{-(b+\bar{v}-f)^2 a^2/4} \\ & + e^{-(\bar{v}+f-b)^2 a^2/4} + e^{-(f+b+\bar{v})^2 a^2/4} \} \end{aligned} \quad (28)$$

Für positive b , $\bar{v}$ und f ergeben sich für die dem Interferogramm zugrundeliegende Spektralverteilung zwei Gaußfunktionen der Form:

$$B(\bar{v}) = a/4\sqrt{\pi} \{ e^{-(f+b-\bar{v})^2 a^2/4} + e^{-(\bar{v}+f-b)^2 a^2/4} \} \quad (29)$$

mit jeweiligen Funktionsminima (Exponent = Null) bei $\bar{\nu} = b \pm f$ (siehe Abbildung 39). Somit lassen sich durch direkte Bestimmung der kurz- und langperiodischen Komponenten b und f der Schwebungen die Wellenlängen der beiden Strahlungsanteile berechnen, die in das Interferometer gelangen. In guter Übereinstimmung mit den Wellenlängenbestimmungen in den vorhergehenden Kapiteln ergeben sich Wellenlängen von $3,31 \pm 0,01 \mu\text{m}$ und $3,39 \pm 0,01 \mu\text{m}$ für die beiden Strahlungsquellen.

9. Abschätzung des realen Auflösungsvermögens des Michelson-Interferometers

Wie bereits im Kapitel 3.2.1 erwähnt wurde, begrenzen das 20-Wendel-Potentiometer und die Lage der Weißlichtposition den maximalen Gangunterschied zwischen den beiden Spiegeln des Interferometers auf 3,26 mm. Diesem Gangunterschied entspricht gemäß Gleichung (8) eine Auflösung von $3,07 \text{ cm}^{-1}$ bzw. auf die Wellenzahl der Strahlung des Infrarotlasers (2949 cm^{-1}) bezogen ein Auflösungsvermögen von etwa 960.

Das Interferogramm der quasimonochromatischen Laserstrahlung stellt das Ergebnis einer Faltung eines idealisiert als Delta-Funktion zu bezeichnenden Spektrums mit einer breitbandigeren, durch das Auflösungsvermögen des Interferometers bestimmten gaußförmigen Apparatfunktion dar (J. M. Stone, S. 289). Bei theoretisch beliebiger Vergrößerung des Auflösungsvermögens nähert sich letztere immer mehr der Deltafunktion. Eine breitbandige, gaußförmige Apparatfunktion auf Grund eines endlichen Spiegelvorschubs ergibt nach Faltung mit einer Deltafunktion eine ebenfalls breitbandige Funktion mit Gaußprofil. Da auch die Fouriertransformierte dieser Funktion (das entsprechende Interferogramm) wieder ein Gaußprofil besitzt, muß je nach Auflösungsvermögen des Interferometers im Interferogramm der Laserstrahlung ein mehr oder weniger starker Abfall der Intensitätsamplitude vorhanden sein. An dieser Stelle sei auf die Analogie zum Interferogramm des Schmalbandfilterspek-

trums hingewiesen (siehe Kapitel 7). Durch eine Bestimmung der Halbwertsbreite der resultierenden Gaußfunktion (Deltafunktion plus Apparatefunktion) mittels Fouriertransformation der Interferogrammfunktion läßt sich das Auflösungsvermögen des Interferometers abschätzen. Es gilt nämlich nach der FWHH-Methode (full- width at half-height, P.R. Griffiths, S. 18 ff), daß zwei gaußförmige Spektrallinien gleicher Breite nur dann aufgelöst werden können, wenn die Maxima beider Gaußfunktionen weiter auseinander liegen, als die Halbwertsbreite einer einzelnen Funktion beträgt.

Der auf 3,26 mm maximal festgelegte Gangunterschied des von mir verwendeten Interferometers macht eine Messung des Amplitudenabfalls im Interferogramm der Laserstrahlung nur bis zu 9,3 % des Maximalwertes (bei der Weißlichtposition) möglich. Aus diesen Meßwerten der theoretisch noch weiter gaußförmig abfallenden Interferogrammfunktion läßt sich die gesuchte Halbwertsbreite bestimmen, wenn man als Funktionsansatz für das Interferogramm die Gleichung (13) für das Interferogramm des Schmalbandfilterspektrums annimmt. Die durch Fouriertransformation aus diesem Ansatz ermittelte Gleichung (21) läßt sich zur Bestimmung der Halbwertsbreite wie folgt umformen :

$$e^{-(b-\bar{v})^2 a^2 / 4} = 1 / 2 \quad (30)$$

wobei gilt :

$$\bar{v} = b \pm 2/a \sqrt{\ln 2} \quad (31)$$

Die Halbwertsbreite $\Delta \bar{v}$ beträgt folglich $4/a \sqrt{\ln 2}$.

Der gesuchte Parameter a läßt sich aus jedem, der in Abbildung 40 dargestellten Meßergebnisse des Amplitudenabfalls I^* in Abhängigkeit vom Gangunterschied δ bestimmen. Für die Amplitude in Abhängigkeit von δ gilt :

$$I^* = e^{-\delta^2 / a^2} I_0 \quad (32)$$

wobei I_0 die maximale Amplitude bei der Weißlichtposition darstellt.

Die in Abbildung 40 dargestellten Meßergebnisse liefern mit diesem Ableitungsverfahren eine mittlere Halbwertsbreite $\delta \bar{\nu}$ und entsprechend eine mittlere Auflösung von $3,28 \pm 0,08 \text{ cm}^{-1}$ bzw. ein auf die Laserwellenzahl von 2949 cm^{-1} bezogenes Auflösungsvermögen von 900 ± 25 . Dieses Ergebnis befindet sich in guter Übereinstimmung mit dem theoretisch maximal möglichen Auflösungsvermögen von 960.

Es sei an dieser Stelle darauf hingewiesen, daß die Aufnahme des Laserinterferogramms über den gesamten Spiegelhub hinweg eine sehr zeitaufwendige Messung darstellt und es somit fragwürdig erscheint, diese Messung mit in das ohnehin schon recht umfangreiche Arbeitsprogramm des Praktikums (siehe Anhang) zu integrieren.

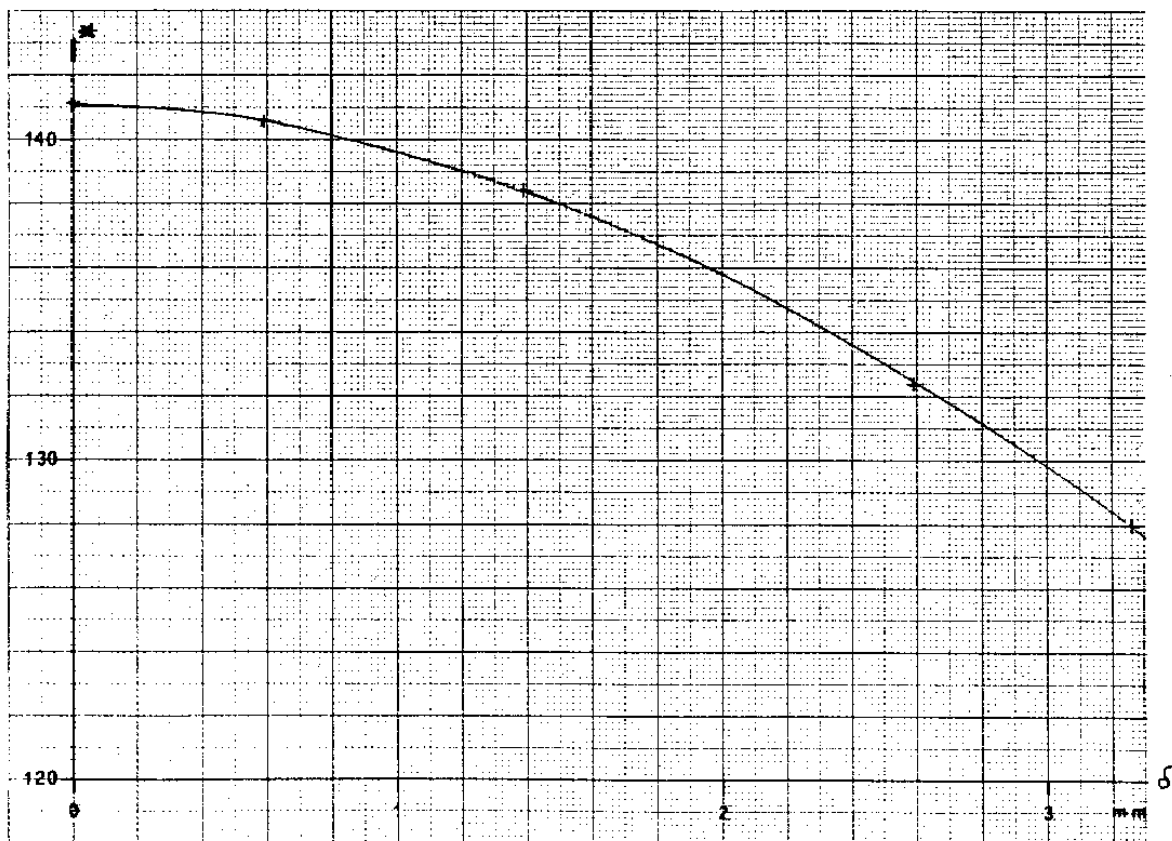


Abb. 40: Abhängigkeit der Intensitätsamplitude des Laserinterferogramms vom Gangunterschied δ

10. Schlußbetrachtung

Der im Rahmen meiner Staatsexamensarbeit entwickelte Michelson-Interferometer-Versuch, dessen Gesamtaufbau in der Abbildung 41 dargestellt ist, besitzt meiner Meinung nach ein vielfältiges Spektrum unterschiedlicher physikalischer Lernansätze, die den Einsatz dieses Experimentes im Physikalischen Praktikum für Fortgeschrittene als sinnvoll erscheinen lassen. Die Studenten werden mit diesem Versuch ansatzweise in die experimentell recht aufwendigen Arbeitsweisen der Infrarotphysik eingeführt, indem sie z.B. Verfahren kennenlernen, mit denen sich Infrarotsignale aus dem Strahlungsuntergrund separieren lassen (Lock-in-Verfahren). Ferner lernen sie Funktionsweise und Eigenschaften thermischer Detektoren kennen, die inzwischen in recht unterschiedlichen Anwendungsbereichen vom Einsatz in Gasanalysegeräten oder Brandmeldern bis zu passiven Einbruchsicherungen ihre Verwendung finden. Neben dem mehr psychomotorischen Lernziel der Justierung des gesamten Experimentes scheint mir der Umgang mit einem Michelson-Interferometer didaktisch sehr sinnvoll, da es die prinzipielle Grundlage sehr vieler in der Forschung eingesetzter Interferometer bildet. Der Einsatz eines Infrarotlasers und der Quecksilberhochdrucklampe mit Schmalbandfilter als Strahlungsquellen für das Interferometer gewährleistet die Aufnahme von übersichtlichen Interferogrammen, deren Auswertung durch Fouriertransformationen auch ohne den Einsatz von Rechnersystemen möglich ist. Insgesamt scheint mir somit dieser Versuch eine sinnvolle Ergänzung aller bisher in das Physikalische Praktikum integrierten Experimente zu sein.

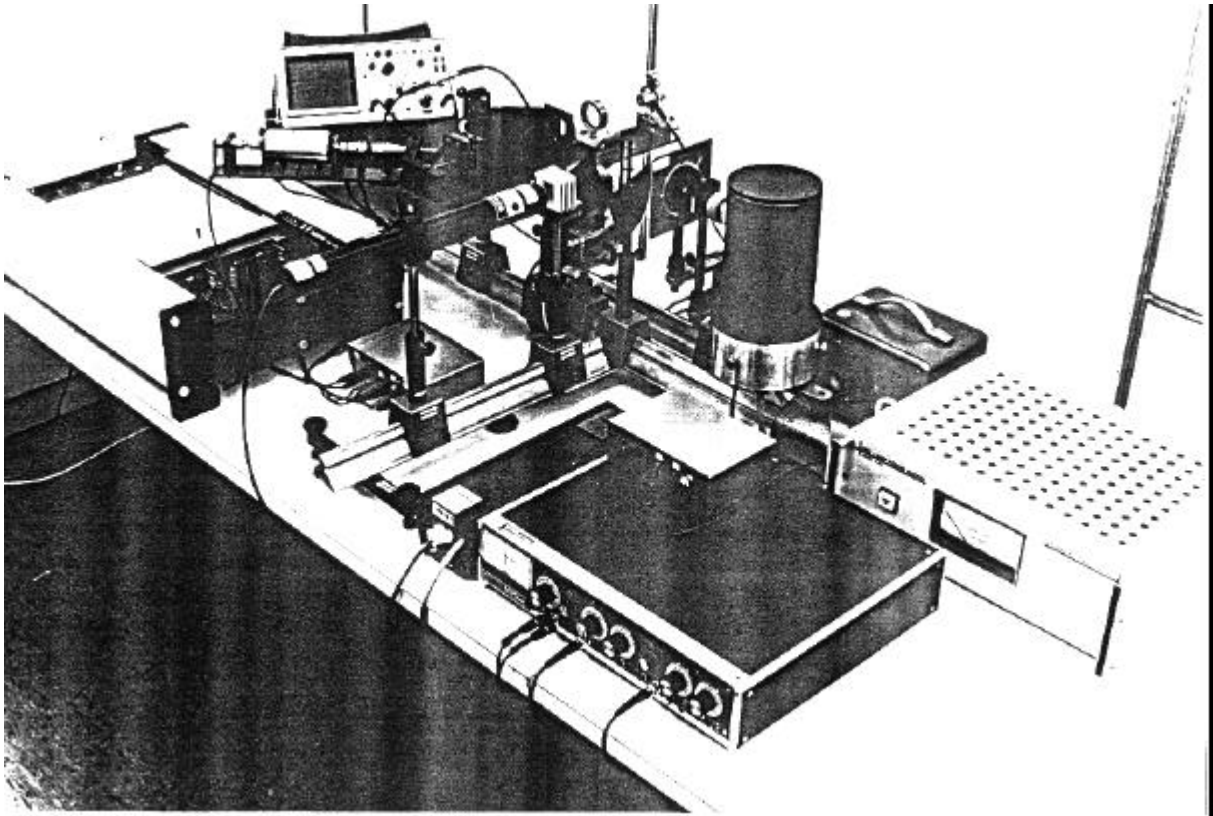


Abb. 41: Gesamtansicht des Michelson-Interferometer-Versuchs

11. Literaturverzeichnis

- H. Albrecht u.a. : " Optische Strahlungsquellen ", in
Kontakt und Studium Bd. 15, Lexi-
ka-Verlag, Grafenau 1977
- G.W. Chantry : " Submillimetre Spectroscopy ", Aca-
demic Press, London - New York 1971
- W. Demtröder : " Grundlagen und Techniken der La-
serspektroskopie ", Springer-Verlag,
Berlin-Heidelberg 1977
- P.R. Griffiths : " Chemical Infrared Fourier Trans-
form Spectroscopy ", J. Wiley & Sons,
New York-London-Sydney-Toronto 1975
- R.D. Hudson, Jr.,/ : " Infrared Detektors ", Halsted
J. Wordsworth Hud- Press (J. Wiley & Sons, Inc.),
son Stroudsburg/Pennsylvania 1975
- W. Kleen/R. Müller : " Laser ", Springer-Verlag, Berlin-
-Heidelberg 1969
- P.W. Kruse/ : " Elements of Infrared Technology ",
L.D. Mc Glauchlin/ J. Wiley & Sons, New York - London
R.B. Mc Quistan 1962
- G.F. Lothian : " Optics and its Uses ", Van Nostrand
Reinhold Company, New York -Cincin-
nati-Toronto-London-Melbourne 1975
- D. Munroe : " The Heterodyning Lock-In-Ampli-
fier ", Informationsheft der Itha-
co-Inc., Ithaca/New York März 1973

- D.C. O'Shea/
W.R. Callen/
W.T. Rhodes : " Introduction to Lasers and their
applications ", Addison-Wesley-
Publishing Company, London-Amster-
dam-Sydney 1977
- J.M. Stone : " Radiation and Optics ", Mc Graw-
Hill Book Company, New York-San
Francisco-Toronto-London 1963
- J. Strong : " Concepts of Classical Optics ",
W.H. Freeman and Company, San Fran-
cisco 1958